LITERATURA

1. C. L. Ruthroff, *Some Broadband Transformers*, Proceedings IRE, Vol. 47 (1959), s. 1337—1342.
2. V. Belevitch, *2n Terminal Networks with Applications to Conference Telephony*, Electrical Communications, Vol. 27 (1950), s. 231—244.

W. SNARSKI

TRANSFORMER *n*-PORTS AS POWER SUMMATION AND DISTRIBUTION SYSTEMS

Summary

The article deals with the synthesis of an ideal transformer network with the properties of:
— summation of the power of many identical sources in a common resistive load, with a simultaneous electrical separation of the sources from one another, or
— distribution of the power of one source into many identical resistive loads, with a simultaneous electrical separation of the loads from one another.

The network, on the principle of reciprocity, can function in either of the above mentioned modes; change of the function is performed by changing the sources into loads and vice versa. Examples are given of network solution with 4 and 3 inputs.

W. SNARSKI

MULTIPÔLES COMPOSÉS DES TRANSFORMATEURS COMME LES SYSTÈMES DE L'ADDITION ET DE LA RÉPARTITION DE LA PUISSANCE

Résumé

L'article concerne le problème de la synthèse des circuits des transformateur idéaux, possédants des proprietés suivantes:

l'addition des puissances des plusieurs sources identiques dans une charge résistive commune, avec la séparation électrique simultanée des sources, ou

la répartition de la puissance d'une source en plusieurs charges résistive identique, avec la séparation électrique simultanée des charges,

et le circuit est réversible, c'est à dire, il peut fonctionner dans l'une et l'autre manière. Le changement de la manière de fonctionnement procède par la conversion des sources en charges et réciproquement. On a donnée des examples des solutions pour les circuits de 3 et 4 entrées.

W. SNARSKI

TRANSFORMATOR-2*n*-POLEN ALS ADDITIONS- UND VERTEILUNGSSYSTEME VON LEISTUNGEN

Zusammenfassung

Der Artikel betrifft das Problem einer Synthese idealer Transformatorennetze mit folgenden Eigenschaften:

Addieren von Leistungen vieler gleichartiger Quellen in gemeinsamer resistiver Belastung unter gleichzeitiger elektrischer Trennung der einzelnen Quellen voreinander, bzw.

Verteilung von Leistungen einer Quelle zu vielen gleichen Resistivbelastungen unter gleichzeitiger elektrischer Separatierung der Belastungen voreinander.

wobei das Netz auf Grund des Umkehrprinzips jede der beiden obengenannten Funktionen ausüben kann; die Funktionsänderung wird mittels des Quellenwechsels auf Belastung und umgekehrt durchgeführt. Als Beispiele wurden Netze mit 4 und 3 Eingängen angeführt.

В. СНАРСКИ

ТРАНСФОРМАТОРНЫЕ МНОГОПОЛЮСНИКИ КАК СХЕМЫ СУММИРОВАНИЯ И РАЗДЕЛЕНИЯ МОЩНОСТИ

Р е з ю м е

В труде рассмотрены вопросы синтеза схем идеальных трансформаторов со следующими свойствами:

— суммирование мощности многих одинаковых источников на общей резистанционной нагрузке с одновременной взаимной развязкой источников,

— разделения мощности одного источника на многие резистанционные нагрузки с одновременной взаимной развязкой нагрузок,

при этом схема согласно принципу обратимости может реализовать каждую из обеих упомянутых функций; изменение функции получается путем замены источников на нагрузки и наоборот. Приведены примеры решения схемы с 4-мя и 3-мя входами.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 1, ss. 203—213

621.317.441

Uproszczone metody obliczania pola magnetycznego solenoidów

JAN PURCZYŃSKI (SZCZECIN), RYSZARD SIKORA (SZCZECIN)

Instytut Automatyki Przemysłowej Politechniki Szczecińskiej

Otrzymano 4.12.1973

W pracy podano prosty algorytm wyznaczania natężenia pola magnetycznego na osi solenoidów o przekroju wielokąta foremnego zarówno jednowarstwowych jak i wielowarstwowych. Przez wprowadzenie współczynnika zamiany, problem wyznaczania pola magnetycznego na osi solenoidu o przekroju wielokąta foremnego został zastąpiony równoważnym zagadnieniem znajdowania pola magnetycznego na osi solenoidu o przekroju kołowym.

1. WSTĘP

Problem wyznaczania pola magnetycznego na osi solenoidu o przekroju kołowym został wyczerpująco omówiony w literaturze. I tak, w pracy [3] przeprowadzono szczegółową analizę pola magnetycznego w solenoidzie jednowarstwowym. W pracach [1] i [3] dokonano analizy pola magnetycznego na osi solenoidu wielowarstwowego o przekroju kołowym.

Brak jest natomiast w literaturze prac omawiających pole magnetyczne w solenoidzie o przekroju wielokąta foremnego. Jedynie w pracy [4] podano metodę wyznaczania indukcyjności takich solenoidów. Przy obliczaniu indukcyjności wprowadza się zastępczy solenoid o przekroju kołowym, posiadający ten sam przekrój poprzeczny co solenoid o przekroju wielokąta foremnego.

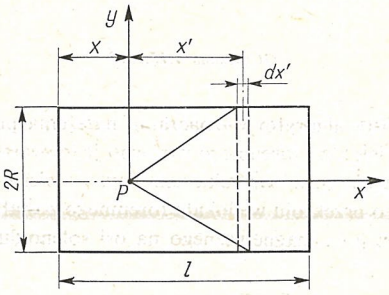
Kryterium równości pól stosowane przy wyznaczaniu indukcyjności nie może być użyte przy znajdowaniu rozkładu pola magnetycznego na osi solenoidu. Natężenie pola magnetycznego na osi w solenoidzie jednowarstwowym o przekroju wielokąta foremnego zapisuje się wzorem o skomplikowanej postaci. Natomiast w przypadku solenoidu wielowarstwowego, z wyjątkiem solenoidu o przekroju kołowym i kwadratowym, brak jest wzorów analitycznych określających to natężenie.

Celem niniejszej pracy jest podanie prostego algorytmu wyznaczania natężenia pola magnetycznego na osi solenoidów o przekroju wielokąta foremnego zarówno jednowarstwowych jak i wielowarstwowych. W rozdziale 2 wprowadzono pojęcie *współczynnika zamiany* pozwalającego zastąpić problem wyznaczenia pola magnetycznego na osi solenoidu jednowarstwowego o przekroju wielokąta foremnego równoważnym zagadnieniem znajdowania pola magnetycznego na osi solenoidu jednowarstwowego o przekroju kołowym. W rozdziale 3 pojęcie współczynnika zamiany rozszerzono na solenoidy wielowarstwowe.

2. SOLENOID JEDNOWARSTWOWY O PRZEKROJU POPRZECZNYM WIELOKĄTA FOREMNEGO

Przy analizie pola magnetycznego solenoidów ograniczono się do natężenia pola magnetycznego na osi solenoidu. W wyniku przyjęcia przekroju poprzecznego solenoidu w kształcie wielokąta foremnego, na osi solenoidu istnieje tylko jedna składowa wektora natężenia pola — skierowana wzdłuż osi.

W pracy [5] zaproponowano metodę wyznaczania natężenia pola magnetycznego na osi, wykorzystującą potencjał skalarny pola magnetycznego. Metoda ta zostanie przedstawiona na przykładzie solenoidu o przekroju poprzecznym kołowym (rys. 1).



Rys. 1. Solenoid jednowarstwowy o przekroju poprzecznym kołowym

Wprowadza się oznaczenia:

I — prąd płynący przez pojedynczy zwój solenoidu,

z — liczba zwojów,

$n = \frac{z}{l}$ — liczba zwojów na jednostkę długości (gęstość uzwojenia).

Początek układu współrzędnych umieszcza się w punkcie P, w którym wyznacza się natężenie pola magnetycznego. Magnetyczny potencjał skalarny V_m w punkcie P wytworzony przez pojedynczy zwój z prądem I określa wzór:

$$V_m = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot I, \tag{1}$$

gdzie Ω — kąt bryłowy, pod którym widać zwój z punktu P.

Dla okręgu [2]

$$\Omega = 2\pi\left[1 - \frac{x'}{\sqrt{R^2 + x'^2}}\right]. \tag{2}$$

Z równań (1) i (2) uzyskuje się

$$V_m = \frac{I}{2}\left[1 - \frac{x'}{\sqrt{R^2 + x'^2}}\right]. \tag{3}$$

Natężenie pola magnetycznego od pojedynczego zwoju określa wzór

$$H' = -\operatorname{grad} V_m = -\frac{dV_m}{dx'}. \tag{4}$$

Całkowite natężenie pola magnetycznego znajduje się całkując natężenie od elementarnego konturu

$$H = \int_{-x}^{l-x} H' \cdot n \cdot dx' = -n \int_{-x}^{l-x} \frac{dV_m}{dx'} \cdot dx' = -n \int_{-x}^{l-x} dV_m;$$

stąd

$$H = -n[V_m]_{-x}^{l-x}. \tag{5}$$

Ze wzorów (3) i (5) wynika

$$H = \frac{In}{2}\left[\frac{x}{\sqrt{x^2+R^2}} + \frac{l-x}{\sqrt{(l-x)^2+R^2}}\right], \tag{6}$$

gdzie x — odległość punktu P od czoła solenoidu.

Wzór (6) można również wyprowadzić z prawa Biot-Savarta, wiąże się to jednak z dwukrotnym całkowaniem: pierwsze całkowanie w celu wyznaczenia natężenia pola od pojedynczego zwoju oraz drugie całkowanie uwzględniające długość solenoidu. Ze wzorów (1) i (5) uzyskuje się

$$H = -\frac{In}{4\pi}[\Omega]_{-x}^{l-x}. \tag{7}$$

Wzór (7) pozwala obliczyć natężenie pola magnetycznego na osi solenoidu eliminując dwukrotne całkowanie. W przypadku solenoidu o przekroju poprzecznym będącym wielokątem foremnym, kąt bryłowy Ω określa wzór [2]

$$\Omega = 2n \arcsin\left[\frac{\sqrt{r^2+x'^2}-x'}{\sqrt{r^2+\dfrac{x'^2}{\cos^2 \pi/n}}} \sin\left(\frac{\pi}{n}\right)\right], \tag{8}$$

gdzie:

r — promień okręgu opisanego na wielokącie foremnym,

x' — odległość rozpatrywanego punktu od powierzchni wielokąta.

Przykładowo, dla kwadratu o boku $2a$ ($n = 4$) ze wzorów (7) i (8) otrzymuje się

$$H = \frac{In}{\pi}\left[\arccos\frac{a^2}{a^2+(l-x)^2} + \arccos\frac{a^2}{a^2+x^2}\right]. \tag{9}$$

Wzór (9) określa natężenie pola magnetycznego w solenoidzie jednowarstwowym o przekroju poprzecznym kwadratowym w punkcie odległym o odcinek x od czoła solenoidu.

Dla porównania natężenia pola magnetycznego na osi solenoidu o przekroju kwadratowym z natężeniem pola na osi solenoidu o przekroju kołowym rozwija się w szereg potęgowy wzory (6) i (9):

$$H = \frac{In}{2}\left[\frac{l}{R} - \frac{1}{2}\frac{x^3+(l-x)^3}{a^3} + \frac{3}{8}\frac{x^5+(l-x)^5}{a^5} - \ldots\right], \tag{10}$$

$$H = \frac{In\sqrt{2}}{\pi}\left[\frac{l}{a} - \frac{5}{12}\frac{x^3+(l-x)^3}{a^3} + \frac{43}{320}\cdot\frac{x^5+(l-x)^5}{a^5} - \ldots\right]. \tag{11}$$

Widać wyraźnie podobieństwo wzorów (10) i (11).

Zakładając równość pierwszych wyrazów (10) i (11) otrzymuje się

$$\frac{l}{R} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{l}{a},$$

czyli

$$R = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \cdot a = 1{,}11a \tag{12}$$

lub

$$\lambda_R = \lambda \cdot \frac{2\sqrt{2}}{\pi} = 0{,}9 \cdot \lambda, \tag{13}$$

gdzie:

$\lambda_R = \frac{l}{2R}$ — względna długość solenoidu kołowego,

$\lambda = \frac{l}{2a}$ — „ „ „ kwadratowego.

W celu sprawdzenia powyższego założenia, wzory (6) i (9) zostały zaprogramowane i przeliczone na maszynie cyfrowej. Okazało się, że największy błąd występuje przy cewkach średnich ($\lambda = 1$), jednak nie przekracza on 0,4%.

Wynika stąd wniosek, że kierując się natężeniem na osi, solenoid kwadratowy można zastąpić solenoidem kołowym o tej samej długości, lecz o średnicy równej 1,11 boku kwadratu. Przy obliczaniu natężenia na osi solenoidu kwadratowego, zamiast stosować niewygodny do obliczeń wzór (9), można korzystać ze wzoru (6) przyjmując tylko odpowiednią wartość promienia solenoidu kołowego.

Wnioski o zastąpieniu solenoidu kwadratowego solenoidem kołowym można uogólnić na solenoid o przekroju dowolnego wielokąta foremnego.

W pracy [6] wykazano, że w przypadku dowolnego wielokąta foremnego zastępczy promień solenoidu kołowego wyznacza się ze wzoru

$$R = \frac{\pi}{n \operatorname{tg} \frac{\pi}{n}} \cdot r, \tag{14}$$

gdzie:

n — liczba boków wielokąta,

R — promień zastępczego solenoidu o przekroju kołowym,

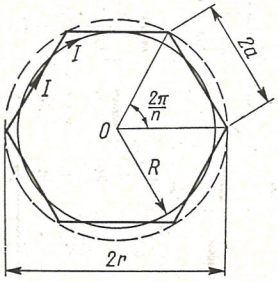
r — promień okręgu opisanego na wielokącie foremnym.

Wzór (14) posiada następującą interpretację fizyczną. Dany jest pojedynczy zwój wykonany w kształcie wielokąta foremnego (rys. 2). Dobiera się zastępczy zwój kołowy o promieniu R tak, ażeby natężenie pola magnetycznego w środku obu zwojów O było jednakowe. W przypadku kwadratu ($n = 4$; $r = a\sqrt{2}$) wzór (14) przyjmuje postać

$$R = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \cdot a,$$

tzn. pokrywa się w całości z zależnością (12). Oznacza to, że wartość zastępczego promienia R wyznaczona z rozważań fizycznych (wzór 14) jest identyczna z wartością uzyskaną

z rozważań matematycznych (przyrównanie pierwszych wyrazów szeregów potęgowych 10 i 11).



Rys.2. Wzajemne położenie zwoju o kształcie wielokąta foremnego oraz zastępczego zwoju kołowego

Wprowadza się współczynnik zamiany k_z określony następująco:

$$\lambda_R = k_z \cdot \lambda, \tag{15}$$

gdzie:

$\lambda = \frac{l}{2a}$ — względna długość solenoidu o przekroju wielokąta foremnego,

$2a$ — bok wielokąta foremnego,

$\lambda_R = \frac{l}{2R}$ — względna długość zastępczego solenoidu kołowego.

Ze wzorów (14) i (15) wynika

$$k_z = \frac{n \cdot \sin^2 \frac{\pi}{n}}{\pi \cdot \cos \frac{\pi}{n}}. \tag{16}$$

Na podstawie wzoru (16) sporządzono tablicę obrazującą zależność współczynnika k od liczby boków n:

n	3	4	5	6	8	12
k_z	$\frac{9}{2\pi} = 1{,}4324$	$\frac{2\sqrt{2}}{\pi} = 0{,}902$	0,681	$\frac{\sqrt{3}}{\pi} = 0{,}5513$	0,4034	0,2645

Zamiast wyznaczać względną długość zastępczego solenoidu kołowego można określić bezpośrednio zastępczy promień według wzoru

$$R = \frac{a}{k_z}, \tag{17}$$

gdzie:

k_z — współczynnik zamiany,

a — połowa boku wielokąta foremnego.

Wzory określające natężenie pola magnetycznego na osi solenoidu o przekroju wielokąta foremnego mają złożony kształt. Np. w przypadku solenoidu o długości l i przekroju

poprzecznym będącym trójkątem równobocznym o boku $2a$ natężenie pola na osi określa zależność [5]

$$H = \frac{3In}{2\pi}\left\{\arccos\left[\frac{\sqrt{3}}{2}\cdot\frac{\sqrt{\frac{4}{3}a^2+(l-x)^2}-l+x}{\sqrt{\frac{4}{3}a^2+4(l-x)^2}}\right]+\right. \tag{18}$$

$$\left.+\arccos\left[\frac{\sqrt{3}}{2}\cdot\frac{\sqrt{\frac{4}{3}a^2+x^2}-x}{\sqrt{\frac{4}{3}a^2+4x^2}}\right]-\frac{\pi}{3}\right\}.$$

Zamiast stosować skomplikowany wzór (18) postępuje się następująco. Korzystając ze współczynnika zamiany dobiera się odpowiednią wartość promienia cewki zastępczej $\left(R = \frac{2\pi}{9}a\right)$ i wyznacza wartość natężenia pola magnetycznego według prostego wzoru (6). W praktycznych obliczeniach wygodniej jest nadać wzorowi (6) postać znormalizowaną przez wprowadzenie odpowiednich współczynników:

$\xi = \frac{x}{2R}$ — względna odległość rozpatrywanego punktu od czoła solenoidu,

$\lambda_R = \frac{l}{2R}$ — względna długość solenoidu kołowego,

$$H = In\cdot\left[\frac{\lambda_R-\xi}{\sqrt{1+4(\lambda_R-\xi)^2}}+\frac{\xi}{\sqrt{1+4\xi^2}}\right]. \tag{19}$$

Reasumując, algorytm wyznaczania natężenia pola magnetycznego na osi solenoidu jednowarstwowego o przekroju wielokąta foremnego jest następujący. Z podanej wyżej tablicy odczytuje się wartość współczynnika zamiany. Ze wzoru (15) oblicza się względną długość zastępczego solenoidu kołowego. Natężenie pola magnetycznego na osi znajduje się ze wzoru (19).

3. POLE MAGNETYCZNE W SOLENOIDZIE WIELOWARSTWOWYM

Na rysunku 3 przedstawiony jest solenoid wielowarstwowy o przekroju poprzecznym kołowym. Natężenie pola magnetycznego w punkcie P odległym o odcinek x od czoła określa wzór [1].

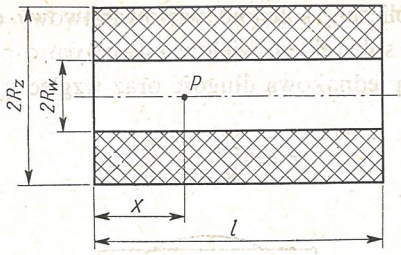
$$H = \frac{In}{\tau-1}\cdot\left[(\lambda_R-\xi)\ln\frac{\tau+\sqrt{\tau^2+4(\lambda_R-\xi)^2}}{1+\sqrt{1+4(\lambda_R-\xi)^2}}+\xi\ln\frac{\tau+\sqrt{\tau^2+4\xi^2}}{1+\sqrt{1+4\xi^2}}\right], \tag{20}$$

gdzie:

$\lambda_R = \frac{l}{2R_w}$ — względna długość,

$\xi = \frac{x}{2R_w}$ — względna odległość,

$\tau = \frac{R_z}{R_w}$ — względna grubość.



Rys. 3. Solenoid wielowarstwowy o przekroju poprzecznym kołowym

Cewka kwadratowa o elementarnej grubości da wytwarza — zgodnie ze wzorem (9) — pole magnetyczne na osi o natężeniu

$$dH = \frac{In}{2}\left[\arccos\frac{a^2}{a^2+(l-x)^2}+\arccos\frac{a^2}{a^2+x^2}\right]\cdot\frac{da}{a_2-a_1}.$$

W rezultacie, natężenie pola magnetycznego na osi cewki kwadratowej wielowarstwowej określa wzór

$$H_w = \frac{1}{a_2-a_1}\cdot\int_{a_1}^{a_2} H\cdot da, \tag{21}$$

gdzie:

$2a_1$ — wewnętrzny bok kwadratu,

$2a_2$ — zewnętrzny „ ,

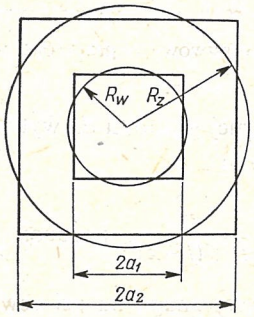
H — natężenie określone wzorem (9).

Ze wzorów (9) i (21) uzyskuje się:

$$\begin{aligned}H = \frac{In}{\pi(a_2-a_1)}\cdot\Bigg\{&a_2\arccos\frac{a_2^2}{x^2+a_2^2}+a_2\arccos\frac{a_2^2}{(l-x)^2+a_2^2}-\\&-a_1\arccos\frac{a_1^2}{a_1^2+x^2}-a_1\arccos\frac{a_1^2}{(l-x)^2+a_1^2}+\\&+x\sqrt{2}\ln\frac{\sqrt{2a_2^2+x^2}+a_2\sqrt{2}}{\sqrt{2a_1^2+x^2}+a_1\sqrt{2}}+(l-x)\sqrt{2}\ln\frac{\sqrt{2a_2^2+(l-x)^2}+a_2\sqrt{2}}{\sqrt{2a_1^2+(l-x)^2}+a_1\sqrt{2}}+\\&+x\ln\left|\frac{2a_2^2+x^2(2-\sqrt{2})-\sqrt{4a_2^4+2x^2a_2^2}}{2a_2^2+x^2(2+\sqrt{2})-\sqrt{4a_2^4+2x^2a_2^2}}\right|-\\&-x\ln\left|\frac{2a_1^2+x^2(2-\sqrt{2})-\sqrt{4a_1^4+2x^2a_1^2}}{2a_1^2+x^2(2+\sqrt{2})-\sqrt{4a_1^4+2x^2a_1^2}}\right|+\\&+(l-x)\ln\left|\frac{2a_2^2+(l-x)^2(2-\sqrt{2})-\sqrt{4a_2^4+2(l-x)^2a_2^2}}{2a_2^2+(l-x)^2(2+\sqrt{2})-\sqrt{4a_2^4+2(l-x)^2a_2^2}}\right|-\\&-(l-x)\ln\left|\frac{2a_1^2+(l-x)^2(2-\sqrt{2})-\sqrt{4a_1^4+2(l-x)^2a_1^2}}{2a_1^2+(l-x)^2(2+\sqrt{2})-\sqrt{4a_1^4+2(l-x)^2a_1^2}}\right|\Bigg\}.\end{aligned} \tag{22}$$

W celu uproszczenia obliczeń, solenoid wielowarstwowy o przekroju kwadratowym zastępuje się równoważnym solenoidem wielowarstwowym o przekroju kołowym (rys. 4). Obydwa solenoidy posiadają jednakową długość oraz względną grubość

$$\tau = \frac{R_z}{R_w} = \frac{a_2}{a_1}.$$



Rys. 4. Przekrój poprzeczny wielowarstwowego solenoidu kwadratowego oraz zastępczego wielowarstwowego solenoidu kołowego

Natomiast:

$$R_z = 1{,}11a_2, \quad R_w = 1{,}11a_1, \quad \lambda_R = 0{,}9\lambda.$$

Jak wykazały obliczenia przeprowadzone na maszynie cyfrowej, solenoid jednowarstwowy o przekroju wielokąta foremnego można zastąpić solenoidem jednowarstwowym o przekroju kołowym, tzn.

$$\left| H(a) - H_o\left(\frac{a}{k_z}\right) \right| < \varepsilon, \tag{23}$$

gdzie:

$H(a)$ — natężenie na osi solenoidu o przekroju wielokąta foremnego o boku $2a$,

$H_o\left(\frac{a}{k_z}\right)$ — natężenie na osi solenoidu o przekroju kołowym i odpowiednio dobranym promieniu $\left(R = \frac{a}{k_z}\right)$,

k_z — współczynnik zamiany (wzór 12),

ε — dostatecznie mała liczba dodatnia (dla kwadratu $\varepsilon = 0{,}004H(a)$).

Mnożąc obie strony nierówności (23) przez da i całkując w granicach a_1 i a_2 otrzymuje się:

$$\left| \int_{a_1}^{a_2} H(a)\,da - \int_{a_1}^{a_2} H_o\left(\frac{a}{k_z}\right) da \right| < \int_{a_1}^{a_2} \varepsilon \cdot da, \tag{24}$$

gdzie:

$2a_1$ — wewnętrzny bok wielokąta foremnego,

$2a_2$ — zewnętrzny bok wielokąta foremnego.

Dzieląc obustronnie nierówność (24) przez (a_2-a_1) otrzymuje się

$$\left|\frac{1}{a_2-a_1}\cdot\int_{a_1}^{a_2}H(a)\cdot da-\frac{1}{a_2-a_1}\cdot\int_{a_1}^{a_2}H_o\left(\frac{a}{k_z}\right)\cdot da\right|<\varepsilon.$$

Uwzględniając wzór (21) uzyskuje się

$$\left|H_w(a_1,a_2)-\frac{1}{a_2-a_1}\cdot\int_{a_1}^{a_2}H_o\left(\frac{a}{k_z}\right)da\right|<\varepsilon.$$

Z zależności (17) wynika

$$a=k_z\cdot R;\quad a_1=k_z\cdot R_w;\quad a_2=k_z\cdot R_z.$$

Stąd

$$\frac{1}{a_2-a_1}\cdot\int_{a_1}^{a_2}H_o\left(\frac{a}{k_z}\right)da=\frac{1}{k_z(R_z-R_w)}\cdot\int_{k_zR_w}^{k_zR_z}H_o(R)\cdot k_z\cdot dR=$$

$$=\frac{1}{R_z-R_w}\cdot\int_{R_wk_z}^{R_zk_z}H_o(R)dR=H_{ow}(R_w,R_z).$$

Ostatecznie otrzymuje się

$$|H_w(a_1,a_2)-H_{ow}(R_w,R_z)|<\varepsilon, \tag{25}$$

gdzie:

$H_w(a_1,a_2)$ — natężenie pola magnetycznego w solenoidzie wielowarstwowym o przekroju wielokąta foremnego,

$H_{ow}(R_w,R_z)$ — natężenie pola magnetycznego w solenoidzie wielowarstwowym kołowym o odpowiednio dobranych promieniach.

Z nierówności (23) i (25) wynika następujący wniosek: zastępując w obliczeniach solenoid wielowarstwowy o przekroju wielokąta foremnego solenoidem wielowarstwowym kołowym nie popełnimy większego błędu niż było to określone w przypadku solenoidów jednowarstwowych.

Jak widać współczynnik zamiany określony dla solenoidów jednowarstwowych znajduje zastosowanie również w solenoidach wielowarstwowych.

Należy podkreślić, że o ile w przypadku solenoidów jednowarstwowych wprowadzenie współczynnika k_z niewiele upraszczało obliczenia, dla solenoidów wielowarstwowych zastosowanie współczynnika zamiany znacznie upraszcza obliczenia (patrz wzory (20) i (22)).

Istotnym też jest fakt, że z wyjątkiem solenoidu wielowarstwowego o przekroju kwadratowym brak w literaturze wzorów określających natężenie pola na osi solenoidu wielowarstwowego o przekroju wielokąta foremnego. Tym samym wprowadzenie współczynnika k_z jest jedyną metodą pozwalającą w tym przypadku wyznaczyć natężenie pola magnetycznego.

4. ZAKOŃCZENIE

W pracy zaproponowano prostą metodę wyznaczania natężenia pola magnetycznego na osi solenoidu o przekroju wielokąta foremnego; sporządzono tablicę wartości współczynnika zamiany k_z dla ilości boków $n = 3, 4, 5, 6, 8, 12$. Współczynnik zamiany określa parametry równoważnego (pod względem magnetycznym) solenoidu o przekroju poprzecznym kołowym (wzory (15) i (17)).

LITERATURA

1. L. A. Akolzina, *Polje mnogosłojnowo cylindriczeskowo solenoida*, Elektriczestwo, nr 7, 1953, s. 60.
2. H. Buchholz, *Rascziot elektriczeskich i magnitnych poliej*, Izd. Innostr. Litierat., Moskwa 1961.
3. Z. Kaczkowski, *Uwagi na temat projektowania solenoidów*, Przegląd Elektrotechniki, nr 1, 1962, s. 12.
4. P. Ł. Kałantarow, Ł. A. Cejtlin, *Rascziot induktiwnostiej*, „Energia", Leningrad 1970.
5. J. Purczyński, R. Sikora, *Obliczanie wektora natężenia pola magnetycznego solenoidów*, Zeszyty Naukowe P.S. Elektryka, nr 10, 1968.
6. J. Purczyński, R. Sikora, J. Fedorowski, *Zamiana solenoidów o przekroju wielokąta foremnego solenoidem cylindrycznym*, Zeszyty Naukowe P.S. Elektryka, nr 10, 1968.
7. J. Purczyński, R. Sikora, *Nowa metoda obliczania wektora natężenia pola magnetycznego solenoidów wielowarstwowych*, Zeszyty Naukowe P.S. Elektryka, 1968.

J. PURCZYŃSKI, R. SIKORA

SIMPLIFIED METHODS OF SOLENOIDS MAGNETIC FIELD COMPUTATION

Summary

The paper describes the simple algorithm of magnetic field strength determination on the solenoids axis with regular polygen section. The solenoids may have one layer or multilayers.

By introducing the exchange coefficient it is also possible to determine magnetic field strength on the solenoids axis with circle section.

J. PURCZYŃSKI, R. SIKORA

MÉTHODES SIMPLIFIÉES DE CALCULER LE CHAMP MAGNÉTIQUE DES SOLÉNOIDES

Résumé

On présente ici un simple algorithme pour la détermination de la tension du champ magnetique sur l'axe des solénoides. Ceux-ci peuvent avoir une ou plusieurs couches et leurs axes ont la section en forme d'un polygone regulier.

En outre, on a prouvé, qu'il est possible aussi de déterminer le champ magnétique sur l'axe des solénoides avec la section circulaire, par l'introduction d'un coefficient de la conversion.

J. PURCZYŃSKI, R. SIKORA

EINFACHE BERECHNUNGSMETHODEN DES MAGNETISCHEN FELDES VON SOLENOIDEN

Zusammenfassung

Im Artikel wurde ein einfacher Algorithmus zur Berechnung der magnetischen Feldstärke an der Achse von sowohl ein-, als auch vielschichtigen Solenoiden mit einem Querschnitt in regelmäßiger Vieleckform dargestellt.

Mittels Einführung eines Wechselfaktors hat man das Problem der Bestimmung des Magnetfeldes an der Achse eines Solenoides mit einem Querschnitt in regelmäßiger Vieleckform durch ein äquivalentes Problem der Auffindung eines Magnetfeldes an der Achse eines Solenoides mit einem Kreisquerschnitt ersetzt.

Я. ПУРЧЫНЬСКИ, Р. СИКОРА

УПРОЩЕННЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛЕНОИДОВ

Резюме

В статье дан простой метод расчета магнитного поля на оси соленоидов имеющих сечение правильного многоугольника. Рассмотрены однослойные и многослойные соленоиды. Введен коэффициент замещения, который дает возможность заместить расчет магнитного поля на оси соленоида имеющего сечение правильного многоугольника расчетом магнитного поля на оси соленоида с круговым сечением.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 1, ss. 215—233

621.3.017.3

Praktyczna metoda obliczania mocy czynnej i biernej w masywnym żelazie

KAZIMIERZ ZAKRZEWSKI (ŁÓDŹ)

Instytut Transformatorów, Maszyn i Aparatów Elektrycznych Politechniki Łódzkiej

Otrzymano 19.2.1974

W artykule przedstawiono praktyczną metodę obliczania mocy czynnej i biernej w masywnym żelazie. Polega ona na przystosowaniu wzorów klasycznych za pomocą współczynników korekcyjnych do obliczeń w środowisku nieliniowym. Współczynniki określono na podstawie badań doświadczalnych i obliczeń numerycznych. Zgodność obliczeń z wynikami pomiarów w granicach ok. 10% świadczy o przydatności metody w praktyce inżynierskiej.

1. WSTĘP

Zagadnieniu obliczania pola elektromagnetycznego w masywnym żelazie poświęcono wiele prac, których przydatność w praktyce inżynierskiej jest bardzo zróżnicowana. Dokładne odwzorowanie charakterystyk magnetycznych środowiska nieliniowego w metodach obliczeniowych stworzyło podstawy do wielostronnej analizy zjawiska, a porównanie z doświadczeniem potwierdza sens fizyczny założeń przyjętych do obliczeń [7, 9]. Stosowanie metod modelowania matematycznego rozszerza znacznie zakres możliwości obliczeniowych, rozciągając je na odkształcone przebiegi wielkości wymuszających pole i stany nieustalone [11].

W praktyce inżynierskiej olbrzymia klasa zagadnień technicznych związana jest z wymuszeniem pola elektromagnetycznego za pomocą wielkości sinusoidalnych. Dotyczy to elementów konstrukcji dużych transformatorów, maszyn elektrycznych, torów szynowych, w których najczęściej jedna z wielkości zmienia się w czasie sinusoidalnie. Mimo, że rozważania przeprowadzone w pracy oparte zostały o model wnikania płaskiej fali elektromagnetycznej do żelaza, to jak wskazują doświadczenia praktyczne mogą być one wykorzystane do obliczenia lokalnych strat mocy czynnej i biernej w elementach wspomnianych konstrukcji.

Teoria fali płaskiej jest szczególnie przydatna w układach elektromagnetycznych odznaczających się symetrią pola w przekrojach poprzecznych względem osi systemu wzbudzającego (pola płasko-równoległe). Dotyczy to w pierwszym rzędzie torów szynowych ekranowanych jednostronnie masywnym żelazem, fragmentów układu uzwojenie-kadź w transformatorach jednofazowych lub trójfazowych, generujących składową zerową strumienia magnetycznego itp. W takich urządzeniach elektrycznych jak rozruszniki wiroprądowe, przewody rurowe o dużych średnicach, wzbudniki elektrotermiczne z wsadem masywnym, przyjęcie modelu fali płaskiej jest tym bardziej uzasadnione.

Zasadniczym celem pracy jest przedstawienie możliwie prostej metody obliczania mocy czynnej i biernej w masywnym żelazie, obejmującej dwa zasadnicze warianty wzbudzenia pola, a mianowicie:

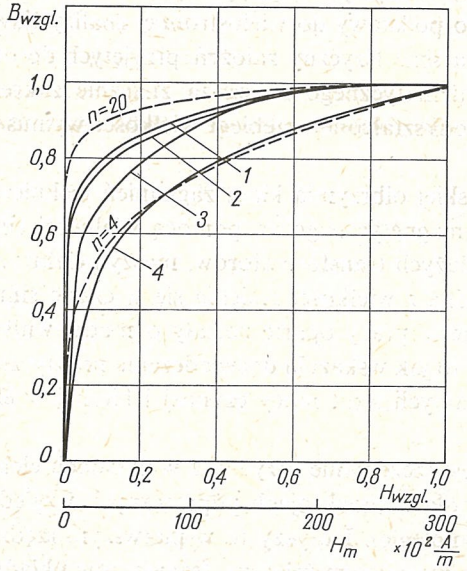
— gdy na powierzchni masywnego żelaza występuje sinusoidalnie zmienne natężenie pola magnetycznego,

— gdy strumień magnetyczny w masywnym żelazie jest sinusoidalny.

Metodę oparto o wzory klasyczne z uwzględnieniem współczynników korekcyjnych, odzwierciedlających wpływ nieliniowości magnetycznej środowiska. Koncepcja ta jest znana w literaturze [4] i była z powodzeniem stosowana w przypadku gdy dane jest natężenie pola magnetycznego na powierzchni. Praca niniejsza stanowi rozszerzenie metody współczynników korekcyjnych na użytek praktyki inżynierskiej.

2. CHARAKTERYSTYKI MAGNETYCZNE ŻELAZA KONSTRUKCYJNEGO

Żelazo konstrukcyjne jest materiałem magnetycznie miękkim. Jak podano w pracy [6], istnieje możliwość określenia z dużym przybliżeniem wierzchołkowej charakterystyki magnesowania materiału w zależności od procentowej zawartości domieszek, a mianowicie: węgla, krzemu, manganu, ołowiu itp. bez konieczności każdorazowego wyznaczania krzywej magnesowania na drodze doświadczalnej. Zasadniczy wpływ mają domieszki węgla stosowane w stali konstrukcyjnej i żeliwie. Na rys. 1 przedstawiono w jednostkach względ-



Rys. 1. Wierzchołkowe charakterystyki magnesowania materiałów konstrukcyjnych wyrażone w jednostkach względnych

1 — żelazo czyste, indukcja maksymalna $B_m = 2{,}08$ T, *2* — stal ulepszona (manganowa), $B_m = 2{,}0$ T, *3* — stal o zawartości 1% C, $B_m = 1{,}8$ T, *4* — żeliwo szare $B_m = 1{,}32$ T. Na rysunku wykreślono dodatkowo parabole $H_{wzgl} = B^n_{wzgl}$ dla $n = 4$ i $n = 20$

nych przebiegi charakterystyk magnesowania: czystego żelaza — krzywa *1*, żelaza z domieszką 1% węgla — krzywa *3*, 0,18% C, 0,52% Mn, 0,22% Si, 0,027% P, 0,032% S — krzywa *2*. Charakterystyka dla żeliwa szarego przedstawiona została w postaci krzywej *4*.

Z porównania charakterystyk wynika, że stal konstrukcyjna stosowana w budowie maszyn elektrycznych i transformatorów (o niewielkiej zawartości węgla — poniżej 1%) ma charakterystykę względną zbliżoną do krzywej magnesowania czystego żelaza. Żeliwo jako materiał o ograniczonym zastosowaniu na elementy konstrukcyjne nie będzie przedmiotem dalszych rozważań.

Jak wykazały prace wielu autorów, obliczenia pola elektromagnetycznego w masywnym żelazie można oprzeć na wierzchołkowej charakterystyce magnesowania [4, 5, 6, 7]. W zależności od stanu nasycenia materiału, charakterystyki przedstawione na rys. 1, wykreślone w jednostkach względnych, będą przybierać różne kształty. Dalszą analizę prowadzić będziemy wykorzystując badania wykonywane na próbkach ze stali scharakteryzowanej wierzchołkową krzywą magnesowania *2* na rys. 1.

W obliczeniach inżynierskich można posługiwać się często aproksymacją charakterystyk magnesowania przyjętą między innymi przez Nejmana [4]. Aproksymacja ta ma postać następującą

$$H = CB^n. \tag{1}$$

Aproksymacja charakterystyk wyrażonych w jednostkach względnych przyjmuje prostszą postać

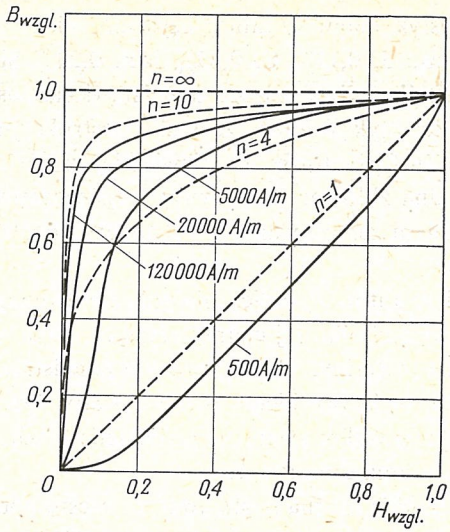
$$H_{wzgl} = B^n_{wzgl}. \tag{2}$$

Wprowadzenie wykładnika potęgi n, mimo niewątpliwego odstępstwa przebiegu krzywej aproksymującej od krzywej rzeczywistej, jest bardzo wygodne i dostatecznie dokładne w celu scharakteryzowania stopnia nieliniowości magnetycznej materiału.

Na rysunku 1 umieszczono parabole o wykładnikach $n = 4$ i $n = 20$; w obszarze pomiędzy nimi przebiegają porównywane przez nas wcześniej charakterystyki dla różnych gatunków żelaza. Rzeczywista charakterystyka magnesowania czystego żelaza pokrywa się całkowicie z parabolą o wykładniku $n = 10$, charakterystyka żeliwa może być zastąpiona parabolą dla której $n = 4$. Na rys. 2 przedstawiono w jednostkach względnych krzywe magnesowania jednego materiału dla różnych wartości maksymalnych osiąganego natężenia pola magnetycznego. Także i w tym przypadku stopień nieliniowości magnetycznej może być scharakteryzowany liczbą n. Dla pól rzędu 500 A/m krzywa magnesowania jest zbliżona do linii prostej ($n \approx 1$), w przypadku natężenia pola wynoszącego 5000 A/m wykładnik $n \approx 4{,}5$, natomiast w zakresie bardzo silnych natężeń ok. 120 000 A/m wykładnik potęgi $n \approx 10$.

Prostokątną charakterystykę magnesowania uzyskuje się w przypadku gdy $n \to \infty$. Nie popełniając większego błędu, ten sam kształt krzywej otrzymuje się dla $n = 100$.

Jak wynika z rysunku 2, względne charakterystyki magnesowania żelaza nie osiągają nigdy postaci krzywej prostokątnej, którą uważać będziemy za przebieg ekstremalny. Wprowadzenie krzywej prostokątnej do rozważań pozwoli na pełne przebadanie pola w masywnym żelazie począwszy od charakterystyki prostoliniowej do stanu pełnego nasycenia.



Rys. 2. Wierzchołkowe charakterystyki magnesowania stali ulepszonej (manganowej) o składzie 0,18 C, 0,52 Mn, 0,22 Si wyrażone w jednostkach względnych. Parametrem jest maksymalne natężenie pola magnetycznego H_m

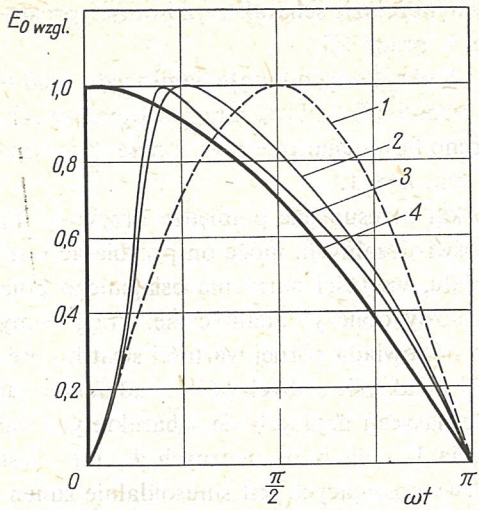
Na rysunku wykreślono krzywe $H_{wzgl} = B^n_{wzgl}$ o współczynnikach $n = 1, 4, 10, \infty$

3. PRZEBIEGI POLA ELEKTROMAGNETYCZNEGO W MASYWNYM ŻELAZIE

Jeżeli na powierzchni masywnego żelaza występuje sinusoidalne natężenie pola magnetycznego, to natężenie pola elektrycznego wyrażone w jednostkach względnych, zmienia się w funkcji nasycenia, jak przedstawiono na rys. 3. Sinusoida *1* odpowiada założeniu, że przenikalność μ = const, krzywa *2* odpowiada natężeniu pola magnetycznego na powierzchni H_{om} = 4000 A/m, krzywa *3* dotyczy pola H_{om} = 10 000 A/m, natomiast krzywa *4* została obliczona w założeniu prostokątnej charakterystyki magnesowania. Odpowiednie przebiegi strumienia magnetycznego zostały zamieszczone na rys. 4.

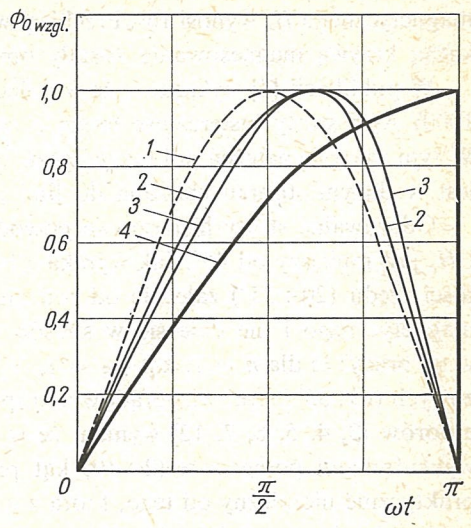
Z analizy harmonicznej wynika, że amplituda I-szej harmonicznej strumienia i natężenia pola elektrycznego dla pełnego nasycenia (krzywe *4* na rys. 3 i 4) równa się 95% wartości amplitudy przebiegu odkształconego. Kąt przesunięcia I-szych harmonicznych natężenia pola elektrycznego E_o i natężenia pola magnetycznego H_o wynosi w tym przypadku φ_H = = 26°37′.

Jeżeli strumień w masywnym żelazie Φ_o jest sinusoidalnie zmienny, to również natężenie pola elektrycznego E_o na powierzchni jest sinusoidalne. Odkształceniu ulega natomiast pole magnetyczne H_o na powierzchni żelaza. Na rys. 5 sinusoida *1* odpowiada natężeniu pola magnetycznego H_o w środowisku liniowym (μ = const), krzywa *2* — amplitudzie H_{om} = 40 000 A/m, krzywa *3* obliczona została dla prostokątnej charakterystyki magnesowania. Amplituda I-szej harmonicznej natężenia pola magnetycznego w przypadku pełnego nasycenia (krzywa *3* na rys. 5) równa się 80,5% amplitudy przebiegu odkształconego. Kąt przesunięcia I-szych harmonicznych natężenia pola elektrycznego E_o i natężenia pola



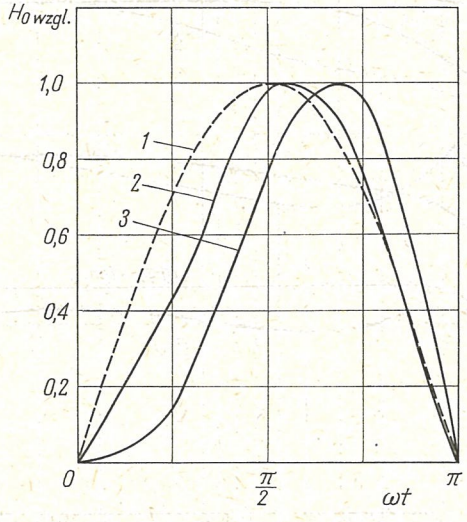
Rys. 3. Krzywe natężenia pola elektrycznego $E_{o\,wzgl}$ w funkcji ωt wyrażone w jednostkach względnych. Sinusoidalne natężenie pola magnetycznego H_o na powierzchni

1 — sinusoida wzorcowa, *2* — krzywa dla H_{om} = 4000 A/m, *3* — krzywa dla H_{om} = 10 000 A/m, *4* — krzywa w założeniu prostokątnej charakterystyki magnesowania



Rys. 4. Krzywe strumienia magnetycznego $\Phi_{o\,wzgl}$ w funkcji ωt wyrażone w jednostkach względnych. Sinusoidalne natężenie pola magnetycznego H_o na powierzchni

1 — sinusoida wzorcowa, *2* — krzywa dla H_{om} = 4000 A/m, *3* — krzywa dla H_{om} = 10 000 A/m, *4* — krzywa w założeniu prostokątnej charakterystyki magnesowania



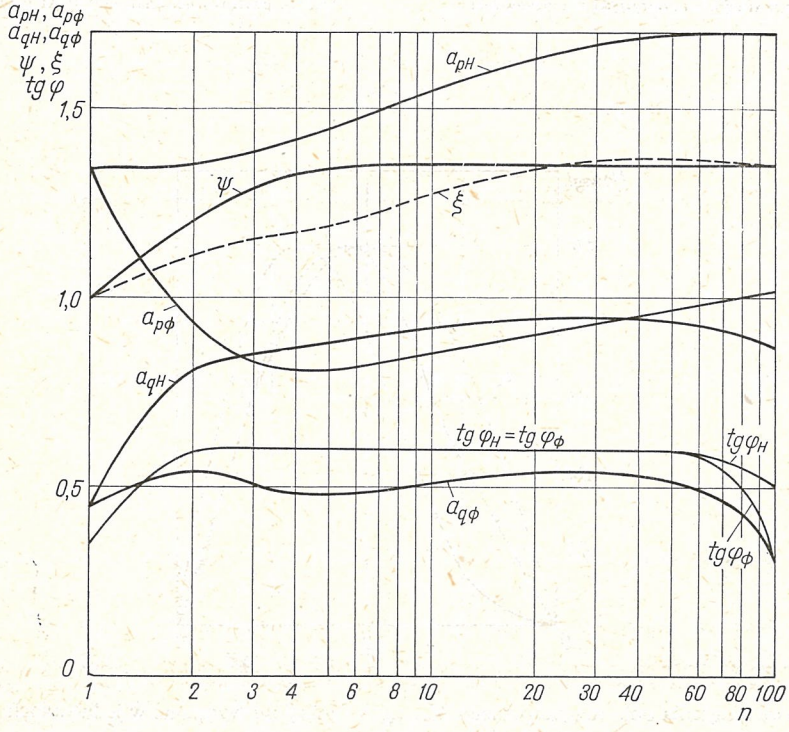
Rys. 5. Krzywe natężenia pola magnetycznego $H_{o\,wzgl}$ w funkcji ωt wyrażone w jednostkach względnych. Sinusoidalny strumień Φ_o w żelazie

1 — sinusoida wzorcowa, *2* — krzywa dla H_{om} = 4000 A/m, *3* — krzywa w założeniu prostokątnej charakterystyki magnesowania

magnetycznego H_0 wynosi 16°. Przebiegi w masywnym żelazie scharakteryzowanym prostokątną krzywą magnesowania zostały omówione w pracy [2].

W publikacji [8] wykazano, że w polach słabych określonych natężeniami rzędu (500÷1000) A/m straty histerezowe mogą osiągnąć wartości (20÷35)% strat wiroprądowych. W tym zakresie natężeń pól magnetycznych wierzchołkowa charakterystyka magnesowania jest w dużym stopniu zbliżona do linii prostej, tzn. $n \approx 1$.

Odczuwalne straty histerezowe powodują, że kąt przesunięcia pomiędzy krzywymi E_0 i H_0 jest mniejszy od 45°. Jak wynika z badań doświadczalnych, może on przybierać wartości rzędu (20÷35°) zależnie od rodzaju materiału, wartości natężenia osiąganego pola magnetycznego i nie daje się w sposób jednoznaczny obliczyć analitycznie. Przyjmiemy w tej pracy, że dla $n = 1$, kąt $\varphi_H = \varphi_\phi = 20°$, co odpowiada górnej wartości strat histerezowych (ok. 35% strat wiroprądowych) spotykanej w zakresie słabych pól. Z badań szeregu autorów [3, 4, 5, 6, 7, 12] wynika, że w zakresie nasyceń dających się scharakteryzować wykładnikami potęgi $n \approx (2 \div 10)$ kąt przesunięcia I-szych harmonicznych E_0 i H_0 jest praktycznie niezależny od tego, która z wielkości wymuszających jest sinusoidalnie zmienna i wynosi: $\varphi_H = \varphi_\phi = 30°$ ($\operatorname{tg}\varphi_H = \operatorname{tg}\varphi_\phi = 0{,}6$). Na rys. 6 przedstawiono przebieg funkcji $\operatorname{tg}\varphi_H$ oraz $\operatorname{tg}\varphi_\phi$ w zależności od n. Krzywe te dla realnych charakterystyk opisanych wykładnikiem $1 \leqslant n \leqslant 20$ pokrywają się, a począwszy od $n = 2$ mają wartość stałą $\operatorname{tg}\varphi_H = \operatorname{tg}\varphi_\phi = 0{,}6$. Fakt ten zostanie wykorzystany w dalszym rozumowaniu.



Rys. 6. Zależność współczynników charakteryzujących masywne żelazo od wykładnika potęgi n przyjętego jako miara stopnia nieliniowości magnetycznej materiału. Oznaczenia krzywych w tekście

4. ZALEŻNOŚĆ STRUMIENIA MAGNETYCZNEGO OD NATĘŻENIA POLA MAGNETYCZNEGO W MASYWNYM ŻELAZIE

Strumień magnetyczny w przypadku środowiska liniowego $\mu = \text{const}$ jest określony znaną zależnością

$$\Phi_{om} = \sqrt{\frac{\mu}{\omega\gamma}}\, H_{om}. \tag{3}$$

W miarę wzrostu nasycenia strumień ten wykazuje wartości większe od wyznaczonych klasycznie.

Określimy teraz zależność strumienia od amplitudy natężenia pola magnetycznego, jeśli krzywa magnesowania jest prostokątna. W oparciu o pracę [2] i stwierdzenia zawarte w rozdziale 3 dla przypadku sinusoidalnego natężenia pola H_{om} na powierzchni, możemy obliczyć amplitudę I-szej harmonicznej strumienia magnetycznego. Jest ona równa

$$\Phi_{o\text{I}} = 0{,}95\Phi_{omx} = 0{,}95\sqrt{\frac{2H_{om}}{\omega\gamma B}}\, B = 1{,}34\Phi_{omkl}. \tag{4}$$

W przypadku gdy strumień sinusoidalny w żelazie będzie równy amplitudzie I-szej harmonicznej określonej wzorem (4), to amplituda odkształconego natężenia pola magnetycznego na powierzchni wyniesie

$$H_{omx} = \frac{3\sqrt{3}}{8}\gamma\frac{\omega}{B}\Phi_{o\text{I}}^2. \tag{5}$$

Jak podano w rozdz. 3, I-sza harmoniczna natężenia pola magnetycznego $H_{o\text{I}} = 0{,}805H_{omx}$, stąd

$$H_{o\text{I}} = 0{,}805\frac{3\sqrt{3}}{8}\gamma\frac{\omega}{B}\left(0{,}95\sqrt{\frac{2H_{om}}{\omega\gamma B}}\, B\right)^2 = 0{,}95H_{om} \approx H_{om}. \tag{6}$$

Strumieniowi I-szej harmonicznej odpowiadają praktycznie te same amplitudy I-szych harmonicznych natężenia pola magnetycznego w obydwu rozpatrywanych przypadkach. Można zatem przyjąć, że niezależnie od wariantu wzbudzenia pola strumień rzeczywisty i strumień klasyczny związane są ze sobą zależnością

$$\Phi_{om} = 1{,}34\Phi_{omkl}, \tag{7}$$

gdzie

$$\Phi_{omkl} = \sqrt{\frac{\mu_m}{\omega\gamma}}\, H_{om}, \tag{8}$$

przy czym μ_m — przenikalność statyczna dla natężenia pola H_{om} na powierzchni.

W dowolnym stanie nasycenia można napisać

$$\Phi_{om} = \Psi\Phi_{omkl}. \tag{9}$$

Jak wynika z badań autora, również w stanach pośrednich, tak jak dla $n = 1$ i $n \to \infty$, współczynnik Ψ jest jednakowy w obydwu rozważanych wariantach wzbudzenia i daje się aproksymować następująco

$$\Psi = 1{,}34(1 - 0{,}7e^{-n}). \tag{10}$$

Przebieg współczynnika Ψ został przedstawiony na rys. 6. Począwszy od $n = 5$ przyjmuje on stałą wartość $\Psi = 1{,}34$.

5. ANALIZA WSPÓŁCZYNNIKÓW KOREKCYJNYCH DO OBLICZANIA MOCY CZYNNEJ I BIERNEJ W MASYWNYM ŻELAZIE

W zakresie pól odpowiadających prostoliniowej części wierzchołkowej charakterystyki magnesowania przebiegi natężenia pola i strumienia magnetycznego są, wobec poczynionych przez nas w pracy założeń, jednocześnie sinusoidalnie zmienne i zachowują ten sam kąt przesunięcia niezależnie od wybranego wariantu wzbudzenia pola. Wprowadzając oznaczenia:

ΔP_H, ΔQ_H — dla mocy czynnej i biernej obliczonej w założeniu sinusoidalnego natężenia pola magnetycznego oraz

ΔP_ϕ, ΔQ_ϕ — dla mocy czynnej i biernej obliczonej dla sinusoidalnego strumienia, możemy napisać

$$\frac{\Delta P_\phi}{\Delta P_H} = \frac{\Delta Q_\phi}{\Delta Q_H} = 1. \tag{11}$$

Jeżeli charakterystyka magnesowania jest prostokątna, to sinusoidalnemu wymuszeniu towarzyszy odpowiedź w postaci przebiegu odkształconego. W opraciu o rozdz. 3 można dokonać porównania mocy, wychodząc ze znajomości I-szych harmonicznych przebiegów i ich wzajemnego przesunięcia. Wymuszając sinusoidalne H_o na powierzchni otrzymujemy: $H_{o\mathrm{I}} = H_{om}$, $\Phi_{o\mathrm{I}} = 0{,}95\Phi_{om}$, $\varphi_H = 26°37'$.

W przypadku gdy strumień jest sinusoidalny możemy założyć, że jest on równy $\Phi_{o\mathrm{I}}$ i wtedy:

a) $H_{o\mathrm{I}} = 0{,}95H_{om}$, $\Phi_{o\mathrm{I}} = 0{,}95\Phi_{om}$, $\varphi_\phi = 16°$.

Przyjmując, że strumień $\Phi_{o\mathrm{I}} = \Phi_{om}$, otrzymujemy:

b) $H_{o\mathrm{I}} = H_{om}$, $\Phi_{o\mathrm{I}} = \Phi_{om}$, $\varphi_\phi = 16°$.

Stosunki mocy obliczone z uwzględnieniem założenia a) wynoszą:

$$\frac{\Delta P_\phi}{\Delta P_H} = 1{,}03 \approx 1, \tag{12}$$

$$\frac{\Delta Q_\phi}{\Delta Q_H} = 0{,}585. \tag{13}$$

Podobne porównanie w przypadku b) daje następujące wyniki:

$$\frac{\Delta P_\phi}{\Delta P_H} = 1{,}14, \tag{14}$$

$$\frac{\Delta Q_\phi}{\Delta Q_H} = 0{,}647. \tag{15}$$

Obydwa porównania wskazują na nieznaczne różnice w obliczeniach mocy czynnej. Wpływ innego przesunięcia kątowego φ_H i φ_ϕ jest zasadniczy w obliczeniach mocy biernej przy przyjęciu prostokątnej charakterystyki magnesowania. W praktyce, dla rzeczywistych charaketrystyk magnesowania można przyjąć, że $\varphi_H \approx \varphi_\phi$. Wtedy moc bierna zachowuje się jak moc czynna i odpowiednie stosunki wynoszą:

$$\frac{\Delta P_\phi}{\Delta P_H} = \frac{\Delta Q_\phi}{\Delta Q_H} \approx 1. \tag{16}$$

Moc czynna i bierna w masywnym żelazie nie zależy od rodzaju sinusoidalnego wymuszenia i jest praktycznie jednakowa przy zachowaniu warunku równości amplitud I-szych harmonicznych odnośnych przebiegów.

W środowisku liniowym $\mu = \text{const}$ moc czynną i bierną przypadającą na jednostkę powierzchni można wyrazić następującymi wzorami klasycznymi [1, 2, 6]:

$$\Delta P_{kl} = \Delta Q_{kl} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\gamma}} \frac{H_{om}^2}{2} \tag{17}$$

lub

$$\Delta P_{kl} = \Delta Q_{kl} = \omega \sqrt{\frac{\omega\gamma}{2\mu}} \frac{\Phi_{omkl}^2}{2}. \tag{18}$$

Przystosowując powyższe zależności tak, aby obowiązywały dla środowiska nieliniowego, należy uwzględnić odpowiednie współczynniki korekcyjne, a mianowicie:
a_{pH} i a_{qH} — dla mocy czynnej i biernej przy założonym H_{om} na powierzchni żelaza,
$a_{p\phi}$ i $a_{q\phi}$ — dla mocy czynnej i biernej przy założonym strumieniu Φ_{om} w żelazie.

Możemy napisać

$$\Delta P = a_{pH} \sqrt{\frac{\omega\mu_m}{2\gamma}} \frac{H_{om}^2}{2} = a_{p\phi}\omega \sqrt{\frac{\omega\gamma}{2\mu_m}} \frac{\Phi_{om}^2}{2} \tag{19}$$

oraz

$$\Delta Q = a_{qH} \sqrt{\frac{\omega\mu_m}{2\gamma}} \frac{H_{om}^2}{2} = a_{q\phi}\omega \sqrt{\frac{\omega\gamma}{2\mu_m}} \frac{\Phi_{om}^2}{2}. \tag{20}$$

Znajdująca się we wzorach przenikalność magnetyczna μ_m jest przenikalnością statyczną odpowiadającą amplitudzie natężenia pola H_{om} na powierzchni masywnego żelaza.

Uwzględniając, że strumień rzeczywisty i klasyczny związane są ze sobą zależnością

$$\Phi_{om} = \Psi\Phi_{omkl}, \tag{21}$$

otrzymujemy wzór

$$\Psi = \sqrt{\frac{a_{pH}}{a_{p\phi}}} = \sqrt{\frac{a_{qH}}{a_{q\phi}}}. \tag{22}$$

W celu obliczenia współczynnika $a_{p\phi}$ dokonano analizy przebiegu wielkości a_{pH} w funkcji wykładnika potęgi n. Uwzględniając straty histerezowe, o których wspomniano w rozdz. 3 (przy $n = 1$) oraz posługując się wynikami badań eksperymentalnych [4, 7, 11, 12], ustalono następującą zależność aproksymującą, słuszną także w przypadku prostokątnej charakterystyki magnesowania [2]

$$a_{pH} = 1{,}7 - 0{,}4e^{-0{,}1n}. \tag{23}$$

Przebieg współczynnika a_{pH} znajduje się na rys. 6.

Korzystając z zależności (10), (22) i (23) otrzymujemy

$$a_{p\phi} = \frac{a_{pH}}{\Psi^2} = \frac{1{,}7 - 0{,}4e^{-0{,}1n}}{1{,}8(1 - 0{,}7e^{-n})^2}. \tag{24}$$

Wykres współczynnika $a_{p\phi}$ znajduje się również na rys. 6.

Pomiędzy współczynnikami a_{qH} i a_{pH} oraz $a_{q\phi}$ i $a_{p\phi}$ istnieją następujące zależności definicyjne

$$a_{qH} = a_{pH}\operatorname{tg}\varphi_H \tag{25}$$

oraz

$$a_{q\phi} = a_{p\phi}\operatorname{tg}\varphi_\phi, \tag{26}$$

stąd

$$a_{qH} = (1{,}7-0{,}4e^{-0{,}1n})\operatorname{tg}\varphi_H, \tag{27}$$

$$a_{q\phi} = \frac{1{,}7-0{,}4e^{-0{,}1n}}{1{,}8(1-0{,}7e^{-n})^2}\operatorname{tg}\varphi_\phi. \tag{28}$$

Uwzględniając, że w dużym zakresie zmian n funkcja $\operatorname{tg}\varphi_H = \operatorname{tg}\varphi_\phi \approx 0{,}6$, otrzymujemy zależności

$$a_{qH} \approx 0{,}6(1{,}7-0{,}4e^{-0{,}1n}), \tag{29}$$

$$a_{q\phi} \approx 0{,}6\,\frac{1{,}7-0{,}4e^{-0{,}1n}}{1{,}8(1-0{,}7e^{-n})^2}. \tag{30}$$

Współczynniki a_{qH} i $a_{q\phi}$ według wzorów (27) i (28) wykreślono na rys. 6.

Straty wyrażone wzorami (19) i (20) mogą być przedstawione w innej postaci, przy wykorzystaniu pojęcia rezystancji i reaktancji zastępczej masywnego żelaza:

$$\Delta P = R\frac{H_{\phi m}^2}{2}, \tag{31}$$

$$\Delta Q = X\frac{H_{\phi m}^2}{2}, \tag{32}$$

Stąd

$$R = a_{pH}R_{kl}, \tag{33}$$

$$X = a_{pH}R_{kl}, \tag{34}$$

gdzie

$$R_{kl} = \sqrt{\frac{\omega\mu_m}{2\gamma}}. \tag{35}$$

Impedancja zastępcza wynosi

$$Z = \sqrt{a_{pH}^2+a_{qH}^2}\cdot R_{kl} = \xi Z_{kl}, \tag{36}$$

przy czym

$$Z_{kl} = \sqrt{\frac{\omega\mu_m}{\gamma}}, \qquad \xi = \sqrt{\frac{a_{pH}^2+a_{qH}^2}{2}}. \tag{37}$$

Przebieg współczynnika ξ podany został na rys. 6.

6. GŁĘBOKOŚĆ WNIKANIA POLA ELEKTROMAGNETYCZNEGO DO MASYWNEGO ŻELAZA

W środowisku liniowym klasyczna głębokość wnikania określona wzorem

$$\delta_{kl} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\gamma}} \tag{38}$$

oznacza grubość warstewki, w której gęstość prądów wirowych jest stała, a prąd płynący w warstwie o grubości δ_{kl} jest równy obciążeniu liniowemu prądu występującego w masywnym żelazie [1, 2, 6]. Stwierdzono na drodze obliczeniowej [4, 12], że w miarę wzrostu nasycenia głębokość wnikania maleje początkowo od wartości δ_{kl} (dla $n = 1$), przybiera wartość ok. $0{,}7\delta_{kl}$ dla $n \approx 3 \div 6$, po czym rośnie i dla $n \to \infty$ osiąga z powrotem wartość δ_{kl}. Powyższe warunki spełnia z dostateczną dokładnością następująca zależność aproksymacyjna:

$$\delta = \left(e^{-(n-1)} + \frac{n-1}{n+0{,}5}\right)\delta_{kl}, \tag{39}$$

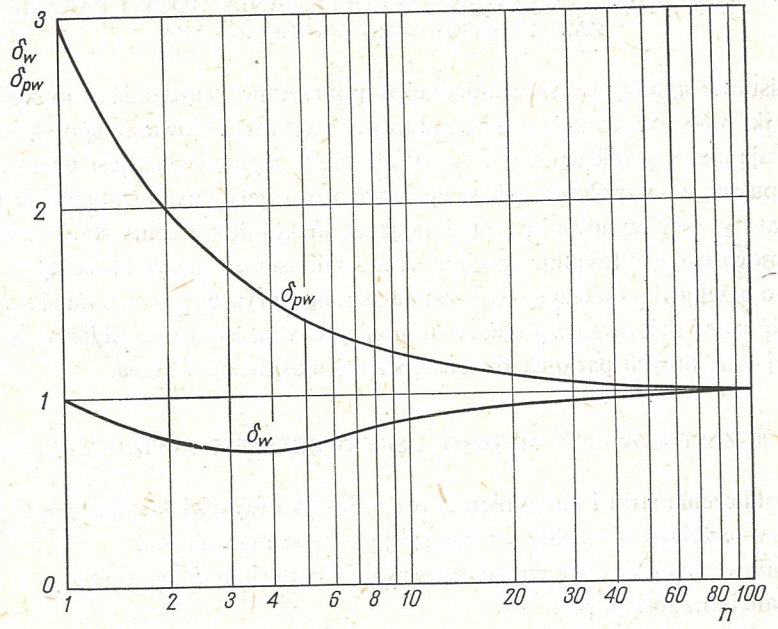
gdzie

$$\delta_{kl} = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_m \gamma}}. \tag{40}$$

Względna głębokość wnikania równa się

$$\delta_w = \frac{\delta}{\delta_{kl}} = e^{-(n-1)} + \frac{n-1}{n+0{,}5}. \tag{41}$$

Wykres względnej głębokości wnikania w funkcji wykładnika n zamieszczono na rys. 7. Fala elektromagnetyczna w środowisku liniowym zanika praktycznie w warstwie o grubości równej potrójnej głębokości wnikania δ_{kl}. Amplitudy natężenia pola magnetycznego, elektrycznego i indukcji osiągają wtedy wartość równą 5% odpowiednich amplitud na powierzchni masywnego żelaza. W literaturze spotyka się pojęcie praktycznej głębokości wnikania pola, przy czym najczęściej stosowaną miarą zanikania pola jest wspomniane kryterium pięcioprocentowe.



Rys. 7. Względna głębokość wnikania δ_w i względna głębokość praktycznego wnikania pola δ_{pw} w zależności od wykładnika potęgi n przyjętego jako miara stopnia nieliniowości magnetycznej materiału

Jeżeli grubość ciała jest większa od praktycznej głębokości wnikania, to pod względem elektromagnetycznym stanowi ono element masywny. Praktyczna głębokość wnikania jest zatem kryterium podziału na ciała masywne i przenikliwe dla fali elektromagnetycznej.

Jak już wspomniano, głębokość ta dla środowiska liniowego ($n = 1$) jest równa

$$\delta_p = 3\delta_{kl}. \tag{42}$$

W przypadku prostokątnej charakterystyki magnesowania ($n \to \infty$) fala zanika całkowicie na głębokości

$$\delta_p = \delta_{kl}. \tag{43}$$

Badania praktycznej głębokości wnikania przeprowadzone za pomocą obliczeń numerycznych opisanych w pracy [7] pozwoliły ustalić następującą zależność aproksymacyjną

$$\delta_p = \left(1 + \frac{2}{n}\right)\delta_{kl}. \tag{44}$$

Wykres względnej głębokości wnikania określonej wzorem

$$\delta_{pw} = \frac{\delta_p}{\delta_{kl}} = \left(1 + \frac{2}{n}\right) \tag{45}$$

znajduje się na rys. 7.

Jak wynika z przebiegu krzywej δ_{pw}, praktyczna głębokość wnikania pola do masywnego żelaza scharakteryzowanego wykładnikiem potęgi $n \geqslant 5$ jest większa od klasycznej głębokości o ok. 30%.

7. WSPÓŁCZYNNIKI PRAKTYCZNE DO OBLICZANIA MOCY I PARAMETRÓW ZASTĘPCZYCH MASYWNEGO ŻELAZA

Na podstawie analizy przeprowadzonej w poprzednich rozdziałach można stwierdzić, że wykładniki potęg odpowiadające charakterystykom magnesowania spotykanym w praktyce zawierają się w granicach $4 \leqslant n < 10$. Przyjęcie tego zakresu jest uzasadnione, gdyż pola występujące we współczesnych urządzeniach energetycznych, takich jak transformatory, generatory, tory szynowe itp., zawierających masywne elementy stalowe, są stosunkowo silne i mogą osiągać lokalnie wartości rzędu kilkuset amperów na centymetr.

W oparciu o przebiegi współczynników zamieszczone na rys. 6 i rys. 7 zestawiono w tablicy 1 wartości odpowiednich współczynników stanowiących podstawę do obliczania mocy czynnej i biernej oraz innych parametrów zastępczych masywnego żelaza.

8. ZASTOSOWANIE METODY I SPRAWDZENIE DOŚWIADCZALNE

W celu obliczenia strat i mocy biernej oraz innych wielkości zastępczych charakteryzujących masywne żelazo niezbędne są następujące dane materiałowe:

— wierzchołkowa charakterystyka magnesowania materiału $B = f(H)$,

— konduktancja materiału γ.

Ponadto konieczne są dane dotyczące wzbudzenia w postaci amplitudy natężenia pola magnetycznego H_{om} lub strumienia magnetycznego Φ_{om} oraz częstotliwość drgań f.

Tablica 1

Współczynniki praktyczne do obliczania mocy czynnej i biernej oraz parametrów zastępczych masywnego żelaza

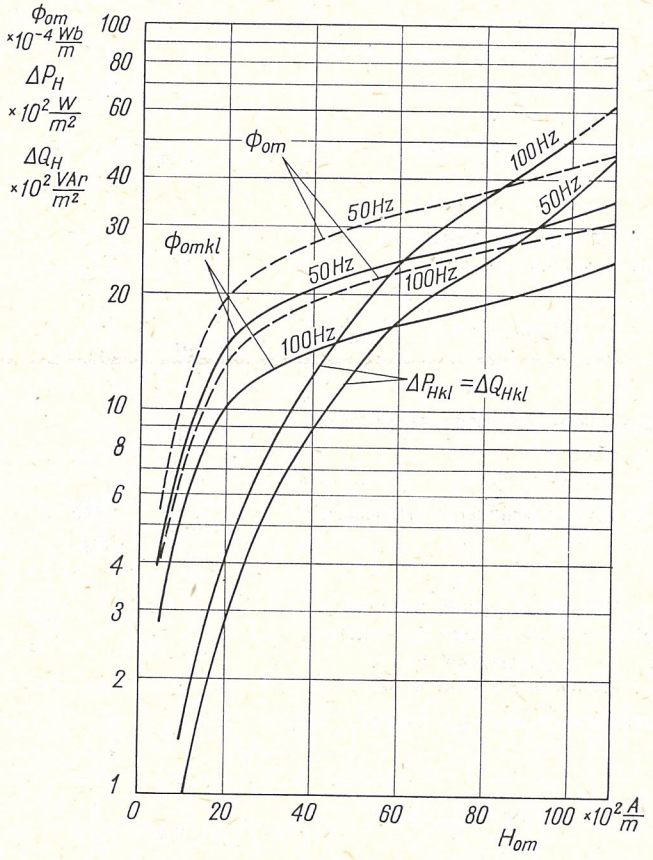
Lp.	Nazwa korygowanej wielkości	Definicja współczynnika	Wartość
1	Zastępcza głębokość wnikania pola elektromagnetycznego	$\delta_w = \frac{\delta}{\delta_{kl}}$	0,8
2	Praktyczna głębokość wnikania pola elektromagnetycznego	$\delta_{pw} = \frac{\delta_p}{\delta_{kl}}$	1,3
3	Strumień magn. w masywnym żelazie	$\psi = \frac{\Phi_{om}}{\Phi_{omkl}}$	1,34
4	Moc czynna dla danego natężenia pola H_{om} na powierzchni	$a_{pH} = \frac{\Delta P_H}{\Delta P_{Hkl}}$	1,45
5	Moc bierna dla danego natężenia pola H_{om} na powierzchni	$a_{qH} = \frac{\Delta Q_H}{\Delta Q_{Hkl}}$	0,87
6	Moc czynna dla danego strumienia magnetycznego Φ_{om}	$a_{p\phi} = \frac{\Delta P_\phi}{\Delta P_{\phi kl}}$	0,8
7	Moc bierna dla danego strumienia magnetycznego Φ_{om}	$a_{q\phi} = \frac{\Delta Q_\phi}{\Delta Q_{\phi kl}}$	0,48
8	Tangens kąta przesunięcia I-szych harmonicznych natężenia pola elektrycznego E_o i natężenia pola magn. H_o na powierzchni żelaza	$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\Delta Q_H}{\Delta P_H} = \frac{\Delta Q_\phi}{\Delta P_\phi}$	0,6
9	Impedancja zastępcza masywnego żelaza	$\xi = \frac{Z}{Z_{kl}}$	1,2
10	Rezystancja zastępcza masywnego żelaza	$a_{pH} = \frac{R}{R_{kl}}$	1,45
11	Reaktancja zastępcza masywnego żelaza	$a_{qH} = \frac{X}{X_{kl}}$	0,87

Do obliczeń wybrano materiał scharakteryzowany wierzchołkową krzywą magnesowania jak na rys. 1 (krzywa *2*), konduktancja $\gamma = 5{,}44 \cdot 10^6 \frac{\mathrm{S}}{\mathrm{m}}$.

Na rys. 8 wykreślono moc czynną i bierną ($\Delta P_{Hkl} = \Delta Q_{Hkl}$) wyznaczone za pomocą wzoru (17) w funkcji amplitudy natężenia pola magnetycznego H_{om}. Wykreślono poza tym strumień klasyczny Φ_{omkl} obliczony według wzoru (8) i strumień Φ_{om} wyznaczony za pomocą współczynnika korekcyjnego $\Psi = 1{,}34$. Obliczenia przeprowadzono dla dwóch częstotliwości: 50 Hz i 100 Hz. Opierając się na przebiegach z rys. 8 wyznaczono moc

czynną ΔP_H stosując współczynnik $a_{pH} = 1{,}45$ i moc bierną ΔQ_H wykorzystując współczynnik $a_{qH} = 0{,}87$. Odpowiednie wykresy zamieszczone zostały na rys. 9 wspólnie z wynikami badań doświadczalnych.

Jak można dostrzec procentowe różnice pomiędzy wartościami obliczonymi i pomierzonymi są mniejsze od 10%. Zgodność tę dla potrzeb obliczeń technicznych można uznać za dostatecznie dokładną.



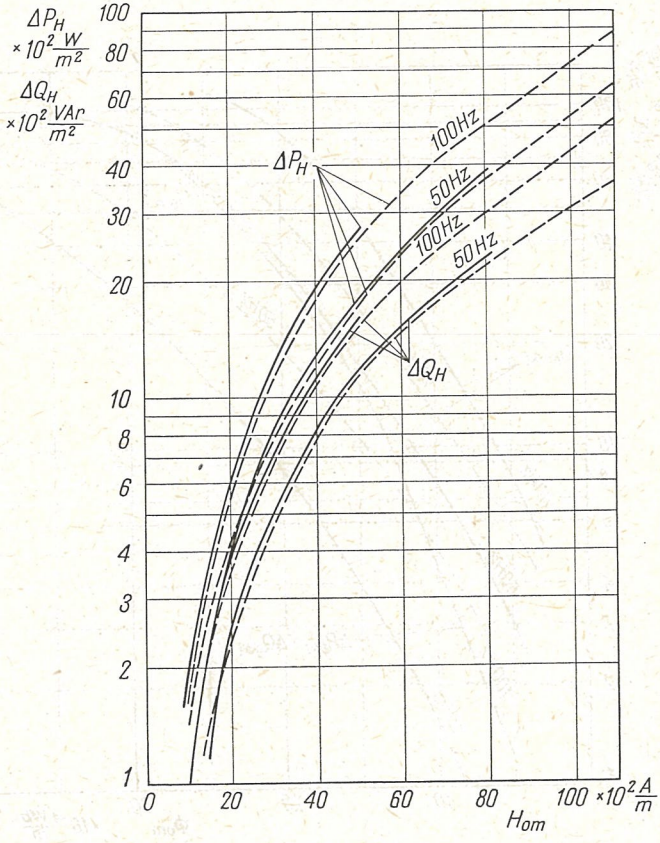
Rys. 8. Moc czynna ΔP_{kl} i bierna ΔQ_{kl} oraz strumień Φ_{omkl} obliczone klasycznie w funkcji amplitudy natężenia pola magnetycznego H_{om}. Charakterystyka magnesowania jak na rys. 2 (krzywa *2*). Konduktancja $\gamma = 5{,}44 \cdot 10\,\frac{S}{m}$. Na rysunku wykreślono również skorygowany strumień magnetyczny $\Phi_{om} = 1{,}34\Phi_{omkl}$.

Na rys. 10 wykreślono moc czynną i bierną ($\Delta P_{\phi kl} = \Delta Q_{\phi kl}$) wyznaczone za pomocą wzoru (18) w funkcji strumienia magnetycznego. Wykreślono również natężenie pola magnetycznego H_{omkl} powiązanego ze strumieniem wzorem (8) oraz H_{om} wynikające ze związku $\Phi_{om} = f(H_{om})$ przedstawionego graficznie na rys. 8. Obliczenia przeprowadzono również dla dwóch częstotliwości: 50 Hz i 100 Hz.

Na podstawie krzywych z rys. 10 wyznaczono moc czynną stosując współczynnik $a_{p\phi} =$

= 0,8 oraz moc bierną w założeniu $a_{q\phi} = 0{,}48$. Wykresy mocy obliczonych i pomierzonych przedstawione zostały na rys. 11. Dokładność obliczenia również i w tym przypadku jest rzędu 10%, co można uznać za dokładność technicznie wystarczającą w praktyce inżynierskiej.

Jak wynika z przedstawionych przykładów stosowanie zaproponowanych współczynników może być bardzo przydatne w obliczeniach technicznych.



Rys. 9. Porównanie obliczonych i pomierzonych wartości mocy czynnej ΔP i biernej ΔQ (wartości współczynników: $a_{pH} = 1{,}45$ i $a_{qH} = 0{,}87$). Charakterystyka magnesowania jak na rys. 2 (krzywa 2).

Konduktancja $\gamma = 5{,}44 \cdot 10^6 \frac{S}{m}$

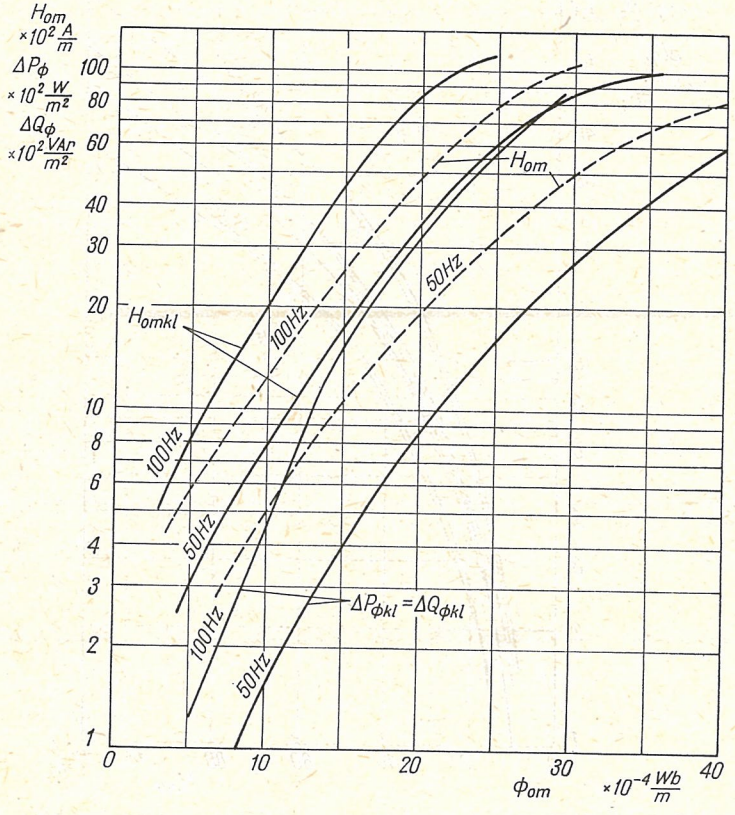
Krzywe ciągłe — wartości pomierzone. Krzywe przerywane — wartości obliczone

9. ZAKOŃCZENIE

Przedstawione w pracy rozważania teoretyczne, oparte na wzorach analitycznych i zależnościach aproksymacyjnych wynikających z badań doświadczalnych i obliczeń numerycznych, stanowiły podstawę do opracowania praktycznej metody obliczania mocy czynnej i biernej w masywnym żelazie.

W zakończeniu należy stwierdzić, co następuje.

1) Opisana metoda opiera się na znanej koncepcji przystosowania wzorów klasycznych (dla przenikalności $\mu_m = \text{const}$, odpowiadającej stosunkowi amplitud B_{om} i H_{om} na powierzchni żelaza) do obliczeń w środowisku nieliniowym za pomocą współczynników korekcyjnych. Miarę nieliniowości magnetycznej środowiska stanowi wykładnik potęgi n zastępczej paraboli $H_{wzgl} = B^n_{wzgl}$, aproksymującej wierzchołkową charakterystykę magnesowania.

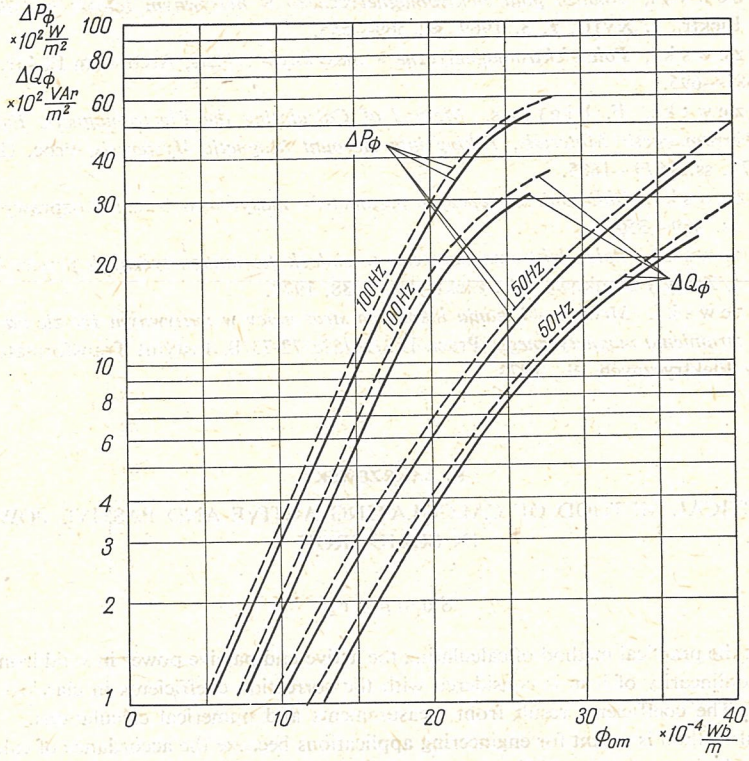


Rys. 10. Moc czynna ΔP_{kl} i bierna ΔQ_{kl} oraz natężenie pola magnetycznego H_{omkl} obliczone klasycznie w funkcji amplitudy strumienia magnetycznego Φ_{om}. Charakterystyka magnesowania jak na rys. 2 (krzywa 2). Konduktancja $\gamma = 5{,}44 \cdot 10^6 \frac{\text{S}}{\text{m}}$. Na rysunku wykreślono również skorygowane wartości natężenia pola magnetycznego H_{om}.

2) W pracy przeanalizowano zależność strumienia Φ_{om} od natężenia pola magnetycznego H_{om} umożliwiającą obliczanie mocy w dwóch wariantach sinusoidalnego wzbudzenia:
— przy narzuconym natężeniu pola magnetycznego H_{om} na powierzchni, oraz
— przy narzuconym strumieniu magnetycznym Φ_{om} w masywnym żelazie.

3) Wprowadzono współczynniki korekcyjne a_{pH} i $a_{p\phi}$ do obliczenia mocy czynnej oraz a_{qH} i $a_{q\phi}$ do obliczania mocy biernej. Opierając się na tych współczynnikach skorygowano również wzory na obliczenia impedancji, rezystancji i reaktancji zastępczej.

4) Na podstawie przeprowadzonej analizy wytypowano praktyczne współczynniki obliczeniowe, które pozwalają na obliczenie mocy czynnej i biernej z dokładnością rzędu 10% względem wartości pomierzonych.



Rys. 11. Porównanie obliczonych i pomierzonych wartości mocy czynnej i biernej ΔP (wartości współczynników $a_{P\phi} = 0{,}8$, $a_{q\phi} = 0{,}48$). Charakterystyka magnesowania jak na rys. 2 (krzywa 2). Konduktancja $\gamma = 5{,}44 \cdot 10^6 \frac{S}{m}$

Krzywe ciągłe — wartości pomierzone. Krzywe przerywane — wartości obliczone

5) Przeanalizowano również zależność zastępczej głębokości wnikania i praktycznej głębokości wnikania pola do masywnego żelaza od stopnia nieliniowości magnetycznej środowiska. Praktyczna głębokość wnikania stanowi kryterium, według którego dzieli się ciała ferromagnetyczne na elementy masywne albo przenikliwe dla fali elektromagnetycznej.

LITERATURA

1. B. Konorski, *Elektrotechnika teoretyczna*, Politechnika Łódzka, Łódź 1962.
2. J. Lammeraner, M. Stafl, *Eddy Currents*, Illife Ltd., London 1966.
3. J. Lasociński, *Przybliżone metody analizy jednowymiarowego pola elektromagnetycznego w masywnym żelazie*, Rozprawy Elektr., t. XII, z. 2 i 3, 1967, ss. 555—577.
4. Ł. R. Nejman, *Powerchnostnyj effekt w ferromagnitnych tielach*, GEJ, Leningrad-Moskwa 1949.
5. M. A. Panasjenkow, *Powerchnostnyj effekt w massiwnych ferromagnitnych tielach z uczetom nieliniejnosti*, Elektriczestwo, nr 9, 1958, ss. 1—7.
6. J. Turowski, *Elektrodynamika techniczna*, WNT, Warszawa 1968.
7. K. Zakrzewski, *Analiza pola elektromagnetycznego w masywnym żelazie metodą numeryczną*, Archiwum Elektr., t. XVIII, z. 3, 1969, ss. 569—585.
8. K. Zakrzewski, *Pole elektromagnetyczne w masywnym żelazie*, Archiwum Elektr., t. XIX, z. 4, 1970, ss. 681—695.
9. K. Zakrzewski, F. Pietras, *Method of Calculating the Electromagnetic Field and Power Losses in Ferromagnetic Materials, Taking into Account Magnetic Hysteresis*, Proc. IEE, Vol. 118, No 11, 1971, ss. 1679—1685.
10. K. Zakrzewski, *Obliczanie zastępczych parametrów masywnego żelaza*, Rozprawy Elektr., t. 18, z. 2, 1972, ss. 339—350.
11. K. Zakrzewski, *Pole elektromagnetyczne w ciałach ferromagnetycznych przewodzących*, Praca habilitacyjna, Zeszyty Naukowe P.Ł. Elektryka, z. 38, 1972.
12. K. Zakrzewski, *Metoda obliczania lokalnych strat mocy w masywnym żelazie na podstawie pomierzonego strumienia magnetycznego*, Praca IE3/M/52z/72-73/B, Instytut Transformatorów, Maszyn i Aparatów Elektrycznych PŁ, 1973.

K. ZAKRZEWSKI

PRACTICAL METHOD OF CALCULATING ACTIVE AND PASSIVE POWER IN SOLID IRON

Summary

In the work the practical method of calculating the active and passive power in solid iron is presented. The magnetic nonlinearity of iron is considered with the correction coefficients in classical formulas for the calculations. The coefficients result from measurements and numerical calculations.

This practical method is meant for engineering applications because the accordance of calculations and measurement results is equal to ca. 10%.

K. ZAKRZEWSKI

UNE MÉTHODE PRATIQUE D'ÉVALUATION DE LA PUISSANCE ACTIVE ET RÉACTIVE DANS LE FER MASSIF

Résumé

L'article présente une méthode d'évaluation des pertes et de la puissance réactive dans le fer massif. Cette méthode consiste à l'ajustement des formules classiques aux calculs, où on prend en consideration la nonlinéarité magnétique du métal, par l'addition des coefficients correctifs. Ceux-ci ont été déterminés sur la base des expériences et des calculs numériques. On constate, que les resultats des calculs ne different pas des resultats des mesurages, de plus que dix pour-cent, c'est qui justifie l'emploi de la méthode en pratique.

K. ZAKRZEWSKI

PRAKTISCHE BERECHNUNGSMETHODE DER WIRK- UND BLINDLEISTUNG IM MAßIVEN EISEN

Zusammenfassung

Es wird eine Berechnungsmethode der Wirk- und Blindleistung im maßiven Eisen dargestellt. Sie beruht auf der Zuordnung mittels Korrelationskoeffizienten den Berechnungen im nichtlinearen Medium klassischer Formeln. Die Koeffizienten werden auf Grund experimenteller und numerischer Berechnungen ermittelt.

Die Näherung im Bereich von etwa 10% deutet darauf hin, daß sich diese Methode für praktische Ingenieurarbeiten eignet.

К. ЗАКЖЕВСКИ

ПРАКТИЧЕСКИЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ АКТИВНОЙ И РЕАКТИВНОЙ МОЩНОСТИ В МАССИВНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Резюме

Представлен практический метод вычисления активной и реактивной мощности в массивном ферромагнетике.

Метод обоснован на применении классических уравнений к вычислениям в нелинейной среде классических уравнений с корректирующими коэффициентами.

Коэффициенты эти определены на основании экспериментов и использования численных расчетов.

Несовпадение вычислений по отношения к результатам экспериментальных опытов порядка около 10%, так что предложенный метод может быть использован для инженерных расчетов.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 1, ss. 235—256

621.314.224.8

Optymalizacja konstrukcji przekładników wielkoprądowych do stalowniczych urządzeń łukowych

ZBIGNIEW DMOCHOWSKI (WARSZAWA)

Wojskowa Akademia Techniczna

Otrzymano 26.1.1974

W artykule przeanalizowano warunki pracy przekładników wielkoprądowych na stalowniczych urządzeniach łukowych. Stwierdzono, że znajomość tych warunków jest konieczna dla przeprowadzenia optymalizacji konstrukcji przekładników. Podano wyznaczone na drodze teoretycznej i eksperymentalnej współczynniki krotności prądów pierwotnych przekładników w stosunku do prądu znamionowego. Zestawiono informacje odnośnie warunków obciążeniowych przekładników dla różnych typów automatycznych regulatorów ruchu elektrod. Ustalono, że impedancje obciążeniowe mają charakter wyraźnie nieliniowy. Przy wyborze konstrukcji przekładników decydująca jest wartość przekładni. Konstrukcję jednordzeniową z poprzecznymi szczelinami powietrznymi można stosować dla przekładników o przekładniach nie przekraczających 7 kA/5 A. W przypadku przekładni większych należy stosować konstrukcję dwurdzeniową, która jedynie zapewnia bezawaryjną pracę przekładników.

Podano zasady obliczania obu członów przekładników dwurdzeniowych z uwzględnieniem warunków pracy normalnej i przetężeniowej oraz warunków przepięciowych, jak również wpływów pól magnetycznych od prądów płynących przez tory wielkoprądowe własne i sąsiednich faz.

Stwierdzono potrzebę opracowania problemu badań powyższych przekładników.

1. WSTĘP

Przekładniki wielkoprądowe, stosowane w stalowniczych urządzeniach łukowych o pojemności znamionowej $(3 \div 200)$ Mg, spełniają potrójną rolę:

— służą do pomiaru prądu łuku,

— przekazują impulsy proporcjonalne do prądu łuku do automatycznego regulatora ruchu elektrod,

— zasilają cewki przekaźników nadprądowych, chroniących tory wielkoprądowe i transformator piecowy przed przeciążeniami przy zbyt długich zwarciach eksploatacyjnych.

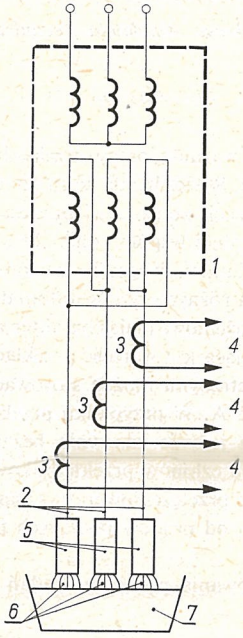
W związku z tym warunki ich pracy różnią się znacznie od warunków pracy podobnych przekładników w innych urządzeniach elektroenergetycznych, np. w wielkich blokach generatorowych.

W celu przeprowadzenia optymalizacji konstrukcji tych przekładników należy dysponować dokładnymi informacjami na temat specyficznych warunków pracy panujących na urządzeniach łukowych. Przekładniki wielkoprądowe, zaprojektowane i wykonane przy nieuwzględnieniu tych warunków, nie wytrzymywały dłuższej pracy eksploatacyjnej i ule-

gały wielokrotnym awariom stanowiąc zawodny element elektrycznego wyposażenia urządzenia łukowego, nie mówiąc już o zachowaniu właściwych parametrów metrologicznych [2, 3, 5, 8, 10].

2. WARUNKI PRACY PRZEKŁADNIKÓW

Warunki pracy przekładników wielkoprądowych na stalowniczych urządzeniach łukowych (rys. 1) zależą od:



Rys. 1. Stalownicze urządzenie łukowe z przekładnikami wielkoprądowymi
— transformator piecowy, 2 — tor wielkoprądowy, 3 — przekładnik wielkoprądowy, 4 — obciążenie przekładnika, 5 — elektrody, 6 — łuk elektryczny, 7 — wsad

— pojemności znamionowej tych urządzeń,
— parametrów transformatora piecowego,
— rodzaju i układu torów wielkoprądowych,
— zakresu mierzonego prądu łuku oraz jego kształtu,
— przekładni i rodzaju konstrukcji przekładników,
— charakterystyk zastosowanej automatycznej regulacji ruchu elektrod,
— mocy obciążenia przekładników,
— warunków środowiskowych, np. temperatury otoczenia w miejscu zainstalowania przekładników.

Projektanci zarówno urządzeń łukowych jak i przekładników wielkoprądowych nie dysponują pełnymi informacjami na temat wymienionych wyżej warunków pracy. Brakuje zwykle takich istotnych danych jak: maksymalny i minimalny prąd łuku podczas pracy

urządzenia łukowego, charakterystyka zastosowanej automatycznej regulacji ruchu elektrod, moc obciążenia przekładników i temperatura otoczenia w miejscu zainstalowania przekładników Na podstawie rozważań teoretycznych i badań eksperymentalnych, przeprowadzonych na urządzeniach łukowych pracujących w kraju, uzyskano brakujące dane wyjściowe potrzebne do przeprowadzenia optymalizacji konstrukcji przekładników wielkoprądowych, przewidzianych do pracy w stalowniczych urządzeniach łukowych.

Analiza teoretyczna dotyczyła zależności zmian prądu łuku przy topieniu od pojemności urządzeń łukowych, przy czym wzięto pod uwagę zarówno urządzenia łukowe pracujące w kraju, jak i za granicą [5, 6]. Z kolei pomiary umożliwiły określenie zależności minimalnych prądów łuku od pojemności urządzeń łukowych [6]. Na tej podstawie ustalono wartości współczynników k_{max} i k_{min} określających krotności prądów pierwotnych przekładników w stosunku do prądu znamionowego I_{1n} zgodnie ze wzorami

$$k_{max} = \frac{I_{1\,max}}{I_{1\,n}}, \tag{1}$$

$$k_{min} = \frac{I_{1\,min}}{I_{1\,n}}, \tag{2}$$

gdzie: $I_{1\,max}$, $I_{1\,min}$ — odpowiednio maksymalny i minimalny prąd pierwotny przekładnika.

Wartości współczynników k_{max} i k_{min} zestawiono dla urządzeń łukowych o pojemności od 3 do 200 Mg w tablicy 1.

Tablica 1

Wartości współczynników k_{max} i k_{min} wg [7]

Pojemność urządzenia łukowego	k_{max}	k_{min}	Uwagi
Mg	—	—	—
3÷10	4,45	0,30	trójkąt na transformatorze
10÷50	3,44	0,30	,,
10÷50	1,98	0,09	trókjąt na elektrodach
50÷200	2,93	0,30	trójkąt na transformatorze
50÷200	1,69	0,09	trójkąt na elektrodach

Dla ustalenia obciążenia przekładników wielkoprądowych oraz charakterystyki zastosowanej automatycznej regulacji ruchu elektrod przeprowadzono szereg pomiarów na krajowych urządzeniach łukowych. Stwierdzono, że impedancje obciążeniowe przekładników wielkoprądowych mają charakter nieliniowy, przy czym ich moduły dają się przedstawić w postaci zależności [4, 12, 13]:

$$Z_{obc} = c I_2^d, \tag{3}$$

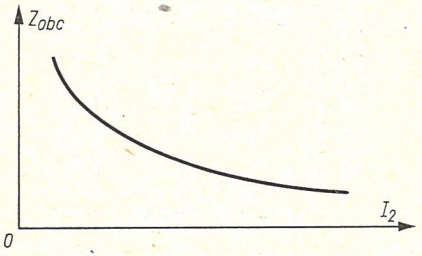
gdzie: c i d — współczynniki różne dla różnych zakresów prądów wtórnych I_2 oraz dla różnych typów automatycznych regulatorów ruchu elektrod i różnych rozwiązań torów wielkoprądowych (tablica 2).

Tablica 2

Zestawienie wartości współczynników c i d wg [12]

Typ automatycznego regulatora	Sposób rozwiązania toru wielkoprądowego	Zakres prądów I_2	c	d
—	—	A	—	—
przekaźnikowo-stycznikowy z transformatorami szybko nasycającymi się	trójwiązkowy	1,5÷2,5	29,1	−0,794
		2,5÷4,0	47,4	−1,323
		4,0÷6,0	36,8	−1,158
przekaźnikowo-maszynowy z przekaźnikami Tirilla	trójwiązkowy	1,0÷2,5	36,1	−0,476
		2,5÷4,5	86,0	−1,420
		4,5÷6,0	435	−2,520
		6,0÷7,0	12,2	−0,562
elektromaszynowy z amplidynami i autotransformatorami zadającymi	trójwiązkowy	1,0÷2,5	108	−1,328
		2,5÷4,5	157	−1,770
		4,5÷7,0	224	−2,015
elektromaszynowy z amplidynami i autotransformatorami zadającymi	sześciowiązkowy	0,5÷1,3	374	−0,402
		1,3÷2,5	404	−0,767
		2,5÷3,5	712	−1,390
		3,5÷5,0	2 530	−2,385
elektromaszynowy z amplidynami i prądowymi transformatorami szybko nasycającymi się	trójwiązkowy	1,5÷3,5	10,6	−0,460
		3,5÷5,5	12,0	−0,579
elektromaszynowy z amplidynami i prądowymi transformatorami szybko nasycającymi się	sześciowiązkowy	1,0÷3,0	27,3	−0,535
		3,0÷5,0	28,2	−0,578
elektromaszynowy z rototrolami i prądowymi transformatorami zadającymi	trójwiązkowy	3,0÷4,0	93,1	−1,765
		4,0÷5,0	500	−2,960
		5,0÷6,0	25 100	−5,390
elektrohydrauliczny systemu BBC	trójwiązkowy	1,5÷3,0	40,0	−0,671
		3,0÷6,0	71,0	−1,168
		6,0÷10,0	96,4	−1,350

Jak wynika z tablicy 2, współczynnik c zawiera się w przedziale od 10,57 do $2{,}51 \cdot 10^4$, zaś współczynnik d, który jest ujemny, odpowiednio od $-0{,}402$ do $-5{,}93$. Typową charakterystykę $Z_{obc} = f(I_2)$ podaje rys. 2.



Rys. 2. Charakterystyka impedancji obciążenia Z_{obc} przekładnika wielkoprądowego w funkcji prądu wtórnego I_2

Na podstawie badań eksperymentalnych ustalono dalej, że zakres zmian argumentu impedancji obciążenia φ_{obc} przy zmianach wartości prądu wtórnego I_2 wynosi od 0 do 0,645 rad, co odpowiada zakresowi zmian współczynnika mocy $\cos\varphi_{obc}$ od 1 do 0,8. Wartości współczynnika mocy obwodu obciążającego przekładniki wielkoprądowe zależą od typu automatycznego regulatora ruchu elektrod i wartości prądu wtórnego I_2, przy czym na ogół ze wzrostem prądu I_2 rośnie wartość $\cos\varphi_{obc}$.

Nieliniowość impedancji obciążenia Z_{obc} powoduje, że moc pozorna obciążenia przekładnika S_{obc} może rosnąć, maleć lub pozostawać stała wraz ze wzrostem prądu wtórnego I_2, przy czym przebieg charakterystyki $S_{obc} = f(I_2)$ może być przedstawiony w postaci

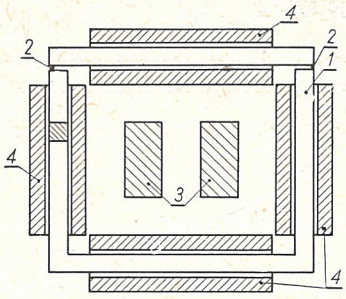
$$S_{obc} = I_2^2 Z_{obc} = cI_2^{d+2}. \tag{4}$$

Według badań przeprowadzonych w jednej z krajowych stalowni temperatura otoczenia w miejscu zainstalowania przekładników wielkoprądowych może dochodzić przy niesprzyjających okolicznościach do 345 K, a nawet więcej [5].

3. WYBÓR KONSTRUKCJI PRZEKŁADNIKÓW

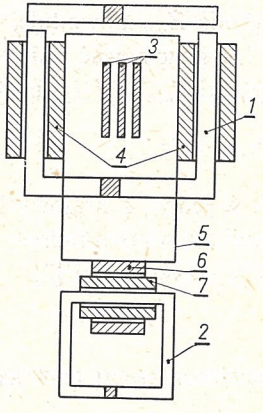
Przy wyborze rodzaju konstrukcji przekładnika decydująca jest wartość jego przekładni. Konstrukcję jednordzeniową (rys. 3) można stosować dla przekładników o przekładniach nie przekraczających 7 kA/5 A [2, 3, 10, 14]. Przy konstrukcji tej należy wykonywać w rdzeniu poprzeczne szczeliny powietrzne, ale nie dłuższe niż $(1 \div 2)$ mm, a uzwojenie wtórne powinno być utworzone z równolegle lub szeregowo-równolegle połączonych cewek umieszczonych zarówno na jarzmach, jak i na kolumnach rdzenia. Wprowadzenie poprzecznych szczelin powietrznych w rdzeniu ferromagnetycznym ma na celu ograniczenie do minimum przepięć powstających przy otwarciu obwodu wtórnego przekładnika [8, 14]. Łączenie cewek uzwojenia wtórnego, umieszczonych zarówno na jarzmach jak i na kolumnach rdzenia, szeregowo-równolegle lub równolegle, prowadzi do bardziej równomiernego rozkładu indukcji magnetycznej w rdzeniu przekładnika od prądów własnej i sąsied-

nich faz. Daje to w efekcie lepszy kształt krzywej uchybów w żądanym przedziale zmian prądów pierwotnych [1, 5, 9, 16, 17, 18, 19].



Rys. 3. Jednordzeniowy przekładnik wielkoprądowy
1 — rdzeń przekładnika, 2 — szczeliny powietrzne, 3 — tor wielkoprądowy, 4 — uzwojenie wtórne przekładnika

W przypadku przekładni większych niż 7 kA/5 A należy stosować konstrukcję dwurdzeniową (patent PRL nr 48850, współtwórcy: Z. Dmochowski, J. Wróblewski), która jedynie zapewnia bezawaryjną pracę przekładników, gdyż umożliwia przy zachowaniu dostatecznej dokładności w warunkach normalnych i przetężeniowych ograniczenie do minimum przepięć powstających przy otwarciu obwodu wtórnego łub pośredniego przekładnika (rys. 4) [2, 5, 9, 11].



Rys. 4. Dwurdzeniowy przekładnik wielkoprądowy
1 — rdzeń pierwszego członu przekładnika, 2 — rdzeń drugiego członu przekładnika, 3 — tor wielkoprądowy, 4 — uzwojenie wtórne pierwszego członu przekładnika, 5— przewody łączące człon pierwszy i drugi przekładnika, 6 — uzwojenie pierwotne drugiego członu przekładnika, 7 — uzwojenie wtórne drugiego członu przekładnika

Pierwszy człon przekładnika może być zamocowany na torze wielkoprądowym, stanowiącym jego uzwojenie pierwotne. Drugi człon przekładnika może być powiązany z uzwojeniem wtórnym członu pierwszego za pomocą elementów przewodzących o znacznym przekroju i może się znajdować w znacznej odległości od torów wielkoprądowych urządzenia łukowego [2, 5]. Przy konstrukcji dwurdzeniowej można stosować w rdzeniu pierwszego członu, osadzonego na torze wielkoprądowym, poprzeczne szczeliny powietrzne, jednak nie dłuższe niż $(1 \div 2)$ mm, natomiast rdzeń drugiego członu powinien być zaplatany, bez

poprzecznych szczelin powietrznych. Cewki uzwojeń wtórnych pierwszego członu przekładnika należy łączyć równolegle lub szeregowo-równolegle, przy czym cewki te powinno się umieszczać zarówno na jarzmach, jak i na kolumnach rdzenia. Cel wprowadzenia poprzecznych szczelin powietrznych i łączenia równoległego lub szeregowo-równoległego cewek jest podobny jak dla przekładników jednordzeniowych.

4. OBLICZENIA DRUGIEGO CZŁONU PRZEKŁADNIKA

4.1. Liczba zwojów wtórnych

Znamionowe amperozwoje drugiego członu przekładnika mogą być przyjęte w zasadzie dowolnie. Przyjmuje się je zwykle rzędu $1500 \div 2000$ A, co odpowiada przy znamionowym prądzie wtórnym $I_{2n} = 5$ A, liczbie zwojów uzwojenia wtórnego $z_{2II} = 300 \div 400$.

4.2. Parametry rdzenia

Kształt rdzenia stosuje się na ogół jednookienny o kwadratowym przekroju kolumn i jarzm. Przekrój czynny rdzenia można określić ze wzoru

$$A_{FeII} \cong \frac{I_{2n} Z_{obcn}}{4{,}44 f z_{2II} B_{mIIn}}, \tag{5}$$

gdzie:

Z_{obcn} — znamionowa impedancja obciążenia przekładnika, odpowiadająca prądowi wtórnemu $I_{2n} = 5$ A,

f — częstotliwość prądu, zwykle równa 50 Hz,

B_{mIIn} — indukcja magnetyczna w warunkach znamionowych, równa około 0,2 T.

4.3. Parametry uzwojenia wtórnego i pierwotnego

Tok obliczeń parametrów uzwojenia wtórnego i pierwotnego drugiego członu przekładnika jest podobny jak dla typowych przekładników. Oblicza się przy tym zarówno rezystancję R_{II}, jak i reaktancję X_{II} uzwojeń z zależności [18]

$$R_{II} = \frac{z_{II} l_{II}}{\gamma A_{II}} (1 + \alpha \Delta T), \tag{6}$$

$$X_{II} \cong 7{,}9 \cdot 10^{-6} f z_{II}^2 \frac{l'_{cII}}{l_{cII}} \left(\frac{l_o}{2} + \frac{g_{II}}{3} \right), \tag{7}$$

gdzie:

z_{II} — liczba zwojów uzwojenia,

l_{II} — średnia długość zwoju,

γ — konduktywność uzwojenia (z reguły miedzianego),

A_{II} — przekrój uzwojenia, odpowiadający dwukrotnemu prądowi znamionowemu przekładnika przy przekładniach do 10 kA/5 A i półtorakrotnemu przy przekładniach większych [5],
α — współczynnik temperaturowy rezystancji uzwojenia,
ΔT — przyrost temperatury uzwojenia,
l'_{cII} — średni obwód szczeliny między uzwojeniami,
l_{cII} — długość cewki uzwojenia,
l_o — długość szczeliny między uzwojeniem pierwotnym i wtórnym,
g_{II} — grubość cewki uzwojenia.

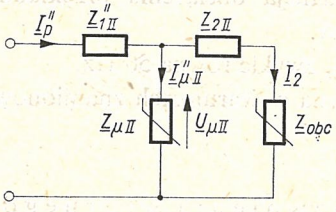
4.4. Uchyby w warunkach normalnych

Przy obliczeniach uchybów bierze się pod uwagę określony prąd wtórny przekładnika I_2 oraz odpowiadającą mu wypadkową impedancję uzwojenia wtórnego i obciążenia przekładnika Z_{wII}

$$\underline{Z}_{wII} = R_{wII} + jX_{wII} = Z_{wII}e^{j\varphi_{II}} \tag{8}$$

gdzie:
R_{wII} — wypadkowa rezystancja uzwojenia wtórnego i obciążenia przekładnika,
X_{wII} — wypadkowa reaktancja uzwojenia wtórnego i obciążenia przekładnika.
Napięcie na gałęzi magnesowania (rys. 5) wyniesie

$$\underline{U}_{\mu II} = \underline{I}_2 \underline{Z}_{wII}. \tag{9}$$



Rys. 5. Schemat zastępczy drugiego członu przekładnika

Stąd można wyznaczyć wartość maksymalną indukcji magnetycznej w rdzeniu przekładnika

$$B_{mII} = \frac{U_{\mu II}}{4{,}44 f z_{2II} A_{FeII}}. \tag{10}$$

Składowe bierną $I''_{\mu bII}$ i czynną $I''_{\mu czII}$ prądu magnesującego, sprowadzone na stronę wtórną wyznacza się z zależności

$$I''_{\mu bII} = \frac{0{,}707}{z_{2II}} (H_{mII} l_{FeII} + H_{omII} l'_{oII}), \tag{11}$$

$$I''_{\mu czII} = \frac{\Delta p_{FeII} m_{FeII}}{U_{\mu II}}, \tag{12}$$

gdzie:

H_{mII} — wartość maksymalna natężenia pola magnetycznego w rdzeniu, odpowiadająca wartości indukcji magnetycznej B_{mII},

H_{omII} — wartość maksymalna natężenia pola magnetycznego w zastępczych szczelinach powietrznych, powstających na skutek przeplatania blach,

l_{FeII} — średnia długość rdzenia,

l'_{oII} — długość zastępczej szczeliny powietrznej, powstającej na skutek przeplatania blach,

Δp_{FeII} — stratność blach rdzenia, odpowiadająca indukcji B_{mII},

m_{FeII} — masa rdzenia.

Prąd $I''_{\mu II}$ (rys. 5) można obliczyć ze wzoru

$$\underline{I}''_{\mu II} = I''_{\mu czII} - jI''_{\mu bII} = I''_{\mu II} e^{j\alpha_{II}}. \tag{13}$$

Uchyb prądowy niekorygowany członu II przekładnika może być wyznaczony ze wzoru [18]

$$\Delta_{inII} = -I''_{\mu II} \frac{100}{I_2} \sin(\varphi_{II} - \alpha_{II}), \tag{14}$$

zaś korygowany odpowiednio z zależności

$$\Delta_{iII} = \Delta_{inII} + \Delta_{izII}, \tag{15}$$

gdzie Δ_{izII} — poprawka zwojowa.

Uchyby prądowe powinny być obliczane dla następujących zakresów prądów wtórnych I_2 [5]:

1) przy prądzie I_{2max}, odpowiadającym maksymalnemu prądowi łuku oraz impedancji obciążenia Z_{obc}, odpowiadającej temu prądowi i połowie tej impedancji oraz $\cos\varphi_{obc} = 0{,}8$ ind,

2) przy prądzie znamionowym przekładnika I_{2n} oraz znamionowej impedancji obciążenia Z_{obcn} i połowie tej impedancji oraz $\cos\varphi_{obc} = 0{,}8$ ind,

3) przy prądzie równym połowie prądu znamionowego przekładnika $0{,}5I_{2n}$ oraz impedancji obciążenia Z_{obc}, odpowiadającej temu prądowi i połowie tej impedancji oraz $\cos\varphi_{obc} = 0{,}8$ ind,

4) przy prądzie I_{2min}, odpowiadającym minimalnemu prądowi łuku oraz impedancji obciążenia Z_{obc}, odpowiadającej temu prądowi i połowie tej impedancji oraz $\cos\varphi_{obc} = 0{,}8$ ind.

4.5. Liczba przetężeniowa

Określa się 10%-ową liczbę przetężeniową dla odpowiednich impedancji obciążenia Z_{obc}, wynikających z charakterystyki $Z_{obc} = f(I_2)$. Dla tych impedancji wyznacza się charakterystykę $\Delta_{wII} = f(I'_p)$, przy czym Δ_{wII} oznacza wskazowy uchyb prądowy członu II przekładnika, zaś I'_p — wartość skuteczną prądu pośredniego przekładnika, sprowadzoną na stronę wtórną. Wartość prądu I'_p można wyznaczyć ze wzoru [18]

$$I''_p = \sqrt{I_2^2 + I''^2_{\mu II} + 2I_2 I''_{\mu II} \sin(\varphi_{II} - \alpha_{II})}. \tag{16}$$

Wartość skuteczna prądu uchybowego II członu przekładnika, sprowadzona na stronę wtórną z uwzględnieniem poprawki zwojowej będzie równa [18]

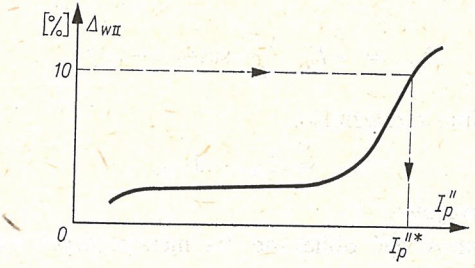
$$I''_{wII} = \sqrt{I''^2_{\mu II} + \left(\frac{\Delta_{izII}}{100}\right)^2 I_2^2 - 2I''_{\mu II} I_2 \frac{\Delta_{izII}}{100} \sin(\varphi_{II} - \alpha_{II})}\,. \tag{17}$$

Uchyb wskazowy członu II przekładnika wyniesie

$$\Delta_{wII} = \frac{I''_{wII}}{I''_p} 100\%. \tag{18}$$

Typowy przebieg charakterystyki $\Delta_{wII} = f(I''_p)$ podany jest na rys. 6. Stąd można obliczyć 10%-ową liczbę przetężeniową członu II przekładnika

$$n_{10II} = \frac{I''^*_p}{I_{2n}}, \tag{19}$$



Rys. 6. Charakterystyka uchybu wskazowego Δ_{wII} członu II przekładnika w funkcji wartości skutecznej prądu pośredniego przekładnika I''_p, sprowadzonej na stronę wtórną

gdzie I''^*_p — wartość prądu I''_p, odpowiadająca wartości uchybu wskazowego Δ_{wII} równej 10% (rys. 6).

4.6. Warunki przepięciowe

Jak wykazały badania [2, 3, 4, 5, 8, 10, 12, 14, 15] częstą przyczyną uszkodzeń przekładników wielkoprądowych, stosowanych w urządzeniach łukowych, jest przerwanie ich obwodu wtórnego podczas normalnej pracy urządzenia łukowego. Najbardziej niekorzystny przypadek otrzymujemy wówczas, gdy otwarcie obwodu wtórnego przekładnika nastąpi podczas przepływu maksymalnego prądu pierwotnego.

Wartość maksymalną napięcia powstającego na uzwojeniu wtórnym przy przerwaniu obwodu wtórnego przekładnika można obliczyć ze wzoru [3, 5, 11]

$$U_{m20II} = \frac{i_{ponas} R_{FeII} \vartheta_{II}}{2}\left(\sqrt{1 + \frac{4U_{m20nasII} I_{pm}}{i^2_{ponas} R_{FeII} \vartheta_{II}}} - 1\right), \tag{20}$$

gdzie:

i_{ponas} — wartość chwilowa prądu pośredniego, przy której następuje nasycenie rdzenia II przekładnika,

R_{FeII} — zastępcza rezystancja strat w stali rdzenia II przekładnika,
ϑ_{II} — przekładnia zwojowa członu II przekładnika,
$U_{m20nasII}$ — wartość maksymalna napięcia na zaciskach wtórnych przekładnika przy prądzie pośrednim i_{ponas} bez uwzględnienia strat w stali rdzenia,
I_{pm} — wartość maksymalna prądu pośredniego przekładnika.

Przy zastosowaniu rdzenia członu II przekładnika z blachami zaplatanymi wartość prądu i_{ponas} można obliczyć ze wzoru

$$i_{ponas} = \frac{H_{mnasII} l_{FeII}}{z_{1II}}, \tag{21}$$

gdzie:
H_{mnasII} — wartość maksymalna natężenia pola magnetycznego, przy której następuje nasycenie rdzenia,
l_{FeII} — średnia długość rdzenia,
z_{1II} — liczba zwojów uzwojenia pierwotnego członu II przekładnika.

Zastępczą rezystancję strat w rdzeniu można określić z zależności [3, 5]:

$$R_{FeII} = a_{FeII} \frac{A_{FeII}}{l_{FeII}} z_{1II}^2, \tag{22}$$

gdzie:
a_{FeII} — stały współczynnik zależny od materiału rdzenia i częstotliwości prądu,
A_{FeII} — przekrój czynny rdzenia.

Napięcie $U_{m20nasII}$ można obliczyć ze wzoru [3, 5]:

$$U_{m20nasII} = 2\pi f z_{2II} A_{FeII} B_{mnasII}, \tag{23}$$

gdzie:
z_{2II} — liczba zwojów uzwojenia wtórnego członu II przekładnika,
B_{mnasII} — wartość maksymalna indukcji magnetycznej nasycenia rdzenia.

Napięcie U_{m20II} nie powinno przekraczać 3 kV.

5. OBLICZENIA PIERWSZEGO CZŁONU PRZEKŁADNIKA

5.1. Liczba zwojów wtórnych

Znamionowe amperozwoje pierwszego członu przekładnika są równe wartości znamionowej prądu pierwotnego, gdyż liczba zwojów uzwojenia pierwotnego z_{1I} wynosi jeden

$$(Iz)_{In} = I_{1n} z_{1I} = I_{1n}. \tag{24}$$

Uzwojenie to może stanowić pakiet szyn wielkoprądowych (rys. 3) lub zespół rur wielkoprądowych chłodzonych np. wodą.

Liczba zwojów wtórnych z_{2I} pierwszego członu przekładnika wynika z przyjętej wartości znamionowej prądu pośredniego I_{pn}, która zwykle wynosi od 100 do 300 A [2, 5, 11]

$$z_{2I} = \frac{(Iz)_{In}}{I_{pn}}. \tag{25}$$

5.2. Parametry rdzenia

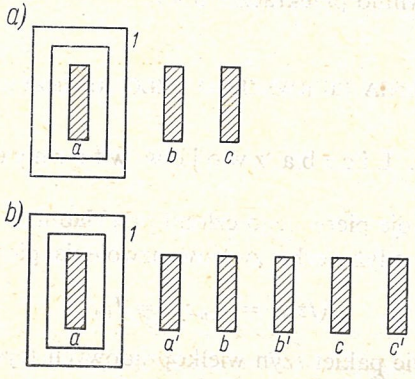
Kształt rdzenia przyjmuje się zwykle jednookienny, o kwadratowym przekroju kolumn i jarzm. W oparciu o badania modelowe można przyjąć pewne wstępne przekroje rdzenia A_{Fe1}. Wymiary okna wynikają ze sposobu rozwiązania toru wielkoprądowego oraz odpowiedniego wypełnienia okna rdzenia, warunków izolacyjnych oraz nagrzewania i chłodzenia rdzenia. Jako materiał należy stosować blachy o dużej indukcji nasycenia i możliwie małej stratności.

5.3. Parametry uzwojenia wtórnego

Uzwojenie wtórne członu I przekładnika składa się na ogół z dwóch lub czterech identycznych uzwojeń połączonych równolegle. Takie rozwiązanie zapewnia zmniejszenie wpływu prądów płynących przez tory wielkoprądowe na pracę przekładnika. Ze względu na powstawanie w uzwojeniach wtórnych znacznych prądów wyrównawczych przekrój poszczególnych części tych uzwojeń musi być przeliczony na całkowity prąd pośredni przekładnika [5, 19, 20].

5.4. Uchyby w warunkach normalnych

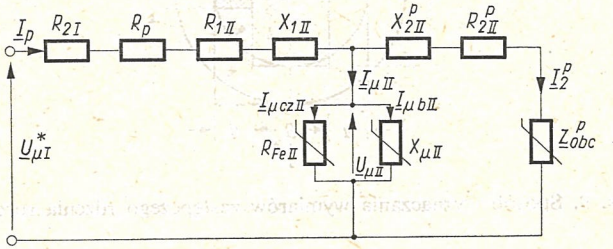
Przy obliczaniu uchybów dla członu I przekładnika należy uwzględnić wpływ prądów płynących przez szynę pierwotną, uzwojenie wtórne tego członu oraz szyny wielkoprądowe sąsiednich faz. Przekładnik może pracować przy tym na urządzeniu łukowym albo w układzie 3 albo 6 torów wielkoprądowych (rys. 7). Charakterystyki uchybowe będą poza tym



Rys. 7. Przekładnik wielkoprądowy (człon I) 1 w układzie torów wielkoprądowych: a) — trójwiązkowym, b) — sześciowiązkowym

różniły się dla różnych przypadków umieszczenia przekładnika na torze fazy $a(c)$ lub b (rys. 7a) oraz na torach faz a, $a'(c, c')$ lub b, b' (rys. 7b).

Człon I przekładnika jest obciążony impedancją obciążenia Z_{obc}, impedancją jaką stanowi człon II przekładnika oraz impedancją uzwojenia wtórnego członu I przekładnika. Schemat zastępczy układu przy sprowadzeniu wszystkich wielkości na stronę wtórną członu I przekładnika podany jest na rys. 8. Wychodząc z określonej wartości prądu wtórnego I_2^p



Rys. 8. Schemat zastępczy przekładnika wielkoprądowego dwurdzeniowego przy sprowadzeniu wszystkich wielkości na stronę wtórną członu I przekładnika

R_{2I} — zastępcza rezystancja uzwojenia wtórnego członu I przekładnika, Rp — rezystancja przewodów łączących człon I i II przekładnika, R_{1II} — rezystancja uzwojenia pierwotnego członu II przekładnika, X_{1II} — reaktancja rozproszenia uzwojenia pierwotnego członu II przekładnika, X_{2II}^p — reaktancja rozproszenia uzwojenia wtórnego członu II przekładnika, sprowadzona na stronę pierwotną, R_{2II}^p — rezystancja uzwojenia wtórnego członu II przekładnika, sprowadzona na stronę pierwotną, Z_{obc}^p — impedancja obciążenia, sprowadzona na stronę pierwotną, R_{FeII} — zastępcza rezystancja strat w rdzeniu członu II przekładnika $X_{\mu II}$ — zastępcza reaktancja magnesowania członu II przekładnika

sprowadzonej na stronę pierwotną członu II dochodzi się do wartości napięcia $\underline{U}_{\mu I}^*$, co pozwala określić wartość indukcji magnetycznej B_{mI} w rdzeniu członu I oraz strumienia magnetycznego Φ_{mI} w tym rdzeniu (rys. 8).

Z kolei należy uwzględnić strumień magnetyczny, powstający w wyniku oddziaływania prądów płynących przez szynę pierwotną i szyny sąsiednich faz oraz przez uzwojenie wtórne członu I. Wartość maksymalną indukcji magnetycznej w dowolnym punkcie rdzenia członu I od strumienia dodatkowego przy szeregowym połączeniu cewek uzwojenia wtórnego można obliczyć ze wzoru [5, 9, 19]:

$$B_{mId} \cong 2\mu_o k_r k_h H_{mid}, \tag{26}$$

gdzie:

μ_o — przenikalność magnetyczna próżni równa $4\pi 10^{-7} \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{m}}$,

k_r, k_h — współczynniki zależne od wymiarów rdzenia,

H_{mId} — wartość maksymalna natężenia pola magnetycznego wzdłuż średniej linii pola w danym punkcie rdzenia.

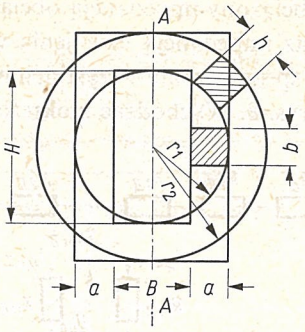
Współczynnik k_r można wyznaczyć zgodnie z [5, 9, 19] z zależności

$$k_r = \frac{r_2^2}{r_2^2 - r_1^2}\left(1 + \frac{r^2}{R^2}\right), \tag{27}$$

gdzie:

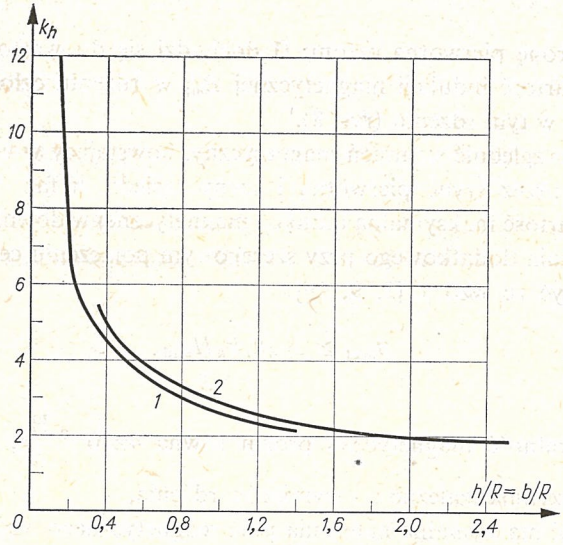
r_1, r_2 — odpowiednio promienie wewnętrzny i zewnętrzny zastępczego rdzenia rurowego (rys. 9),

R — średni promień zastępczego rdzenia rurowego.



Rys. 9. Sposób wyznaczania wymiarów zastępczego rdzenia rurowego

Zależność współczynnika k_h od stosunku $\frac{h}{R} = \frac{b}{R}$ wg Zacharowa [16] przedstawiona jest na rys. 10. Współczynnik ten określa stopień wzrostu indukcji magnetycznej w rdzeniu rurowym o skończonym wymiarze h w porównaniu z przypadkiem rdzenia rurowego nieskończenie długiego. Jak wynika z rys. 10, szczególnie szybki wzrost tego współczynnika



Rys. 10. Charakterystyki współczynnika $k_h = f\left(\frac{h}{R}\right)$ wg Zacharowa [19]

1 — dla stosunku $\frac{r_2 - r_1}{R} = 0{,}14$; 2 — dla stosunku $\frac{r_2 - r_1}{R} = 0{,}40$; h — długość rdzenia rurowego, R — średni promień rdzenia rurowego

następuje dla stosunku $\frac{h}{R} < 0{,}5$, natomiast przebiegi zależności $k_h = f\left(\frac{h}{R}\right)$ dla stosunków $\frac{r_2 - r_1}{R}$ zawartych w przedziale $0{,}14 \div 0{,}40$ różnią się nieznacznie.

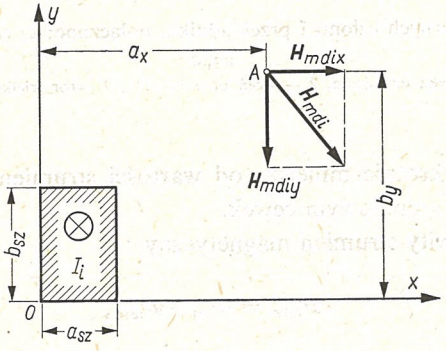
Wektor natężenia pola magnetycznego w danym punkcie rdzenia członu I przekładnika można obliczyć z zależności

$$\mathbf{H}_{mId} = \sum_{i=1}^{n} \mathbf{H}_{mIdi}, \tag{28}$$

gdzie $\mathbf{H}_{mIdi}$ — składowe natężenia pola magnetycznego wzdłuż średniej linii pola w rdzeniu, pochodzące odpowiednio od prądu pierwotnego I_1, prądu pośredniego $I_2 = I_p$ oraz prądów sąsiednich torów wielkoprądowych.

Uwzględniając wymiary pakietu szyn toru wielkoprądowego o obrysie prostokątnym (rys. 11), wartość natężenia pola H_{mIdi} można obliczyć dla punktów leżących na osi jarzm z zależności [5, 9]

$$H_{mIdix} = \frac{I_{im}}{4\pi a_{sz} b_{sz}} \left[(a_x - a_{sz}) \ln \frac{(b_y - b_{sz})^2 + (a_x - a_{sz})^2}{(a_x - a_{sz})^2 + b_y^2} + \right.$$
$$+ a_x \ln \frac{b_y^2 + a_x^2}{a_x^2 + (b_y - b_{sz})^2} + 2(b_y - b_{sz}) \left(\operatorname{arctg} \frac{a_x - a_{sz}}{b_y - b_{sz}} - \right.$$
$$\left. \left. - \operatorname{arctg} \frac{a_x}{b_y - b_{sz}} \right) + 2b_y \left(\operatorname{arctg} \frac{a_x}{b_y} - \operatorname{arctg} \frac{a_x - a_{sz}}{b_y} \right) \right], \tag{29}$$



Rys. 11. Położenie punktu A wewnątrz rdzenia przekładnika względem szyny wielkoprądowej

zaś dla punktów leżących na osi kolumn z zależności [5, 9]

$$H_{mIdiy} = \frac{I_{im}}{4\pi a_{sz} b_{sz}} \left[(b_y - b_{sz}) \ln \frac{(b_y - b_{sz})^2 + (a_x - a_{sz})^2}{(b_y - b_{sz})^2 + a_x^2} + \right.$$
$$+ b_y \ln \frac{b_y^2 + a_x^2}{b_y^2 + (a_x - a_{sz})^2} + 2(a_x - a_{sz}) \left(\operatorname{arctg} \frac{b_y - b_{sz}}{a_x - a_{sz}} - \right.$$
$$\left. \left. - \operatorname{arctg} \frac{b_y}{a_x - a_{sz}} + 2a_x \left(\operatorname{arctg} \frac{b_y}{a_x} - \operatorname{arctg} \frac{b_y - b_{sz}}{a_x} \right) \right) \right]. \tag{30}$$

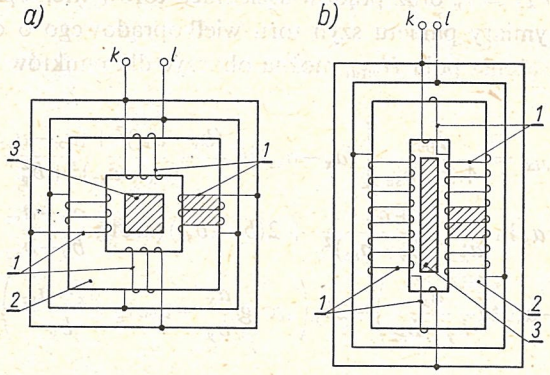
Wartość natężenia pola magnetycznego od prądu wtórnego I_{2I} członu I przekładnika czyli prądu pośredniego I_p przy równomiernym nawinięciu uzwojenia wtórnego i jednakowym przekroju rdzenia można w przybliżeniu obliczyć ze wzoru [5, 9, 19].

$$H_{mId2} \cong \frac{I_{1m}}{l_{Fe1}}, \tag{31}$$

gdzie l_{FeI} — średnia długość linii pola magnetycznego w rdzeniu członu I przekładnika.

Przy połączeniu równoległym lub szeregowo-równoległym cewek uzwojenia wtórnego (rys. 12) wartość maksymalna dodatkowego strumienia magnetycznego wyniesie w przybliżeniu [5, 19, 20]:

$$\Phi_{mId} \cong \frac{B_{mId} A_{FeI}}{6}, \tag{32}$$



Rys. 12. Cewki uzwojeń wtórnych członu I przekładnika, połączone: a) równolegle, b)szeregowo-równolegle
1 — cewka uzwojenia, 2 — rdzeń przekładnika, 3 — tor wielkoprądowy

a zatem będzie około 6-krotnie mniejsza od wartości strumienia w obszarze największej indukcji przy połączeniu szeregowym cewek.

Uwzględniając całkowity strumień magnetyczny

$$\underline{\Phi}_{mIc} = \underline{\Phi}_{mI} + \underline{\Phi}_{mId}, \tag{33}$$

można obliczyć wartości maksymalne indukcji magnetycznej w rdzeniu członu I przekładnika, a stąd odpowiednie składowe prądu magnesującego.

Uchyb prądowy członu I przekładnika można wówczas wyznaczyć ze wzoru

$$\Delta_{iI} = \frac{I_p - I_1^p}{I_1^p} \cdot 100\%, \tag{34}$$

gdzie:

I_p — prąd pośredni,

I_1^p — prąd pierwotny członu I przekładnika sprowadzony na stronę wtórną tego członu.

Uchyby prądowe powinny być obliczone dla następujących zakresów prądów pośrednich I_p:

1) przy prądzie I_{pmax}, odpowiadającym maksymalnemu prądowi łuku,
2) przy prądzie znamionowym przekładnika I_{pn},
3) przy prądzie równym połowie prądu znamionowego przekładnika $0{,}5I_{pn}$,
4) przy prądzie I_{pmin}, odpowiadającym minimalnemu prądowi łuku.

5.5. Liczba przetężeniowa

Określa się 10%-ową liczbę przetężeniową członu I przekładnika dla tych samych impedancji obciążenia Z_{obc}, dla których obliczana była liczba przetężeniowa członu II. Dla tych impedancji wyznacza się charakterystykę wskazowego uchybu prądowego Δ_{wI} członu I w funkcji wartości skutecznej prądu pierwotnego I_1^p członu I, sprowadzonej na stronę wtórną tego członu $\Delta_{wI} = f(I_1^p)$. Również i w tym przypadku należy uwzględnić wpływ prądów płynących przez tory wielkoprądowe i uzwojenie wtórne członu I.

Wskazowy uchyb prądowy członu I przekładnika wyniesie

$$\Delta_{wI} = \frac{I_{\mu I}^p}{I_1^p} \cdot 100\%, \tag{35}$$

gdzie $I_{\mu I}$ — prąd magnesujący członu I przekładnika, sprowadzony na stronę wtórną tego członu.

Z charakterystyki $\Delta_{wI} = f(I_1^p)$ można obliczyć liczbę przetężeniową 10% członu I przekładnika

$$n_{10I} = \frac{I_1^{p*}}{I_{pn}}, \tag{36}$$

gdzie I_1^{p*} — wartość prądu I_1^p, odpowiadająca uchybowi $\Delta_{wI} = 10\%$.

5.6. Warunki przepięciowe

Wprawdzie prawdopodobieństwo przerwania obwodu wtórnego członu I przekładnika jest nieznaczne ze względu na duże przekroje przewodów łączących oba człony, niemniej można rozpatrzeć taką ewentualność.

Wartość maksymalną napięcia powstającego na uzwojeniu wtórnym członu I przy przerwaniu obwodu wtórnego tego członu można obliczyć ze wzoru analogicznego do wzoru (20):

$$U_{m20I} = \frac{i_{10nasI} R_{FeI} \vartheta_I}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4 U_{m20nasI} I_{m1}}{i_{10nasI}^2 R_{FeI} \vartheta_I}} - 1 \right), \tag{37}$$

gdzie:

i_{10nas} — wartość chwilowa prądu pierwotnego, przy której następuje nasycenie rdzenia członu I,

R_{FeI} — zastępcza rezystancja strat w stali rdzenia I przekładnika,

ϑ_I — przekładnia zwojowa członu I przekładnika,

$U_{m20nasI}$ — wartość maksymalna napięcia na zaciskach wtórnych członu I przekładnika przy prądzie pierwotnym i_{10nas} bez uwzględnienia strat w stali rdzenia,

I_{m1} — wartość maksymalna prądu pierwotnego przekładnika.

Przy zastosowaniu rdzenia członu I przekładnika z 2 szczelinami powietrznymi o długości l_o między górnym jarzmem i kolumnami wartość prądu i_{10nasI} można obliczyć ze wzoru [5, 8, 11, 14].

$$i_{10nasI} = H_{mnasI} l_{FeI} + H_{monasI} 2 l_o, \tag{38}$$

gdzie:

H_{mnasI} — wartość maksymalna natężenia pola magnetycznego, przy której następuje nasycenie rdzenia,

l_{FeI} — średnia długość rdzenia,

H_{monasI} — wartość maksymalna natężenia pola magnetycznego w szczelinie powietrznej, odpowiadająca wartości H_{mnasI} w rdzeniu.

Zastępczą rezystancję strat w rdzeniu można określić z zależności analogicznej do zależności (22)

$$R_{FeI} = a_{FeI}\frac{A_{FeI}}{l_{FeI}}, \tag{39}$$

gdzie:

a_{FeI} — stały współczynnik zależny od materiału rdzenia i częstotliwości prądu,

A_{FeI} — przekrój czynny rdzenia.

Napięcie $U_{m20nasI}$ można obliczyć ze wzoru analogicznego do wzoru (23):

$$U_{m20nasI} = 2\pi f z_{2I} A_{FeI} B_{mnasI}, \tag{40}$$

gdzie:

z_{2I} — liczba zwojów uzwojenia wtórnego członu I przekładnika,

B_{mnasI} — wartość maksymalna indukcji magnetycznej nasycenia rdzenia I.

Napięcie U_{m20I} nie powinno przekraczać rzędu 3 kV.

6. OBLICZENIA CAŁEGO ZESPOŁU PRZEKŁADNIKA

6.1. Uchyby w warunkach normalnych

Uchyby prądowe zespołu obu członów przekładnika dwurdzeniowego dla każdego z przypadków obciążenia impedancyjnego i prądowego wyniosą

$$\Delta_i = \frac{I_2 - I_1''}{I_1''}100\%, \tag{41}$$

gdzie:

I_2 — prąd wtórny przekładnika,

I_1'' — prąd pierwotny przekładnika, sprowadzony na stronę wtórną całego zespołu.

Uchyby te nie powinny przekraczać [5]:

1) 10% przy prądzie I_{2max}, odpowiadającym maksymalnemu prądowi łuku oraz impedancji obciążenia Z_{obc}, odpowiadającej temu prądowi i połowie tej impedancji oraz $\cos\varphi_{obc} = 0{,}8$ ind.
2) 5% przy prądzie I_{2min}, odpowiadającym minimalnemu prądowi łuku oraz impedancji obciążenia Z_{obc}, odpowiadającej temu prądowi i połowie tej impedancji oraz $\cos\varphi_{obc} = 0{,}8$ ind,
3) 3% przy prądzie znamionowym przekładnika I_{2n} oraz znamionowej impedancji obciążenia Z_{obcn} i połowie tej impedancji oraz $\cos\varphi_{obc} = 0{,}8$ ind,
4) 3% przy prądzie równym połowie prądu znamionowego I_{2n} przekładnika oraz impedancji odpowiadającej temu prądowi i połowie tej impedancji oraz $\cos\varphi_{obc} = 0{,}8$ ind.

6.2. Liczba przetężeniowa

Prądowy uchyb wskazowy zespołu obu członów przekładnika dwurdzeniowego będzie równy

$$\Delta_w = \frac{I''_\mu}{I''_1} 100\%, \tag{42}$$

gdzie I''_μ — wypadkowy prąd magnesujący członu I i II przekładnika, sprowadzony na stronę wtórną całego zespołu.

Na podstawie obliczenia Δ_w dla różnych warunków obciążenia prądowego i różnych przypadków obciążenia impedancyjnego można wykreślić charakterystyki $\Delta_w = f(I''_1)$, z których można odczytać wartości prądu $I''_1{}^*$, odpowiadające uchybowi Δ_w równemu 10%, a stąd wyznaczyć liczbę przetężeniową ze wzoru

$$n_{10} = \frac{I''_1{}^*}{I_{2n}}. \tag{43}$$

7. ZAKOŃCZENIE

Według podanych zasad optymalizacyjnych obliczono i wykonano przekładniki wielkoprądowe dla Huty „Warszawa" o przekładni 30 kA/300 A/5 A (dla trzech pieców łukowych o pojemności 50 Mg) oraz Huty w Gröditz (NRD) o przekładni 22 kA/250 A/5 A (dla pieca łukowego o pojemności 30 Mg). Produkcji tego typu przekładników podjęły się Zakłady Wytwórcze Aparatury Rozdzielczej w Międzylesiu k/Warszawy, Elektromontaż w Katowicach i Huta „Zabrze". Obecnie w kraju wszystkie nowo budowane i rekonstruowane stalownicze urządzenia łukowe o średniej i dużej pojemności (większej od 20 Mg) są wyposażane w przekładniki wielkoprądowe, projektowane według podanej wyżej metody doboru optymalnych parametrów konstrukcyjnych. Należy przy tym zaznaczyć, że punktem wyjścia do prac optymalizacyjnych nad konstrukcją przekładników wielkoprądowych do stalowniczych urządzeń łukowych była praca doktorska autora z tej dziedziny [5].

Natomiast problemem nierozwiązanym pozostają badania powyższych przekładników, wymagające specjalnych metod i dalszych dociekań naukowych.

LITERATURA

1. R. Bauer, *Die Messwandler*, Springer Verlag, Berlin 1953.
2. Z. Dmochowski, *Wielordzeniowy przekładnik wielkoprądowy*, Przegląd Elektrotechniczny, nr 1, 1966.
3. Z. Dmochowski, *Przepięcia powstające przy otwarciu obwodu wtórnego jednordzeniowego przekładnika wielkoprądowego*, Biuletyn WAT, nr 7, 1966.
4. Z. Dmochowski, *Analiza warunków pracy przekładników wielkoprądowych w stalowniczych urządzeniach łukowych*, Biuletyn WAT, nr 7, 1967.
5. Z. Dmochowski, *Próba określenia optymalnych parametrów konstrukcyjnych przekładników wielkoprądowych w świetle analizy warunków ich pracy w urządzeniach łukowych*, Rozprawa doktorska, Warszawa 1968.
6. Z. Dmochowski, *Zakres zmian prądu łuku stalowniczych pieców elektrycznych*, Archiwum Hutnictwa, tom XVI, z. 1, 1971.

7. Z. Dmochowski, *Prądy pierwotne przekładników wielkoprądowych stosowanych w stalowniczych urządzeniach łukowych*, Przegląd Elektrotechniczny, nr 11, 1971.
8. Z. Dmochowski, *Przepięcia towarzyszące otwarciu obwodu wtórnego jednordzeniowych przekładników wielkoprądowych o rdzeniach zawierających poprzeczne szczeliny powietrzne*, Aktualne zagadnienia konstrukcji i eksploatacji przekładników, Materiały konferencyjne, Łódź, listopad 1971.
9. Z. Dmochowski, *Metoda określania wpływu szyn toru wielkoprądowego na pracę przekładników prądowych*, Aktualne zagadnienia konstrukcji i eksploatacji przekładników, Materiały konferencyjne Łódź, listopad 1971.
10. Z. Dmochowski, *Wpływ parametrów jednordzeniowego przekładnika prądowego na wartość przepięć powstających przy otwarciu obwodu wtórnego*, Przegląd Elektrotechniczny, nr 8, 1972.
11. Z. Dmochowski, *Napięcia towarzyszące otwarciu obwodu wtórnego lub pośredniego dwurdzeniowych przekładników wielkoprądowych*, PAK, nr 10, 1972.
12. Z. Dmochowski, *Własności przekładników wielkoprądowych obciążonych impedancjami nieliniowymi*, Zjawiska elektromagnetyczne w obwodach nieliniowych, Materiały na sympozjum, Poznań, 17—18 listopada 1972.
13. Z. Dmochowski, *Impedancje obciążeniowe przekładników wielkoprądowych stosowanych w stalowniczych urządzeniach łukowych*, Przegląd Elektrotechniczny, nr 1, 1973.
14. Z. Dmochowski, *Wpływ parametrów przekładnika wielkoprądowego o rdzeniu ze szczelinami powietrznymi na wartość przepięć powstających przy otwarciu obwodu wtórnego*, Archiwum Elektrotechniki, tom XXII, z. 1, 1973.
15. Z. Dmochowski, *Pomiary przepięć w przekładnikach wielkoprądowych*, PAK, nr 6, 1973.
16. J. Kopećek, M. Dvorak, *Přistrojové transformatory*, Academia, Praha, 1966.
17. R. A. Pfuntner, *The accuracy of current adjacent to high-current busses*, AIEE Trans., vol. 70, 1951.
18. W. Starczakow, *Przekładniki*, PWT, Warszawa 1959.
19. B. V. Zacharov, *Rasčot namagničivania ferromagnitnych kolec wniešnym polem*, Električestwo, nr 4, 1965.
20. B. V. Zacharov, *Obrazcovyj transformator toka do 25 000 A*, Trudy metrologičeskich institutov SSSR, vyp. 138/198, Energia, Moskva 1972.

Z. DMOCHOWSKI

OPTIMIZATION OF CONSTRUCTIONS OF CURRENT TRANSFORMERS FOR LARGE CURRENTS FOR STEEL ARC FURNACES

Summary

Operating conditions of current transformers for large currents on steel arc furnaces have been analyzed in the paper. It has been found out that the knowledge of these conditions is necessary for carrying out the optimization of constructions of current transformers for large currents. Multiplication factors of primary currents of current transformers obtained in a theoretical and experimental way have been given in relation to rated current. An account concerning loading conditions of current transformers for different types of automatic electrode regulators has been described. It has been concluded that load impedances are of a marked non-linear character. In choasing the construction of the current transformers the quality of ratio is decisive.

The uni-core construction with transverse air-gaps may be used in transformers of ratios not exceeding 7 kA/5 A. In case of bigger ratios a two-core construction, that only ensures operating of transformers without breakdown should be used.

Principles of calculating both units of two-core transformers have been given considering normal and over-current operating conditions, and over-voltage conditions as well as the influences of magnetic fields from currents flowing along their own lines and along those of neighbouring phases.

Working-out the problem of testing the above mentioned transformers has been found necessary.

Z. DMOCHOWSKI

OPTIMISATION DE LA CONSTRUCTION DES TRANSFORMATEURS DE HAUT COURANT, INSTALLÉS DANS LES FOURS À ACIER (FOURS À ARC)

Résumé

Dans cet article on a analisé les conditions du fonctionnement des transformateurs de haut courant, installés dans les fours à acier (fours à arc). On a constaté, que pour l'optimisation de la construction des transformateur il est nécessaire de connaître les conditions du fonctionnement de ces transformateurs.

Sur la base des recherches théoriques et expérimentaux on a obtenu les coefficients de multiplicité du courant primaire des transformateurs par rapport au courant nominal.

On a présenté les données concernants les conditions de charge des transformateurs pour les types différents des régulateurs automatiques du mouvement d'électrodes. On a réussi à établir que les impédances de charge ont le caractère nonlinéaire. Pour déterminer un type de la construction du transformateur avant tout il faut connaître le rapport de transformation. Dans les transformateurs dont le rapport de transformation ne dépasse pas 7 kA/5 A, on peut employer la construction à un noyau avec les entrefers traversals. Si le rapport de transformation est plus grand que 7 kA/5 A, il est nécessaire d'employer la construction dinoyau, car celle-ci seulement peut nous garantir le fonctionnement sans accident.

Dans l'article on a donné aussi des principes d'après lesquels on peut dresser le plan de deux éléments du transformateur dinoyau, en prenant en consideration les conditions de fonctionnement normal et en surtension, les conditions de surintensité du courant, aussi que l'influence des champs magnétiques des courant, passants par leurs propres ligues de haut courant et celles de phases voisines.

On signale, que dans ce domaine il existe le besoin de la recherche plus avancée.

Z. DMOCHOWSKI

OPTIMIERUNG DER HOCHSTROMWANDLERKONSTRUKTIONEN FÜR STAHLLICHTBOGENÖFEN

Zusammenfassung

In diesem Artikel werden die Arbeitsbedingungen von Hochstromwandlern auf Stahllichtbogenöfen analysiert. Es wurde festgestellt, daß Kenntnisse über diese Arbeitsbedingungen notwendig sind, um die Optimierung von Wandlerkonstrutionen durchführen zu können. Die angegebenen Zahlfaktoren der Wandlerprimärströme im Verhältnis zum Nennstrom wurden auf theoretische und experimentelle Weise bestimmt. Zusammengestellt wurden Informationen hinsichtlich der Lastbedingungen der Hochstromwandler für verschiedene Typen automatischer Elektrodenbewegungsregler. Es wurde festgestellt, daß die Belastungsimpedanzen einen deutlich nichtlenearen Charakter aufweisen.

Entscheidend für die Wahl der Konstruktionen von Hochstromwandlern ist der Übersetzungswert. Die Einkernkonstruktion mit transversalen Luftspalten kann für Hochstromwandler mit Übersetzungen bis zu 7 kA/5 A angewandt werden. Im Fall größerer Übersetzungen sollte man die Zweikernkonstruktion anwenden, die allein eine störungsfreie Arbeit der Hochstromwandler gewährleistet.

Es wurden auch Berechnungsprinzipien für die beiden Zweikernwandlerglieder unter Berücksichtigung von Normal — und Übeıstromarbeitsbedingungen sowie der Überspannungsbedingungen dargelegt, als auch der Einflüsse von Magnetfeldern der Ströme, die über eigene Hochstromleitungen und die der benachbarten Phasen fließen.

Man stellte die Notwendigkeit fest, eine Bearbeitung des Untersuchungsproblems obengenanter Hochstromwandler zu unternehmen.

З. ДМОХОВСКИ

ОПТИМАЛИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ ВЫСОКОТОКОВОГО ТРАНСФОРМАТОРА ТОКА ДЛЯ СТАЛЕПЛАВИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕЧЕЙ

Р е з ю м е

В статье проанализирован режим работы высокотокового трансформатора тока в сталеплавильных электропечах. Установлено, что для оптимализации конструкции трансформаторов необходимо знать их режим работы. В статье представлены установленные теоретическим и экспериментальным путём коэффициенты кратности первичных токов трансформатора по отношению к номинальному току.

Получены данные о нагрузочном режиме трансформаторов для разных видов автоматических регуляторов перемещения электродов. Констатировано, что импеданция нагрузки имеет явно нелинейный характер. Решающую роль при выборе конструкции трансформаторов играет величина коэффициента трансформации. Односердечниковую конструкцию с поперечными воздушными зазорами можно применять для трансформаторов с коэффициентом трансформации, не превышающим 7 Ка/5а. Если коэффициент трансформации превышает это число, то необходимы двусердечниковые конструкции, поскольку только конструкции этого типа могут обеспечить безаварийную работу трансформаторов.

В статье приведены также принципы расчёта обоих звеньев двусердечниковых трансформаторов, с учётом нормального и сверхтокового режима работы, работу в условиях перенапряжения, а также влияния магнитных полей токов, проходящих по линиям высокого тока своей фазы и линиям соседних фаз.

Автор статьи предлагает заняться разработкой методов исследований вышеуказанных трансформаторов.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 1, ss. 257—281

621.3.017.3

Zastosowanie metody odbić zwierciadlanych do wyznaczania pola magnetycznego i strat w symetrycznym modelu kadzi o ścianach ekranowanych

PRZEMYSŁAW JEZIERSKI (ŁÓDŹ)

Instytut Elektrotechniki, Oddział Łódzki

Otrzymano 26.1.1974

W artykule przedstawiono wyniki badań modelu kadzi transformatorowej wzbudzanego jednofazowo przy kilku sposobach jego ekranowania.[1)] Za pomocą metody odbić zwierciadlanych wyznaczono rozkłady składowych pola magnetycznego w obrębie modelu przy wykorzystaniu dodatnich i ujemnych współczynników odbicia. Porównano wyniki pomiarów i obliczeń i określono przybliżone wartości tych współczynników. Podano przykłady wpływu liczby uwzględnianych odbić na rezultaty obliczeń. Porównano wyniki obliczeń strat w ścianach modelu przy różnych sposobach jego ekranowania, uzyskane w oparciu o metodę odbić zwierciadlanych, z rezultatami pomiarów.

1. WSTĘP

W celu obliczenia strat spowodowanych silnymi strumieniami rozproszenia w elementach konstrukcyjnych urządzeń takich, jak transformatory, konieczna jest znajomość konfiguracji pola magnetycznego na powierzchni tych elementów. W ogólnym przypadku wyznaczenie tej konfiguracji jest bardzo trudne, często w sposób ścisły — niemożliwe z powodu skomplikowanej geometrii rozważanych układów oraz złożonego charakteru zjawisk elektromagnetycznych. Niekiedy jednakże, w układach o stosunkowo prostych kształtach, posłużyć się można metodami przybliżonymi, takimi jak metoda obwodów magnetycznych lub metoda odbić zwierciadlanych. Podstawową zaletą tej ostatniej, decydującą o jej popularności, jest prostota i łatwość stosowania.

W pracy zajęto się wyznaczeniem, przy użyciu metody odbić zwierciadlanych, konfiguracji pola magnetycznego na powierzchni ścian modelu kadzi transformatorowej, a następnie powstających w nich strat, przy jednofazowym wzbudzeniu, w kilku przypadkach różnego rodzaju ekranowania kadzi: ściany stalowe masywne nieekranowane, ekranowane blachą miedzianą oraz bocznikami magnetycznymi. Rozpatrzono również pewne kombinacje tych przypadków.

Rozważania dotyczą stanu, gdy badany układ wykazuje symetrię geometryczną i magnetyczną w stosunku do ścian bocznych oraz ścian górnej i dolnej.

[1)] Artykuł został napisany na podstawie materiału przygotowanego w czasie pracy autora w Katedrze Maszyn Elektrycznych i Transformatorów Politechniki Łódzkiej.

2. BADANIA NA MODELU

Badania przeprowadzono na jednofazowym modelu obejmującym następujące elementy (rys. 1):

kadź stalową, wykonaną z blachy o grubości 6 mm; grubość ta pozwala, przy częstotliwości technicznej, na praktycznie pełne wytłumienie fali elektromagnetycznej w ścianie modelu,

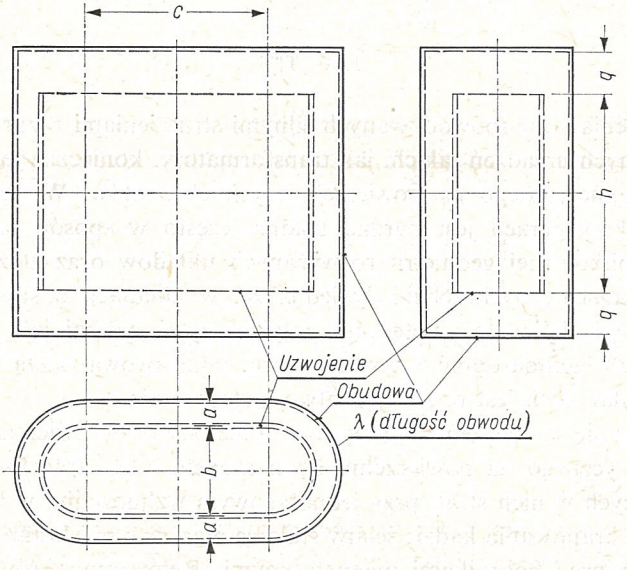
wyjmowalny ekran elektromagnetyczny (blacha miedziana o grubości 3 mm) składający się z trzech oddzielnych części: płaszcza bocznego zamkniętego w kierunku obwodowym, o wysokości równej wysokości ścian bocznych kadzi, przylegającego do ścian bocznych oraz dwóch płyt przylegających do pokrywy i dna, o równej im powierzchni,

boczniki magnetyczne, stanowiące pakiety pasków blachy transformatorowej o szerokości 20 mm, dające się ustawiać ściśle obok siebie wzdłuż całego obwodu ścian bocznych kadzi (płaszczyzna blach prostopadła do ścian modelu),

uzwojenie wzbudzające w kształcie spłaszczonej cewki, o bokach równoległych do ścian kadzi, zawierające 320 zwojów szeregowych.

Podstawowe dane modelu (rys. 1):

$$h = 0{,}52 \text{ m}, \quad q = 0{,}115 \text{ m}, \quad b = 0{,}251 \text{ m},$$
$$a = 0{,}0645 \text{ m}, \quad c = 0{,}48 \text{ m}, \quad z = 320,$$



Rys. 1. Badany układ modelowy

W badanym układzie uzwojenie zajmuje w kadzi położenie centralne — jest jednakowo oddalone od ścian bocznych, jak również od pokrywy i dna. Z punktu widzenia elektromagnetycznego występuje tu również symetria — jednakowo zaekranowane są ściany boczne oraz jednakowo — pokrywa i dno.

Zbadano pięć następujących przypadków ekranowania modelu:

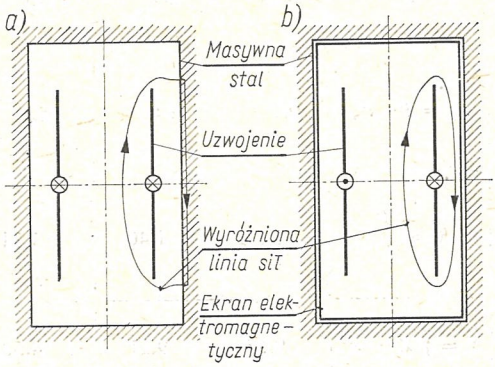
1. model całkowicie pozbawiony ekranu,
2. zaekranowano miedzią tylko pokrywę i dno,
3. zaekranowano miedzią tylko ściany boczne,
4. zaekranowano miedzią wszystkie ściany modelu (ściany boczne, pokrywy i dno)
5. ściany boczne zaekranowano ekranem magnetycznym.

Uzwojenie wzbudzające zasilano napięciem sinusoidalnym, co pociągnęło za sobą sinusoidalną zmienność strumienia, a dzięki przeważającemu udziałowi odcinków powietrznych na drodze strumienia — również sinusoidalną zmienność prądu (sprawdzono oscylograficznie).

Badając model zdejmowano każdorazowo rozkłady składowych pola magnetycznego na wewnętrznych powierzchniach ścian modelu, wyznaczano straty w ścianach oraz impedancję i reaktancję układu. Wyniki części pomiarów zebrano w tablicy 1.

Bezpośrednio porównywać można ze sobą cztery pierwsze przypadki ekranowania zestawione w tablicy 1. Przypadek, w którym zastosowano boczniki magnetyczne jest o tyle różny, że grubość boczników zmienia geometrię modelu (ściany bliżej uzwojenia). Zmniejszenie się odległości uzwojenia do obudowy wywołane obecnością ekranu elektromagnetycznego pominięto.

Jak wynika z przytoczonej tablicy, reaktancja modelu o ścianach w pełni zaekranowanych miedzią okazała się około dwukrotnie mniejsza niż dla modelu o masywnych ścianach stalowych. Świadczy to o zasadniczej zmianie wartości strumienia i jego skojarzenia z uzwojeniem w następstwie różnic konfiguracji pola wywołanej brakiem lub obecnością ekranu. Przeszło dwukrotnie mniejsza reaktancja (w obecności ekranu) pozwala wnioskować, że w tym przypadku strumień, który przed zaekranowaniem w znacznej większości zamykał się przez masywną stal, po wprowadzeniu ekranu został przez ten ekran wyparty i, zamykając się przez powietrze wzdłuż drogi około dwukrotnie dłuższej, zmalał prawie dwukrotnie (rys. 2). Potwierdzają to bezpośrednie pomiary rozkładów obu składowych pola magne-



Rys. 2. Droga wyróżnionej linii sił
a) model nieekranowany, b) model w pełni ekranowany miedzią

tycznego na ścianach modelu — rys. 3 (wykonane przy prądzie wzbudzenia równym 30 A; na rysunku przedstawiono ćwiartkę poprzecznego przekroju modelu). Jak widać, charakter pola w obu porównywanych przypadkach różni się od siebie zasadniczo. O ile przy braku

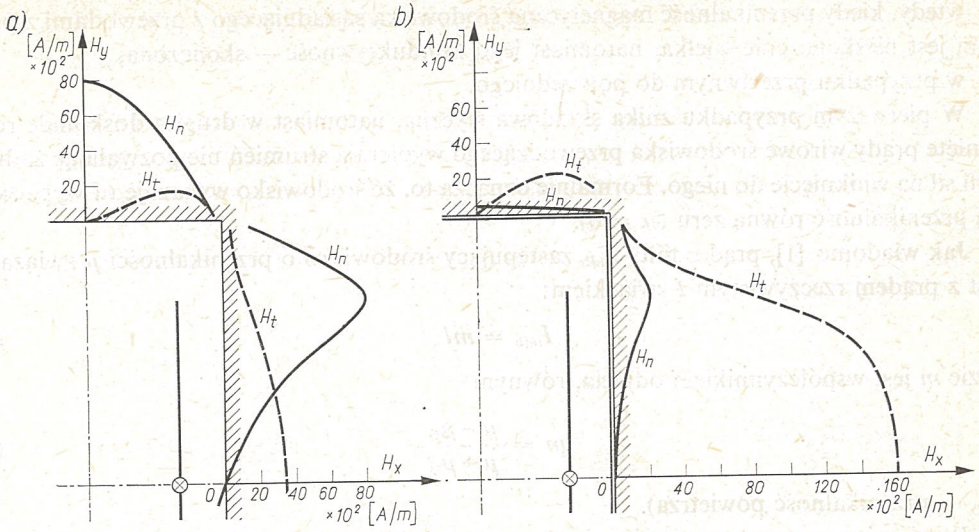
Tablica 1

Niektóre wyniki przeprowadzonych pomiarów

Lp.	Wielkość fizyczna		Stan zaekranowania ścian				
			Ściany stalowe nieekranowane	Pokrywa, dno — ekran miedziany, ściany boczne stalowe	Ściany boczne — ekran miedziany, pokrywa, dno — stalowe	Ekran miedziany na wszystkich ścianach	Ściany boczne — boczniki magnet., pokrywa, dno — stalowe
1	Prąd [A]	I	30	30	30	30	30
2	Napięcie [V]	U	290	280	143	142	321
3	Impedancja układu [Ω]	$Z = \frac{U}{I}$	9,66	9,34	4,76	4,73	10,70
4	Rezystancja uzw. (pom. pr. st.)[1] [Ω]	R	0,524	0,524	0,554	0,520	0,526
5	Umowna rezyst. uzw. dla prądu przemiennego[2] [Ω]	$R_{\sim} = R \cdot k$	0,550	0,550	0,582	0,546	0,552
6	Moc pobierana przez uzwojenie [W]	$P_u = I^2 R_{\sim}$	495	495	523	492	497
7	Moc pobierana przez cały układ [W]	P	1362	1259	1175	1105	546
8	Moc pobierana przez ściany modelu [W]	$P_s = P - P_u$	867	764	652	613	49
9	Rezystancja zastępcza całego układu [Ω]	$R_c = \frac{P}{I^2}$	1,515	1,40	1,31	1,23	0,608
10	Reaktancja układu [Ω]	$X = \sqrt{Z^2 - R_c^2}$	9,53	9,21	4,58	4,51	10,69

[1]) Rezystancję mierzono w układzie mostkowym pozwalającym na dokonanie pomiaru praktycznie w tym samym momencie w którym dokonywano pomiaru mocy pobieranej przez cały układ, co pozwalało na dokładne wyznaczenie strat poza uzwojeniami w chwili pomiaru. Podane wyniki dotyczą temperatury modelu ok. 30°C.

[2] Wypadkowy współczynnik strat dodatkowych w uzwojeniu od pola podłużnego i poprzecznego wynosi $k = 1{,}05$ (obliczono i przyjęto tę wartość niezależnie od sposobu ekranowania ścian modelu i temperatury).



Rys. 3. Pomierzone na obudowie modelu rozkłady obu składowych natężenia pola magnetycznego a) model nieekranowany, b) model w pełni ekranowany miedzią

ekranu widoczną przewagę wykazuje na ścianach składowa normalna, o tyle przy zastosowaniu elektromagnetycznego ekranu zdecydowaną przewagę ma składowa styczna. Inaczej mówiąc — przy braku ekranu pole magnetyczne ma, względem ścian, charakter pola normalnego, natomiast w obecności ekranu staje się ono polem stycznym. W danym przypadku (ekran miedziany 3 mm) wystąpiło prawie całkowite wyparcie strumienia przez prądy wirowe ekranu, który zachował się podobnie do warstwy nadprzewodzącej. Należy przy tym podkreślić, że spostrzeżenia te dotyczą ekranu, który stwarza prądom wirowym bardzo dogodne warunki zamknięcia się, ponieważ posiada on dostateczną grubość i nie ma żadnych przerw i nieciągłości w kierunku obwodowym (kierunek przepływu prądów wirowych).

3. OBLICZENIOWE WYZNACZENIE KONFIGURACJI POLA MAGNETYCZNEGO W SĄSIEDZTWIE I NA POWIERZCHNI ŚCIAN

Opisane wyżej rezultaty doświadczalnego wyznaczenia pola magnetycznego przy braku i w obecności ekranu elektromagnetycznego prowadzą do następujących wniosków:

kadź masywna może być potraktowana jako środowisko o przenikalności bliskiej nieskończoności i ograniczonej przewodności — stąd dominacja składowej normalnej,

kadź w pełni zaekranowaną ekranem miedzianym o grubości 3 mm można potraktować jako środowisko o przewodności bliskiej nieskończoności i ograniczonej przenikalności — stąd przewaga składowej stycznej.

Skłania to do wyznaczenia konfiguracji pola w obu przypadkach metodą odbić zwierciadlanych, która w odniesieniu do pól przemiennych może być stosowana w dwóch przypadkach [4], [5]:

wtedy, kiedy przenikalność magnetyczna środowiska sąsiadującego z przewodami z prądem jest nieskończenie wielka, natomiast jego konduktywność — skończona,

w przypadku przeciwnym do poprzedniego.

W pierwszym przypadku znika składowa styczna, natomiast w drugim doskonale rozwinięte prądy wirowe środowiska przewodzącego wypierają strumień nie pozwalając żadnej linii sił na wniknięcie do niego. Formalnie oznacza to, że środowisko wykazuje tu wypadkową przenikalność równą zeru ($\mu = 0$).

Jak wiadomo [1], prąd odbity I_{odb} zastępujący środowisko o przenikalności μ związany jest z prądem rzeczywistym I związkiem:

$$I_{odb} = mI, \tag{1}$$

gdzie m jest współczynnikiem odbicia, równym

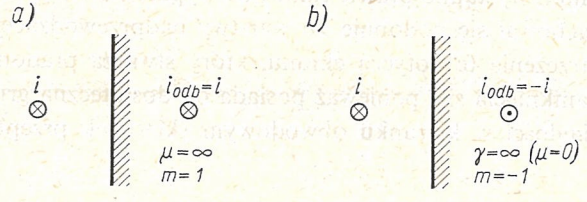
$$m = \frac{\mu - \mu_0}{\mu + \mu_0} \tag{2}$$

(μ_0 — przenikalność powietrza).

Przyjmując $\mu \to \infty$ a następnie $\mu = 0$, otrzymuje się dla rozważanych przypadków odpowiednio

$$\begin{aligned} I_{odb} &= I \quad (m = 1), \\ I_{odb} &= -I \quad (m = -1). \end{aligned} \tag{3}$$

Oznacza to, że dla środowiska ferromagnetycznego prąd odbity (równoległy do płaszczyzny odbijającej) zachowuje ten sam zwrot, co prąd rzeczywisty; natomiast przy środowisku ekranowanym ekranem elektromagnetycznym zmienia znak na przeciwny (rys. 4).



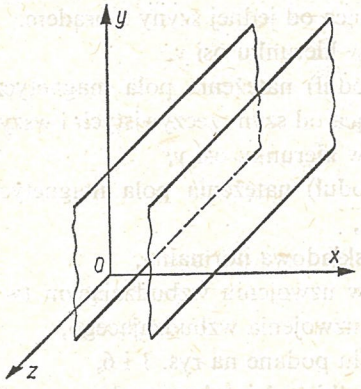
Rys. 4. Odbicia zwierciadlane przewodu z prądem
a) półprzestrzeń — idealny ferromagnetyk, b) półprzestrzeń — idealny przewodnik

Przyjęcie współczynników odbicia równych ± 1 dla przypadków praktycznych, w tej liczbie i dla rozważanego modelu, jest idealizają, bowiem w rzeczywistości zarówno przenikalność jak i konduktywność środowiska odbijającego nie mają wartości nieskończonych; można mówić jedynie o wyraźnej przewadze wpływu jednej lub drugiej wielkości. Stwarza to w obliczeniach praktycznych duże trudności, ponieważ przestaje wtedy obowiązywać jednoznaczne pojęcie współczynnika odbicia, który staje się, ogólnie rzecz biorąc, funkcją geometrii układu, współrzędnej, przewodności i przenikalności materiału oraz częstotliwości. O ile stosowanie idealnych współczynników odbicia (tj. wartości $+1$ i -1) z wymienionych przyczyn prowadzi do wyników nie dość zadowalających, poprawę dokładności obliczeń można uzyskać przyjmując pewne wartości zastępcze współczynników odbić, będące wartościami ułamkowymi, zawartymi pomiędzy -1 i $+1$, uwzględniając

niejako „zmętnienie" odbicia. Analityczne określenie wartości tych współczynników nastręcza jednakże znaczne trudności i w przypadkach praktycznych dokonywane jest jedynie doświadczalnie, dla układów o podobnej geometrii i sposobie ekranowania.

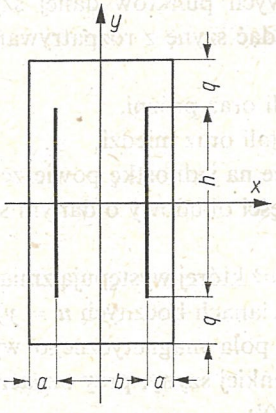
W celu wyznaczenia obrazu pola magnetycznego na ścianach badanego modelu metodą odbić zwierciadlanych dla wszystkich pięciu wymienionych na wstępie przypadków ekranowania, poczyniono następujące założenia upraszczające.

Wzdłuż swojej dłuższej osi model ciągnie się do nieskończoności.



Rys. 5. Dwie szyny oraz układ współrzędnych

Uzwojenie stanowią dwie szyny z prądami o równych wartościach i przeciwnych zwrotach. Są to zatem dwie szyny umieszczone wewnątrz nieskończenie długiego tunelu (rys. 5). Brak zmian w kierunku z powoduje, że analizę można przeprowadzić w układzie płaskim $0, x, y$ (rys. 6).



Rys. 6. Dwuwymiarowe okno z oznaczeniami

Szyny z prądem mają jednakową wysokość h, są nieskończenie cienkie, zajmują pozycję równoległą do siebie i ścian bocznych, od których oddalone są jednakowo. Ściany boczne charakteryzują jednakowe współczynniki odbicia (symetria geometryczna i magnetyczna w stosunku do ścian bocznych).

Odległość obu szyn od ścian górnej i dolnej jest jednakowa. Obie te ściany mają jednakowe współczynniki odbicia (symetria geometryczna i magnetyczna w stosunku do pokrywy i dna).

Rozkład prądu wzdłuż wysokości obu szyn jest równomierny („szyny" składają się z dużej liczby szeregowych zwojów leżących nad sobą).

Przyjęto następujące oznaczenia (w układzie SI):

$0, x, y$ — współrzędne prostokątne — rys. 5 i 6,

H'_x — amplituda (moduł) natężenia pola magnetycznego; składowa w kierunku osi x, pochodząca od jednej szyny z prądem,

H'_y — jak wyżej, ale w kierunku osi y,

H_x — amplituda (moduł) natężenia pola magnetycznego; składowa w kierunku osi x pochodząca od szyn rzeczywistych i wszystkich uwzględnionych odbić,

H_y — jak wyżej, ale w kierunku osi y,

H_t — amplituda (moduł) natężenia pola magnetycznego; składowa styczna na ścianie modelu,

H_n — jak wyżej, ale składowa normalna,

I — prąd płynący w uzwojeniu wzbudzającym (wartość skuteczna),

z — liczba zwojów uzwojenia wzbudzającego,

a, b, c, h, q — wymiary modelu podane na rys. 1 i 6,

U — współczynnik odbicia ścian bocznych,

V — współczynnik odbicia ściany górnej i dolnej,

l, k — wskaźniki porządkowe szyny w siatce odbić,

k_1 — liczba uwzględnionych odbić,

N — liczba oddziałujących szyn (przy k_1 odbiciach),

ξ_l, η_k — współrzędne dolnego końca szyny o wskaźnikach porządkowych l, k

R, r — odległości końcowych punktów danej szyny od rozpatrywanego punktu,

δ — kąt, pod jakim widać szynę z rozpatrywanego punktu,

ω — pulsacja

μ_{Fe}, μ_0 — przenikalności stali oraz próżni,

γ_{Fe}, γ_{Cu} — konduktywności stali oraz miedzi,

P_1 — straty przypadające na jednostkę powierzchni,

P — łączne straty w części obudowy o danym sposobie ekranowania,

λ — obwód modelu,

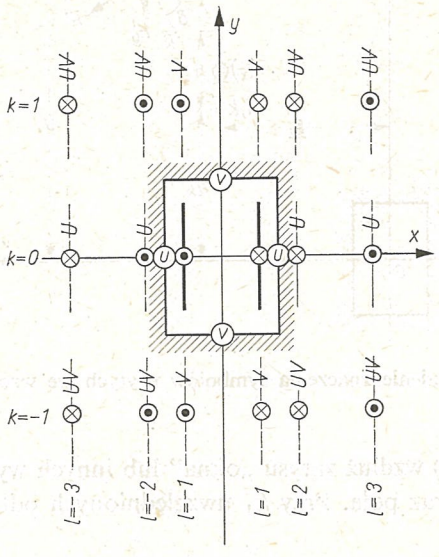
u — współrzędna, wzdłuż której występują zmiany składowych pola (na pokrywie i dnie $u = x$, na ścianach bocznych $u = y$).

Składowe wektora natężenia pola magnetycznego wytworzonego przez prąd płynący wzdłuż nieskończenie długiej i cienkiej szyny, przy oznaczeniach uwidocznionych na rys. 8, określają znane wzory [1], [2], [10]:

$$H'_x = \frac{\sqrt{2}\,Iz}{2\pi h} \ln \frac{R}{r}, \tag{4}$$

$$H'_y = \frac{\sqrt{2}\,Iz}{2\pi h} \delta. \tag{5}$$

Stosując metodę odbić zwierciadlanych do dwóch szyn przedstawionych na rys. 6, otrzymuje się obraz (przy liczbie odbić $k_1 = 1$) przedstawiony na rys. 7.



Rys. 7. Siatka odbić

Biorąc pod uwagę, że poszczególne szyny w siatce z rys. 7 wiodą prądy o różnych znakach i wartościach, co wynika z ich miejsca w siatce i z przypisanego im iloczynu współczynników odbicia, obie składowe pola magnetycznego wytworzonego w punkcie $A(x, y)$ przez wyróżnioną szynę o wskaźnikach porządkowych l, k obliczać można ze wzorów:

$$H'_x(x, y, l, k) = \frac{\sqrt{2}\,Iz}{2\pi h}\varphi(l)\cdot f[U, V, l, k]\frac{1}{2}\ln\frac{(x-\xi l)^2+(y-\eta_k)^2}{(x-\xi l)^2+(y-\eta_k-h)^2}, \tag{6}$$

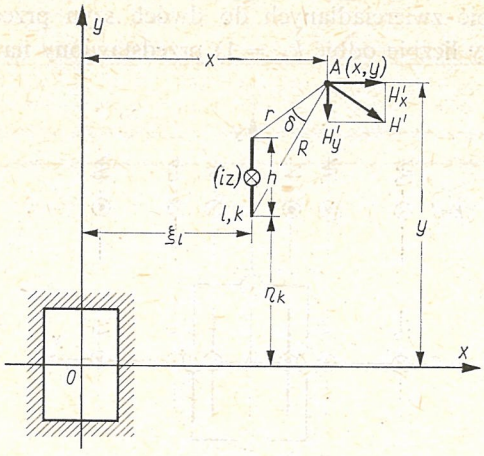
$$H'_y(x, y, l, k) = \frac{\sqrt{2}\,Iz}{2\pi h}\varphi(l)\cdot f[U, V, l, k]\left[\operatorname{arctg}\frac{y-\eta_k-h}{x-\xi_l}-\operatorname{arctg}\frac{y-\eta_k}{x-\xi_l}\right]. \tag{7}$$

We wzorach tych funkcja $\varphi(l)$ określa znak prądu w rozpatrywanej szynie wtedy, kiedy $U = V = 1$ i jest funkcją indeksu l. Funkcja $f[U, V, l, k]$ przypisuje danej szynie odpowiedni iloczyn współczynników odbić U, V i zależy od indeksów l, k. Parametry ξ_l oraz η_k są współrzędnymi dolnego końca rozpatrywanej szyny, x, y — współrzędne punktu $A(x, y)$ (rys. 8).

Poszukiwane składowe pola magnetycznego w punkcie $A(x, y)$ pochodzące od wszystkich uwzględnionych odbić otrzymuje się jako:

$$H_x(x, y) = \sum_N H'_x(x, y, l, k), \tag{8}$$

$$H_y(x, y) = \sum_N H'_y(x, y, l, k). \tag{9}$$



Rys. 8. Wyjaśnienie znaczenia symbolów użytych we wzorach (6) i (7)

Przesuwając punkt $A(x, y)$ wzdłuż zarysu „okna" lub innych wybranych odcinków otrzymuje się poszukiwany obraz pola. Przy k_1 uwzględnionych odbiciach liczba N oddziałujących szyn wynosi:

$$N = 8k_1(k_1+1)+2. \tag{10}$$

Obliczenia przeprowadzono przy pomocy maszyny cyfrowej.

4. PORÓWNANIE WYNIKÓW OBLICZEŃ Z REZULTATAMI POMIARÓW

Rys. 9 i następne, odpowiadające pięciu omawianym stanom ekranowania modelu, przedstawiają rozkłady obu składowych na powierzchni modelu, będące wynikiem pomiarów (linie ciągłe), obliczeń przy użyciu idealnych współczynników odbicia (linie przerywane) oraz przy przyjęciu współczynników odbić takich, dla których otrzymuje się wyniki obliczeń stosunkowo bliskie wynikom pomiarów (linie kreska-kropka). Za takie wartości współczynników odbicia uznano — dla masywnej stali, ekranu miedzianego (o grubości 3 mm) i bocznika magnetycznego — odpowiednio:

$$\left.\begin{aligned} m_{\mathrm{Fe}} &= 0{,}5, \\ m_{\mathrm{Cu}} &= -0{,}9, \\ m_m &= 1. \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

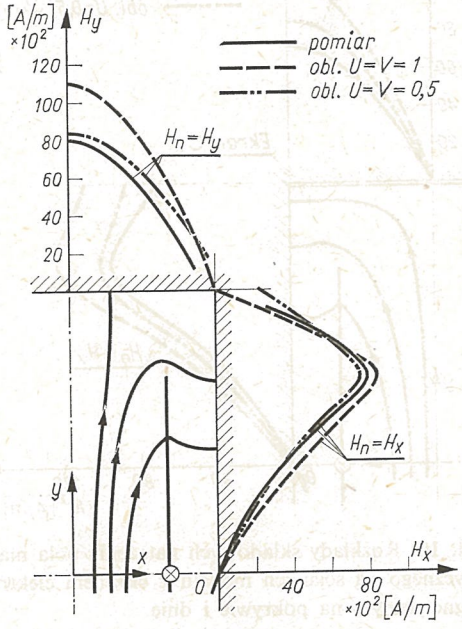
Wartości te otrzymano metodą prób.

Na ścianach scharakteryzowanych dodatnim współczynnikiem odbicia obliczano wyłącznie składową normalną, na ścianach o ujemnym współczynniku odbicia — tylko styczną. Obliczenia przeprowadzono dla $k_1 = 4$, tj. dla 162 szyn.

W pobliżu naroży kadzi pomiar przerywano, ponieważ w tych miejscach był on obarczony znacznym błędem. Rozkłady zdejmowano — na ścianie bocznej — wzdłuż tworzącej

leżącej w połowie płaskiej ściany kadzi, na pokrywie i na dnie — wzdłuż przedłużenia tej tworzącej.

Rys. 9 dotyczy modelu o masywnych ścianach stalowych. Obliczenia zrobione dla $U = V = 1$ dały dość dobrą zgodność z pomiarem na ścianach bocznych, gorszą — na pokrywie i dnie. Maksima składowej normalnej występują: na pokrywie i dnie — na osi symetrii, na ścianach bocznych — na wysokości punktów krańcowych szyn. W narożnikach składowa normalna przyjmuje wartości zerowe. Przyjęcie ułamkowych współczynników odbić $U = V = 0{,}5$ przyniosło pewną poprawę, zwłaszcza na pokrywie i dnie.



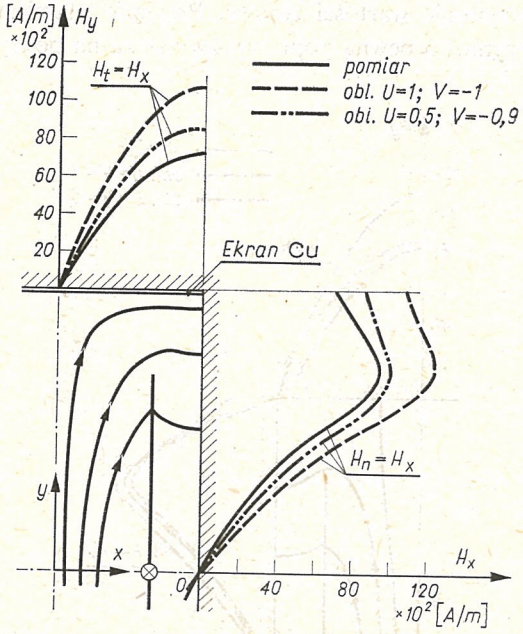
Rys. 9. Rozkłady składowej normalnej natężenia pola magnetycznego na ścianach modelu nieekranowanego

Ze względu na symetrię modelu, rysunki przedstawiają ćwiartkę analizowanego obszaru.

Na rys. 10 pokazano obraz pola modelu, w którym ściany boczne stanowi masywna stal, natomiast pokrywę i dno zaekranowano blachą miedzianą (3 mm). Przypadek ten jest szczególnie interesujący, bowiem występuje tu oddziaływanie poszczególnych ścian o rozmaitych współczynnikach odbicia. Z obrazu pola, otrzymanego najpierw dla idealnych współczynników odbicia ($U = 1$; $V = -1$) a następnie dla $U = 0{,}5$, $V = -0{,}9$ wynika, że strumień wydostając się spomiędzy szyn kieruje się ku pokrywie (dnu) i następnie zostaje przez ekran zepchnięty w kierunku ścian bocznych, w które wnika, dając w efekcie, w miarę oddalania się od osi symetrii, wzrost wartości składowej stycznej na pokrywie (dnie). Składowa styczna (w stosunku do pokrywy) jest w narożniku równocześnie składową normalną dla ściany bocznej — stąd rozkład tej składowej na ścianie bocznej zaczyna się (w narożniku) od wartości nie równej zeru. Maksima tego rozkładu przypadają na miejsca

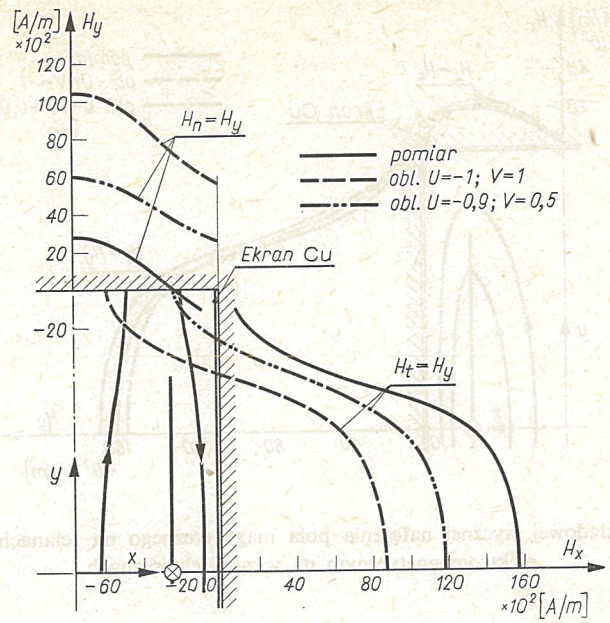
sąsiadujące z krańcami szyn, wartość zerowa — w środku wysokości szyn, zgodnie z oczekiwaniem.

Wyniki pomiarów i obliczeń dla układu, w którym elektromagnetycznie zaekranowano ściany boczne, natomiast pokrywę i dno stanowi masywna stal, przedstawia rys. 11. Do obliczeń przyjęto najpierw $U = -1$, $V = 1$, a następnie $U = -0{,}9$, $V = 0{,}5$. Otrzymano



Rys. 10. Rozkłady składowych natężenia pola magnetycznego na ścianach modelu z ekranem elektromagnetycznym na pokrywie i dnie

tu jednak rezultat, który należy ocenić negatywnie, ponieważ jest on sprzeczny z obrazem odpowiadającym przesłankom fizycznym, jak i z rezultatem pomiarów. W badanym przypadku ekran tworzy zwarty zwój, i zmusza strumień do powrotu w przestrzeni pomiędzy uzwojeniem i ekranem. Strumień powinien zatem wnikać do dna i pokrywy w ich środkowej części a następnie, w pobliżu naroży — opuszczać je. Tak więc składowa normalna powinna na pokrywie i dnie pomiędzy osią i narożnikiem zmienić znak, natomiast składowa styczna na ścianie bocznej (na ekranie) powinna mieć znak stały. Obliczenia nie dały takiego rezultatu. Przyczyna niezgodności wyniku obliczenia i opisanego obrazu leży w tym, że w danym przypadku opisanie własności fizycznych układu jedynie poprzez współczynniki odbić ścian jest niewystarczające. Charakter obrazu pola zależy tu bowiem również od tego, czy ekrany obu ścian łączą się ze sobą tworząc obwód zamknięty, czy też nie. Obie te możliwości należy rozróżnić wprowadzając odpowiednie warunki wynikające ze struktury fizycznej układu poza płaszczyzną rysunku. Rozpatrzeniu takich przypadków autor zamierza poświęcić osobne opracowanie i z tego powodu przypadek ekranu na ścianach bocznych nie będzie tu dalej obliczeniowo analizowany.



Rys. 11. Rozkłady składowych natężenia pola magnetycznego na ścianach modelu z ekranem elektromagnetycznym na ścianach bocznych

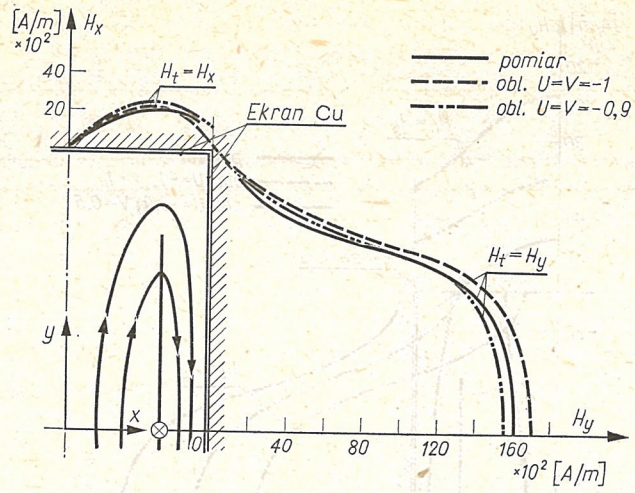
Innym przypadkiem, w którym ekran wystąpił w roli zwartego zwoju jest kolejny przypadek ekranowania, w którym wszystkie ściany modelu pokryto ekranem miedzianym. Tu jednakże obecność ekranu, również na pokrywie i dnie, sprawia, że strumień musi się zamknąć wewnątrz obszaru ekranowanego, niezależnie od tego, czy ekran tworzy zwój zwarty (układ modelowy), czy też nie. Stąd należy tu oczekiwać zgodności obliczeń i pomiaru.

Rys. 12 dotyczy modelu o wszystkich ścianach pokrytych ekranem miedzianym. Na rysunku tym podobnie jak poprzednio, przedstawiono obok rozkładów pomierzonych, rozkłady obliczone przy przyjęciu wartości $U = V = -1$, a następnie $U = V = -0{,}9$. Otrzymano obraz zgodny z oczekiwaniem, w którym strumień zamyka się dokoła szyn, będąc, w przypadku idealnym, całkowicie wyparty ze ścian. Maksimum składowej stycznej występuje na środku wysokości ścian bocznych; na pokrywie i dnie — w punktach leżących na przedłużeniu szyn. Wartości zerowe osiąga składowa styczna na osi pokrywy i dna oraz w narożnikach. Przyjęcie współczynników ułamkowych poprawiło zgodność obliczenia z pomiarem.

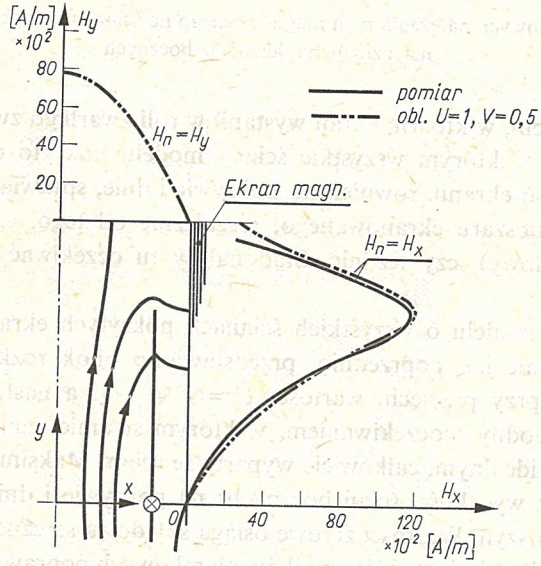
Rysunek 13 ilustruje rozkłady składowej normalnej obliczone dla przypadku, gdy ściany boczne pokryto bocznikami magnetycznymi. W obliczeniu tym przyjęto $U = 1$, $V = 0{,}5$. Pomiarów na pokrywie i dnie nie przeprowadzono.

Rysunki 14, 15 i 16 obrazują obliczone rozkłady obu składowych wyznaczone w opisany wyżej sposób, wzdłuż następujących odcinków leżących wewnątrz badanego obszaru:

pomiędzy końcami szyn — rozkład $H_y\left(x, \frac{h}{2}\right)$,



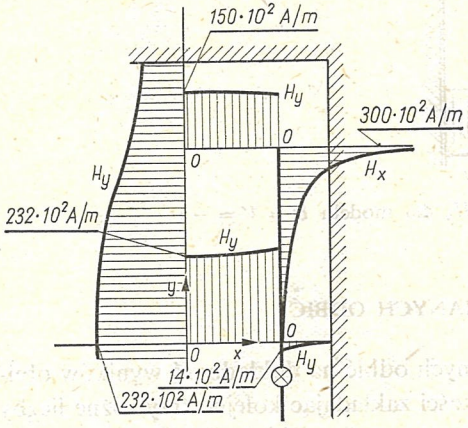
Rys. 12. Rozkłady składowej stycznej natężenia pola magnetycznego na ścianach modelu z ekranem elektromagnetycznym na wszystkich ścianach



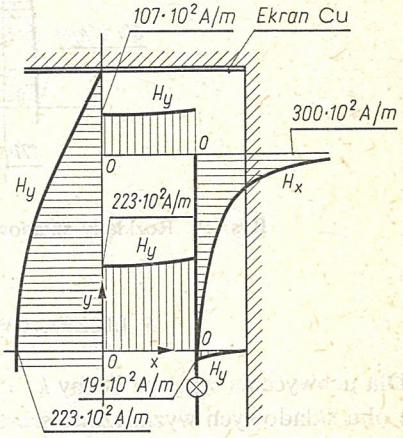
Rys. 13. Rozkłady składowej normalnej natężenia pola magnetycznego na ścianach modelu z bocznikiem magnetycznym na ścianach bocznych

wzdłuż szerokości, na środku wysokości modelu — rozkład $H_y(x, 0)$,
wzdłuż wysokości, na osi symetrii — rozkład $H_y(0, y)$,
wzdłuż wysokości szyny — rozkład $H_x\left(\frac{b}{2}, y\right)$.

Przedstawione krzywe dotyczą wyników obliczeń przeprowadzonych dla przypadku idealnych współczynników odbicia a mianowicie: na rys. 14 dla $U = V = 1$, na rys. 15 dla $U = 1$, $V = -1$ i na rys. 16 dla $U = V = -1$. Pomiarów kontrolnych nie przeprowadzono z powodu trudności wykonawczych. Przyjęto tę samą wartość prądu wzbudzającego, co w przypadkach poprzednich, tj. 30 A.



Rys. 14. Rozkłady składowych H_x i H_y dla modelu $U = V = 1$



Rys. 15. Rozkłady składowych H_x i H_y dla modelu $U = 1$, $V = -1$

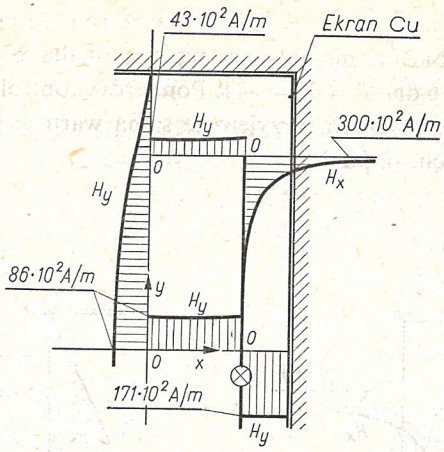
We wszystkich przypadkach składowa H_x na szynie, na jej krańcu, dąży do nieskończoności, stąd wykres urywa się nieco wcześniej. Składowa H_y zmienia na szynie swą wartość skokiem, przyjmując po obu stronach szyny wartości o różnych znakach. Pomiędzy szyną i ferromagnetyczną ścianą kadzi składowa H_y maleje do zera (rys. 14 i 15), zaś przy elektromagnetycznym zaekranowaniu ściany przyjmuje na tym odcinku wartość prawie stałą i taką, by spełniony został bilans strumienia w rozpatrywanej przestrzeni (por. rozdział 5) (rys. 16)

Rozkłady, które to ilustrują na wymienionych rysunkach, dotyczą współrzędnej odpowiadającej środkowi wysokości szyny; dla innych punktów wysokości szyny odpowiednie rozkłady są, co do swojego charakteru, analogiczne.

Składowa H_y pomiędzy szynami w punkcie $y = 0$ przybiera wartości w przybliżeniu stałe i silnie zależne od stanu ścian modelu: dla ścian nieekranowanych wartości te są ok. 2-krotnie większe (rys. 14) niż dla przypadku modelu ekranowanego (rys. 16).

Na osi symetrii $x = 0$ składowa H_y swoje maksimum uzyskuje w środku wysokości szyn, w miarę zbliżania się do pokrywy (dna) — maleje: w przypadku modelu nieekranowanego — około dwukrotnie (rys. 14), zaś przy elektromagnetycznym zaekranowaniu pokrywy i dna — do zera (rys. 15 i 16).

Jak z tego widać, charakter uzyskanych rozkładów w pełni odpowiada przewidywanemu obrazowi fizycznemu.



Rys. 16. Rozkłady składowych H_x i H_y dla modelu $U = V = -1$

5. LICZBA UWZGLĘDNIANYCH ODBIĆ

Dla uchwycenia wpływu liczby k_1 uwzględnianych odbić na dokładność wyników obliczeń obu składowych wyznaczono szereg ich wartości zakładając kolejno trzy różne liczby odbić k_1. Przyjęto: $k_1 = 2$, $k_1 = 4$ oraz $k_1 = 10$, czemu odpowiadają liczby szyn $N = 50$, $N = 162$ oraz $N = 882$. Ponieważ składowa H_y obliczana według wzorów (7) i (9) wykazuje w funkcji k_1 zbieżność naprzemienną, przyśpieszono tę zbieżność przyjmując jako wartość tej składowej obliczaną dla k_1 — wartość średnią z wartości określonej dla k_1 oraz dla $(k_1 - 1)$.

W tablicach 2 oraz 3 zebrano wyniki obliczeń wartości obu składowych dla kilku charakterystycznych punktów. Zawarte w tablicach liczby są wartościami funkcji bezwymiarowej, obliczonymi przez maszynę. Po to, by otrzymać na ich podstawie odpowiednie wartości natężenia pola magnetycznego, należy te wartości pomnożyć przez $\frac{\sqrt{2}\,Iz}{2\pi h}$ [A/m].

Z przedstawionych zestawień wynika, że dokładność obliczeń w niewielkim stopniu zależy od liczby uwzględnianych odbić. Dla celów praktycznych całkowicie wystarcza przyjęcie dwóch odbić zwierciadlanych (przy przyśpieszeniu zbieżności składowej H_y).

Dla dalszej kontroli stopnia dokładności otrzymywanych wyników sprawdzono bilans strumieni przypadających na jednostkę długości układu w kierunku z (w założeniu $k_1 = 4$). Strumienie te obliczano jako całki funkcji bezwymiarowej, proporcjonalnej do odpowiednich składowych natężenia pola magnetycznego.

Dla trzech sposobów zaekranowania modelu wyznaczono numerycznie (rys. 17):

całki funkcji proporcjonalnej do składowej H_y wzdłuż odcinków: OA, AF, CB, DE, otrzymując odpowiednio wartości: Φ_{OA}, Φ_{AF}, Φ_{CB}, Φ_{DE},

całki funkcji proporcjonalnej do składowej H_x wzdłuż odcinków AB, EF otrzymując wartości Φ_{AB} oraz Φ_{EF}.

Omawiane rozważania, jako teoretyczne, związane są z obliczeniami, w których musiano przyjąć idealne współczynniki odbicia $|U| = |V| = 1$. Ze względu na ciągłość stru-

Tablica 2

Obliczone wartości składowej stycznej lub normalnej na pokrywie (dnie) modelu w zależności od liczby uwzględnionych odbić k_1

(wartości bezwzględne funkcji bezwymiarowej)

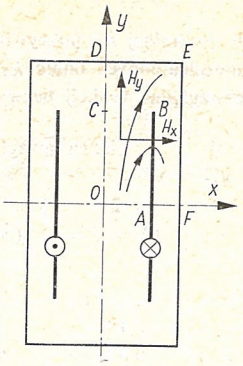
Stan zaekranowania modelu (współcz. odbić)	Współrzędna (odległość od osi symetrii) x [cm]	Liczba uwzględnionych odbić k_1			Uwagi
		2 ($N = 50$)	4 ($N = 162$)	10 ($N = 882$)	
$U = V = 1$	0,00	2,6665	2,6368	2,6268	składowa normalna
	7,60	2,1800	2,1513	2,1413	
	15,20	0,8333	0,8081	0,7982	
	19,00	0,0349	0,0117	0,0019	
$U = 1;\ V = -1$	0,00	0,0000	0,0000	0,0000	składowa styczna
	7,60	1,5262	1,5429	1,5436	
	15,20	2,4540	2,4892	2,4907	
	19,00	2,5554	2,6011	2,6030	
$U = V = -1$	0,00	0,0000	0,0000	0,0000	składowa styczna
	7,60	0,4977	0,4753	0,4748	
	15,20	0,3912	0,3437	0,3426	
	19,00	0,0632	0,0013	0,0001	

Tablica 3

Obliczone wartości składowej stycznej lub normalnej na ścianie bocznej modelu w zależności od liczby uwzględnionych odbić k_1

(wartości bezwzględne funkcji bezwymiarowej)

Stan zaekranowania modelu (współczynnik odbicia)	Współrzędna (odległość od środka wys. modelu) y [cm]	Liczba uwzględnionych odbić k_1			Uwagi
		2 ($N = 50$)	4 ($N = 162$)	10 ($N = 882$)	
$U = V = 1$	0,000	0,0000	0,0000	0,0000	składowa normalna
	9,375	0,5831	0,5838	0,5838	
	18,750	1,4905	1,4915	1,4915	
	28,125	1,8586	1,8591	1,8590	
	37,500	0,0006	0,0001	0,0000	
$U = 1;\ V = -1$	0,000	0,0000	0,0000	0,0000	składowa normalna
	9,375	0,7677	0,7853	0,7860	
	18,750	1,9898	2,0223	2,0237	
	28,125	3,0125	3,0548	3,0566	
	37,500	2,5554	2,6011	2,6030	
$U = V = -1$	0,000	3,8109	4,0985	4,1031	składowa styczna
	9,375	3,7620	4,0254	4,0289	
	18,750	3,3454	3,5392	3,5396	
	28,125	1,3628	1,4517	1,4474	
	37,500	0,0481	0,0117	0,0018	



Rys. 17. Wyjaśnienie oznaczeń użytych w tekście

mienia, dla każdego przypadku ekranowania musi zachodzić: $\Phi_{OA} = \Phi_{CB} + \Phi_{AB}$ oraz $\Phi_{OA} = \Phi_{DE} + \Phi_{EF} + \Phi_{AF}$. Zestawienie wyników obliczeń obejmuje tablica 4. Z zestawienia tego widać, że występuje tu dobra zgodność wyników (dla czterech odbić zwierciadlanych).

Tablica 4

Zestawienie wartości strumieni jednostkowych (całek odpowiednich składowych)

Strumień jednostkowy	Rodzaj zaekranowania modelu (współczynniki odbić)		
	$U = V = 1$	$U = 1,\ V = -1$	$U = V = -1$
$\Phi_{AB} =$	0,2756	0,3587	0,1365
$\Phi_{CB} =$	0,4445	0,3371	0,1309
$\Phi_{DE} =$	0,3200	0	0
$\Phi_{EF} =$	0,3879	0,6766	0
$\Phi_{AF} =$	0,0011	0,0015	0,2650
$\Phi_{OA} =$ (obl. bezpośrednie)	0,7187	0,6941	0,2651
$\Phi_{OA} = \Phi_{AB} + \Phi_{CB} =$	0,7201	0,6958	0,2674
$\Phi_{OA} = \Phi_{DE} + \Phi_{EF} + \Phi_{AF} =$	0,7090	0,6781	0,2650
$\frac{\Phi_{CB}}{\Phi_{OA}} =$	0,618	0,486	0,494

Interesujące może być porównywanie wartości strumienia Φ_{OA} oraz Φ_{CB} dla trzech rozpatrywanych przypadków. Z tablicy 4 widać, że stosunek $\frac{\Phi_{CB}}{\Phi_{OA}}$ we wszystkich przypadkach bliski jest wartości 0,5, co oznacza, że w każdym z nich strumień na skraju szyn stanowi około połowy jego wartości maksymalnej osiąganej w punkcie $y = 0$, co potwierdza wnioski pracy [3].

6. STRATY W OBUDOWIE

Jak z przytoczonych rozważań wynika, w przypadku skutecznego ekranu przewodzącego rozkład składowej stycznej na powierzchni ekranu, potrzebny do wyznaczenia strat, można wyznaczyć metodą odbić zwierciadlanych w sposób bezpośredni, przyjmując odpowiednie wartości ujemnych współczynników odbicia. Przez ekran skuteczny rozumie się tu ekran dostatecznie gruby, o dostatecznie małej rezystancji, wystarczająco rozległy, a więc taki, który na swojej powierzchni stwarza pole magnetyczne o znacznej przewadze składowej stycznej nad normalną. W badanym układzie z ekranem miedzianym o grubości 3 mm przypadek taki został zrealizowany.

Straty jednostkowe wnikające do środowiska uwarstwionego (stal ekranowana miedzią) przy padaniu na nie fali płaskiej wynoszą [1], [9]

$$P_1 = \frac{H_t^2}{2}\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\gamma_{Cu}}}\cdot\beta. \tag{12}$$

Występujący we wzorze (12) współczynnik β uwzględnia grubość ekranu, jest funkcją częstotliwości oraz przenikalności i konduktywności ekranu i środowiska za ekranem.

W badanym modelu padająca fala nie jest falą płaską. Występują tu rozkłady $H_t(x)$ — dla ścian górnej i dolnej oraz $H_t(y)$ — dla ścian bocznych, ogólnie — $H_t(u)$, gdzie u oznacza współrzędną, wzdłuż której występują zmiany natężenia pola; odpowiada to zmiennej x na pokrywie i dnie oraz y — na ścianach bocznych. Istnieje tu więc rozkład strat:

$$P_1(u) = \frac{H_t^2(u)}{2}\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\gamma_{Cu}}}\,\beta. \tag{13}$$

Przyjmując, że obwód modelu wynosi λ i że wzdłuż obwodu rozkład składowej stycznej nie ulega zmianie (założenie wymagające dalszej korekty obliczeniowej ze względu na obecność zaokrągleń), straty w rozpatrywanej części modelu można w przybliżeniu wyznaczyć wykorzystując wzór dla fali płaskiej. Wtedy:

$$P = \frac{\lambda\beta}{2}\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\gamma_{Cu}}}\int_{u_1}^{u_2} H_t^2(u)\,du, \tag{14}$$

gdzie przez u_1 i u_2 oznaczono współrzędne ograniczające całkowanie.

Przy wyznaczaniu strat w ścianach nieekranowanych i ograniczeniu rozważań do najprostszego przypadku, założenia stałej przenikalności stali, straty jednostkowe w rozpatrywanej ścianie przy padaniu na nią fali płaskiej [1] dane są przez wzór:

$$P_1 = \frac{H_t^2}{2}\sqrt{\frac{\omega\mu_{Fe}}{2\gamma_{Fe}}}. \tag{15}$$

Również tu zamiast fali płaskiej występuje pole dwuwymiarowe, tj. na ścianie górnej i dolnej występuje rozkład $H_t(x)$, na bocznych — $H_t(y)$. Najdogodniej jest tu oprzeć się na rozkładach tej składowej, która w przypadku powierzchni stalowej gra decydującą rolę, zatem rozkładach składowej normalnej. Rozkłady te mogą być wyznaczane metodą odbić rciadlanych, przy wykorzystaniu dodatnich, dobranych współczynników odbicia.

(Wyznaczanie bezpośrednie rozkładu składowej stycznej przy wykorzystaniu ułamkowych, dodatnich współczynników odbić byłoby ryzykowne, ponieważ obliczenia takie, oparte o współczynniki fikcyjne, dobrane dla składowej normalnej, mogą prowadzić do dość przypadkowych wartości składowej stycznej. Podobnie byłoby przy wykorzystaniu ujemnych, ułamkowych współczynników odbicia dla wyznaczenia składowej normalnej na ekranie.)

Składową styczną określa ogólnie zależność:

$$H_t(u) = \sqrt{\frac{\omega\gamma_{Fe}}{\mu_{Fe}}}\,\mu_0 \int_{u_0}^{u} H_n(u)\,du, \tag{16}$$

gdzie u_0 — współrzędna, w której rozpoczyna się wnikanie strumienia składowej normalnej związanego z wartością $H_t(u)$, u — współrzędna bieżąca.

Wykorzystując często stosowane przybliżenie, które przy niskich częstotliwościach nie prowadzi do dostrzegalnych błędów [1], można obliczać straty jednostkowe określone wzorem (15), przy potraktowaniu $H_t(u)$ jako H_t dla fali płaskiej. Łącząc zależności (15) i (16) otrzymuje się wtedy:

$$P_1(u) = \frac{\mu_0^2}{2}\,\omega \sqrt{\frac{\omega\gamma_{Fe}}{2\mu_{Fe}}} \left[\int_{u_0}^{u} H_n(u)\,du\right]^2. \tag{17}$$

W ten sposób straty w rozpatrywanej części modelu o ścianach stalowych wyrażą się wzorem:

$$P = \frac{\lambda\mu_0^2}{2}\,\omega \sqrt{\frac{\omega\gamma_{Fe}}{2\mu_{Fe}}} \int_{u_1}^{u_2} \left[\int_{u_0}^{u} H_n(u)\,du\right]^2 du, \tag{18}$$

gdzie u_1 i u_2 — współrzędne ograniczające całkowanie strat jednostkowych.

Przeprowadzając numeryczne obliczenia strat zgodnie z zależnościami (14) i (18) odniesionymi do poszczególnych ścian (dla dobranych wartości współczynników odbicia) otrzymano wartości zestawione w tablicy 5. Przypadku z zastosowaniem boczników magnetycznych nie uwzględniono, ponieważ mechanizm powstawania strat jest tu analogiczny do mechanizmu powstawania strat w rdzeniu.

W obliczeniach przyjęto: $\gamma_{Cu} = 56 \cdot 10^6 \frac{1}{\Omega_m}$; $\gamma_{Fe} = 6 \cdot 10^6 \frac{1}{\Omega_m}$; $\mu_{rFe} = 700$[1]. Dla ekranu miedzianego o grubości 3 mm: $\beta = 3{,}12$ [9].

Przytoczone rozważania dotyczą pola dwuwymiarowego, można jednakże w sposób przybliżony uwzględnić krzywizny modelu, biorąc pod uwagę, że w tych miejscach występuje

---

[1] Stwierdzono doświadczalnie, że maksymalna wartość składowej stycznej w połowie wysokości ściany bocznej wynosi $3400\frac{A}{m}$. Postępując zgodnie z metodą Nejmana [6], jako przenikalność wypadkową należy przyjąć podwójną wartość przenikalności odczytanej z krzywej, dla wartości skutecznej składowej stycznej natężenia pola na powierzchni. Biorąc za podstawę charakterystykę magnesowania dla stali z pra[illegible] [7] otrzymano w ten sposób $\mu_{rFe} \approx 700$. Rozumowanie to jest słuszne dla przypadku obliczania strat p[illegible] zadanym rozkładzie składowej stycznej; jest mniej dokładne przy zadanym rozkładzie składowej norma[illegible]

Tablica 5

Straty obliczone i pomierzone w obudowie modelu dla różnych stanów jego zaekranowania

Stan zaekranowania modelu	Straty w obudowie [W]		
	Obliczone		Pomierzone
	Bez uwzgl. zaokrągleń (bezpośr. z maszyny cyfr.)	z uwzględnieniem zaokrągleń	
Wszystkie ściany nieekranowane (stalowe, masywne)	1920	1320	867
Ściany boczne nieekranowane, górna i dolna — ekranowane miedzią	1210	840	764
Wszystkie ściany ekranowane miedzią[1)]	690	480	613

[1)] W pracy [9] podano, dla modelu o ścianach ekranowanych miedzią, wartość strat obliczonych równą 632 W (bez uwzględnienia krzywizn modelu). Udokładnienie programu dla maszyny cyfrowej dało w tych samych warunkach liczbę 690 W. Nieco inne wartości pomierzone zawarte w tabeli, w stosunku do zamieszczonych w pracy [9], są wynikiem powtórnych, dokładniejszych pomiarów.

osłabienie pola na powierzchni kadzi, wynikające z promieniowego rozchodzenia się linii sił. Przeliczenia dokonano według zależności:

$$P_{rzecz} = \frac{P}{\lambda}\left[2c+\pi\frac{b^2}{2a+b}\right], \tag{19}$$

gdzie:

P_{rzecz} — straty z uwzględnieniem krzywizny modelu,

P — straty bez uwzględnienia krzywizny modelu.

Pozostałe oznaczenia — zgodnie z rys. 1.

Otrzymane rezultaty zestawiono w tablicy 5.

Największa rozbieżność, w stosunku do wartości pomierzonej, występuje dla modelu nieekranowanego, co w znacznym stopniu wynika ze sposobu obliczania strat dla tego przypadku: wszelkie niedokładności w obliczaniu rozkładu składowej normalnej w pewnym przedziale (na pokrywie), są, w następstwie wewnętrznego całkowania, przenoszone na dalszy przedział całkowania (ściany boczne). Zbyt duża wartość strat otrzymana z obliczenia dla tego przypadku wynika z niedokładnego wyznaczania rozkładu składowej normalnej na pokrywie i dnie, nie uwzględniającego malenia wartości tej składowej na podłużnej osi pokrywy i dna, w miarę zbliżania się ku ich zaokrąglonym końcom.

Zbyt małą wartość strat otrzymaną dla modelu w pełni zaekranowanego można wytłumaczyć przede wszystkimi dealizacją polegającą na przyjęciu istnienia wyłącznie składowej stycznej na ekranie.

Jest oczywiste, że dokładność wyznaczania strat rośnie w miarę wzrostu dokładności wyznaczania rozkładów $H_t(u)$ oraz $H_n(u)$. Dla ekranu elektromagnetycznego jest ona tym

wyższa, im doskonalszy jest ekran, im lepsze warunki zostaną stworzone prądom wirowym, zatem — im współczynnik odbicia jest bliższy wartości -1. Z drugiej strony, wzór (12) dotyczy przypadku fali płaskiej, co sprawia, że obliczanie strat przy jego użyciu jest tym dokładniejsze, im mniejszą rolę gra składowa normalna natężenia pola magnetycznego, zatem im doskonalszy jest ekran. Obliczanie strat w układzie ekranowanym w przytoczony sposób możliwe jest więc tylko w odniesieniu do ekranów skutecznych, tj. wtedy, gdy ich współczynnik odbicia zbliża się do wartości -1, bowiem:
— daje to stosunkowo dobrą dokładność wyznaczania rozkładów składowej stycznej,
— pozwala na stosowanie wzorów dla fali płaskiej.
Ostatnie stwierdzenie oznacza, że gdyby nawet, stosując ułamkowe współczynniki odbicia, udało się dostatecznie dobrze wyznaczyć rozkład składowej stycznej na powierzchni ekranu, gdzie obok składowej stycznej występować będzie równocześnie znaczna składowa normalna — a zatem ekranu nie w pełni skutecznego (np. zbyt cienkiego), to straty obliczone według wzoru (14) wyznaczone zostaną błędnie. Ekrany nieskuteczne, którym odpowiadają współczynniki wyraźnie odbiegające od -1 wykazują równoczesne występowanie, na ich powierzchni, pola normalnego, co sprawia, że nie może mieć wtedy zastosowania teoria, na podstawie której powstała zależność (12) a następnie — przybliżona (14).

Prawdziwość tego rozumowania została sprawdzona doświadczalnie. W pracy [8] przeprowadzono pomiary na opisanym wyżej modelu po zastąpieniu ekranu miedzianego (3 mm) ekranem aluminiowym o grubości 1 mm. W tych samych warunkach (prąd wzbudzający równy 30 A), w których straty w obudowie modelu bez ekranu wyniosły ok. 870 W, zaś z zastosowaniem pełnego ekranu miedzianego (3 mm) — ok. 600 W, w omawianym przypadku straty osiągnęły wartość ponad 2000 W. Pomiarowo stwierdzono poza składową styczną (o wartościach mniejszych, niż przy ekranie miedzianym) występowanie znacznej składowej normalnej przenikającej ekran na wskroś. Cienki ekran aluminiowy okazał się więc nie tylko nieskuteczny, ale nawet szkodliwy, jego zbyt słabe prądy wirowe nie były w stanie skutecznie wytłumić pola normalnego. Z drugiej strony — każdy ekran miedziany o grubości większej niż 3 mm (który okazał się skuteczny) będzie ekranem jeszcze skuteczniejszym, zatem tym bardziej nadającym się do traktowania w przedstawiony sposób (przy przyjęciu wartości współczynnika odpowiednio do grubości ekranu [9]).

W przypadku powierzchni stalowych, masywnych rezultaty obliczeń będą z kolei tym bliższe rzeczywistości, im słabsza będzie reakcja prądów wirowych, zatem — im współczynnik odbicia będzie bliższy wartości 1.

Tak więc metoda odbić zwierciadlanych prowadzi do tym lepszych wyników, im doskonalszy jest ekran, lub też im doskonalszy jest ferromagnetyk. Przypadki pośrednie, tj. takie, w których występuje wyraźny efekt ferromagnetyka (znaczna składowa normalna) przy równoczesnym występowaniu silnych prądów wirowych, powinny być analizowane innymi metodami.

Rozważania przedstawione w tej pracy dotyczyły przypadku modelu symetrycznego. Wprowadzając niesymetrię polegającą na przesunięciu pozycji szyn w stosunku do pionowej osi symetrii okna i na przyjęciu, że ściany boczne stanowią środowiska o różnych własnościach fizycznych reprezentowane przez różne współczynniki odbić, można przejść do przypadku praktycznego, jaki stanowi strefa rozproszeniowa transformatora wyznaczona przez rdzeń, ścianę kadzi, dno i pokrywę, lub belki jarzmowe — górną i dolną.

7. WNIOSKI

Na podstawie opisanych wyników przeprowadzonych badań można wysnuć następujące wnioski.

1. Ekran miedziany o grubości 3 mm zapewniający prądom wirowym zamkniętą drogę okazał się w badanym modelu (układ jednofazowy) ekranem skutecznym w tym sensie, że spowodował zmianę pola o charakterze normalnym na pole o charakterze stycznym.

2. Skuteczny ekran miedziany na ogół pozwala na praktyczną analizę konfiguracji pola w jego pobliżu metodą odbić zwierciadlanych, przy użyciu ujemnych współczynników odbić.

3. Wartości współczynników odbić zwierciadlanych uwzględniające „nieidealność" środowiska, wyznaczone doświadczalnie w warunkach badanego modelu, okazały się równe:
— dla stali masywnej ... 0,5,
— dla stali ekranowanej skutecznym ekranem miedzianym o grubości 3 mm ... −0,9.

4. Jednoczesne stosowanie dodatnich i ujemnych współczynników odbicia pozwala wyznaczać konfigurację pola w sąsiedztwie ścian o różnym sposobie ekranowania, z tym że w przypadku ekranowania ścian bocznych należy wprowadzić dodatkowe warunki wynikające z fizycznej struktury układu poza płaszczyzną rysunku (patrz rys. 11).

5. Wyznaczanie strat w układzie skutecznie ekranowanym elektromagnetycznie jest praktycznie możliwe przy wykorzystaniu wzorów słusznych dla fali płaskiej, stosowanych do rozkładu składowej stycznej, przy czym dokładność obliczenia rośnie w miarę wzrostu grubości ekranu.

6. Przy nieumiejętnym zaprojektowaniu ekranu można doprowadzić — zamiast do obniżenia — do, niekiedy, znacznego wzrostu strat. Ekranem nieskutecznym, powodującym taki efekt, może być ekran zbyt cienki, o zbyt dużej rezystancji, lub też ekran, który nie zapewnia dobrej drogi prądom wirowym. Stosując ekran w przypadkach praktycznych należy mieć pewność co do jego skuteczności.

7. Wyznaczanie strat w układach ekranowanych ekranami nieskutecznymi (przypadek raczej bez praktycznego znaczenia) musi odbywać się w sposób inny, niż przedstawiony w pracy.

8. Obliczanie strat w ścianach nieekranowanych jest związane z możliwością popełnienia większych błędów niż w przypadku ścian skutecznie ekranowanych elektromagnetycznie.

9. Liczba uwzględnianych odbić (przy przyspieszeniu zbieżności składowej H_y) nie ma decydującego wpływu na dokładność uzyskiwanych wyników obliczeń. Uwzględnienie, w tych warunkach, dwóch odbić zwierciadlanych jest zadowalające.

10. Stosowanie ekranów magnetycznych o opisanej konstrukcji (w rozważanym przypadku znacznie przewymiarowanych) okazało się, zgodnie z oczekiwaniem (bardzo niska indukcja w pakietach ekranu), najskuteczniejszym sposobem ograniczania strat w kadzi.

LITERATURA

1. J. Turowski, *Elektrodynamika techniczna*, WNT, Warszawa 1968.
2. E. Jezierski, *Transformatory, Podstawy Teoretyczne*, WNN, Warszawa 1965.

3. M. Kozłowski, *Wpływ malenia składowej podłużnej indukcji w pobliżu krańców uzwojeń na wywołane przez nią straty dodatkowe w uzwojeniach transformatora*, Przegląd Elektrotechniczny, Warszawa, 1973, nr 4.
4. P. Hammond, *Electric and Magnetic Images*, Proceedings IEE, 1960, nr 8.
5. C.J. Carpenter, *The Application of the Method of Images to Machine End-Winding Fields*, Proceedings IEE, 1960, nr 35.
6. L.R. Nejman, *Powierchnostnyj effekt w ferromagnitnych tielach*, Elektriczestwo, 1950, nr 1.
7. L.R. Nejman, *Powierchnostnyj effekt w ferromagnitnych tielach*, Moskwa 1949.
8. A. Krawczyk, E. Słychań, *Doświadczalne i obliczeniowe wyznaczanie strat i pola magnetycznego na powierzchni ekranowanej kadzi stalowej*, praca dyplomowa wykonana pod kierunkiem autora w Instytucie Transformatorów, Maszyn i Aparatów Elektrycznych Politechniki Łódzkiej, 1971.
9. P. Jezierski, *Analiza skuteczności ekranowania elektromagnetycznego silnych przemiennych pól magnetycznych*, Rozprawy Elektrotechniczne, 1970, z. 1.
10. P. Jezierski, *Pole magnetyczne dwóch cienkich ezyn z prądem*, Przegląd Elektrotechniczny, 1973, nr 4.

P. JEZIERSKI

IMAGE METHOD APPLIED TO DETERMINE MAGNETIC FIELD AND LOSSES IN SYMMETRICAL MODEL OF TANK WITH SHIELDED WALLS

Summary

The article presents results of a study made on a singlephase excited transformer tank while several methods of shielding it were applied. By means of the image method the distribution of the magnetic field components was determined while positive and negative image coefficients were employed. The results of measurements and of calculations were compared and the approximate values of these coefficients were determined. Examples of the influence of number of images taken into account on the calculation results were given. The author presents the results of calculations of losses in the walls of the model with the varying method of its shielding. The results were obtained on the basis of the image method and are compared with the measurement results.

P. JEZIERSKI

APPLICATION DE LA MÉTHODE DE LA RÉFLEXION REGULIÈRE AU PROBLÈME DE LA DÉTERMINATION DU CHAMP MAGNÉTIQUE ET DES PERTES DANS UN MODÈLE SYMETRIQUE DE LA CUVE AUX PAROIS BLINDÉES

Résumé

Dans cet article on présente des résultats d'une étude sur le modèle de la cuve du transformateur excité à uniphase et blindé des plusieurs méthodes différentes. À l'aide de la méthode de la réflexion regulière et en employant les coefficients positifs et négatifs de cette réflexion, on a déterminé les distributions des composantes du champ magntétique, enfermé dans le modèle. Ensuite on a comparé les résultats des mesurages et des calculs et on a déterminé les valeurs approximatifs des coefficients de la réflexion. Les examples donnés indiquent, que le nombre des réflexions prises en consideration exerce une influence sur les résultats des calculs. Finalement, on a présenté les résultats des calculs, concernants les pertes dans les parois du modèle et obtenus à l'aide de la méthode de la réflexion regulière, pour différantes manières du blindage.

P. JEZIERSKI

ANWENDUNG DER SPIEGELUNGSMETHODE ZUR BESTIMMUNG DES MAGNETFELDES UND DER VERLUSTE IM SYMMETRISCHEN KESSELMODELL MIT ABGESCHIRMTEN WÄNDEN

Zusammenfassung

Im Aufsatz wurden Untersuchungsergebnisse am Modell eines einphasig erregten Transformatorenkessels für einige Abschirmungsarten dargestellt. Auf Grund der Spiegelungsmethode wurde die Verteilung von x- und y-Komponenten des magnetischen Feldes innerhalb des Modells unter Anwendung von positiven and negativen Spiegelungskoeffizienten ermittelt. Der Vergleich von Meß- und Berechnungsergebnissen machte es möglich, ihre angenäherten Werte zu bestimmen. Es wurden Beispiele für den Einfluß der Spiegelungszahl auf die Berechnungsergebnisse angegeben. Die auf Grund der Spiegelungsmethode erhaltenen Verlustberechnungen an Modellwänden bei verschiedenen Abschirmungsweisen wurden mit den Meßresultaten verglichen.

П. ЕЗЕРСКИ

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЗЕРКАЛЬНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОТЕРЬ В СИММЕТРИЧНОЙ МОДЕЛИ БАКА С ЭКРАНИРОВАННЫМИ СТЕНКАМИ

Резюме

В статье представлены результаты испытаний бака трансформатора питаемого однофазно при нескольких способах его экранирования. При помощи методов зеркального изображения определено распределение составляющих магнитного поля в области модели при использовании положительных и отрицательных коэффициентов зеркального изображения. Сравнены результаты измерений и расчетов и определены приблизительные значения этих коэффициентов. Приведены примеры влияния количества учитываемых отражений на результаты расчетов. Представлены результаты вычисления потерь в стенках модели при различных способах их экранирования, полученные при применении метода зеркальных изображений, которые сравнены с результатами измерений.

TREŚĆ

J. Zabrodzki: Wyznaczanie optymalnego punktu pracy obiektu z uwzględnieniem rozrzutów wartości elementów metodą warstwic 3
J. Zabrodzki: O pewnej metodzie badania obiektów z wykorzystaniem obszarów sprawności 13
Hoang Suoc: Direct Topological Method of Analysis of Distributed Parameter Networks . . 19
J. Dobrowolski, M. Majewski: Zasady działania diody *BARITT* 49
P. Pełczewski: Synteza generatorów drgań sinusoidalnych typu *RC* ze stabilizacją amplitudy przy zastosowaniu tranzystorów polowych złączowych 67
Z. Cymbrykiewicz: Możliwości uzyskiwania wykładniczych przebiegów funkcyjnych w najprostszych układach z warystorami 85
K. A. Grabowski, S. Łęgowski: Analiza układu *auto-loop* zastosowanego do pomiaru napięcia niezrównoważenia i wzmocnienia wzmacniaczy operacyjnych 125
F. Balik: Ogólna charakterystyka i klasyfikacja impulsowych detektorów częstotliwości . . 141
J. Lubacz: Pewne związki analityczne parametrów szumu impulsowego z prawdopodobieństwem błędu w transmisji cyfrowej 153
J. Sosnowski: Organizacja przesyłania informacji między elementami systemu cyfrowego . 167
W. Snarski: Wielowrotniki transformatorowe jako układy sumowania i rozdzielania mocy . . 185
J. Purczyński, R. Sikora: Uproszczone metody obliczania pola magnetycznego solenoidów 203
K. Zakrzewski: Praktyczna metoda obliczania mocy czynnej i biernej w masywnym żelazie . 215
Z. Dmochowski: Optymalizacja konstrukcji przekładników wielkoprądowych do stalowniczych urządzeń łukowych 235
P. Jezierski: Zastosowanie metody odbić zwierciadlanych do wyznaczania pola magnetycznego i strat w symetrycznym modelu kadzi o ścianach ekranowanych 257

CONTENTS — TABLE DES MATIÉRES — INHALT

J. Zabrodzki: Determining of Optimal Set of Object Parameters Based on Idea of Region of Proper Operation 10
Application de la notion de l'espace de bonne fonctionnement à la détermination de l'ensemble optimale des paramètres de l'objet 10
Ausnutzung der Wirkungsgradbereiche für die Bestimmung eines optimalen Arbeitspunktes des Objekts 11
J. Zabrodzki: A Method of Testing Object Performance 17
Une méthode de l'évaluation des objet basée sur la notion de bonne fonctionnement 18
Beitrag zur Methode der Objektuntersuchung unter Ausnutzung der Wirkungsgradbereiche . 18
Hoang Suoc: Bezpośrednia topologiczna metoda analizy sieci o stałych rozłożonych . . . 46
Méthode topologique directe d'analyse des circuits à constantes réparties 47
Topologische Direktmethode zur Analyse von Netzen mit Verteilungskonstanten 47
J. Dobrowolski, M. Majewski: Principles of *BARITT*-Diode 66
Principes de fonctionnement de la diode *BARITT* 66
Arbeitsprinzipien der *BARITT*-Diode 66
P. Pełczewski: Synthesis of an *RC*-Generator of Sinusoidal Waveform with Stabilisation of the Amplitude by Application of Field-Effect Transistors 83
Synthèse de générateurs *RC* des oscillations sinusoidales avec la stabilisation de l'amplitude par les transistors à l'effet de champ 83

Die Synthese eines *RC*-Generators der sinusoidalen Schwingungen mit der Stabilisierung der Amplitude bei Anwendung der Feldeffekttransistoren 84
Z. Cymbrykiewicz: The Possibility of Obtaining the Exponential Functional Course in Simplest Systems with Varistors 122
Une possibilité de l'obtention des fonctions exponentielles à l'aide des simples systèmes avec des varistances 122
Gewinnungsmöglichkeiten des Verlaufs von Exponentialfunktionen in einfachsten Varistorsystemen 122
K. Grabowski, S. Łęgowski: Analysis of Auto-Loop Applied to D.C. Open Loop Gain and Input Offset Voltage Measurement 139
Analyse du circuit *auto-loop* employé au mesurage de la tension de décalage à l'entrée et de l'amplification des amplificateurs opérationnels 139
Eine Analyse der *Auto-Loop*-Schaltung zur Messung der Offset-Spannung und der Verstärkung der Operations-Verstärker 139
F. Balik: General Description and Classification of *FM* Pulse Detectors 150
Caractéristique générale et classification des *FM* pulse détecteurs 151
Allgemeine Charakteristik und Klassifizierung von Impulsen eines Frequenzdetektors 151
J. Lubacz: Some Analytical Relations Between Impulse Noise Parameters and Error Probability in Digital Transmission 165
Des relations analytiques entre les paramètres du bruit de caractère impulsif et la probabilité d'une erreur dans la transmission digitale 166
Manche analytischen Verbindungen der Impulsrauschparameter mit einer Fehlerwahrscheinlichkeit in der Ziffertransmission 166
J. Sosnowski: Data-transmission Organization in Digital Systems 182
Transmission des données dans les systèmes digitaux 182
Organisation der Nachrichtenübertragung zwischen den Elementen eines Digitalsystems . . . 183
W. Snarski: Transformer *n*-Ports as Power Summation and Distribution Systems 201
Multipôles composés des transformateurs comme les systèmes de l'addition et de la répartition de la puissance 201
Transformator-2*n*-Polen als Additions- und Verteilungssysteme von Leistungen 201
J. Purczyński, R. Sikora: Simplified Methods of Solenoids Magnetic Field Computation 212
Méthodes simplifiées de calculer de champ magnétique des solénoides 212
Einfache Berechnungsmethoden des magnetischen Feldes von Solenoiden 213
K. Zakrzewski: Practical Method of Calculating Active and Passive Power in Solid Iron . . 232
Une méthode pratique d'évaluation de la puissance active et réactive dans le fer massif . . . 232
Praktische Berechnungsmethode der Wirk- und Blindleistung in massiven Eisen 233
Z. Dmochowski: Optimization of Constructions of Current Transformers for Large Currents for Steel Arc Furnaces 254
Optimisation de la construction des transformateurs de haut courant, installés dans les fours à acier 255
Optimierung der Hochstromwandlerkonstruktionen für Stahllichtbogenöfen 255
P. Jezierski: Image Method Applied to Determine Magnetic Field and Losses in Symmetrical Model of Tank with Shielded Walls 280
Application de la méthode de la réflexion regulière au problème de la détermination du champ magnétique et des pertes dans un modèle symetrique de la cuve aux parois blindées 280
Anwendung der Spiegelungsmethode zur Bestimmung des Magnetfeldes und der Verluste im symmetrischen Kesselmodell mit abgeschirmten Wänden 281

СОДЕРЖАНИЕ

Я. Забродски: Нахождение оптимального набора параметров при использовании понятия области работоспособности 11
Я. Забродски: Об одном методе испытания объектов 18

Хоанг Суоц: Непосредственный топологический метод анализа цепей с распределенными параметрами 47
Я. Добровольски, М. Маевски: Принцип работы диода *BARITT* 66
П. Пелчевски: Синтез *RC*-генератора синусоидальных колебаний с применением полевых транзисторов для стабилизации амплитуды 84
З. Цымбрыкевич: Возможности получания экспоненциальных функциональных зависимостей при помощи самых простых варисторных систем 123
К. Грабовски, С. Лэнговски: Анализ систем *auto-loop* применяемой для измерений напряжения неравновесия и усиления оперативных усилителей 140
Ф. Балик: Общий обзор и классификация импульсных детекторов 151
Ю. Любач: Некоторые аналитические сочетания параметров импульсных помех с вероятностью ошибки в трансмиссии данных 166
Я. Сосновски: Организация трансмиссии информации в цифровой системе 183
В. Снарски: Трансформаторные многополюсники как схемы суммирования и разделения мощности 202
Я. Пурчыньски, Р. Сикора: Упрощенные методы расчета магнитного поля соленоидов 213
К. Закжевски: Практический метод вычисления активной и реактивной мощности в массивном ферромагнетике 233
З. Дмоховски: Оптимализация конструкции высокотокового трансформатора тока для сталеплавильных электрических печей 256
П. Езерски: Применение метода зеркального изображения к определению магнитного поля и потерь в симметричной модели бака с экранированными стенками 281

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.

Cena zł 40.—

Rozprawy Elektrotechniczne

Kwartalnik

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA

Cena prenumeraty rocznej zł 160.—
„ „ półrocznej zł 80.—

Instytucje państwowe, społeczne, zakłady pracy, szkoły itp. mogą zamawiać prenumeratę wyłącznie w miejscowych oddziałach i delegaturach RSW „Prasa — Książka — Ruch".

Prenumeratorzy indywidualni mogą opłacać prenumeratę w urzędach pocztowych i u listonoszy lub dokonywać wpłat na konto PKO nr 1-6-100020— RSW „Prasa — Książka — Ruch", Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, Warszawa, ul. Towarowa 28 (w terminie do 10 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty).

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 40% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa — Książka — Ruch" Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych, Warszawa, ul. Wronia 23, konto PKO nr 1-6-100024.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamawiać we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN-Ossolineum-PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter) oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki".

Sprzedaż egzemplarzy numerów zdezaktualizowanych, na uprzednie pisemne zamówienie, prowadzi RSW „Prasa — Książka — Ruch", Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, Warszawa, ul. Towarowa 28.

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.

Rozpr. Elektrot. T. 21 z. 1, s. 1—284; Warszawa 1975
Indeks 37521/37483

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET ELEKTROTECHNIKI

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

TOM XXI · ZESZYT 2

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1975

Wytyczne dla Autorów

Komitet Redakcyjny prosi o przestrzeganie następujących wytycznych przy przygotowywaniu maszynopisów artykułów nadsyłanych do opublikowania.

1. *Tematyka i charakter artykułów.* Redakcja przyjmuje do druku prace przeglądowe, kompilacyjne i monograficzne, wchodzące w zakres szeroko pojętej elektrotechniki, które powinny jednak zawierać własny wkład twórczy Autora polegający na: oryginalnym ujęciu zagadnienia, własnej klasyfikacji, krytycznej ocenie (teorii lub metod), wyciągnięciu wniosków co do celowości takiego lub innego działania, prognostyce itp.

2. *Wymagania podstawowe.* Artykuły należy nadsyłać w maszynopisie, w dwóch egzemplarzach. Maszynopis powinien być napisany jednostronnie przez czarną taśmę, na maszynie do pisania z niezabrudzonymi i nieuszkodzonymi znakami. Dopuszcza się odręczne czytelne uzupełnianie lub pisanie atramentem albo długopisem kolorem czarnym lub ciemnoniebieskim znaków specjalnych oraz znaków w językach, których alfabetów nie ma na maszynach do pisania, np. znaków matematycznych, chemicznych, liter greckich. Maszynopis powinien być napisany na papierze do maszyn do pisania koloru białego, formatu A4; numeracja ciągła na wszystkich kartkach.

3. *Sposób pisania tekstu.* Tekst w maszynopisie powinien być pisany bez używania wyróżnień a w szczególności nie dopuszcza się spacjowania (rozstrzelenia), podkreślania i pisania tekstów dużymi literami. Proponowane wyróżnienia Autor może wprowadzić do maszynopisu (zwykłym ołówkiem) za pomocą przyjętych znaków adiustacyjnych (podkreślenie linią przerywaną — spacjowanie, podkreślenie linią ciągłą — pogrubienie, podkreślenie wężykiem — kursywa itp.). Na jednej kartce maszynopisu powinno być 30 wierszy po około 60 znaków łącznie z odstępami. Marginesy każdej kartki powinny mieć następujące wymiary: górny — ok. 25 mm, lewy — ok. 35 mm. Tekst maszynopisu powinien być napisany z podwójnym odstępem między wierszami; tytuły i podtytuły małymi literami. Akapity należy rozpoczynać z wcięciem równym trzem uderzeniom maszyny do pisania.

4. *Sposób pisania tablic.* Tablice w maszynopisie powinny być napisane w układzie zbliżonym do układu zecerskiego. Tytuły rubryk pionowych i poziomych powinny być napisane małymi literami z podwójnym odstępem między wierszami. Przypisy (notki) dotyczące tablic należy pisać bezpośrednio pod tablicą. Tablice należy numerować kolejno liczbami arabskimi; u góry każdej tablicy podać tytuł.

5. *Sposób pisania wzorów matematycznych.* Rozmieszczenie znaków, cyfr, liter i odstępów powinno być zbliżone do rozmieszczenia elementów druku. Wskaźniki i wykładniki powinny być napisane wyraźnie i być prawidłowo obniżone lub podwyższone w stosunku do linii wiersza podstawowego. Znaki nad literami i cyframi: strzałki, linie, kropki, daszki itp. powinny być napisane dokładnie nad tymi elementami, do których się odnoszą. Numery wzorów należy umieszczać z prawej strony.

6. *Przygotowanie materiału ilustracyjnego.* Rysunki, wykresy i fotografie należy wykonywać zgodnie z obowiązującymi normami, na oddzielnych arkuszach, z podaniem kolejnych numerów rysunków. W maszynopisie artykułu na marginesie, obok właściwego tekstu, należy podać jedynie odnośny numer rysunku, a na oddzielnym arkuszu wykaz podpisów pod rysunki. Wszystkie rysunki wykresy i fotografie należy nazywać w tekście rysunkami (skrót: rys.). U samego dołu rysunku (a przy fotografiach na odwrocie) należy wpisać czytelnie numer rysunku, tytuł pracy i nazwisko autora. Ostateczne wykonanie rysunków obowiązuje Redakcję.

Dalszy ciąg wytycznych na 3 stronie okładki

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET ELEKTROTECHNIKI

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

TOM XXI·ZESZYT 2

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1975

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny

PROF. DR WITOLD NOWICKI

Członkowie

PROF. TADEUSZ CHOLEWICKI, PROF. EUGENIUSZ JEZIERSKI,
PROF. DR WITOLD ROSIŃSKI

Sekretarz

JANINA MATHEISEL

ADRES REDAKCJI

00-661 Warszawa, Politechnika, Plac Jedności Robotniczej 1
Instytut Teleelektroniki, Gmach Elektroniki, pokój 343, tel. 21-007-564
Telefony domowe: redaktor naczelny – 173703, sekretarz – 338497

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Warszawa, Miodowa 10

Nakład 750 (631+119)	Oddano do składania 18.XI. 1974 r.
Ark. wyd. 23,0 ark. druk. 18,75	Podpisano do druku w maju 1975 r.
Papier druk. m/gł imp. kl. III, 80 g. 70×100	Druk ukończono w maju 1975 r.
Zamówienie nr 1684/74	Cena zł 40.— B-56

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 2, ss. 287—293

621.391

Problemy bioinformacji

EDWARD KOWALCZYK (WARSZAWA)

Ministerstwo Łączności

Otrzymano 8.10.1974

Artykuł zawiera krótki przegląd zagadnień związanych z opisem zjawisk przesyłania informacji w biologii, przy czym Autorowi chodzi nie tylko o informację jako o element sterowania organizmem w jego czynnościach biologicznych, ale także o sterowanie obejmujące sferę psychiczną. W związku z tym samo pojęcie informacji stosowane w technice i informatyce musi ulec modyfikacji, musi więc ulec modyfikacji również forma matematyczna ujęcia tego zjawiska. Autor wysuwa incydentalnie propozycję relacyjnego podejścia do pojęcia informacji.

Od czasu ukazania się książki Norberta Wienera pt. „Cybernetyka czyli sterowanie i komunikacja w zwierzęciu i maszynie", w której podano możliwości wspólnej interpretacji pewnych zjawisk w organizmach żywych i w maszynach na podstawie pojęcia cybernetyki, a w tym i na podstawie pojęcia informacji, do biologii wkroczyli technicy i matematycy, a szczególną rolę grać poczęły te interpretacje zjawisk biologicznych i te metody ścisłego rozumowania, które nawiązywały do teorii informacji, teorii systemów, zjawisk elektrycznych i budowy atomu oraz do fizyki molekularnej.

Okazało się, że na gruncie pojęć z zakresu wymienionych dziedzin znaleźli wspólny język elektronicy, chemicy, fizycy, matematycy i biologowie. Okazało się też, że procesami, które niejako wiązały ich zainteresowania, były procesy informacyjne i zjawiska *nośne* tych procesów, np. zjawiska wchodzące w zakres biochemii i elektryczności.

Te zainteresowania biologią naukowców określonych nauk ścisłych, a m.in. i specjalistów od teorii informacji, doprowadziły do sytuacji, w której można dziś mówić o takich dziedzinach, jak biocybernetyka, biofizyka, biochemia, biomatematyka, a także o problematyce bioinformacji.

Teoria informacji zrobiła jak wiadomo niezwykłą i oszałamiającą karierę w technice, a szczytem tej kariery stała się automatyka i informatyka. W technice mamy jednak do czynienia z materią nieożywioną, która dość łatwo poddaje się formalnym opisom i do której mają zastosowanie prawa fizyki, dość dobrze i od dawna nam znane i dające się praktycznie wykorzystać. W stosunku do obiektów czysto fizycznych proces informacyjny definiujemy następująco: *proces informacyjny to zjawisko wpływu zmiany stanu jednego obiektu (lub wielu obiektów) na stan innego obiektu (stany innych obiektów) związany z celowym działaniem tego obiektu (lub obiektów).*

Definicja ta jest bardzo ogólna. Toteż jeżeli przyjmiemy, że obiektami fizycznymi nazywamy wszelkie obiekty materialne posiadające jakąś masę i cechy fizyczne oraz zaj-

mujące jakąś przestrzeń, a więc również i obiekty ożywione, to definicja ta może mieć zastosowanie także w przypadku, gdy rozpatrujemy zjawiska bioinformacyjne.

Jednocześnie wielu naukowców zajmujących się problematyką bioinformacji wykazuje, że chodzi tu o działanie pewnych sił elektrycznych i że mają tu zastosowanie prawa fizyki molekularnej, np. zasada minimalnej energii lub zasada wykluczania Pouliego. Wykazują oni też, że mamy tu do czynienia ze zjawiskiem promieniowania świetlnego i procesami energetycznymi właściwymi ruchom elektronów i tworzeniu się oraz rozpadaniu wiązań wewnątrzcząsteczkowych.

Na podstawie tych czysto fizycznych zjawisk, jako *zjawisk nośnych*, organizmy żywe realizują określone funkcje informacyjne, takie jak: koordynacja, regulacja, reprodukcja, kodowanie i przechowywanie informacji (pamięć).

Koordynacja jest to przyjmowanie pewnych bodźców przez wyspecjalizowane w tym komórki oraz transmisja tych bodźców do efektorów i stymulowanie ich działania. Mają tu swój udział zjawiska elektryczne w postaci sygnałów przemieszczających się wzdłuż nerwów.

Regulacja jest to oddziaływanie na szereg zjawisk metabolicznych, np. za pośrednictwem enzymów. Występuje tu oddziaływanie chemoelektryczne, tendencja do osiągania stanu minimalnych energii oraz oddziaływanie pola elektrycznego spolaryzowanych dużych cząstek enzymów na strukturę substancji reagujących, np. poprzez deformację symetrii orbitali elektronicznych.

Reprodukcja jest to mechanizm przekazywania cech gatunku za pośrednictwem cząstek DNA, w których zakodowane są odpowiednie *dane* układające się w *programy* rządzące podziałem i kształtowaniem się nowych komórek organizmu oraz całych organizmów. Te programy dotyczą zarówno cech ogólnych i zasadniczego algorytmu rozwoju danego gatunku, jak też i programów osobniczych — szczegółowych. Niestety zbyt mało jeszcze wiemy na temat języków tego oprogramowania, ich gramatyki i technologii zapisu.

Kodowanie i przechowywanie informacji dotyczą pamięci układu nerwowego. Ostatnie hipotezy wysuwają tu na czoło rolę cząstek białka, w których strukturze znajdują swe odbicie odpowiednie *znaki* informacji. Mamy więc tu do czynienia z zapisem strukturalnym.

Wymienione przykładowo funkcje informacyjne realizowane są w różnych *układach*, występujących w żywych organizmach. Ogólnie rzecz biorąc ani całe organizmy, ani też ich układy funkcjonalne nie są układami odosobnionymi, co najwyżej w pewnych sytuacjach możemy je traktować jako układy względnie odosobnione.

Organizmy żywe są z punktu widzenia fizyki częścią materialnego *universum*, czyli zanurzone są zawsze w mniej lub bardziej rozległym środowisku.

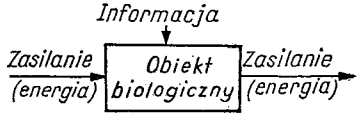
W pewnych sytuacjach to środowisko możemy potraktować jako układ odosobniony, a wtedy można by mówić o zastosowaniu pierwszej i drugiej zasady termodynamiki. Z punktu widzenia procesów informacyjnych interesująca jest szczególnie druga zasada termodynamiki, zwana także zasadą degradacji energii. Drugą zasadę termodynamiki można wyrazić stwierdzeniem, iż w układzie odosobnionym entropia nie może maleć, a z reguły dąży do możliwie maksymalnej wartości. Zdając sobie w pełni sprawę z istoty pojęcia entropii można w uproszczeniu przyjąć, że *wzrost entropii jest ubytkiem negentropii*, czyli ubytkiem informacji. Dla podtrzymania procesów życiowych w pewnym

układzie konieczny jest cykliczny ubytek i wzrost entropii. Niektórzy mówią, że organizmy żywe *żywią się ujemną entropią.*

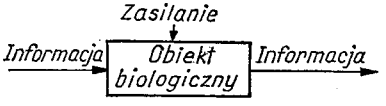
Na ubytek entropii składa się zasilanie energetyczne i bodźce informacyjne. Istota żywa pobiera pokarm (energię) z układu otaczającego oraz odbierając pewne bodźce (informacje) wydaje z siebie energię do otoczenia (wykonuje pewną pracę).

Ma tu zastosowanie cybernetyczny schemat, w którym dokonuje się transformacje *zasilania* (energii) pod wpływem sterującego wpływu informacji dopływającej z zewnątrz. Jest to ilustracja omawianej już funkcji koordynacyjnej (rys. 1).

Innym przykładem może być sytuacja, w której produktem funkcjonowania organizmu żywego jest nie energia, a informacja. Zastosować wtedy można schemat, jak na rys. 2.



Rys. 1. Układ zasilania — energia

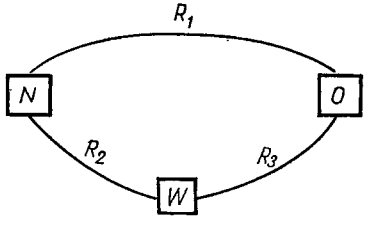


Rys. 2. Układ zasilania — informacja

Zachodzi wtedy transformowanie informacji przy pobraniu określonej energii. Schemat ten może być ilustracją dla funkcji reprodukcji, kodowania i regulacji. Informacja przy tym może być czerpana z układu otaczającego obiekt biologiczny lub z jego wnętrza — pamięci.

Mówiliśmy dotychczas o zjawiskach i procesach informacyjnych, których dopatrujemy się w organizmach żywych nie precyzując dotychczas i nie definiując samego pojęcia *informacja.* Trudność takiego zdefiniowania tkwi w tym, że musi ono obejmować wszelkie przypadki informacji i wszelkie aspekty — ilościowe i jakościowe. Szczególnie aspekt jakościowy interesuje nas w przypadkach, gdy rozpatrujemy bioinformację w odniesieniu do istot wyżej zorganizowanych, gdzie występują procesy psychiczne. Ilościowe ujęcie informacji znane od czasów Shannona nie wystarcza w tym przypadku.

Dążąc więc do takiego określenia definicji informacji, aby objęła ona także i bioinformację, można by zaproponować tu poniższe rozumowanie.



Rys. 3. Schemat układu relacji

Weźmy pod uwagę dwa dowolne obiekty (ożywione lub nieożywione), z których jeden nazwać możemy *nadajnikiem* (*N*) a drugi *odbiornikiem* (*O*). Załóżmy, że nadajnik jest źródłem jakichś *znaków*, np. ładunków elektrycznych lub kwantów promieniowania; odpowiednie zgrupowania tych znaków tworzą *wiadomości* (*W*).

Mamy więc do czynienia z trzema „składnikami": N, O, W. Ze względów formalnych składniki te wygodnie jest traktować jako zbiory, interpretując N i O jako zbiory stanów nadajnika i odbiornika, a W jako zbiór wiadomości.

Aby można było mówić o przekazie informacji pomiędzy N i O za pośrednictwem W, zachodzić muszą pewne relacje:

$$R_1 \subseteq N \times O; \quad R_2 \subseteq N \times W; \quad R_3 \subseteq W \times O.$$

Przekazywanie informacji jest więc istotnie związane z układem relacji

$$U = \langle R_1, R_2, R_3 \rangle$$

(lub: istotą informacji jest więc układ relacji

$$U = \langle R_1, R_2, R_3 \rangle).$$

Czy tego rodzaju zapis ujmuje specyfikę biologiczną w procesach informacyjnych?

Weźmy pod uwagę omawiane poprzednio funkcje regulacyjne, realizowane za pomocą enzymów jako nośników informacji regulacyjno-katalitycznej. Wiadomością będzie w tym przypadku *sygnał polarności* cząsteczki enzymu (pole elektryczne dipola). Relacja R_1 — to relacja podobieństwa mechanizmu wiązań cząsteczkowych, relacja R_2 — to odpowiednik pomiędzy stopniem asymetrii struktury a wielkością pola elektrycznego, wreszcie R_3 — to relacja pomiędzy siłą oddziaływania pola elektrycznego i reakcją struktury cząstek reagentów.

W ujęciu ogólnym relacje R_1, R_2, R_3 odpowiadają zbiorom np. par odpowiednich cech, własności, reakcji, właściwym elementom N, O, W.

Oczywiście można rozpatrywać układ, w którym występuje wiele odbiorników i nadajników i wiele różnych wiadomości. (W rozumowaniu tym wyraźnie odróżniamy pojęcie wiadomości od pojęcia informacji).

Zaletą tego rodzaju ujęcia istoty informacji opartego na pojęciu relacji jest jego uniwersalność. Procesy informacyjne w ustrojach biologicznych przebiegają bowiem nie tylko za pośrednictwem wyspecjalizowanych (w określonym typie bodźców) perceptorów, ale mają także charakter wszelkiego rodzaju oddziaływań *strukturalnych*, zarówno całych ustrojów na siebie, jak też ich części na siebie. W przypadku procesów informacyjnych za pośrednictwem wykształconych perceptorów można mówić także o ilościowym ujęciu informacji. W przypadku oddziaływań trzeba dokonywać określenia charakteru i własności poszczególnych relacji, dokonywać ich klasyfikacji formalnej i wyciągać z tego wnioski co do istoty informacji, bądź też ustalać właściwe warunki dla skutecznego w efekcie przekazu informacyjnego.

Z wielu zjawisk natury informacyjnej w systemach biologicznych najwcześniej zainteresowały naukowców procesy informacyjne w systemie nerwowym. Stwierdzona została dyskretna natura tych procesów, chociaż niektórzy są zdania, że należałoby tu mówić raczej o systemie dyskretno-analogowym. Poza tym nerwowy system informacyjny oparty jest na wykorzystaniu statystycznych własności występowania impulsów.

Pobudzanie komórek nerwowych odbywa się na zasadzie bodźców progowych, przy czym sile bodźca odpowiada wyższa częstotliwość przekazywanych impulsów. (Częstość

impulsów jest więc funkcją intensywności bodźca). Jest to swego rodzaju modulacja częstotliwości impulsów (częstość impulsów zawiera się w granicach od 50 do 200 impulsów na sekundę).

Poziom dokładności transmisji jest niski, poziom niezawodności jest jednak wysoki.

Rozeznano także mechanizm *przekazu chemicznego informacji*, w którym nośnikiem są cząsteczki substancji organicznych, a zwłaszcza struktura ich budowy. Tu niezawodność osiąga się przez masowość aktów przekazu.

Istnieje jednak szereg sytuacji informacyjnych, w których nie możemy jasno określić istoty sygnałów i nośników tych sygnałów, rejestrując co najwyżej jakieś wtórne zjawiska towarzyszące.

Źródłem informacji biologicznej, tzn. informacji będącej elementem regulacyjno-stymulacyjnym procesów życiowych, jest zarówno środowisko, w którym zanurzony jest układ biologiczny, jak i pamięć wewnętrzna tego układu. Bez przerwy obserwujemy współdziałanie bodźców informacyjnych zewnętrznych z bodźcami wewnętrznymi w tym procesie regulacji, której skutkiem jest współdziałanie wszystkich części organizmu w realizacji jego zasadniczych celów. Tymi celami są: rozwój, reprodukcja, wydatkowanie energii i informacji, a ogólnie biorąc — przystosowanie się do zmieniających się warunków zewnętrznych.

Zachodzi pytanie, czy informacja zewnętrzna może zastąpić całkowicie lub częściowo informację wewnętrzną zakodowaną w pamięci biologicznej układu. Chodzi tu o zastąpienie tej „pamięci" i programu w niej zawartego programem zewnętrznym. Z pozycji teoretycznej abstrakcji wydaje się to możliwe po bardziej wnikliwych badaniach nad kodami genetycznymi i przy wydoskonaleniu technicznych metod eksperymentalnych z wykorzystaniem metod myślenia i pojęć cybernetycznych, w których obok opisanego pojęcia informacji istotną rolę grają pojęcia sprzężenia zwrotnego regulacji, samoregulacji itp., a także przy wykorzystaniu narzędzi matematycznych w postaci np. rachunku prawdopodobieństwa, teorii kodów itd.

Być może pomocne okazałoby się skojarzenie zjawisk z zakresu fizyki molekularnej i biochemii z pewnymi pojęciami z dziedziny teorii informacji i telekomunikacji. Mam tu na myśli np. takie pojęcia, jak problemy rezonansu, dopasowania falowego, protekcji, modulacji itp.

Pewne skojarzenia nasunąć może dalszy rozwój prac na gruncie technicznego i symboliczno-matematycznego modelowania już odkrytych mechanizmów bioinformacyjnych. Interesujące są także rozwiązania dotyczące np. przeniesienia na grunt biologiczny takich pojęć związanych z treścią informacji, jak: motywacja i instrukcja. Interesujące może być też rozważenie problemu struktury i kompleksowości bodźców zewnętrznych i wewnętrznych oraz problemu *dopasowania* struktury bodźców do wewnętrznej struktury informacyjnej ustroju biologicznego.

Tego rodzaju rozważaniom teoretycznym towarzyszyć musi rozwój odpowiedniej aparatury pomiarowo-badawczej opartej na technice elektronicznej.

Dziedziną nauki, która już dziś objęła duży zakres omawianej problematyki jest biocybernetyka i w jej rozwoju upatrywać należy szansę na rozwiązanie wielu niesłychanie ciekawych i ważnych dla rozwoju naszej cywilizacji problemów z dziedziny biologii, w tym i w zakresie bioinformacji.

Niezależnie od wyżej wymienionych funkcji informacyjnych, większości procesów biochemicznych towarzyszy *emisja* informacji wtórnej w takiej postaci, jak np. emisja fotonowa, po intensywności której możemy wnioskować o intensywności takich procesów jak tworzenie się ładunków elektrycznych, co manifestuje się wielkością potencjału lub przepływu prądów w określonych obwodach czy na pewnych powierzchniach.

Jest to informacja, za pomocą której układ biologiczny informuje otoczenie o swoim stanie; czy jest to informacja, czy tylko wiadomość jako rezultat rozproszenia energii informacji pobranej z otoczenia, wymaga to rozważenia. Jeżeli jest to rozproszenie informacji, to jego wielkość jest proporcjonalna do wielkości procesów podstawowych. Tego typu informacja do otoczenia może mieć na celu sterowanie współdziałaniem z innymi obiektami układu zewnętrznego (np. zapach kwiatów przyciągający owady). Często może być ona także *sygnałem ostrzegawczym*. Tego rodzaju informacja wchodzi więc w zakres koordynacji zewnętrznej.

LITERATURA

1. H. B. Barlow, *The Information Capacity of Nervous Transmission*, Kybernetic, 1963, Bd. 2, H. 1, s. 1.
2. A. J. Khinchin, *Mathematical Foundation of Information Theory*, Dover Publication, New York 1957.
3. C. E. Shannon, W. Weaver, *The Mathematical Theory of Communication*, The University of Illinois Press., 1949.
4. J. Wartak, *Metody cybernetyczne w biologiii i medycynie*, PWN, Warszawa 1966.

E. KOWALCZYK

THE BIOINFORMATION PROBLEMS

Summary

The article treats the view on the subject of informative phenomenon in living organism, with regard, to the electrical mechanismus.

In the same time the author puts forward the thesis, concerning the necessity of another than existing till now conception of information and suggests the approach to this phenomenon, based on the theory of relaton.

E. KOWALCZYK

PROBLÉMES DE BIOINFORMATION

Résumé

L'article analyse des opinions sur les phénomènes d'information dans les organismes vivants, en tenant compte des mécanismes électriques.

L'auteur avance, en même temps, une thèse de la nécessité de la différente conception de la notion de l'information et il suggère la considération de ce problème à la base de la théorie de la relation.

E. KOWALCZYK

PROBLEME DER BIOINFORMATION

Zusammenfassung

Der Artikel beinhaltet eine kurze Übersicht der mit der Beschreibung von Informationsübertragung im biologischen Bereich zusammenhängenden Erscheinungen, wobei es dem Verfasser nicht nur um die Information als um ein Steuerungselement des Organismus geht, sondern auch um die den psychischen Bereich umfassende Steuerung. In diesem Zusammenhang muß sich der Begriff ändern, der in Technik und Informatik für die Information benutzt wird, es muß demnach auch die mathematische Form der Auffassung dieser Erscheinung modifiziert werden. Der Verfasser bringt also den Vorschlag, den Begriff der Information relativ zu behandeln.

Э. КОВАЛЬЧИК

ПРОБЛЕМЫ БИОИНФОРМАЦИИ

Резюме

В статье обсуждаются взгляды на тему информационных явлений в живущих организмах, с учётом электрических механизмов.

Одновременно автор выдвигает тезис о потребности другой чем до сих пор трактовки понятия информации и подсказывает подход к этому вопросу на базе теории отношений.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 2, ss. 295—304

511.2

Dualne zapisy uzupełnień do 2

STANISŁAW BUDKOWSKI (WARSZAWA)

Instytut Maszyn Matematycznych Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 12.3.1974

W pracy opisano własności dualnych zapisów uzupełnień do 2 notacji dodatniej (DU2) i notacji ujemnej (DU$\overline{2}$) i pokazano, że mogą być one rozpatrywane jako zapisy dwuskładnikowe, w których składnik pierwszy dany jest w prostym zapisie uzupełnień do 2, a składnik drugi jest stałą równą odpowiednio $+2^{-m}$ lub -2^{-m}.

Pokazano, że zapis DU$\overline{2}$ posiada własność zamkniętości ze względu na operację mnożenia i określano dla tego zapisu algorytmy operacji arytmetycznych. Pokazano, że algorytmy te są równie proste co algorytmy dla powszechnie stosowanego zapisu uzupełnień do 2, a realizacja techniczna tych algorytmów opierać się może na dotąd stosowanych układach, przy czym nie jest już wtedy potrzebny układ badający przy mnożeniu możliwość powstania nadmiaru.

1. WSTĘP

W celu odróżnienia zapisów dualnych od znanych zapisów uzupełnień do 2 (zwanych w tej pracy prostymi) wprowadźmy do oznaczania słów i liczb w tych zapisach indeksy $DU2$, $DU\overline{2}$, $PU2$, $PU\overline{2}$, określające odpowiednio zapisy dualne notacji dodatniej i ujemne i zapisy proste notacji dodatniej i ujemnej.

Przypomnijmy też, że dla znanych (prostych) zapisów uzupełnień do 2 sposób przyporządkowania słowom logicznym $\langle a_i \rangle$ ($a_i \in \{0, 1\}$; $i = 0, -1, \ldots, -m$) liczb A określony jest zależnościami:

$$A_{PU\overline{2}} = -a_0 + \sum_{i=-m}^{-1} a_i \cdot 2^i, \tag{1}$$

$$A_{PU2} = a_0 - \sum_{i=-m}^{-1} a_i \cdot 2^i. \tag{2}$$

Zapis dla którego obowiązuje zależność (1) jest powszechnie stosowanym zapisem uzupełnień do 2, w którym zakres reprezentowanych liczb wynosi $[-1, +1)$, a zapis dla którego obowiązuje zależność (2) jest znany też pod nazwą zapisu jednododatniego [2], w którym zakres reprezentowanych liczb wynosi $(-1, +1]$ i wobec tego posiada on względem zapisu $PU\overline{2}$ tę korzystną własność, że jest zamknięty ze względu na operację mnożenia (iloczyn dwu dowolnych reprezentowanych w tym zapisie liczb daje w wyniku liczbę nienadmiarową).

Przypomnijmy również, że proste zapisy uzupełnień do 2 należą do klasy prostych zapisów pseudosystematycznych [3], dla których obowiązuje ogólna zależność:

$$A = -\sum_{i=-m}^{0} a_i \cdot r(v_i) \cdot 2^i, \tag{3}$$

przy czym poszczególne zapisy zdefiniowane są słowem logicznym $\langle v_i \rangle$, $v_i \in \{0, 1\}$, zadającym rozkład znaków wag, gdyż $r(v_i) = 2v_i - 1$, $r(v_i) \in \{-1, +1\}$.

Dla zapisu $PU\overline{2}$

$$\langle v_i \rangle = 1\,0\,0 \ldots 0 \tag{4}$$

Dla zapisu $PU2$

$$\langle v_i \rangle = 0\,1\,1 \ldots 1 \tag{5}$$

Do chwili określenia klasy dualnych zapisów pseudosystematycznych [1] zapis jednododatni ($PU2$) był uważany [2] za jedyny zapis pseudosystematyczny, o minimalnie niesymetrycznym względem zera zakresie reprezentowanych liczb, posiadających własność zamkniętości ze względu na operację mnożenia.

W tej pracy opisano własności dualnych zapisów uzupełnień do 2 notacji ujemnej ($DU\overline{2}$) i notacji dodatniej ($DU2$) i pokazano, że zapis $DU\overline{2}$ posiada również własność zamkniętości ze względu na operację mnożenia. Pokazano również, że zapisy dualne mogą być uważane za szczególne przypadki dwuskładnikowych zapisów pseudosystematycznych [4]. Pokazano w końcu algorytmy wykonywania operacji arytmetycznych dla zapisu $DU\overline{2}$.

2. DUALNE ZAPISY UZUPEŁNIEŃ DO 2

Dualne zapisy uzupełnień do 2 notacji dodatniej ($DU2$) i notacji ujemnej ($DU\overline{2}$) stanowią przypadki szczególne klasy dualnych zapisów pseudosystematycznych [1], dla których obowiązuje ogólna zależność:

$$A = \sum_{i=-m}^{0} \bar{a}_i \cdot r(v_i) \cdot 2^i, \tag{6}$$

przy czym dla zapisu $DU\overline{2}$ słowo $\langle v_i \rangle$ ma postać określoną zależnością (4), a dla zapisu $DU2$ ma postać określoną zależnością (5). Wobec tego:

$$A_{DU\overline{2}} = \bar{a}_0 - \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i, \tag{7}$$

$$A_{DU2} = -\bar{a}_0 + \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i. \tag{8}$$

3. WŁASNOŚCI DUALNYCH ZAPISÓW UZUPEŁNIEŃ DO 2

Z ogólnych własności zapisów pseudosystematycznych [1], [2], [3] wynika:

a) jednoznaczność zapisów $DU2$ i $DU\overline{2}$,

b) reprezentowane liczby tworzą postęp arytmetyczny,

c) $A_{DU2} = -A_{DU\overline{2}}$, (9)

d) $\overline{A}_{DU2} = A_{PU\overline{2}} = -A_{PU2} = -\overline{A}_{DU\overline{2}}$, (10)

przy czym przez $\overline{A}$ oznaczono liczbę reprezentowaną przez słowo $\langle\overline{a}_i\rangle$, podczas gdy A jest reprezentowane przez słowo $\langle a_i\rangle$.

Pokażmy dodatkowo

Twierdzenie 1. Jeżeli słowo $\langle a_i\rangle$ reprezentuje w zapisie $PU2$ liczbę A_{PU2}, to reprezentuje ono w zapisie $DU2$ liczbę o 2^{-m} mniejszą

$$A_{DU2} = A_{PU2} - 2^{-m}. \tag{11}$$

Dowód jest oczywisty, gdyż wystarcza do zależności (8) podstawić tożsamość $\overline{a}_i = 1 - a_i$ i pamiętać, że $\sum_{i=m}^{-1} 2_i^i = 1 - 2^{-m}$.

Twierdzenie 2. Jeżeli słowo $\langle a_i\rangle$ reprezentuje w zapisie $PU\overline{2}$ liczbę $A_{PU\overline{2}}$, to reprezentuje ono w zapisie $DU\overline{2}$ liczbę o 2^{-m} większą

$$A_{DU\overline{2}} = A_{PU\overline{2}} + 2^{-m}. \tag{12}$$

Dowód jest analogiczny jak w twierdzeniu 1.

Wnioski. Dualne zapisy uzupełnień do 2 można traktować jako dwuskładnikowe zapisy pseudosystematyczne [4], w których składnik pierwszy określony jest zależnością (1) lub (2), a składnik drugi jest stałą równą odpowiednio -2^{-m} lub $+2^{-m}$.

Twierdzenie 3. Jeżeli słowo $\langle a_i\rangle$ reprezentuje w zapisie $DU2$ liczbę A_{DU2}, to słowo $\langle\overline{a}_i\rangle$ reprezentuje w tym zapisie liczbę o przeciwnym znaku pomniejszoną o 2^{-m}

$$\overline{A}_{DU2} = -A_{DU2} - 2^{-m}. \tag{13}$$

Dowód jest oczywisty, gdyż wystarczy do zależności (11) podstawić (10).

Wniosek. Znając reprezentację pewnej liczby można określić reprezentację liczby o przeciwnym znaku negując pozycyjnie znaną reprezentację i dodając 1 na najmniej znaczącej pozycji z uwzględnieniem powstałych przeniesień.

Twierdzenie 4. Jeżeli słowo $\langle a_i\rangle$ reprezentuje w zapisie $DU\overline{2}$ liczbę $A_{DU\overline{2}}$, to słowo $\langle\overline{a}_i\rangle$ reprezentuje w tym zapisie liczbę o przeciwnym znaku powiększoną o 2^{-m}

$$\overline{A}_{DU\overline{2}} = -A_{DU\overline{2}} + 2^{-m}. \tag{14}$$

Dowód jest oczywisty, gdyż wystarczy do zależności (12) podstawić (10). Analogiczny jest również wniosek, z tym że w tym przypadku należy odjąć od negacji reprezentacji 1 na najmniej znaczącej pozycji.

Twierdzenie 5. Zakres reprezentowanych liczb dla zapisu $DU\overline{2}$ określonego zależnością (8) wynosi $[-1, +1)$, a dla zapisu $DU2$ określonego zależnością (7) wynosi $(-1, +1]$.

Dowód. Z postaci zależności (7) i (8) wynika, że

$$\max A_{DU2}: 100 \ldots 0 = 1-2^{-m},$$
$$\min A_{DU2}: 011 \ldots 1 = -1,$$
$$\max A_{DU\bar{2}}: 011 \ldots 1 = +1,$$
$$\min A_{DU\bar{2}}: 100 \ldots 0 = -1+2^{-m};$$

a ponieważ reprezentowane liczby tworzą postęp arytmetyczny i liczba zero jest reprezentowana w obu tych zapisach przez słowo 11 ... 1, więc twierdzenie jest prawdziwe.

Twierdzenie 6. Liczby ujemne w zapisie uzupełnień do 1 ($U1$) i zapisie $DU\bar{2}$ mają identyczną reprezentację.

Dowód. Jak wiadomo, dla zapisu uzupełnień do 1 obowiązuje zależność

$$A_{U1} = -a_0(1-2^{-m}) + \sum_{i=-m}^{-1} a_i 2^i. \tag{15}$$

Łatwo zauważyć, że w obu tych zapisach dla liczb ujemnych $a_0 = 1$. Wystarczy więc udowodnić, że

$$-\sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i 2^i = -(1-2^{-m}) + \sum_{i=-m}^{-1} a_i 2^i, \tag{16}$$

co jest oczywiste pamiętając, że $1-2^{-m} = \sum_{i=-m}^{1} 2^i$.

Twierdzenie 7. Jeżeli słowo $\langle a_i \rangle$ reprezentuje liczbę A_{U1} w zapisie $U1$, to reprezentuje ono liczbę o $\bar{a}_0 \cdot 2^{-m}$ większą w zapisie $DU\bar{2}$

$$A_{DU\bar{2}} = A_{U1} + \bar{a}_0 \cdot 2^{-m}. \tag{17}$$

Dowód. Wiadomo [5], że

$$A_{U1} = A_{PU\bar{2}} + a_0 \cdot 2^{-m}, \tag{18}$$

natomiast na podstawie twierdzenia 2 obowiązuje zależność

$$A_{DU\bar{2}} = A_{PU\bar{2}} + 2^{-m}. \tag{19}$$

Podstawiając do zależności (19) zależność (18) otrzymamy zależność (17).

Wniosek. Prosty związek między liczbami w zapisach $U1$ i $DU\bar{2}$ ma duże znaczenie dla możliwości realizacji operacji dzielenia liczb w zapisie $DU\bar{2}$ metodą restytucyjną, w której wynik jest zawsze w zapisie $U1$. Można również podobnie pokazać, że

$$A_{DU2} = \bar{A}_{U1} - \bar{a}_0 \cdot 2^{-m}.$$

4. ALGORYTMY PODSTAWOWYCH OPERACJI ARYTMETYCZNYCH DLA DUALNYCH ZAPISÓW UZUPEŁNIEŃ DO 2

W pracy [6] podano ogólne zasady wykonywania operacji podstawowych ($A+B$, $-A+B$, $A-B$, $-A-B$) dla dowolnych zapisów dwuskładnikowych. Zapisy dualne uzupełnień do 2 zgodnie z podanymi wnioskami z twierdzeń 1 i 2 można traktować jako zapisy dwuskładnikowe, w których składnik drugi jest stałą C równą $\pm 2^{-m}$.

W pracy [6] pokazano, że w dowolnym zapisie dwuskładnikowym obowiązują następujące reguły wykonywania podstawowych operacji arytmetycznych:

1. drugi składnik wyniku równy jest zawsze stałej C,

2. pierwszy składnik wyniku powstaje w wyniku wykonania określonego podstawowego działania arytmetycznego na pierwszych składnikach argumentów oraz korekcji uzyskanego wyniku poprzez dodanie lub odjęcie wielokrotności stałej C, przy czym wielkość korekcji jest następująca:

$$\begin{aligned} &\text{dla działania } A+B \text{ korekcja } +C,\\ &\qquad A-B \qquad\quad -C,\\ &\qquad -A+B \qquad -C,\\ &\qquad -A-B \qquad -3C. \end{aligned}$$

Ograniczymy się obecnie do określenia algorytmów operacji arytmetycznych jedynie dla zapisu $DU\overline{2}$ jako szczególnie interesującego ze względu na własność zamkniętości dla operacji mnożenia. Algorytmy dla zapisu $DU2$ można określić analogicznie.

Dla zapisu $DU\overline{2}$ składnik pierwszy jest określony w powszechnie stosowanym zapisie uzupełnień do 2 ($PU\overline{2}$), a składnik drugi równy jest stałej $C = 2^{-m}$ (patrz twierdzenie 2). Zauważmy również, że operacja zmiany znaku liczby w zapisie $DU\overline{2}$ jest związana z odejmowaniem stałej 2^{-m} (patrz twierdzenie 4).

Z podanych zasad wykonywania podstawowych operacji arytmetycznych i z powyższego wynika, że do wyznaczenia sumy pierwszych składników argumentów można wykorzystać powszechnie stosowany sumator liczb w zapisie $PU\overline{2}$, w którym elementarny sumator dla każdej pozycji realizuje zależność

$$a_i+b_i+p_i = s_i+2p_{i+1},$$

przy czym:

$p_i \in \{0, 1\}$ — przeniesienia przychodzące na i-tą pozycję, $s_i \in \{0, 1\}$ — i-ta cyfra binarna wyniku.

Wynik sumowania pierwszych składników odczytany w zapisie $DU\overline{2}$ jest ostatecznym wynikiem sumowania.

Algorytm operacji $A+B$

$$A_{DU\overline{2}}+B_{DU\overline{2}} = A_{PU\overline{2}}+2^{-m}+B_{PU\overline{2}}+2^{-m} = S_{PU\overline{2}}+2^{-m} = S_{DU\overline{2}},$$

stąd

$$S_{PU\overline{2}} = A_{PU\overline{2}}+B_{PU\overline{2}}+2^{-m}.$$

Wynik może być określony przez doprowadzenie do wejść sumatora słów $\langle a_i\rangle$ i $\langle b_i\rangle$ i ustalenie wstępnego przeniesienia $p_{-m} := 1$. Naturalnie wynik o ile go odczytamy zgodnie z regułą w zapisie $DU\overline{2}$ jest prawidłowy, np.

	$+3/16\|_{DU\overline{2}}$:0,0010		$-3/16\|_{DU\overline{2}}$:1,1100
+		+	
	$+5/16\|_{DU\overline{2}}$:0,0100		$+8/16\|_{DU\overline{2}}$:0,0111
	1		1
	$+8/16\|_{DU\overline{2}}$:0,0111		$+5/16\|_{DU\overline{2}}$:0,0100

Algorytm operacji $A-B$

Ponieważ operacja ta ma być wykonana w sumatorze realizującym działanie $A+B$, należy zmienić znak drugiego argumentu zgodnie z regułą określoną zależnością (14)

$$A_{DU\bar{2}}-B_{DU\bar{2}} = A_{DU\bar{2}}+(-B_{DU\bar{2}}) = A_{DU\bar{2}}+\bar{B}_{DU\bar{2}}-2^{-m} = A_{PU\bar{2}}+2^{-m}+\bar{B}_{PU\bar{2}} = \\ = S_{PU\bar{2}}+2^{-m} = S_{DU\bar{2}},$$

stąd:

$$S_{PU\bar{2}} = A_{PU\bar{2}}+B_{PU\bar{2}}.$$

Wynik operacji $A-B$ można więc określić doprowadzając do wejść sumatora słowa $\langle a_i\rangle$ oraz $\langle\bar{b}_i\rangle$ i ustalając wstępne przeniesienie $p_{-m}:=0$.

Przykład

$$\begin{array}{rll} & +3/16|_{DU\bar{2}}: 0{,}0010 & 0{,}0010 \\ - & & \rightarrow + \\ & +5/16|_{DU\bar{2}}: 0{,}0100 & 1{,}1011 \\ & & \overline{1{,}1101}: -2/16|_{DU\bar{2}} \end{array}$$

Algorytm operacji $-A+B$

$$-A_{DU\bar{2}}+B_{DU\bar{2}} = -A_{PU\bar{2}}-2^{-m}+B_{PU\bar{2}}+2^{-m} = \bar{A}_{PU\bar{2}}+2^{-m}-2^{-m}+B_{PU\bar{2}}+2^{-m} = \\ = S_{PU\bar{2}}+2^{-m} = S_{DU\bar{2}}.$$

stąd

$$S_{PU\bar{2}} = \bar{A}_{PU2}+B_{PU2}.$$

Wynik operacji $-A+B$ można więc określić doprowadzając do sumatora słowa $\langle\bar{a}_i\rangle$ oraz $\langle b_i\rangle$ i ustalając $p_{-m}:=0$.

Przykład

$$\begin{array}{rll} & -3/16|_{DU\bar{2}}: 1{,}1100 & 0{,}0011 \\ & & \rightarrow + \\ & +8/16|_{DU\bar{2}}: 0{,}0111 & 0{,}0111 \\ & & \overline{0{,}1010}: 11/16|_{DU\bar{2}} \end{array}$$

Algorytm operacji $-A-B$

Można sprawdzić, że przy wykorzystaniu sumatora realizującego działanie $A+B$ operacji tej nie można wykonać w jednym kroku.

5. ALGORYTMY MNOŻENIA DLA ZAPISU *DU2*

Pokażemy jedynie algorytm będący analogią do algorytmu Booth'a. Oznaczmy mnożną przez D i mnożnik przez Q.

Dla zapisu $PU\bar{2}$ [5] mnożnik przekształcić można do postaci

$$Q = -q_0+\sum_{i=-m}^{-1} q_i 2^i = \sum_{i=-m}^{0}(-q_i+q_{i-1})2^i,$$

przy czym $q_{-m-1}:=0$.

Można pokazać, że dla mnożnika w zapisie $DU\bar{2}$

$$Q = \bar{q}_0 - \sum_{i=-m}^{-1} \bar{q}_i 2^i = \sum_{i=-m}^{0} (-q_i + q_{i-1}) 2^i,$$

przy czym $q_{-m-1} = 1$.

Jak widać jedyną różnicą w algorytmie Booth'a dla zapisu $DU\bar{2}$ jest inny warunek początkowy na q_{-m-1}.

Dla porządku przytoczmy ten algorytm zadany w postaci iteracyjnej

$$A_{-m+1} := 2^{-1} A_{-m+i-1} + (-q_{-m+i} + q_{-m+i-1}) D$$
$$A_{-m-1} := 0$$
$$q_{-m-1} := 1$$
$$i = 0, 1, \ldots, m$$
$$A_0 = Q \cdot D$$

Przykład

$D = -3/16{:}1{,}1100; \quad Q = 7/16{:}0{,}0110$

$1/2\,A_{-5}$	1,1111
$+D$	1,1100
	1
A_{-4}	1,1100
$1/2\,A_{-4}$	1,11100
$-D$	0,0011
A_{-3}	0,00010
$A_{-2} = 1/2A_{-3}$	0,000010
$1/2A_{-2}$	0,0000010
$+D$	1,1100
	1
A_{-1}	1,1101010
$A_0 = 1/2A_{-1}$	1,11101010

$A_0 = -21 \cdot 2^{-8}$

6. ALGORYTM DZIELENIA DLA ZAPISU $DU2$

Łatwo zauważyć, że można zastosować algorytm restytucyjny [5], gdyż jest on słuszny, bez względu na zapis w którym przedstawione są dzielna i dzielnik, a wynik otrzymuje się w zapisie $U1$, który zgodnie z zależnością (17) można przekształcić na wynik w $DU\bar{2}$.

Podobnie, ponieważ istnieje prosty sposób przechodzenia od zapisu dwujedynkowego na zapis $PU\bar{2}$ [5], a z tego zapisu według zależności (12) na zapis $DU\bar{2}$, można stosować również algorytm nierestytucyjny [5].

7. WNIOSKI

Zapis $DU\overline{2}$ ma te wszelkie korzystne własności co powszechnie stosowany zapis uzupełnień do 2 ($PU\overline{2}$), a dodatkowo jest zamknięty ze względu na operację mnożenia. Wszystkie algorytmy operacji arytmetycznych realizuje się równie prosto co w zapisie $PU\overline{2}$ i to na dotychczas wykorzystywanych układach dla zapisu $PU\overline{2}$. Można jednak dla zapisu $DU\overline{2}$ nie badać przy mnożeniu, czy mnożna i mnożnik są równe -1, co daje pewną oszczędność w stosowanych układach.

LITERATURA

1. St. Budkowski, *Dualne pseudosystematyczne zapisy dwójkowe*, Arch. Automat. i Telemech. XX, z. 1, 1975.
2. K. Fiałkowski, *O minimalnie niesymetrycznym zapisie dwójkowym zamkniętym ze względu na operację mnożenia*, Arch. Elektr., XV, z. 2, 1966.
3. K. Fiałkowski, *Pseudosystematyczne zapisy dwójkowe*, Arch. Elektr., XIV, z. 3, 1965.
4. St. Budkowski, *Dwuskładnikowe pseudosystematyczne zapisy dwójkowe*, Arch. Automat. i Telemech., XIX, z. 4, 1974.
5. A. Papliński, H. Stelmasik, *Arytmometry maszyn cyfrowych*, Katedra Budowy Maszyn Matematycznych Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1970.
6. K. Fiałkowski, *O pewnym uogólnianym zapisie minus dwójkowym*, Arch. Automat. i Telemech., X, z. 1, 1965.

S. BUDKOWSKI

DUAL 2'S COMPLEMENT BINARY CODES

Summary

Dual 2's complement binary codes are discussed. The value of fractional number A represented by binary word $\langle a_i \rangle$

$$\langle a_i \rangle = a_0 a_{-1} a_{-2} \ldots a_{-m}; \quad a_i \in \{0, 1\}$$

in a negative notation can be calculated as

$$A = \bar{a}_0 - \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i$$

and in a positive notation as

$$A = -\bar{a}_0 + \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i$$

where $\bar{a}_i$ — complement of a_i ($\bar{a}_i = 1 - a_i$).

Dual 2's complement codes are a particular case of dual pseudosystematic codes [1] for which

$$A = \sum_{i=-m}^{n-1} \bar{a}_i \cdot r(v_i) \cdot 2^i$$

where $r(v_i) = 2v_i - 1$; $v_i \in \{0, 1\}$ and binary word $\langle v_i \rangle$ defines weight signs distribution — constant for a given code.

The properties of dual 2's complement binary codes are presented and the rules for addition, subtraction, multiplication and division are given.

S. BUDKOWSKI

ÉCRITURES DUAL EN COMPLÉMENT A 2

Résumé

On décrit les écritures dual en complément à 2. Le valeur d'un nombre représénté par le mot binaire $\langle a_i \rangle$

$$\langle a_i \rangle = a_o a_{-1} a_{-2} \ldots a_{-m}; \quad a_i \in \{0, 1\}$$

peut être calculer pour la notation négative comme

$$A = \bar{a}_o - \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i$$

et pour la notation positive comme

$$A = -\bar{a}_o + \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i.$$

Les écritures dual en complément à 2 constituent les cas particuliers de l'écriture dual pseudosystematique [1] pour laquelle

$$A = \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot r(v_i) \cdot 2^i,$$

où $r(v_i) = 2v_i - 1$, $v_i \in \{0, 1\}$ et le mot binaire $\langle v_i \rangle$ décrit la distribution du signe qui est constant pour une écriture donnée.

On décrit les propriétés des écritures dual en complément à 2 et on donne les algorithmes de l'addition, sustraction, multiplication et division.

S. BUDKOWSKI

ZWEIARTIGE REGISTRIERUNG DER ERGÄNZUNGEN ZU 2

Zusammenfassung

In diesem Artikel wurden die zweiartigen Registrierungen der Ergänzungen zu 2 beschrieben. Der Wert der Bruchzahl A, die mittels des binären Ausdrucks $\langle a_i \rangle$ dargestellt wird

$$\langle a_i \rangle = a_o a_i \ldots a_{-m}; \quad a_i \in \{0, 1\}$$

ist für negative Notierung dem

$$A = \bar{a}_o - \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i$$

und für positive Notierung dem

$$A = -\bar{a}_o + \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i$$

gleich, wo $\bar{a}_i$ die Negation zu $a_i (\bar{a}_i = 1 - a_i)$.

Die zweiartigen Registrierungen der Ergänzungen zu 2 stellen Sonderfälle der Klasse dualer pseudosystematischer Koden [1], wofür

$$A = \sum_{i=-m}^{n-1} \bar{a}_i \cdot r(v_i) \cdot 2^i,$$

wo $r(v_i) = 2v_i - 1$, $v_i \in \{0, 1\}$, und der binäre Ausdruck $\langle v_i \rangle$ die Verteilung der Gewichtszeichen bezeichnet. Diese Verteilung ist für den gegebenen Kode konstant.

Die Arbeit beschreibt die Eigenschaften zweiartiger Registrierungen der Ergänzungen zu 2 sowie Algorythmen für die Durchführung der Operationen des Addierens, Substahierens, Multiziplierens und Dividierens.

С. БУДКОВСКИ

ДВОЙСТВЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ЧИСЕЛ В КОДЕ С ДОПОЛНЕНИЕМ ДО ДВУХ

Р е з ю м е

В работе описываются двойственные представления чисел в коде с дополнением до двух. Значение дробного числа A, представленного словом $\langle a_i \rangle$

$$\langle a_i \rangle = a_o a_1 \ldots a_{-m}; \quad a_i \in \{0,1\}$$

составляет

$$A = \bar{a}_o - \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i$$

для отрицательной нотации
и

$$A = -\bar{a}_o + \sum_{i=-m}^{-1} \bar{a}_i \cdot 2^i$$

для положительной нотации, причем $\bar{a}_i$ обозначает отрицание a_i ($\bar{a}_i = 1 - a_i$).

Двойственные представления чисел в коде с дополнением до двух являются частными случаями класса двойственных псевдосистематических кодов [1] для которых

$$A = \sum_{i=-m}^{n-1} \bar{a}_i \cdot r(v_i) \cdot 2^i$$

причем $r(v_i) = 2v_i - 1$, $v_i \in \{0, 1\}$, а двоичное слово $\langle v_i \rangle$ определяет постоянное для данного кода распределение весовых знаков.

В работе описываются свойства двойственных представлений дополнением до двух, а также алгоритмы выполнения операций сложения, вычитания, умножения и деления.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 2, ss. 305-324

Nieliniowość napięciowa i szumy prądowe rezystywnych warstw grubych PdO/Pd-Ag

ANDRZEJ KUSY (RZESZÓW), STANISŁAW PASZCZYŃSKI (RZESZÓW),
ANNA WRONA (RZESZÓW)

Wyższa Szkoła Inżynierska w Rzeszowie

Otrzymano 27.5.1974

Podano definicje podstawowych parametrów charakteryzujących nieliniowość napięciową i szumy prądowe. Dokonano oceny tych parametrów pod kątem ich przydatności do porównywania i oceny jakości różnych struktur rezystywnych. Przedstawiono dokładną analizę metody pomiaru wskaźnika zawartości trzeciej harmonicznej (h_3) miernikiem nieliniowości typ CLT-1a. W oparciu o proste teoretyczne rozważania dokonano oceny wpływu rozmiarów warstwy rezystywnej na wskaźnik szumów prądowych (k_{sz}). Podano wyniki badań dotyczące wpływu jednego z najważniejszych czynników technologicznych, a mianowicie zawartości procentowej szkliwa w kompozycji wyjściowej (z), na parametry elektryczne rezystywnych warstw grubych PdO/Pd-Ag. Analiza uzyskanych wyników wykazała, że warstwy o dużej zawartości procentowej szkliwa a więc o dużych rezystancjach na kwadrat ($R_\square$) posiadają duży poziom szumów prądowych i znaczną nieliniowość napięciową: pozostałe parametry elektryczne rosną również ze wzrostem z. Zasugerowano kierunki dalszych badań prowadzące do zmniejszenia szumów prądowych i nieliniowości napięciowej warstw przy jednocześnie dużych wartościach rezystancji na kwadrat.

1. WSTĘP

Intensywnie rozwijająca się w ostatnich latach technologia mikroukładów grubowarstwowych wymaga opracowania odpowiednich metod określania jakości wytwarzanych tą techniką elementów. Powoduje to, że prowadzone są obecnie prace w kierunku ujednolicenia definicji niektórych parametrów elementów grubowarstwowych a także umożliwienia porównywania wartości tych parametrów z odpowiednimi wartościami dla elementów wytwarzanych innymi technikami. Najmniej do tej pory poznanymi i najrzadziej omawianymi w literaturze są parametry określające nieliniowość napięciową i poziom szumów prądowych rezystorów. Dotyczy to zarówno strony definicyjno-pomiarowej tych parametrów i istoty warunkujących je zjawisk, jak również ograniczeń, które mogą one powodować w konkretnych rozwiązaniach układowych. Sytuacja ta jest prawdopodobnie spowodowana z jednej strony tym, że w początkowym stadium rozwoju techniki grubowarstwowej preferowane były badania dotyczące podstawowych charakterystyk elementów, z drugiej zaś tym, że zjawiska te są trudne do wyjaśnienia i jak dotychczas

brak jest odpowiednich teorii, które by zadawalająco opisywały mechanizm ich powstawania ([7] [14]). Poza tym pomiar tych parametrów wymaga zastosowania specjalnych i bardzo czułych przyrządów oraz zunifikowanych metod pomiarowych.

Znajomość nieliniowości napięciowej i szumów prądowych stanowi jednak źródło cennych informacji dotyczących zachowania się rezystora w układzie. Wskaźnik szumów prądowych (k_{sz}) ([1] [2] [11]) pozwala na oszacowanie jaką częścią w ogólnym bilansie mocy szumów danego mikroukładu będzie moc szumów prądowych, pochodząca od zastosowanych rezystorów. Wyznaczenie współczynników opisujących nieliniowość napięciową pozwala z kolei określić, jak duże zniekształcenia nieliniowe wprowadzają do układu zastosowane rezystory i przewidzieć ich zachowanie się podczas pracy układu. Chodzi tu zarówno o zniekształcenia nieliniowe wprowadzone przez nieliniowy rezystor ([7] [13] [15]), jak i o zmiany wartości stałych napięć i prądów, wynikające z odchylenia charakterystyki napięciowo-prądowej od linii prostej. W tym ostatnim przypadku oszacowania niekorzystnego wpływu nieliniowości napięciowej można dokonać w oparciu o znajomość wartości napięciowego współczynnika rezystancji.

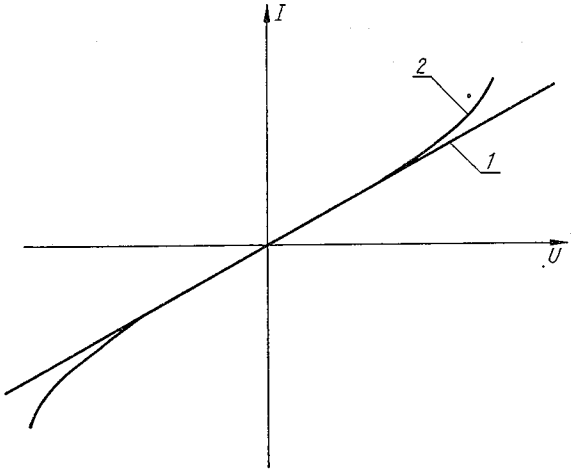
W niniejszej pracy dokonano zestawienia najczęściej obecnie stosowanych parametrów opisujących właściwości szumowe i nieliniowościowe rezystorów. Podano metody pomiaru tych parametrów oraz przeanalizowano ich główne uwarunkowania technologiczne i strukturalne. Przedstawiono wyniki doświadczeń stanowiące fragment kompleksowych badań w zakresie wzajemnych relacji pomiędzy technologią, strukturą i mechanizmem przewodnictwa rezystywnych warstw grubych ([5] [10] [11] [12]). Prezentowany fragment prac dotyczy wpływu jednego z najistotniejszych czynników technologicznych, a mianowicie zawartości procentowej szkliwa w kompozycji wyjściowej na parametry elektryczne warstw PdO/Pd-Ag ze szczególnym uwzględnieniem nieliniowości napięciowej i szumów prądowych. Uzyskane wyniki badań 12 serii warstw, pozwoliły na wyciągnięcie pewnej liczby wniosków odnośnie możliwości uzyskiwania warstw o szerokim zakresie rezystancji na kwadrat i zadawalających pozostałych parametrach elektrycznych.

2. NIELINIOWOŚĆ NAPIĘCIOWA

2.1. Parametry określające nieliniowość napięciową rezystorów

Rezystory idealne cechuje liniowa zależność prądu od napięcia. Charakterystyki prądowo-napięciowe rezystorów rzeczywistych nie są liniami prostymi i wykazują pewne, zwykle niewielkie, odchylenia od liniowości. Jest to efektem zmian ich rezystancji pod wpływem przyłożonego napięcia. W przypadku rezystorów grubowarstwowych rezystancja warstwy maleje zwykle ze wzrostem napięcia, czyli napięciowy współczynnik rezystancji jest ujemny [7]. Przedmiotem dalszych rozważań będzie tylko ten zakres napięć, w którym struktura rezystora nie ulega zmianom nieodwracalnym.

Typowy kształt charakterystyki napięciowo-prądowej rezystorów wykazujących nieliniowość napięciową podano na rys. 1. Napięciowy współczynnik rezystancji c_V definiuje



Rys. 1. Charakterystyka prądowo-napięciowa rezystorów: 1 — idealnego, 2 — wykazującego nieliniowość napięciową

się następującym wzorem:

$$c_{V(\text{def})} = \frac{1}{R}\frac{dR}{dU}. \tag{1}$$

W praktyce inżynierskiej znany jest również podobny współczynnik c_T, określany następująco:

$$c_{T(\text{def})} = \frac{1}{R_o}\frac{\Delta R}{\Delta U}, \tag{2}$$

gdzie:

$R_o = R(0{,}1U)$,
$\Delta R = R(U) - R_o$,
$\Delta U = 0{,}9U$,
U — stałe napięcie pomiaru.

Definicja c_T związana jest ze standardową metodą oceny nieliniowości napięciowej.

Wykorzystanie w praktyce tak zdefiniowanych współczynników nieliniowości napięciowej jest zwykle uciążliwe. Wynika to z czysto pomiarowego faktu, polegającego na tym, że nieliniowości napięciowej nie można ściśle wyznaczyć przez bezpośredni pomiar charakterystyki statycznej $I = f(U)$ rezystora. Podczas takiego pomiaru bowiem materiał rezystora nagrzewa się i zmiany rezystancji są wywołane zarówno przykładanym napięciem jak i zmianami temperatury. Nawet stosując specjalne metody, w których napięcie jest przykładane do rezystora jedynie przez czas 0,2 s, nie uzyskuje się całkowitego wyeliminowania wpływu nagrzewania [7]. Poza tym zarówno c_V jak i c_T zależą od napięcia i dla pełnego opisu właściwości nieliniowościowych rezystora należałoby je podawać w postaci zależności funkcyjnych. Porównywanie różnych struktur rezystywnych z punktu widzenia nieliniowości napięciowej jest w tych warunkach uciążliwe i mało dokładne.

Prowadzone obecnie poszukiwania dotyczą takiego prametru, który opisywałby całkowicie rezystor pod względem właściwości nieliniowych i byłby niezależny od napięcia pomiaru. Jak dotychczas nie udało się jednak opracować uniwersalnej metody dokładnego określenia przebiegu charakterystyki prądowo-napięciowej rezystora z uwagi na występowanie, podczas pomiaru tej charakterystyki, trudnych do eliminacji zjawisk towarzyszących.

Jednym z ciekawszych wyników wspomnianych poszukiwań w tym zakresie jest metoda pomiarowa, w której określa się wskaźnik zawartości trzeciej harmonicznej (h_3). Pomiar polega wówczas na wyznaczeniu amplitudy napięcia trzeciej harmonicznej występującego na rezystorze zasilanym prądem sinusoidalnym. Wspomniany wskaźnik jest zdefiniowany następująco ([7] [13]):

$$h_3 = 20 \log \frac{U_3}{U_1^3} \text{[dB]}, \tag{3}$$

gdzie:

U_3 — amplituda napięcia trzeciej harmonicznej generowanego przez rezystor, w μV,

U_1 — amplituda napięcia składowej podstawowej, w V.

Wartości h_3 jest jednak dla większości spotykanych struktur rezystywnych zależna od wartości napięcia występującego na rezystorze podczas pomiaru i dlatego należy w zasadzie podawać przy jakim napięciu była mierzona. Jak wynika z przeprowadzonej przez autorów szczegółowej analizy, wskaźnik h_3 jest również zależny od rozmiarów warstwy, a szczególnie od jej długości i wraz z jej wzrostem szybko maleje.

Charakterystykę prądowo-napięciową rezystora nieliniowego, pokazaną na rys. 1, można przedstawić w postaci szeregu potęgowego:

$$I = \alpha U + \beta U^3 + \gamma U^5 + \delta U^7 + \ldots, \tag{4}$$

gdzie $\alpha, \beta, \gamma, \delta \ldots$ — stałe współczynniki.

Ponieważ charakterystyka z rys. 1 jest funkcją nieparzystą, wyrażenie (4) nie zawiera parzystych potęg U. W przypadku rezystorów, których charakterystykę można dostatecznie dokładnie opisać dwoma pierwszymi członami rozwinięcia potęgowego (4), czyli gdy

$$I = \alpha U + \beta U^3, \tag{5}$$

można wykazać, że wskaźnik h_3 jest niezależny od napięcia pomiaru, a zależy jedynie od współczynników α i β, a więc w pełni opisuje nieliniowość napięciową rezystora. Niezgodność charakterystyki prądowo-napięciowej rezystora z równaniem (5) można zatem ocenić na podstawie zależności wskaźnika h_3 od napięcia pomiaru.

W celu dokładnego określenia przebiegu charakterystyki prądowo-napięciowej rezystora, należałoby określić współczynniki $\alpha, \beta, \gamma, \delta \ldots$ we wzorze (4). Byłoby to możliwe na podstawie pomiaru amplitud napięć wyższych harmonicznych niż trzecia. Można mianowicie wykazać, że przy zasilaniu rezystora czystym sygnałem sinusoidalnym postaci

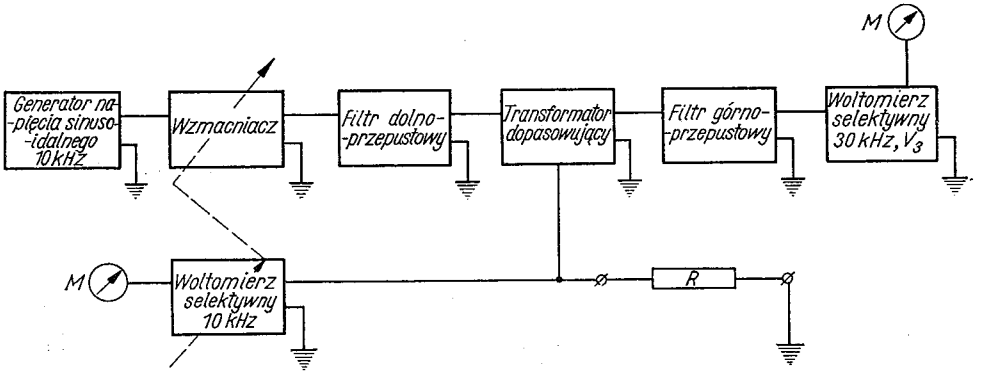
$u = U_0 \sin\omega t$, wartość chwilowa płynącego przezeń prądu przy uwzględnieniu 4 wyrazów rozwinięcia (4), dana jest wzorem [7]:

$$\begin{aligned} i = &\left(\alpha U_0 + \frac{3}{4}\beta U_0^3 + \frac{5}{8}\gamma U_0^5 + \frac{35}{64}\delta U_0^7\right)\sin\omega t - \\ &-\left(\frac{1}{4}\beta U_0^3 + \frac{5}{16}\gamma U_0^5 + \frac{21}{64}\delta U_0^7\right)\sin 3\omega t + \\ &+\left(\frac{1}{16}\gamma U_0^5 + \frac{7}{64}\delta U_0^7\right)\sin 5\omega t - \\ &-\left(\frac{1}{64}\delta U_0^7\right)\sin 7\omega t = \\ &= I_1 \sin\omega t - I_3 \sin 3\omega t + I_5 \sin 5\omega t - I_7 \sin 7\omega t. \end{aligned} \tag{6}$$

Znając wartości amplitud I_1, I_2, I_3 i I_7 oraz U_0, można z kolei korzystając z zależności (6) wyznaczyć wartości współczynników α, β, γ, δ. W praktyce wyznaczenie w opisany sposób tych współczynników jest zagadnieniem bardzo złożonym; wiąże się ono bowiem, z pomiarem bardzo małych wartości zmiennych napięć i prądów oraz z trudnościami związanymi z wyeliminowaniem wpływu układu pomiarowego na wartości amplitud wyższych harmonicznych.

2.2. Metodyka pomiaru wskaźnika zawartości trzeciej harmonicznej

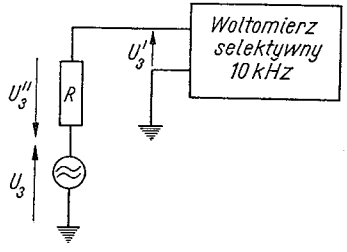
Do pomiaru wskaźnika zawartości trzeciej harmonicznej zgodnie z zależnością (3) wykorzystano w pracy miernik firmy Radiometer typ CLT-1a. Uproszczony schemat blokowy tego miernika podano na rys. 2 [13]. Zasada jego działania jest następująca.



Rys. 2. Schemat blokowy miernika nieliniowości napięciowej typ CLT 1-a

Czysty sygnał sinusoidalny o częstotliwości 10 kHz podawany jest z generatora poprzez wzmacniacz liniowy, filtr dolnoprzepustowy i transformator dopasowujący na badany rezystor. Napięcie sygnału 10 kHz może być regulowane w zakresie 0 do 550 V i jest mierzone za pomocą woltomierza selektywnego. Sygnał trzeciej harmonicznej powstający

na rezystorze, po przejściu przez transformator dopasowujący i filtr górnoprzepustowy zostaje podany na wejście woltomierza selektywnego V_3 o częstotliwości rezonansowej równej 30 kHz. Zadaniem transformatora jest dopasowanie impedancji elementu badanego do impedancji wyjściowej wzmacniacza dla $f = 10$ kHz oraz impedancji elementu badanego do impedancji wejściowej woltomierza V_3 dla $f = 30$ kHz. Filtr dolnoprzepustowy służy do wyeliminowania wpływu na pracę wzmacniacza sygnałów trzeciej harmonicznej i wyższych, natomiast filtr górnoprzepustowy separuje woltomierz V_3 od wzmacniacza. Przekładnia transformatora dopasowującego jest regulowana skokowo i dobierana w zależności od impedancji badanego elementu dla częstotliwości 10 kHz. Pożądanym jest,



Rys. 3. Uproszczony schemat wyjaśniający zasadę określania współczynnika korekcyjnego F_c

aby moc zasilania rezystora w układzie pomiarowym była stała dla serii porównywanych rezystorów. Po ustawieniu wartości napięcia U_1 dokonuje się za pomocą woltomierza selektywnego V_3 odczytu wartości napięcia trzeciej harmonicznej. Wartość tego napięcia U_3' na skutek obciążającego wpływu woltomierza V_3 nie jest dokładnie równa wartości napięcia trzeciej harmonicznej U_3, gdyż zgodnie z rys. 3 $U_3 = U_3' + U_3''$. Należy więc dla obliczenia h_3 wyznaczyć na podstawie zmierzonej wartości U_3', wartości U_3. Wprowadza się w tym celu współczynnik korekcyjny F_c zdefiniowany następująco:

$$F_c = \frac{U_3}{U_3'}. \tag{7}$$

Biorąc pod uwagę, że impedancja wejściowa woltomierza selektywnego V_3 jest równa $Z_w = N \cdot 1\ \text{k}\Omega$, gdzie N — przekładnia transformatora, można wykazać, że:

$$F_c = \left| \frac{Z}{N} + 1 \right|, \tag{8}$$

gdzie Z jest impedancją badanego rezystora dla 30 kHz. Ponieważ dla tej częstotliwości impedancję badanego rezystora można zastąpić rezystancją, więc po uwzględnieniu wzoru (8), zależność (3) przyjmie postać:

$$h_3 = 20 \log \frac{U_3' \left(\frac{R}{N} + 1 \right)}{U_1^3}. \tag{9}$$

W celu oszacowania zniekształceń sygnału trzeciej harmonicznej wprowadzanych przez układ pomiarowy i uwzględnienia związanych z tym błędów, określa się tzw. *nie-*

liniowość szczątkową układu zdefiniowaną wzorem:

$$g_s = 20 \log \frac{U_3 + U_{sz}}{U_1}, \tag{10}$$

gdzie U_{sz} reprezentuje szumy całkowite układu, natomiast U_3 jest napięciem trzeciej harmonicznej, które wystąpi, gdy do zacisków pomiarowych dołączony zostanie wzorcowy element idealnie liniowy.

W przypadku stosowanego w pracy miernika CLT-1a, g_s mieści się w granicach od -150 do -140 dB [13]. Wpływ nieliniowości szczątkowej układu na pomiar U_3 można zwykle w przypadku rezystorów kompozycyjnych pominąć.

3. SZUMY PRĄDOWE

3.1. Wskaźniki szumów prądowych

Szumy prądowe zwane również szumami nadmiarowymi są to procesy przypadkowe, których gęstość widmowa mocy jest malejącą funkcją częstotliwości (najczęściej postaci $\frac{1}{f}$). Występują one podczas przepływu prądu przez rezystor, stanowiąc nadwyżkę w stosunku do szumów cieplnych, istniejących także gdy rezystor nie jest spolaryzowany. Szumy prądowe obserwuje się szczególnie wyraźnie w warstwach kompozycyjnych, a więc i w rezystywnych warstwach grubych.

Zależność gęstości widmowej kwadratu napięcia szumów prądowych od częstotliwości $G_p(f)$ można w ogólnym przypadku przedstawić następująco ([8] [16] [17]):

$$G_p(f) = CU^{\alpha} f^{-\gamma}, \tag{11}$$

gdzie:

U — napięcie stałe przyłożone do rezystora,

C, α i γ — stałe zależne od rodzaju rezystora.

Dla większości rezystorów kompozycyjnych można przyjąć, że $\alpha = 2$ i $\gamma = 1$ i stosować wzór o postaci ([1] [8] [17]):

$$G_p(f) = C\ U^2\ f^{-1}. \tag{12}$$

Jeżeli szumy określa się w pasmie częstotliwości od f_1 do f_2, to średni kwadrat napięcia szumów prądowych $\overline{u_p^2}$ będzie równy:

$$\overline{u_p^2}\left(f_1 \div f_2\right) = \int_{f_1}^{f_2} G_p(f)\, df = CU^2 \ln \frac{f_2}{f_1}. \tag{13}$$

Parametrem stosowanym do określania i porównywania jakości warstw pod względem ch właściwości szumowych jest w pracy wskaźnik szumów prądowych k_{sz} zdefiniowany następująco ([1] [11] [16]):

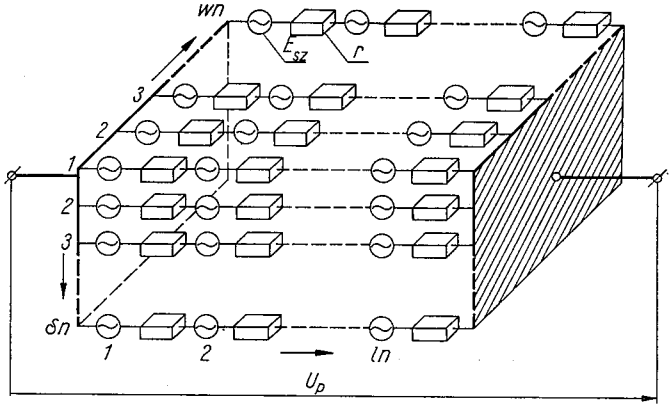
$$k_{sz} = 20 \lg \frac{\sqrt{\overline{u_p^2}}}{U} = 20 \lg \frac{U_p}{U} \text{ w dekadzie częstotliwości,} \tag{14}$$

gdzie $U_p = \sqrt{\overline{u_p^2}}$ jest wartością skuteczną napięcia szumów prądowych w μV w zakresie jednej dekady częstotliwości, a U — napięciem stałym przyłożonym do rezystora w V. Z (13) i (14) wynika, że tak zdefiniowany wskaźnik jest niezależny od napięcia zasilania U, a jest jedynie funkcją struktury materiału rezystywnego i rozmiarów warstwy [11].

Wyznaczanie wskaźnika szumów prądowych zgodnie z zależnością (14) sprowadza się do pomiaru napięcia skutecznego szumów prądowych występujących na badanym rezystorze przy zasilaniu go napięciem stałym. Do pomiaru wskaźnika k_{sz} zastosowano w pracy miernik typu Quan Tech model 315 B. Szczegółowy opis sposobu wyznaczania wskaźnika szumów prądowych tym miernikiem opisano w pracy [11].

3.2. Wpływ rozmiarów warstwy na wartość wskaźnika k_{sz}

Szumy prądowe konkretnego rezystora są zależne od szeregu czynników związanych zarówno ze strukturą materiału, jak i rozmiarami warstwy. Zależność wskaźnika szumów prądowych od rozmiarów warstwy można dość dokładnie określić teoretycznie. Rozważania przedstawione w niniejszym rozdziale dotyczą prostego teoretycznego ujęcia zależności pomiędzy wskaźnikiem k_{sz} a rozmiarami warstwy. Wychodzą one z założenia, że

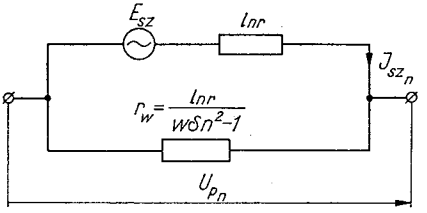


Rys. 4. Schemat elektryczny rozważanego modelu warstwy z punktu widzenia skutecznego napięcia szumów typu $1/f$

szumy prądowe są związane z mechanizmami, które występują w mikroobszarach rozłożonych równomiernie w całym materiale rezystywnym ([3], [16]). Przyjmuje się, że mikroobszary te są bardzo małe w porównaniu z minimalnymi rozmiarami typowych grubych warstw rezystywnych. Mimo, iż w rzeczywistości charakterystyki każdego generującego mikroobszaru są w ogólności inne, to celowo jest jednak założyć dla prostoty dalszych rozważań, że w każdym cm^3 istnieje n^3 (n — odpowiednio duża liczba naturalna) mikroobszarów o identycznych właściwościach z punktu widzenia szumów prądowych. Zakłada się również, że omawiane mikroobszary, są połączone jedynie jednorodnym materiałem rezystywnym, charakteryzującym się brakiem występowania szumów prądowych. Ponieważ w 1 cm^3 jest n^3 elementarnych mikroobszarów generujących napięcie szumów, więc

na długości 1 cm będzie ich n, a odpowiednio na długości l warstwy — ln, na szerokości w warstwy — wn i na grubości δ — δn.

Schemat elektryczny warstwy otrzymany w wyniku powyższych rozważań, przy dodatkowym założeniu, że nie ma elektrycznych połączeń pomiędzy mikroobszarami leżącymi wzdłuż kierunków niezgodnych z kierunkiem pola elektrycznego wywołanego przyłożonym do warstwy napięciem zewnętrznym, podano na rys. 4. Właściwości szumowe każdego z mikroobszarów reprezentowane są przez generator wytwarzający napięcie skuteczne



Rys. 5. Schemat zastępczy układu z rys. 4 po zwarciu wszystkich generatorów oprócz jednego

szumów prądowych o wartości E_{sz}, połączony szeregowo z liniową rezystancją wewnętrzną r. Wszystkich generatorów jest w całej warstwie $lw\delta n^3$. Stosując zasadę superpozycji otrzymamy dla jednego generatora (przy zwarciu pozostałych) układ zastępczy podany na rys. 5.

Obliczając wartość skuteczną natężenia prądu szumów otrzymamy:

$$I_{szn} = \frac{E_{sz}(w\delta n^2 - 1)}{lw\delta n^3 r}. \tag{15}$$

Spadek napięcia wywołany tym prądem na rezystancji r_w, równej:

$$r_w = \frac{lnr}{w\delta n^2 - 1}, \tag{16}$$

wynosi:

$$U_{pn} = I_{szn} r_w. \tag{17}$$

Ponieważ kwadrat całkowitego natężenia prądu szumów w warstwie jest równy sumie kwadratów natężeń prądów od poszczególnych generatorów (natężenia te są traktowane jako wielkości przypadkowe niezależne), więc otrzymujemy:

$$I_{sz}^2 = lw\,\delta n^3 I_{szn}^2. \tag{18}$$

W związku z tym, wypadkowe napięcie szumów prądowych U_p jest równe:

$$U_p = I_{sz} r_w. \tag{19}$$

Wstawiając (15) do (18) a następnie (18) i (16) do (19) otrzymamy ostatecznie po przekształceniu:

$$U_p = \frac{E_{sz} l^{1/2}}{(w\delta n)^{1/2}}, \tag{20}$$

lub

$$U_p^2 = E_{sz}^2 \frac{l}{w\delta n}.$$

Na podstawie (13), dla $\frac{f_2}{f_1} = 10$, mamy:

$$\frac{U_p^2}{U^2} = C\ln 10 = K^2 \tag{21}$$

lub

$$\frac{U_p}{U} = K,$$

gdzie K — stała, zależna od rozmiarów i materiału warstwy.

Oznaczając analogicznie:

$$\frac{E_{sz}}{\frac{U}{ln}} = K', \tag{22}$$

gdzie K' stała odpowiadająca K dla elementarnego generatora, zależna tylko od materiału warstwy. A zatem:

$$E_{sz} = K'\frac{U}{ln}. \tag{23}$$

Wstawiając (23) do (20) otrzymamy:

$$\frac{U_p}{U} = \frac{K'}{(lw\delta)^{1/2}n^{3/2}}. \tag{24}$$

Uwzględniając, że objętość warstwy $V = lw\delta$ oraz wstawiając (24) do (14), mamy:

$$k_{sz} = 20\log\frac{K'}{V^{1/2}n^{3/2}}. \tag{25}$$

Wyrażenie to można przedstawić w postaci:

$$k_{sz} = k_{sz_o} - 10\log V, \tag{26}$$

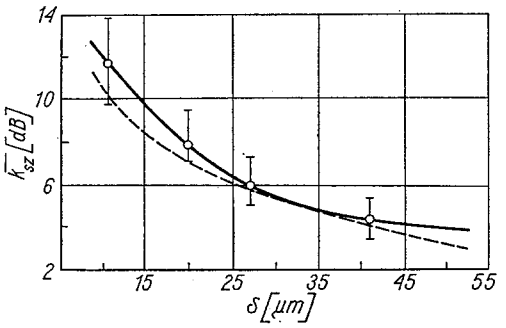
gdzie:

$$k_{sz_o} = 20\log\frac{K'}{n^{3/2}}.$$

Podstawiając (13) do (14) dla $\frac{f_2}{f_1} = 10$ i przyrównując otrzymane wyrażenie do prawej strony równania (25) można wykazać, że stała materiałowa C jest odwrotnie proporcjonalna do objętości warstwy; w przypadku ustalonej szerokości (w) i długości (l) warstwy, stała C jest odwrotnie proporcjonalna do grubości warstwy δ. Ilustrację tego faktu może stanowić zgodność krzywej doświadczalnej $k_{sz} = f(\delta)$ z odpowiadającą jej krzywą teoretyczną — rys. 6 [9].

Gdybyśmy zamiast równania (12) dla gęstości widmowej zastosowali w powyższych rozważaniach zależność (11) przy założeniu jedynie, że $\gamma = 1$, a więc rozważyli przypadek ogólniejszy, wówczas poprzez analogiczne przekształcenia otrzymujemy:

$$k_{sz} = 20\log\frac{K'}{n^{1/2+\alpha/2}}\frac{l^{1/2-\alpha/2}}{(w\delta)^{1/2}}U^{\alpha/2-1}. \tag{27}$$



Rys. 6. Zależność wskaźnika szumów prądowych od grubości warstwy: ———— krzywa doświadczalna z zaznaczonymi wartościami maksymalnymi i minimalnymi k_{sz}, — — — — — krzywa teoretyczna

Wzór ten przechodzi w zależność (25) w dwu następujących przypadkach:
— dla $\alpha = 2$, przy dowolnej wartości U;
— dla dowolnej wartości α pod warunkiem, że przyłożone napięcie zmienia się w zależności od długości warstwy tak, że natężenie pola w warstwie pozostaje stałe.

4. OPIS SPOSOBU WYKONANIA WARSTW REZYSTYWNYCH I METODYKI BADANIA ICH WŁAŚCIWOŚCI

W celu otrzymania warstw o różnych rezystancjach na kwadrat wykonano 12 past rezystywnych na bazie proszków palladu i srebra. We wszystkich pastach ułamek atomowy palladu w składnikach metalicznych był równy 0,5. Zawartość szkliwa zmieniano w zakresie od 40 do 85% (procent wagowy). Zastosowano szkliwo ołowiowo-borokrzemowe o składzie 65% PbO, 25% SiO_2 i 10% B_2O_3 i o uziarnieniu poniżej 5 μm. Proszki materiałów wyjściowych otrzymano metodami opisanymi w pracy [6]. Proszki szkliwa palladu i srebra były mieszane w młynku kulkowym, w obecności ośrodka dyspergującego przez okres 10 godzin. Następnie po odparowaniu ośrodka dyspergującego do otrzymanych suchych mieszanin dodano odpowiednie ilości terpineolu, pełniącego rolę nośnika organicznego. Uzyskano w ten sposób pasty o zadawalających właściwościach reologicznych umożliwiających ich sitodrukowanie. Jako podłoża wykorzystano płytki korundowe (96% Al_2O_3) o rozmiarach $20 \times 30 \times 0{,}7$ mm. Na każdym podłożu nanoszono po trzy warstwy rezystywne w kształcie kwadratów o rozmiarach 5×5 mm. Do wykonania warstw konduktywnych użyto pasty pallado-srebrnej. Proces suszenia przeprowadzono w temperaturze 120°C w czasie 20 minut. Wypalanie warstw rezystywnych realizowano w piecu przepływowym w temperaturze szczytowej 750°C. Długość cyklu wypalania wynosiła 50 minut przy czasie wytrzymania w temperaturze szczytowej 12 minut. Po wypaleniu do warstw konduktywnych dolutowano końcówki z drutu srebrzonego.

W opisany sposób wykonano z każdej pasty po 15 warstw rezystywnych, otrzymując w ten sposób 12 serii warstw o różnych rezystancjach na kwadrat. Numery serii warstw w zależności od zawartości szkliwa w paście podano w tablicy 1.

Tablica 1

Zawartość procentowa szkliwa w badanych pastach rezystywnych

Numer serii	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Zawartość szkliwa w paście [% wag.]	40	45	50	55	60	65	70	75	77,5	80	82,5	85

W odniesieniu do wszystkich warstw przeprowadzone zostały pomiary następujących parametrów: rezystancji na kwadrat ($R_\square$), grubości (δ), wskaźnika szumów (k_{sz}), wskaźnika zawartości trzeciej harmonicznej (h_3), charakterystyk temperaturowych, temperaturowych współczynników rezystancji (*TWR*) oraz niestabilności.

Pomiary rezystancji wykonano miernikiem cyfrowym typ YEW 2805 z dokładnością $\pm 0{,}02\%$. Grubość warstw mierzono za pomocą mikroskopu z przekrojem świetlnym typ Linnik MIS-11 z dokładnością 0,5 μm. Wskaźnik szumów prądowych k_{sz} mierzono przyrządem Quan Tech model 315 B, z dokładnością 0,5 dB. Wskaźnik zawartości trzeciej harmonicznej wyznaczono przy użyciu miernika nieliniowości CLT-1a. Ze względu na stwierdzoną zależność h_3 od wartości napięcia stosowanego podczas pomiaru, przeprowadzono badania wpływu napięcia składowej podstawowej na wartość h_3. W przypadku mocy rozpraszanej w warstwie równej 1/8 W przeprowadzono pomiary h_3 dla wszystkich warstw w każdej serii oraz obliczono wartości średnie $\overline{h}_3$ i odpowiadające im odchylenia standardowe. Dla pozostałych mocy wykonano pomiary h_3 tylko dla wybranych warstw w serii. Charakterystyki temperaturowe badano przy użyciu termostatu nastawnego „UNIDO" typ TN-60-125 w zakresie od -40 do $+120$°C. Jako temperaturę odniesienia przy obliczaniu *TWR* przyjęto $+20$°C. Badania niestabilności przeprowadzono poprzez wyznaczenie względnych zmian rezystancji warstw w czasie starzenia w powietrzu w temperaturze 150°C przez okres 7000 godzin. Dla każdej serii wyznaczono wartości średnie poszczególnych parametrów elektrycznych oraz odpowiadające im odchylenia standardowe s. Wielkości $\overline{R}_\square$ oraz $\overline{k}_{sz}$ zostały ponadto odniesione do jednej grubości warstwy $\delta = 11{,}8$ μm.

W przypadku rezystancji na kwadrat skorzystano z prostej zależności:

$$R_\square \delta = \varrho = \text{const}, \tag{28}$$

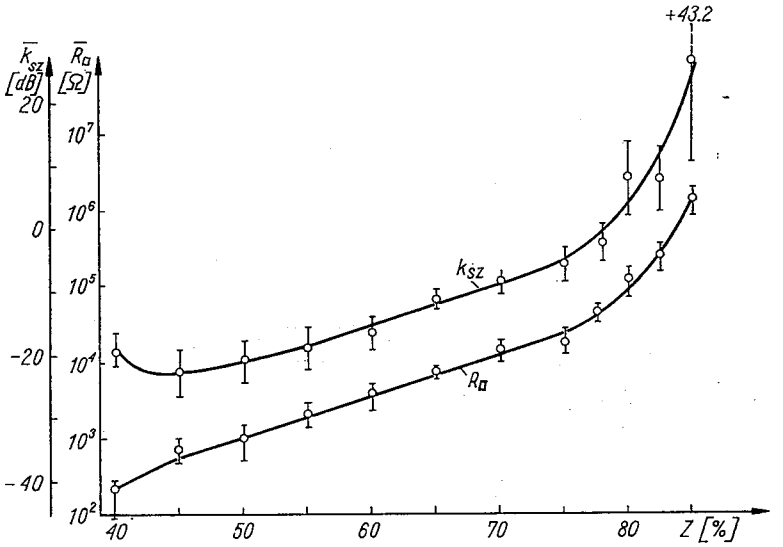
dla danej warstwy, gdzie ϱ — rezystywność materiału warstwy. Natomiast w przypadku k_{sz} wyznaczono najpierw dla każdej warstwy wartość C z zależności (14), a następnie korzystano z relacji, że

$$C\delta = \text{const} \tag{29}$$

przy w i l ustalonych.

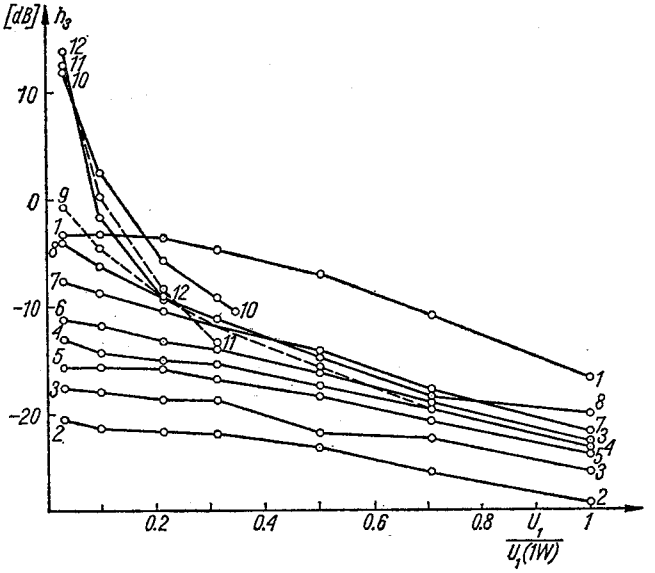
5. WYNIKI POMIARÓW I OBLICZEŃ

Z uwagi na dużą liczbę otrzymanych wyników pomiarów, w celu ich łatwiejszej analizy, większość zależności podano w postaci wykresów. Na rys. 7 przedstawiono zależności rezystancji na kwadrat oraz wskaźnika szumów prądowych od zawartości procentowej szkliwa w paście. Wartości k_{sz} oraz $R_\square$ podano jako średnie liczone dla każdej serii wraz

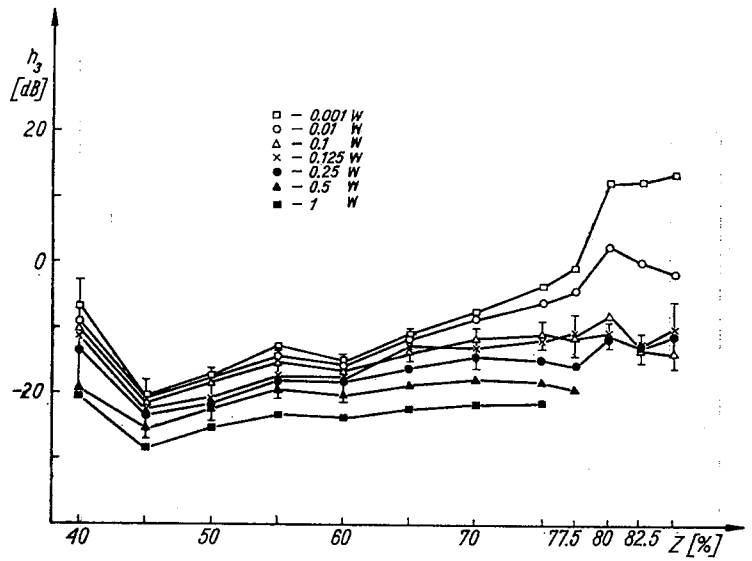


Rys. 7. Zależność wskaźnika szumów prądowych i rezystancji na kwadrat, odniesionych do grubości warstwy 11,8 μm, od zawartości procentowej szkliwa w paście; linie pionowe przy punktach pomiarowych określają przedziały $\pm 3\,s$ (s— odchylenie standardowe)

z odpowiadającymi im przedziałami $\pm 3\,s$ uwzględniając również korekcję na grubość warstwy. Jak widać z rys. 7 odniesione do jednej grubości warstwy $\bar{k}_{sz}$ i $\bar{R}_\square$ zależą silnie od zawartości procentowej szkliwa w paście, z. W przypadku $\bar{R}_\square$ odpowiednie zmiany wynoszą około 4 rzędy wielkości (od $2 \cdot 10^2\ \Omega$ do około $2 \cdot 10^6\ \Omega$), zaś w przypadku $\bar{k}_{zs}$ około 50 dB (od −20 dB do +30 dB).

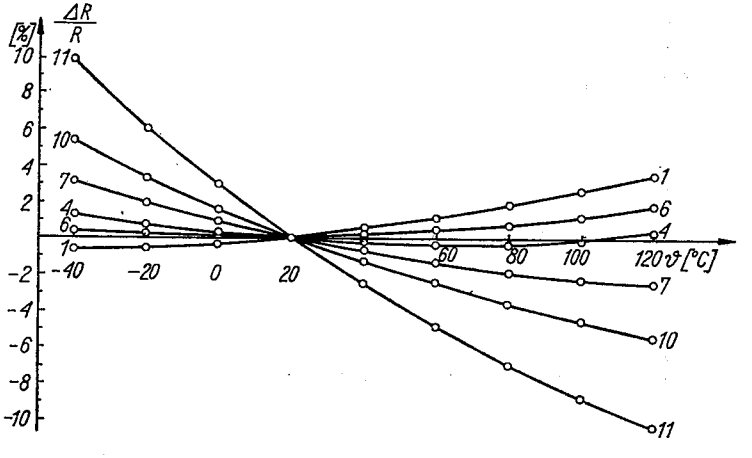


Rys. 8. Wpływ napięcia pomiaru na wskaźnik zawartości trzeciej harmonicznej dla struktur o różnych zawartościach szkliwa (objaśnienie numerów serii zawiera tabl. 1)

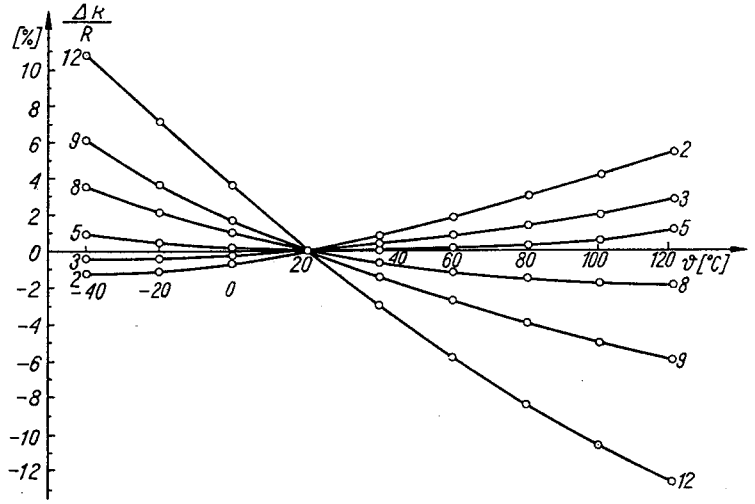


Rys. 9. Wpływ udziału procentowego szkliwa w paście na wskaźnik zawartości trzeciej harmonicznej przy parametrycznie zmiennej mocy rozpraszanej przez rezystor podczas pomiaru

Rysunek 8 obrazuje zależności wskaźnika zawartości trzeciej harmonicznej od amplitudy napięcia składowej podstawowej dzielonej przez wartości napięcia, przy której moc wydzielana w badanej warstwie wynosiła 1 W. Jak widać h_3 dla wszystkich warstw maleje ze wzrostem amplitudy napięcia pomiaru; zależność ta jest najsilniejsza w przypadku warstw z serii od 9 do 12, a więc w przypadkach dużej zawartości procentowej szkliwa. Struktury te, jak to widać z rys. 8, mają h_3 o większych wartościach niż struktury o mniejszej zawartości procentowej szkliwa. Wyjątek stanowią jedynie warstwy z serii 1, a więc wykonane z pasty o najmniejszym z. Jest to wyraźnie widoczne z rys. 9, na którym przedstawiono zależność h_3 od zawartości procentowej szkliwa z, przy parametrycznie zmieniającej się mocy rozproszonej w badanej warstwie. Dla mocy 1/8 W podano na rysunku wartości



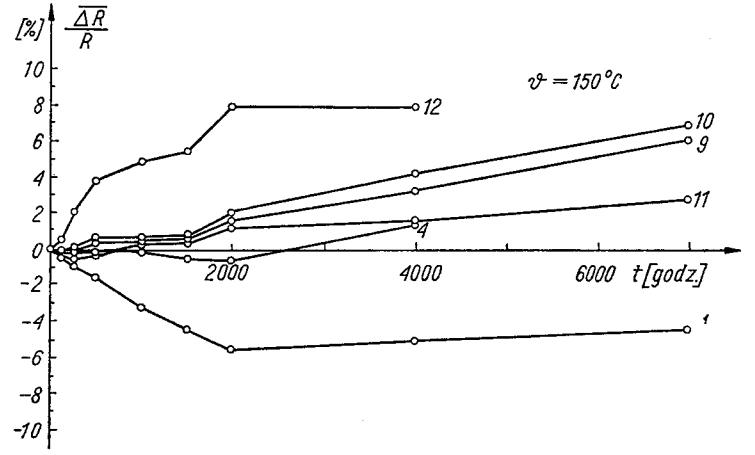
Rys. 10. Charakterystyki temperaturowe wybranych warstw z serii 1, 4, 6, 7, 10 i 11



Rys. 11. Charakterystyki temperaturowe wybranych warstw z serii 2, 3, 5, 8, 9 i 12

średnie wskaźnika h_3 z zaznaczeniem przedziałów ± 3 *s*. Przedziały te obejmują praktycznie zakresy zmian h_3 spowodowane zmianami mocy w przypadku zawartości szkliwa w paście w zakresie od 40 do 70%. Natomiast przy większych zawartościach szkliwa zmienność h_3 znacznie przekracza odpowiednie przedziały ± 3 *s*.

Rysunki 10 i 11 przedstawiają charakterystyki temperaturowe wybranych warstw, po jednej z każdej serii. Jak widać, względne zmiany rezystancji dla poszczególnych struktur rosną wraz ze wzrostem *z*, osiągając dla skrajnych temperatur pomiaru, tj. dla -40 i dla $+120$°C oraz dla największych zawartości szkliwa (seria 11 i 12), dość znaczne wartości, a mianowicie $10 \div 12\%$. Charakterystycznym jest, że dla niektórych serii, np. 4 i 5, w zależnościach tych obserwuje się występowanie ujemnych wartości *TWR* w niższych temperaturach oraz dodatnich wartości *TWR* w temperaturach wyższych. Obliczone wartości



Rys. 12. Zależność względnych zmian rezystancji od czasu starzenia w powietrza w temperaturze 150°C dla serii 1, 4, 9, 10, 11 i 12

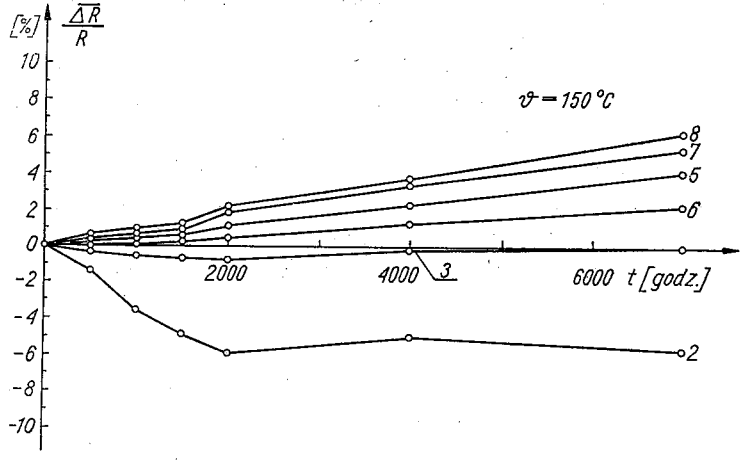
średnie temperaturowych współczynników rezystancji dla wszystkich serii w zakresie dodatnich i ujemnych temperatur zebrano w tablicy 2.

Tablica 2

Wartości średnie temperaturowych współczynników rezystancji badanych serii warstw rezystywnych

Numer serii	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
TWR (−40÷20°C) [$\cdot 10^{-6}$/°C]	122	242	73	−208	−164	−76	−602	−531	−986	−904	−1560	−1940
TWR (20÷120°C) [$\cdot 10^{-6}$/°C]	347	536	254	25	85	197	−285	−235	−601	−533	−1070	−1430

Rysunki 12 i 13 przedstawiają uśrednione wyniki pomiarów niestabilności warstw w postaci zależności względnych zmian rezystancji od czasu starzenia w powietrzu w temperaturze 150°C. Jak wynika z podanych wykresów, najsilniejsze zmiany rezystancji podczas starzenia występowały dla serii 1 i 2 oraz 11 i 12, a więc w przypadku najmniejszej i największej zawartości procentowej szkliwa.



Rys. 13. Zależność względnych zmian rezystancji od czasu starzenia w powietrzu w temperaturze 150° dla serii 2, 3, 5, 6, 7 i 8

6. PODSUMOWANIE

W pracy zaprezentowano podstawowe definicje parametrów stosowanych do określania właściwości szumowych i nieliniowości napięciowej grubych warstw rezystywnych. Przedstawiono prosty model warstwy „szumiącej" oraz podano wyprowadzenie zależności wiążących wskaźnik szumów prądowych z rozmiarami warstwy. Zależności te znajdują potwierdzenie w danych eksperymentalnych [9].

Parametry charakteryzujące szumy prądowe i nieliniowość napięciową przedstawiono jako funkcję zawartości szkliwa w warstwach rezystywnych typu PdO/Pd-Ag. Dla pełniejszej charakterystyki tych warstw w pracy podano również wyniki pomiarów i obliczeń pozostałych parametrów elektrycznych, tzn. rezystancji na kwadrat, charakterystyk temperaturowych i niestabilności podczas starzenia w powietrzu i w temperaturze 150°C.

Na podstawie analizy wyników badań przedstawionych w rozdziale 5 można stwierdzić, że na ogół wartości wszystkich parametrów elektrycznych warstw rosną ze wzrostem zawartości szkliwa w paście[1]. W związku z tym przy uzyskiwaniu warstw o dużych wartościach rezystancji na kwadrat należy się równocześnie liczyć ze znacznym wzrostem poziomu szumów prądowych, temperaturowych współczynników rezystancji, wskaźnika zawartości trzeciej harmonicznej i niestabilności. Jeżeli chodzi o szumy prądowe i nieliniowość napięciową, to wyjaśnienia uzyskanych zależności należy szukać w rosnącej ze wzrostem zawartości szkliwa z liczbie styków i nieciągłości w strukturze warstwy, stanowiących źródło występowania tych zjawisk. Podobnie można uzasadnić wzrost rezystancji na kwadrat ze wzrostem z. Wyjaśnienie zależności pozostałych parametrów warstwy od zawartości szkliwa jest zagadnieniem bardziej złożonym i wymaga przeprowadzenia osobnych badań dotyczących struktury i mechanizmu przewodnictwa warstw.

Jak wynika z rysunków 8 i 9 wskaźnik zawartości trzeciej harmonicznej h_3 można uznać za parametr dość dobrze szacujący wielkość nieliniowości napięciowej tylko w ograniczonym przedziale zawartości procentowej szkliwa, a mianowicie w zakresie 40 do 70%. Porównywanie wartości h_3 różnych struktur przy różnych napięciach pomiaru może niekiedy prowadzić do fałszywych wniosków. Ma to szczególne znaczenie w przypadku dużych zawartości procentowych szkliwa (powyżej 70%), czyli dużych wartości $R_\square$.

Wartość h_3 dla mocy 0,125 W uzyskana dla warstw z serii 10 wynosiła około -10 dB, co odpowiada wartościom amplitud pierwszej i trzeciej harmonicznej równym odpowiednio 100 V i 0,316 V. Podobnie dla warstw z serii 12 wartość k_{sz} wynosi około $+30$ dB, co odpowiada przy zasilaniu napięciem równym 100 V wartości skutecznej napięcia szumów prądowych 3,16 mV. Podane wartości wskazują wyraźnie, że przy projektowaniu i analizie konkretnego mikroukładu małosygnałowego zawierającego grubowarstwowe elementy rezystywne PdO/Pd-Ag, wpływ zjawisk nieliniowości napięciowej i szumowych nie może być pominięty.

W zakresie dalszych badań dotyczących nieliniowości napięciowej należałoby uwzględnić prace zmierzające do określenia przebiegu charakterystyk prądowo-napięciowych w oparciu o analizę harmonicznych rzędu wyższego niż 3-ci i ich zależności od amplitud napięcia składowej podstawowej. Ma to na celu opracowanie metody pełniejszego opisu nieliniowości napięciowej rezystora, bardziej użytecznej przy porównywaniu nieliniowościowych właściwości różnych struktur.

W pracy wykazano, że w przypadku kompozycji pallado-srebrnych trudno jest uzyskać elementy rezystywne o dużych wartościach $R_\square$ i zadowalających pozostałych parametrach elektrycznych. W związku z tym prowadzone są obecnie dalsze badania w kierunku opty-

[1] Trudny do wyjaśnienia na tym etapie badań jest tu wyjątek jaki stanowią warstwy z serii 1, których h_3 posiada największą wartość. Podobny efekt lecz w nieco mniejszym stopniu występuje również dla seri 1 w przypadku wskaźnika szumów prądowych k_{sz}.

malizacji past rezystywnych z punktu widzenia poprawy parametrów elektrycznych warstw o dużych $R_{\square}$.

Cel ten można osiągnąć na drodze dopracowania technologii wytwarzania past Pd-Ag. Podstawową rolę odgrywają tu badania dotyczące powiązań pomiędzy parametrami technologicznymi, strukturą i mechanizmem przewodnictwa warstw. Poprawy sytuacji można również dokonać poprzez wprowadzenie materiałów wyjściowych odmiennych niż dotychczasowe (nie pallado-srebrne). W tym zakresie opracowano nowe kompozycje rezystywne na bazie rutenu, których charakterystyki elektryczne są bardzo obiecujące [4] [5].

LITERATURA

1. G. T. Conrad, N. Newman, A. P. Stainsbury, *A Recommended Standard Resistor Noise Test System*, IRE Transaction of the Professional Group on Component Parts, Vol. CP-7, Nr 3, September 1960.
2. J. G. Curtis, *Current Noise Test Indicate Resistor Quality*, International Electronics, May, 1962.
3. K. E. Doering, *Das Stromrauschen von Kohleschichtwiderständen*, Funk und Ton, nr 7, 1954.
4. W. Dudek, B. Fleszar, A. Kusy, S. Paszczyński, *Zgłoszenie patentowe* nr 116354, 5.11.1973 r.
5. W. Dudek, A. Kusy, S. Paszczyński, *Kompozycje rezystywne oparte na przewodzących tlenkach rutenu*, Materiały Sympozjum Mikroelektronicznej Techniki Grubowarstwowej, Rzeszów, listopad 1973.
6. W. Kalita, A. Kusy, *Technologia grubowarstwowych mikroukładów biernych*, Prace Techniczne RTPN, nr 1, 1969.
7. P. L. Kirby, *The Non-linearity of Fixed Resistors*, Electronic Engineering, November 1965.
8. P. L. Kirby, R. M. W. Burkett, *Units for Current Noise*, Electronic Engineering, nr 7, 1960.
9. P. M. Krahl, A. F. Bogenschütz, *Einfluss der Geometrie auf das Stromrauschen von Siebdruckwiderständen*, Metalloberfläche 2 S, nr 5, 1971.
10. A. Kusy, *An Investigation of the Relations Between the Technological Parameters, Phase Constitution and Electrical Characteristics of Thick* Pd-Ag *Resistive Films*, Thin Solid Films, Vol. 17, nr 3, 1973.
11. A. Kusy, *Pomiar właściwości szumowych warstw rezystywnych* Pd/PdO/Ag *za pomocą miernika typu Quan Tech*, Rozprawy Elektrotechniczne, Vol. 20, nr 2, 1974.
12. A. Kusy, *Zagadnienie aproksymacji charakterystyk temperaturowych a mechanizm przewodnictwa rezystywnych warstw grubych* PdO/Pd-Ag, Materiały Sympozjum Mikroelektronicznej Techniki Grubowarstwowej, Rzeszów, listopad 1973.
13. Materiały firmy Radiometer dotyczące pomiaru nieliniowości napięciowej rezystorów, 1973.
14. S. Teitler, H. F. M. Osborne, *Phenomenological Approach to Low-freqrency Electrical Noise*, Journal of Applied Physics, Vol. 41, nr 8, 1970.
15. J. Temler, *Impulsowa metoda sprawdzania nieliniowości rezystorów*, Elektronika, nr 11, 1972.
16. Van der Ziel, *Fluktuacji w radiotechnikie i fizikie*, Goseniergoizdat, Moskwa 1958 (tłum. z ang.)
17. A. Zaklikiewicz, *Pomiary szumów w opornikach*, Przegląd Elektroniki, nr 11, 1967.

A. KUSY, S. PASZCZYŃSKI, A. WRONA

VOLTAGE NON-LINEARITY AND CURRENT NOISE OF THICK PdO/Pd-Ag RESISTIVE FILMS

Summary

Definitions of fundamental parameters characterizing voltage non-linearity and current noise have been given. An estimation of thise parameters from the view of point of their usefulness to comparison and evaluation of quality of various resistive structures has been made. A detailed analysis of measuring methods of third harmonic index (h_3), applying the CLT-1a type non-linearity meter, has been presented.

An estimation of the influence of resistive film dimensions on noise current index (k_{sz}) on the basis of simple theoretical consideration has been made. The results of the investigations dealing with the influence of one of the most important technological factors, namely glaze percentage in input composition (z), on electrical parameters of thick PdO/Pd-Ag resistive fims, have been given. An analysis of the results obtained proved that the films having high glaze content, thus having high sheet resistivities ($R_{\square}$), have high current noise level and great voltage non-linearity; residual electrical parameters increase also as z increases. Directions of further studies leading to the decrease of current noise and voltage non-linearity of the films with simultaneous great values of sheet resistivities, have been suggested.

A. KUSY, S. PASZCZYŃSKI, A. WRONA

LA NON-LINÉARITE DE TENSION ET LE BRUIT DE COURANT DES COUCHES ÉPAISSES RÉSISTANTES PdO/Pd-Ag

Résumé

Dans l'article on a présenté les définitions des principals paramètres caractérisants la non-linéarite de tension et le bruit de courant. On a estime l'utilité de ces paramètres si on veut comparer et estimer la qualité des différantes structures résistantes. On a présenté une analyse détaillée de la méthode du mesurage de l'indice de la troisième harmonique (h_3) à l'aide de l'appareil CLT-1a. En se basant sur un simple raisonnement théorique on a estimé l'influence exercé par la dimension de la couche résistante sur l'indice du bruit (k_{sz}).

On a présenté les résultats de la recherche sur l'influence exercé par un des plus importants facteurs téchnologiques, c'est à dire le pourcentage de l'émail contenu dans la composition de sortie (z) sur le paramètres électriques des couches épaisses résistantes PdO/Pd-Ag. L'analyse de ces résultats a demontré, que les couches avec le pourcentage élevé de l'émail, c'est à dire les couches caractérisées par des grandes résistances sur carré ($R_{\square}$), ont le niveau élevé de bruit de courant, et la non-linéarite des couches, si les valeurs de la résistance sur carré restent grands.

A. KUSY, S. PASZCZYŃSKI, A. WRONA

SPANNUNGSNICHTLINEARITÄT UND STROMRAUSCHEN DICKER PdO/Pd-Ag-WIDERSTANDSSCHICHTEN

Zusammenfassung

Es wurden Definitionen von Grundparametern angegeben, die Spannungsnichtlinearität und Stromrauschen charakterisieren. Diese Parameter wurden vom Gesichtspunkt ihrer Verwendbarkeit für den Vergleich und die Qualitätsbeurteilung verschiedener Widerstandsstrukturen eingeschätsbeurteilung, verschiedener Widerstandsstrukturen eingeschätzt. Es wurde eine genaue Analyse der Meßmethodik des Inhaltsindexes der dritten Harmonischen (h_3) mittels des Meßgeräts CLT-1a durchgeführt.

Auf Grund theoretischer Überlegungen erfolgte die Beurteilung des Einflusses der Widerstandsschichtdimension auf den Stromrauschindex (k_{sz}). Versuchsergebnisse betreffs des Einflusses eines des wichtigsten technologischen Faktoren, u.zw. des prozentuellen Glasurgehalts in der Ausgangskomposition (z) auf die elektrische Parameter der dicken PdO/Pd-Ag-Widerstandsschichten wurden angeführt. Die Analyse der erhaltenen Ergebnisse zeigte, daß die Schichten mit großem Glasurgehalt, also auch mit großer Schichtresistanz einen großen Stromrauschpegel und große Spannungsnichtlinearität auf weisen; die übrigen elektrischen Parameter wachsen auch dem wachsenden z entsprechend an.

Es wurden Richtungen weiterer Untersuchungen angedeutet, die zur Verringerung des Stromrauschens und der Spannungsnichtlinearität unter gleichzeitig groß bleibender Schichtresistanz führen.

А. КУСЫ, С. ПАЩИНЬСКИ, А. ВРОНА

НЕЛИНЕЙНОСТЬ НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКОВЫЕ ШУМЫ РЕЗИСТИВНЫХ ТОЛСТЫХ ПЛЕНОК PdO/Pd-Ag

Р е з ю м е

Даны определения основных параметров характеризующих нелинейность напряжения и токовые шумы. Проведена оценка этих параметров с точки зрения их применимости для сравнивания и оценки качества различных резистивных структур. Представлен подробный анализ метода измерения показателя содержания третьей гармоники (h_3) измерителем нелинейности типа CLT-1a. На основании простого теоретического рассуждения произведена оценка влияния размеров резистивных пленок на показатель токовых шумов (k_{sz}). Даны результаты исследования влияния одного из самых важных технологических факторов, а именно процентного содержания глазури в выходной структуре (z), на электрические параметры резистивных толстых пленок PdO/Pd-Ag. Анализ полученных результатов показал, что пленки с большим процентным содержанием глазури, следовательно с большими резистансами на квадрат [$R_\square$] имеют высокий уровень токовых шумов и нелинейность напряжения, остальные электрические параметры возрастают с увеличением $б$. Намечены направления дальнейших исследований ведущих к уменьшению значения нелинейности напряжения и токовых шумов пленок при одновременном сохранении высоких значений резистансов на квадрат.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 2, ss. 325—366

621.372.8

Niektóre właściwości elementów składowych mikrofalowych przetworników wielkości fizycznych

JERZY KALIŃSKI (WARSZAWA)

Instytut Fizyki PAN — Zakład Doświadczalny WILMER

Otrzymano 10.9.1973

W artykule przedstawiono aktualny stan techniki w dziedzinie czynnych i biernych elementów składowych układów mikrofalowych. Rozważania przeprowadzono z punktu widzenia przemysłowych zastosowań układów mikrofalowych jako przetworników fizycznych wielkości nieelektrycznych na fizyczne wielkości elektryczne stanowiące parametr promieniowania mikrofalowego. Określono zależności parametrów elementów układów od warunków zasilania i oddziaływań mechaniczno-klimatycznych, głównie temperaturowych. Wymieniono źródła niedokładności pomiaru przetworzonej wielkości elektrycznej, stanowiącej parametr promieniowania mikrofalowego, wynikające ze zmian parametrów przetwornika mikrofalowego. Całość materiału zestawiono pod kątem widzenia zainteresowań użytkowników układów mikrofalowych i konstruktorów współpracujących z nimi układów elektronicznych małej częstotliwości. Rozważania zilustrowanio licznymi rysunkami oraz tablicami.

1. WSTĘP

Do lat 60-tych wycinek widma promieniowania elektromagnetycznego o częstotliwościach rzędu $1 \div 30$ GHz wykorzystywany był w technice, głównie w radiolokacji i radiokomunikacji oraz w fizyce, w charakterze narzędzia badawczego, do wyznaczania właściwości gazów, cieczy i ciał stałych metodami radiospektroskopii mikrofalowej oraz do badań plazmy. Zastosowania te były więc bądź zastosowaniami laboratoryjnymi, bądź nie stawiały zespołom mikrofalowym urządzeń szczególnie wygórowanych wymagań w zakresie stałości ich parametrów w funkcji czasu, warunków zasilania i otoczenia.

W ostatnim dziesięcioleciu metody i układy mikrofalowe wprowadzane są coraz szerzej do techniki przemysłowej. Zjawisko to związane jest z rosnącą z roku na rok rolą promieniowania mikrofalowego jako nowego narzędzia rozwijającej się dynamicznie dziedziny pomiarów nieniszczących. Promieniowanie mikrofalowe wykorzystywane jest w tej dziedzinie równolegle z dominującymi dotychczas promieniowaniami ultradźwiękowym, podczerwonym, rentgenowskim czy też izotopowym.

Bezsprzeczne zalety mikrofal, jak łatwość ich generacji i przesyłania, łatwość obróbki sygnału, nieszkodliwość dla zdrowia (przy małych mocach), ich przenikanie przez substancje nieprzewodzące lub źle przewodzące, odbijanie się od powierzchni substancji

przewodzących oraz nieoddziaływanie na właściwości fizyczne badanej substancji (również przy małych mocach) spowodowały szybki wzrost zastosowań mikrofal w metrologii przemysłowej wielkości fizycznych o charakterze nieelektrycznym.

Promieniowanie mikrofalowe wykorzystywane jest w tej dziedzinie metrologii jako syngał poszukujący informacji. Odpowiednie układy mikrofalowe są więc przetwornikami fizycznych wielkości nieelektrycznych na fizyczne wielkości elektryczne mierzone za pomocą elektrycznych metod pomiarowych. Przetworniki takie są przetwornikami aperiodycznymi, z obszarem pomiarowym bądź ograniczonym (prowadnice falowe), bądź nieograniczonym (wolnoprzestrzenne).

Określona właściwość promieniowania mikrofalowego ulega zmianie w wyniku wprowadzenia substancji badanej do pola elektromagnetycznego wielkiej częstotliwości, w wyniku przejścia energii mikrofalowej przez badaną substancję lub też w wyniku odbicia promieniowania mikrofalowego od badanej substancji. Określony parametr elektryczny promieniowania mikrofalowego modulowany jest w ten sposób zmianami fizycznej wielkości nieelektrycznej charakteryzującej badaną substancję i staje się tym samym nośnikiem informacji o wartości tej wielkości. Z możliwych do wyboru parametrów promieniowania mikrofalowego (amplituda, faza, częstotliwość) najczęściej wykorzystywane są informacje zawarte w amplitudzie promieniowania, a raczej w stosunku amplitud fali przechodzącej i padającej (pomiar $\hat{T}$) lub odbitej i padającej (pomiar $\hat{R}$). Moduł lub argument wielkości $\hat{T}$ lub $\hat{R}$ będący funkcją nieelektrycznej wielkości badanej odwzorowywany jest na wyjściu układu mikrofalowego poprzez prądowy bądź napięciowy sygnał elektryczny. Jednoznaczność przetwarzania wymaga oczywiście, by stałej wartości parametru promieniowania mikrofalowego odpowiadała stała wartość sygnału elektrycznego na wyjściu przetwornika.

Rozpatrując z metrologicznego punktu widzenia przebieg laboratoryjnych i przemysłowych pomiarów wykonywanych za pomocą promieniowania mikrofalowego można wyodrębnić co najmniej cztery podstawowe różnice między tymi dwoma rodzajami pomiarów.

Po pierwsze: pomiary laboratoryjne przebiegają w większości przypadków przy zmiennych, a pomiary przemysłowe przy stałych parametrach pomiaru. Pod pojęciem parametry pomiaru rozumiane są tu poziom mocy mikrofalowej oraz częstotliwość sygnału mikrofalowego.

Po drugie: pomiary laboratoryjne przebiegają na ogół w określonych jednostkach czasu i mogą być wielokrotnie powtarzane, a pomiary przemysłowe prowadzone są w sposób ciągły i bez możliwości powtórzenia.

Po trzecie: czas działania ze znamionową niedokładnością pomiaru wymagany od układów laboratoryjnych jest najczęściej krótki, rzędu godzin lub dni, zaś od układów przemysłowych długi, rzędu tygodni lub miesięcy.

Po czwarte: pomiary laboratoryjne przebiegają najczęściej w prawie niezmienionych warunkach zasilania i otoczenia (temperatura, ciśnienie, wilgotność), a pomiary przemysłowe przy zmiennej w szerokim zakresie temperaturze otoczenia, np. 253 K (−20°C) do 328 K (+55°C), zmiennej wilgotności i stopniu zapylenia powietrza, przy wibracjach i udarach mechanicznych, przy zmiennych w czasie, silnych zakłócających polach elektromagnetycznych, zmiennych warunkach zasilania energetycznego i tym podobnych czynnikach.

Konsekwencją tych różnic jest zwiększona niedokładność wyników pomiarów przeprowadzanych w warunkach przemysłowych w stosunku do wyników pomiarów laboratoryjnych. Powodowana jest ona w głównej mierze niemożnością redukcji błędu losowego poprzez wielokrotne powtórzenie pomiaru. Mikrofalowe układy pomiarowe przewidywane do zastosowań przemysłowych muszą więc być projektowane w taki sposób, by ograniczyć wpływ błędów losowych w stopniu wystarczającym do uznania błędu systematycznego za błąd główny wyniku pomiaru.

Każdy układ mikrofalowego przetwornika fizycznej wielkości nieelektrycznej na fizyczną wielkość elektryczną, zawiera elementy czynne i bierne. Wypadkowe parametry układu mikrofalowego i ich niestałość w funkcji środowiskowych oddziaływań mechaniczno-klimatycznych zależą w pierwszym przybliżeniu od niestałości parametrów elementów czynnych oraz niektórych elementów biernych układu, przede wszystkim źródeł, modulatorów, przesuwników fazy oraz detektorów lub mieszaczy sygnałów mikrofalowych.

Z punktu widzenia niniejszej pracy każdy z tych elementów może być rozpatrywany jako *black box*, gdyż ich fizyczne zasady działania nie są w tym przypadku istotne. Istotne są jedynie parametry wejścia i wyjścia elementu, ich wzajemne uzależnienie oraz podatność tych ostatnich na występujące praktycznie oddziaływania środowiskowe, głównie temperaturowe.

Mając na względzie coraz szersze stosowanie układów mikrofalowych w systemach kontroli lub automatycznej regulacji przebiegu przemysłowych procesów technologicznych, wydaje się pożądane zaznajomienie ich użytkowników i konstruktorów współpracujących z nimi zespołów elektronicznych z podstawowymi właściwościami elementów składowych tych układów w warunkach przemysłowych oddziaływań klimatycznych.

Przy takich założeniach rozpatrzone zostaną niżej pokrótce podstawowe cechy najczęściej praktycznie stosowanych elementów układów mikrofalowych w wyżej wymienionych czterech grupach.

Wykaz symboli

A — tłumienie sygnału mikrofalowego,
F — częstotliwość sygnału mikrofalowego,
F_{LO} — częstotliwość sygnału lokalnego oscylatora,
f_1, f_2 — 3 dB-owe punkty charakterystyki częstotliwościowej systemu pomiarowego,
f_m — częstotliwość sygnału modulującego,
f_n — częstotliwość graniczna szumów migotania,
f — częstotliwość,
Δf — szerokość pasma systemu pomiarowego,
Δf_p — szerokość pasma układu pośredniej częstotliwości systemu pomiarowego,
Δf_{sk} — skuteczna dewiacja szumów modulowanych w częstotliwości,
ΔF_M — zakres przestrajania mechanicznego źródła,
ΔF_E — zakres przestrajania elektrycznego źródła,
G_o — wzmocnienie mocy systemu pomiarowego dla częstotliwości środkowej,
$G(f)$ — częstotliwościowa charakterystyka wzmocnienia mocy systemu pomiarowego,

I — prąd zasilania,
I_p — prąd wstępnej polaryzacji diody,
i_o — zwarciowy prąd wyprostowany diody,
K — stała materiału,
K_1 — stała, równa — 174 dB,
k — stała Boltzmana,
m — głębokość modulacji,
M — współczynnik jakości źródeł promieniowania mikrofalowego,
M_d — współczynnik jakości diod,
N/C — stosunek poziomu szumów do poziomu fali nośnej (ang. *Noise/Carrier*),
N_d — współczynnik szumów mieszacza,
N_p — współczynnik szumów układu pośredniej częstotliwości,
L — straty przemiany mieszacza,
P_m — moc sygnału modulującego,
P_{mf} — moc sygnału mikrofalowego fali ciągłej,
P_{LO} — moc sygnału lokalnego oscylatora,
P_{sz} — całkowita moc szumów,
R_d — rezystancja wyjściowa diody,
R_{sz} — zastępcza rezystancja szumów systemu pomiarowego,
S — czułość graniczna mieszacza dla fali nośnej,
t — współczynnik szumów diody,
t_w — współczynnik szumów termicznych i śrutowych,
T — temperatura otoczenia,
U — napięcie zasilania,
U_d — sygnał wyjściowy diody,
$\hat{Z}_d$ — impedancja wejściowa diody,
$\hat{Z}_m$ — impedancja wejściowa mieszacza,
$\hat{Z}_{mw}$ — impedancja wyjściowa mieszcza,
β — czułość prądowa diody,
γ — czułość napięciowa diody,
ω — pulsacja,
η — sprawność energetyczna,
$\emptyset$ — kąt przesunięcia fazowego sygnałów mikrofalowych.

2. ŹRÓDŁA

Zadaniem źródła sygnału mikrofalowego jest przetworzenie mocy prądu stałego na moc prądu zmiennego wielkiej częstotliwości.

Parametrami wejściowymi źródeł są więc wymagana ilość źródeł zasilania i ich moc sumaryczna.

Parametrami wyjściowymi najbardziej interesującymi w zastosowaniach przemysłowych są natomiast:

— moc sygnału mikrofalowego P_{mf} (sprawność źródła η),
— częstotliwość tego sygnału (F),

— widmo generowanego sygnału (szumy, harmoniczne),
— zakres przestrajania elektrycznego źródła (ΔF_E),
— zakres przestrajania mechanicznego źródła (ΔF_M),
— zmiany mocy źródła w funkcji napięć zasilania,
— zmiany mocy źródła w funkcji temperatury otoczenia,
— zmiany mocy źródła w funkcji częstotliwości sygnału,
— zmiany częstotliwości źródła w funkcji napięć zasilania,
— zmiany częstotliwości źródła w funkcji temperatury otoczenia,
— zmiany mocy i częstotliwości źródła w funkcji niedopasowania do obciążenia,
— znamionowy czas pracy źródła bez zmiany parametrów,
— zakres temperatur działania i składowania oraz
— stopień odporności na oddziaływania mechaniczno-klimatyczne.

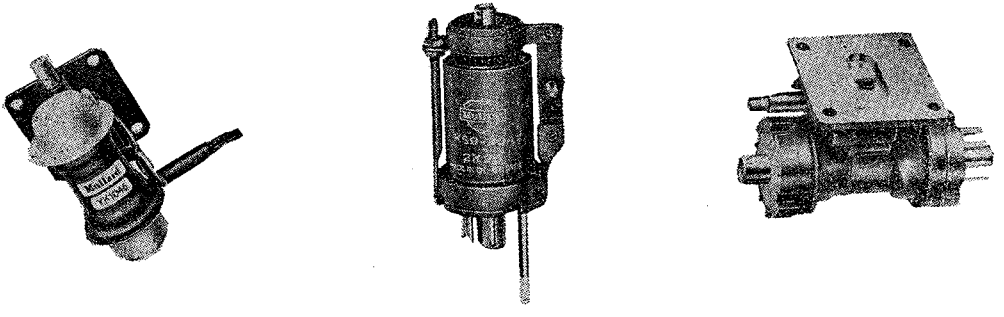
Ponieważ przy przemysłowych pomiarach tłumienia lub kąta przesunięcia fazowego sygnału mikrofalowego wykorzystywany jest z reguły sygnał mikrofalowy o z założenia stałej częstotliwości, parametry źródła związane z zamierzonymi zmianami częstotliwości w czasie pomiaru nie będą omawiane w niniejszej pracy.

Przy stałej częstotliwości sygnału mikrofalowego czystość widmowa źródła charakteryzowana jest przez podanie poziomu szumów modulowanych w amplitudzie w stosunku do poziomu fali nośnej, mierzonych w określonym odstępie od jej prążka (np. 100 kHz) i przy określonej szerokości pasma (np. 1 kHz) oraz skutecznej dewiacji szumów modulowanych w częstotliwości mierzonej w tych samych warunkach.

Wpływ temperatury otoczenia na moc i częstotliwość źródła ma charakter zarówno bezpośredni jak i pośredni, wynikający z zależności napięć źródła zasilania od temperatury. Dla uproszczenia przyjęto w dalszych rozważaniach zerowe współczynniki temperaturowe zasilaczy.

2.1. Klistrony refleksowe

Klistrony refleksowe stosowane były jako źródła sygnału mikrofalowego fali ciągłej lub modulowanej do połowy lat 60-tych. Od tego czasu wypierane są w większości zastosowań przez elementy półprzewodnikowe.



Rys. 1. Produkowane współcześnie klistrony refleksowe małej mocy YK1046, 2K25 i KS9-40 (firmy MULLARD)

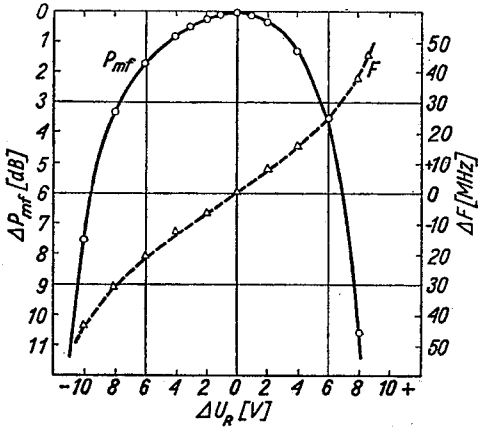
Tablica 1

Parametry techniczne współczesnych klistronów refleksowych małej mocy

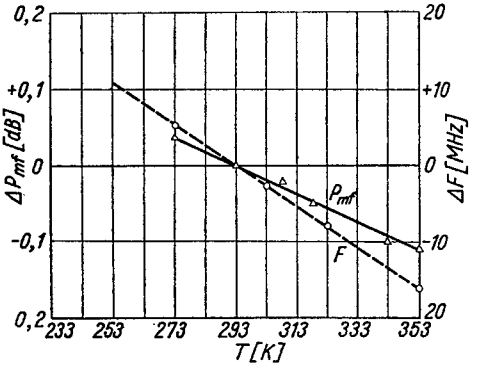
Firma/Kraj	Typ	Wejście						Wyjście					
		U_w	I_w	$U_ż$	$I_ż$	$-U_R$	$P_=$	P_{mf}	$F_{min} \div F_{max}$	ΔF_M	ΔF_E	ΔF_U	t_{min}
		V	mA	V	A	V	W	mW	GHz	MHz	MHz	MHz/V	h
RFT (NRD)	HKR 902	300	40	6,3	1,5	150	22	40	8,7÷9,6	900	40	2	500
RFT (NRD)	HKR 1101	300	40	6,3	1,2	150	19	40	10,6÷11,8	1200	40	2	
ZSRR	K 19	300	25	6,3	0,5	150	10	10	8,6÷9,6	1000	40	2	3000
SPERRY (USA)	723A/B	300	22	6,3	0,5	160	10	25	8,5÷9,7	1200	50		
MULLARD (Anglia)	KS9-40	300	30	6,3	0,5	100	12	40	9,3÷9,5	200	40		
MULLARD (Anglia)	YK 1046	275	25	6,3	0,5	100	10	30	9,16÷9,34	180	30		

Klistron refleksowy jako lampa elektronowa wymaga zasilania napięciami stałymi trzech jego elektrod — włókna żarzenia oraz wnęki i reflektora (względem katody).

Wygląd produkowanych współcześnie klistronów refleksowych małej mocy przedstawiony jest na rysunku 1, a ich parametry wejście-wyjście podane są w tablicy 1 [35].



Rys. 2. Zależność mocy i częstotliwości klistronu refleksowego K-19 od napięcia zasilania reflektora

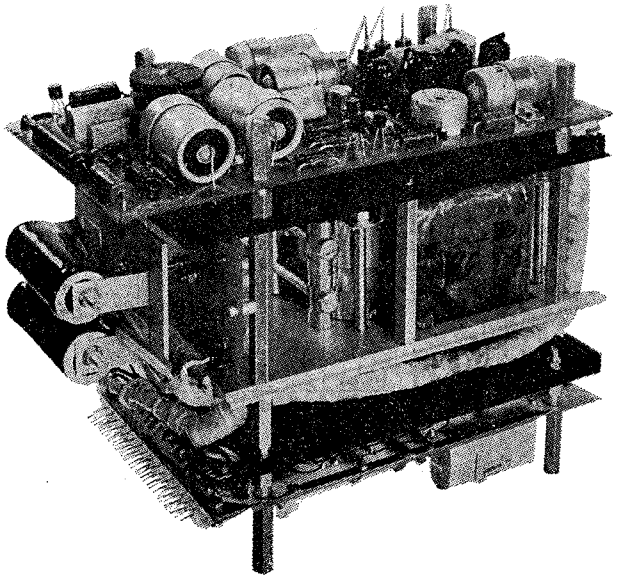


Rys. 3. Zależność mocy i częstotliwości klistronu refleksowego K-19 od temperatury otoczenia

Zależność mocy i częstotliwości klistronu refleksowego na pasmo *X* od napięcia zasilania reflektora przedstawiona jest na rysunku 2 w warunkach obciążenia wnęki zbliżonych do optymalnego (wyniki doświadczalne). Zmiany obciążenia wnęki klistronu zmieniają jego parametry. Moc wyjściowa klistronu maleje zarówno przy zbyt silnym jak i przy zbyt słabym obciążeniu, słabe obciążenie zwiększa jedynie dobroć wnęki klistronu i odstęp wartości napięć zasilania reflektora odpowiadający punktom połowy mocy (−3 dB). Dewiacja częstotliwości odpowiadająca jednostkowej zmianie napięcia zasilania reflektora rośnie natomiast ze wzrostem obciążenia wnęki (zmniejszeniem dobroci).

Dla uniezależnienia mocy i częstotliwości klistronu od zmian jego obciążenia przez zasilany układ jest on łączony z układem najczęściej poprzez element separujący, izolator ferrytowy lub tłumik.

Zależność mocy i częstotliwości tego samego klistronu refleksowego od temperatury otoczenia przy stałych wartościach napięć zasilania przedstawiona jest na rysunku 3 (wyniki doświadczalne).



Rys. 4. Tranzystorowy, stabilizowany zasilacz wszystkich elektrod klistronu refleksowego małej mocy (firmy WILMER)

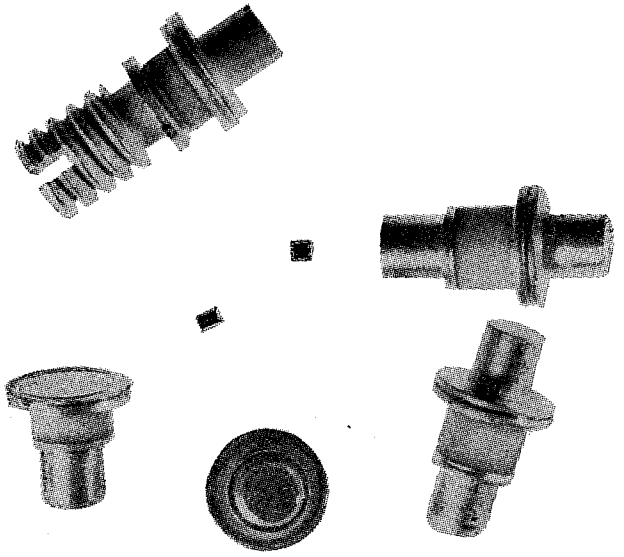
Przykład wykonania tranzystorowego, stabilizowanego zasilacza wszystkich elektrod klistronu refleksowego małej mocy w urządzeniu przemysłowym przedstawiony jest na rysunku 4. Zasilacz przystosowany jest do działania w zakresie temperatur otoczenia od 253 K (−20°C) do 328 K (+55°C), a jego współczynniki termiczne napięć zasilania wnęki i reflektora wynoszą odpowiednio 10 mV/K (4×10^{-5}/K) i 8 mV/K (8×10^{-5}/K).

2.2. Diody lawinowe

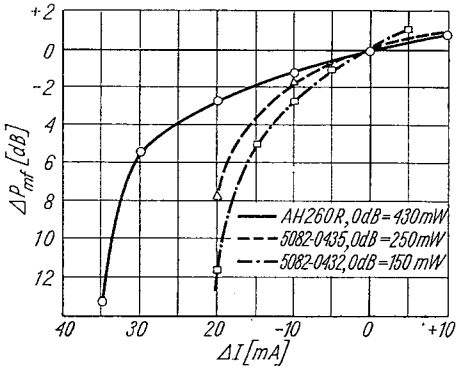
Diody lawinowe znajdują w ostatnich latach coraz szersze zastosowania jako źródła promieniowania mikrofalowego. Tzw. diody IMPATT (*IMPact Ionisation Avalanche Transit Time*) powstały w oparciu o prace teoretyczne W. T. Reada z 1958 roku. Siedem lat później źródło diodowe zostało zrealizowane praktycznie przez R. L. Johnsona, B. C. Delocha i B. G. Cohena. Dalszy szybki rozwój prac teoretycznych i doświadczalnych w krótkim czasie doprowadził do seryjnej produkcji przemysłowej tego typu diod.

Trzy wykonania diod IMPATT o mocy wyjściowej 100 mW firmy Hewlett-Packard przedstawione są na rysunku 5, a parametry wejście/wyjście tego typu źródeł podane są w tablicy 2 [18, 19, 20, 44, 47, 49].

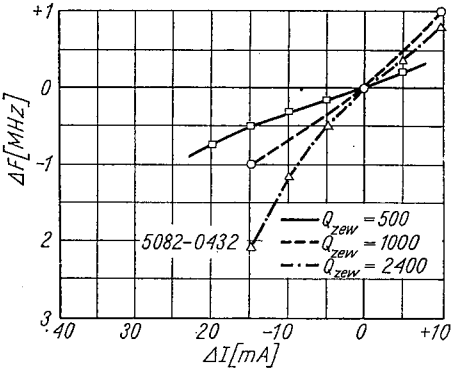
Zależność mocy i częstotliwości sygnału wyjściowego diody lawinowej od jej prądu polaryzacji przedstawiona jest na rysunku 6 i rysunku 7 (wg danych firmowych).



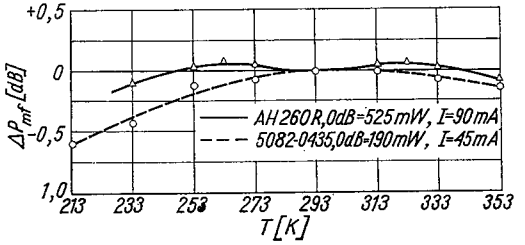
Rys. 5. Trzy wykonania diod IMPATT o mocy wyjściowej 100 mW (firmy HEWLETT-PACKARD)



Rys. 6. Zależność mocy generatora IMPATT od prądu polaryzacji diod lawinowych (firmy: THOMSON-CSF i HEWLETT-PACKARD)



Rys. 7. Zależność częstotliwości generatora IMPATT od prądu polaryzacji przy różnych dobrociach zewnętrznej wnęki (dioda lawinowa 5082-0432 firmy HEWLETT-PACKARD)



Rys. 8. Zależność mocy generatora IMPATT od temperatury otoczenia diod lawinowych (firmy: THOMSON-CSF i HEWLETT-PACKARD)

Tablica 2

Parametry techniczne źródeł z diodami *IMPATT*

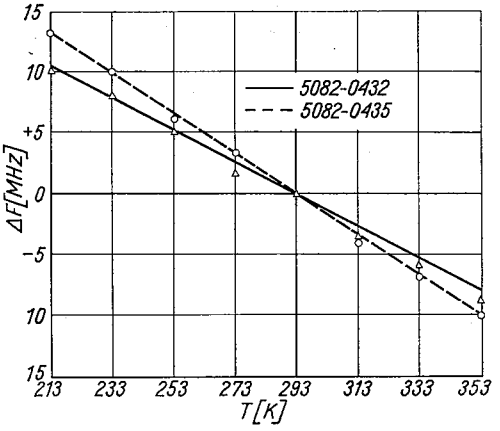
Firma/Kraj	Typ	Wejście			Wyjście						Odporność na oddziaływania mechaniczno-klimatyczne wg:	Dane z roku
								Szumy				
								FM	AM	ΔF_T		
								Δf_{sk}	$\frac{N}{C}$			
		U	I	P	P_{mf}	$F_{min} \div F_{max}$	T					
		V	mA	W	mW	GHz	K (°C)	Hz	dB	MHz/K		
THOMSON—CSF (Francja)	AH244R	100	35	3,5	100	9,0÷10,0	233÷343 (−40÷70)			0,5	Normes Air nr 7 303 III C	1972
TOSHIBA (Japonia)	S 3019			15	500	8,5÷12,0						1972
HEWLETT—PACKARD (USA)	5082-0400	95	115	11	500	8,0÷10,0		10 $Q_z = 500$	−135		MIL-S-19500	1971
HEWLETT—PACKARD (USA)	5082-0432	90	30	2,7	100	8,2÷12,0		3 $Q_z = 2400$	−135			1972
HEWLETT—PACKARD (USA)	5082-0425	100	210	21	1250	8,0÷10,0		4^* $Q_z = 800$	−140		MIL-STD-750	1972

Uwagi: 1. Δf_{sk} i $\frac{N}{C}$ zależą od mocy wyjściowej i dobroci zewnętrznej wnęki Q_z.

2. Szumy mierzone przy szerokości pasma 100 Hz w odstępie 1 kHz od częstotliwości nośnej.

*) odstęp od częstotliwości fali nośnej 100 Hz

Zależność mocy i częstotliwości takiej samej diody lawinowej od temperatury otoczenia z wartością prądu polaryzującego jako parametrem przedstawiona jest na rysunku 8 i rysunku 9 (wg danych firmowych).



Rys. 9. Zależność częstotliwości generatora IMPATT od temperatury otoczenia (diody firmy HEWLETT-PACKARD)

Właściwości szumowe diod lawinowych zbliżone są do właściwości klistronów refleksowych. Jako miara porównawcza poziomu szumów źródła stosowany jest współczynnik oznaczony przez M i określający poziom szumów elementu czynnego w stosunku do szumów termicznych ($ktΔf$). Współczynnik ten dla krzemowych diod *IMPATT* wynosi 36, a dla *IMPATT* z arsenku galu 30. Ważną w zastosowaniach przemysłowych specyficzną właściwością diod lawinowych jest brak w ich widmie wyjściowym mierzalnych wartości szumów proporcjonalnych do częstotliwości $(1/f)$ w pobliżu prążka częstotliwości nośnej. Częstotliwość modulacji fali nośnej może więc być niewielka (np. 1 kHz) bez pogarszania stosunku poziomu szumu do fali nośnej (N/C). Sygnał generowany w układzie *IMPATT* jest zbliżony do sinusoidalnego, gdyż dioda działa w tym trybie pracy jako konduktancja ujemna w obwodzie rezonansowym [12].

Diody *TRAPATT* (*TRApped Plasma Avalanche Triggered Transit*) stanowią źródła o największych znanych sprawnościach w grupie diod lawinowych.

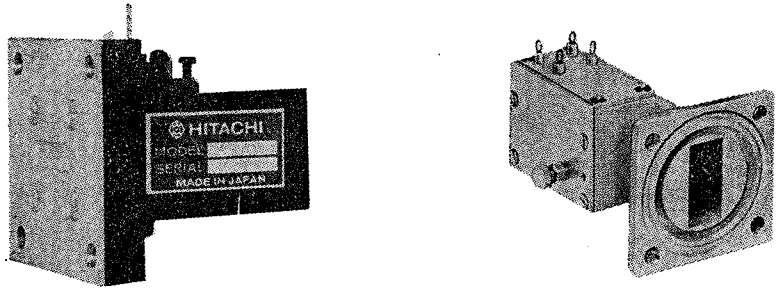
Zjawisko drgań *TRAPATT* zostało zaobserwowane doświadczalnie w 1967 roku (Prager i inni).

Sygnał generowany w trybie *TRAPATT* jest silnie zniekształcony, gdyż dioda działa jako periodyczny przełącznik rozładowujący elementy obwodu. Moc generowanego sygnału fali ciągłej w pasmie X jest rzędu 2 W przy sprawności rzędu 15%. Przy działaniu impulsowym uzyskiwane moce w tym pasmie dochodzą do 20 W przy sprawności rzędu 30% [11, 12].

Generatory *TRAPATT* nie są dotychczas (1973) produkowane seryjnie i dostępne w handlu. Należy oczekiwać od tych generatorów stosunkowo wysokiego poziomu szumów i gorszej niż dla diod IMPATT stałości częstotliwości przy bardzo wysokiej sprawności przetwarzania mocy prądu stałego na moc wielkiej częstotliwości.

2.3. Diody Gunna

Diody Gunna zrealizowane zostały praktycznie przez J. B. Gunna już w 1963 roku. Teoretyczne podstawy ich działania podali w roku 1961 B. K. Ridley i T. B. Watkins i w roku 1962 C. Hilsum. Podobnie jak w przypadku diod lawinowych liczne prace nad udoskonaleniem technologii wytwarzania oscylatorów diodowych doprowadziły do opanowania w krótkim czasie produkcji tego typu elementów czynnych przez szereg firm (Mullard, Thomson-CSF, Philips, Hitachi, RCA, Monsanto, Frequency West itd.). Wygląd dwóch oscylatorów z diodą Gunna przedstawiony jest na rysunku 10, a parametry wejście/wyjście tego typu źródeł podane są w tablicy 3 [7, 8, 9, 10, 22, 26, 27, 35, 36, 37, 38, 45, 46].

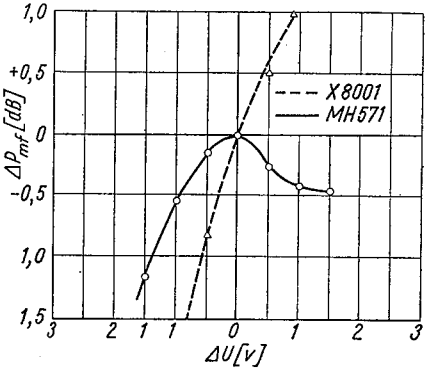


Rys. 10. Generatory z diodami Gunna (firmy: MULLARD i HITACHI)

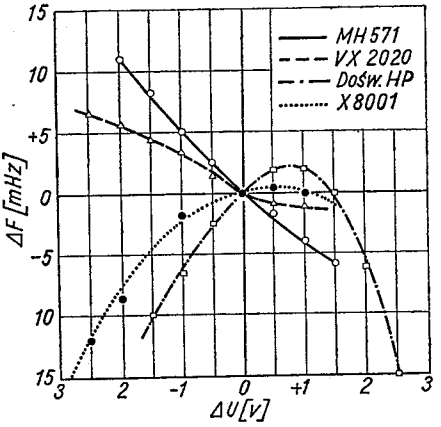
Zależność mocy i częstotliwości źródła sygnału mikrofalowego z diodą Gunna od napięcia zasilania przedstawiona jest na rysunkach 11 i 12 (wg danych firmowych).

Zależność mocy i częstotliwości tychże źródeł od temperatury otoczenia przedstawiona jest na rysunkach 13 i 14 (wg danych firmowych).

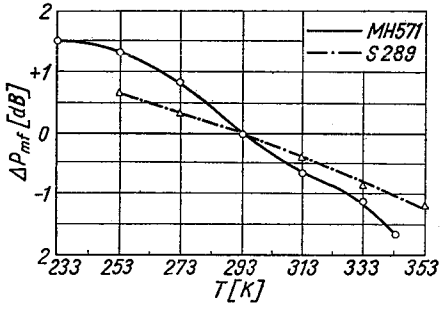
Właściwości szumowe diod Gunna przy częstotliwościach modulacji f_m odległych od częstotliwości fali nośnej są lepsze od właściwości innych typów źródeł. Współczynnik M dla diod Gunna zawiera się w granicach od 25 do 30, a więc jest niższy zarówno od krze-



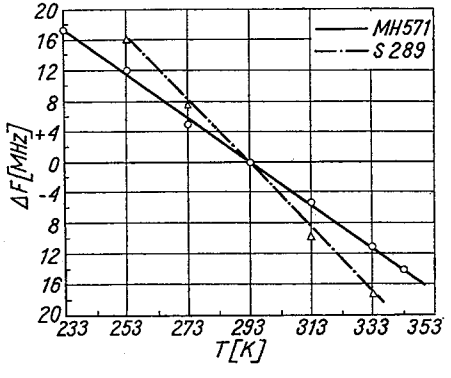
Rys. 11. Zależność mocy generatora Gunna od napięcia zasilania (generator X8001 firmy HITACHI i MH 571 firmy THOMSON-CSF)



Rys. 12. Zależność częstotliwości generatorów Gunna od napięcia zasilania (generatory MH 571 THOMSON-CSF, VX2020 MONSANTO, X8001 HITACHI oraz doświadczalny HEWLETT-PACKARD)



Rys. 13. Zależność mocy generatora Gunna od temperatury otoczenia (generatory MH 571 THOMSON-CSF i S 289 RCA)



Rys. 14. Zależność częstotliwości generatora Gunna od temperatury otoczenia (generatory MH 571 THOMSON-CSF i S 289 RCA)

Tablica 3

Parametry techniczne źródeł z diodami Gunna

Firma/Kraj	Typ	Wejście			Wyjście									Dane z roku
		U	I	P	P_{mf}	$\frac{F_o}{F_{min} \div F_{max}}$	$T_{min} \div T_{max}$	ΔF_M	ΔF_E	ΔP_T	ΔF_T	ΔF_U	WFS_{max}	
		V	mA	W	mW	GHz	K(°C)	MHz	MHz	dB/K	MHz/K	MHz/V	—	
RCA (USA)	S 289	10	120	1,2	30	10,525	243 ÷ 353 (−30 ÷ +80)	±10		−0,03	−0,40			1970
MONSANTO (USA)	VX 2020	12	750	9,0	100	8,2 ÷ 12,4	233 ÷ 353 (−40 ÷ +80)	$f_0 \pm 10\%$			−0,30	5	1,3	1970
MULLARD (Anglia)	CL 8310	7	140	1,0	5	9,4	243 ÷ 343 (−30 ÷ +70)	±50	250		−1,0	30	1,5	1969
MULLARD (Anglia)	CL 8470	7	140	1,0	10	9,35	243 ÷ 343 (−30 ÷ +70)	±150			−1,0	30	1,5	1969
THOMSON-CSF (Francja)	MH 571	9,5	500	5,0	40	8,5 ÷ 10,5	233 ÷ 343 (−40 ÷ +70)			−0,03	−0,30	5	1,2	1972
HITACHI (Japonia)	X 8001 S	11	500	5,5	5	9,375 8,2 ÷ 12,4	253 ÷ 333 (−20 ÷ +60)	±50			−0,25			1970
FREQUENCY-WEST (USA)	GOV(X)1514	17,5	500	10	25	9,0 8,0 ÷ 12,4	243 ÷ 343 (−30 ÷ +70)	±100	250	−0,03			1,3	1972
FREQUENCY-WEST (USA)	GFOV(X)115	10	350	3,5	25	9,1 ÷ 10,6	243 ÷ 343 (−30 ÷ +70)	1500	100		−0,40		1,5	1972

mowych jak i GaAs diod *IMPATT* oraz klistronów refleksowych. W widmie sygnału wyjściowego źródeł z diodami Gunna zaznacza się jednak wyraźny wpływ szumów migotania proporcjonalnych do $1/f$, co ogranicza od dołu częstotliwość sygnału modulującego w niektórych praktycznych zastosowaniach tych źródeł.

Lepszymi właściwościami szumowymi od diod Gunna odznaczają się diody *BARITT* (*BARrier Injection Transit Time Diode*). Pozostałe parametry techniczne obu typów źródeł są zbliżone, tak co do zakresu pulsacji możliwych do uzyskania, jak i skuteczności, mocy wyjściowej i termicznych współczynników częstotliwości.

Ze względu na znacznie niższą dobroć wewnętrzną diody Gunna przestrajanie elektryczne oscylatorów z takimi diodami jest łatwiejsze niż oscylatorów z diodami *BARITT*.

Zależność pulsacji od prądu zasilania jest natomiast dla diod *BARITT* odpowiednio mniejsza [53].

2.4. Porównanie właściwości źródeł

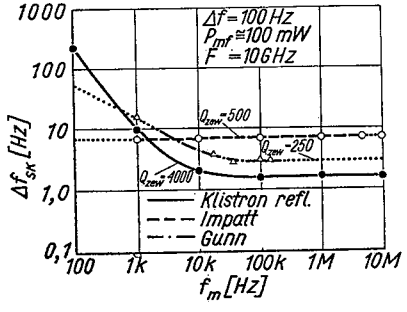
Istotnymi parametrami porównawczymi źródeł promieniowania mikrofalowego stosowanych w przemysłowych urządzeniach stacjonarnych są w pierwszym rzędzie:

— niestałość mocy i częstotliwości w funkcji zmian napięć bądź prądów zasilania,

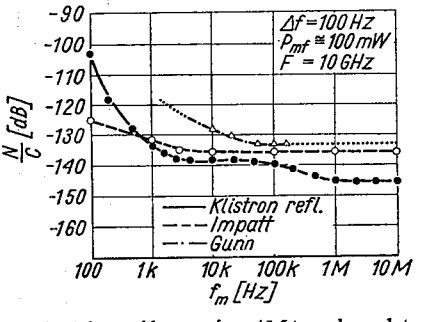
— niestałość mocy i częstotliwości w funkcji oddziaływań mechaniczno-klimatycznych — głównie temperaturowych oraz

— właściwości szumowe.

Wymagana moc zasilania, sprawność źródła, zakresy przestrajania mechanicznego i elektrycznego oraz gwarantowany czas pracy mają drugorzędne znaczenie.



Rys. 15. Zależność szumów *FM* trzech podstawowych rodzajów źródeł promieniowania mikrofalowego od częstotliwości sygnału modulującego (odstępu od prążka fali nośnej) [4]



Rys. 16. Zależność szumów *AM* trzech podstawowych rodzajów źródeł promieniowania mikrofalowego od częstotliwości sygnału modulującego (odstępu od prążka fali nośnej) [4]

Porównanie dopuszczalnych niestałości parametrów zasilania źródeł $\Delta U(\Delta I)$ oraz ich temperatur otoczenia ΔT powodujących określone niestałości mocy ΔP_{mf} i częstotliwości ΔF sygnału wyjściowego źródła przeprowadzone jest w tablicy 4.

Porównanie właściwości szumowych trzech podstawowych typów źródeł umożliwiają zależności szumów *FM* i szumów *AM* tych źródeł od odległości od prążka fali nośnej (częstotliwości modulacji) przedstawione na rysunkach 15 i 16 [4, 17].

Tablica 4

Porównanie dopuszczalnych niestałości zasilania źródeł oraz ich temperatur otoczenia przy założonych niestałościach mocy i częstotliwości sygnału wyjściowego

Źródło	ΔP_{mf}						ΔF					
	0,1 dB			0,5 dB			0,5 MHz			2,5 MHz		
	$\Delta U(\Delta I)$	$\frac{\Delta U}{U}\left(\frac{\Delta I}{I}\right)$	ΔT	$\Delta U(\Delta I)$	$\frac{\Delta U}{U}\left(\frac{\Delta I}{I}\right)$	ΔT	$\Delta U(\Delta I)$	$\frac{\Delta U}{U}\left(\frac{\Delta I}{I}\right)$	ΔT	$\Delta U(\Delta I)$	$\frac{\Delta U}{U}\left(\frac{\Delta I}{I}\right)$	ΔT
	V (mA)	—	K	V (mA)	—	K	V (mA)	—	K	V (mA)	—	K
Klistron refleksowy	0,3 V	3×10^{-3}	±35	2,0 V	2×10^{-2}	±60	0,1 V	10^{-3}	±2	0,5 V	5×10^{-3}	±10
Dioda lawinowa	0,5 mA	2×10^{-2}	±20	2,5 mA	8×10^{-2}	±60	5 mA	2×10^{-1}	±3	15 mA	5×10^{-1}	±15
Dioda Gunna	0,2 V	2×10^{-2}	±3	1,0 V	10^{-1}	±20	0,1 V	10^{-2}	±1,5	0,5 V	5×10^{-2}	± 8

3. MODULATORY

Zadaniem modulatora jest wprowadzenie zmian amplitudy, częstotliwości lub fazy sygnału mikrofalowego fali nośnej zgodnych z zadanym przebiegiem modulującym.

W rozwiązaniach przemysłowych układów do pomiaru kąta przesunięcia fazowego lub tłumienia sygnału mikrofalowego stosowana jest najczęściej modulacja amplitudy fali nośnej. Modulacja taka może być uzyskana bądź w samym źródle przez odpowiednią zmianę jego napięć bądź prądów zasilania, bądź poprzez umieszczenie między źródłem i zasilanym układem elementu o tłumieniu zmiennym według funkcji przebiegu modulującego. Ten drugi sposób modulacji pozwala na uniknięcie jednoczesnej modulacji częstotliwości źródła, upraszcza układy zasilaczy oraz umożliwia swobodniejszy wybór funkcji modulującej.

Parametrami wejściowymi modulatora są:
— impedancja wejściowa dla przebiegu modulującego,
— maksymalna moc zasilania oraz
— częstotliwościowa charakterystyka zniekształceń liniowych i częstotliwości graniczne przebiegu modulującego.

Parametrami wyjściowymi są:
— sprawność modulacji określana stratami przemiany, czyli stosunkiem mocy sygnału modulującego do mocy sygnałów obu wstęg bocznych,
— straty wtrącenia wnoszone przez modulator,
— impedancja wejściowa dla sygnału mikrofalowego (*WFS*),
— statyczna i dynamiczna charakterystyka modulacji,
— maksymalna głębokość modulacji (m_{max}),
— zniekształcenia nieliniowe modulacji przy określonej głębokości modulacji (np. $m = 50\%$),
— zależność sprawności modulacji od temperatury otoczenia i czasu,
— zależność dynamicznej charakterystyki modulacji od temperatury otoczenia i czasu,
— zależność impedancji wejściowej od częstotliwości sygnału mikrofalowego i mocy sygnału modulującego,
— zakres temperatur działania i składowania oraz
— stopień odporności na oddziaływania mechaniczno-klimatyczne.

Spośród znanych typów modulatorów absorpcyjnych sterowanych mechanicznie lub elektrycznie [14, 23, 41] szersze przemysłowe zastosowanie praktyczne znalazły tłumiki sterowane sygnałem elektrycznym, w szczególności zaś tłumiki diodowe i ferrytowe.

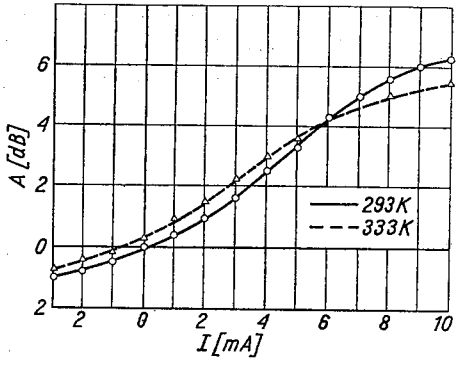
3.1. Modulatory z diodami detekcyjnymi

Modulatory diodowe wykorzystują zmiany rezystancji bariery złącza półprzewodnikowego pod wpływem zmian polaryzującego ją napięcia. Jako tego typu modulatory stosowane są diody detekcyjne, ostrzowe lub warstwowe.

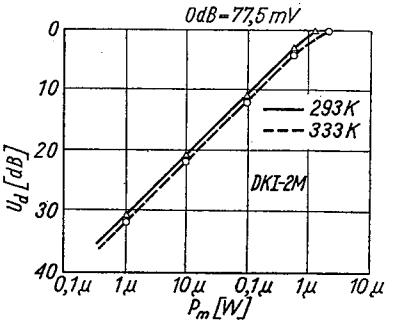
Dioda półprzewodnikowa, umieszczona geometrycznie na osi falowodu, przedstawia sobą admitancję określoną przez amplitudę i polaryzację doprowadzonego z zewnątrz

napięcia. Zmiany transmisji mocy mikrofalowej przez diodę odbywają się dzięki nieliniowej rezystancji diody, powodującej bądź jej dopasowanie, bądź całkowite niedopasowanie do impedancji linii falowodowej. Stosunek mocy przenoszonych przez diodę w dwu warunkach polaryzacji zależy przede wszystkim od materiału diody i jest większy dla germanu (ponad 20 dB) niż dla krzemu (rzędu 5 dB).

Statyczna charakterystyka modulacji modulatora diodowego z diodą krzemową typu *DKI 2M* (przy dwóch różnych temperaturach otoczenia) przedstawiona jest na rysunku



Rys. 17. Statyczna charakterystyka modulacji modulatora z diodą ostrzową dla dwóch różnych temperatur otoczenia (modulator firmy UNIPAN X 160)



Rys. 18. Dynamiczna charakterystyka modulacji modulatora z diodą ostrzową dla dwóch różnych temperatur otoczenia (modulator firmy UNIPAN X 160)

17 (wyniki doświadczalne), odpowiednie charakterystyki dynamiczne na rysunku 18 (wyniki doświadczalne).

Górna wartość częstotliwości sygnału modulującego zależy w dużej mierze od właściwości materiału półprzewodnikowego diody (pojemności i rezystancji bariery, koncentracji donorów).

Ograniczenie mocy modulowanego sygnału mikrofalowego wynika z cieplnej pojemności złącza oraz przesuwania punktu pracy diody na jej charakterystyce prądowo-napięciowej.

Modulatory z diodami detekcyjnymi są obecnie stosunkowo rzadko stosowane w rozwiązaniach układowych.

3.2. Modulatory z diodami *PIN*

Modulator z diodą (lub diodami) *PIN* jest kontrolowanym prądowo tłumikiem absorpcyjnym. Poniżej częstotliwości 0,1 GHz dioda PIN stanowi warstwową diodę detekcyjną. Powyżej tej częstotliwości dioda PIN działa jak rezystor przewodzący prąd w obu kierunkach. Wzrost wartości prądu w kierunku przewodzenia (przy ujemnym napięciu) zmniejsza rezystancję diod; przy polaryzacji odwrotnej rezystancja diody rośnie w funkcji prądu aż do wartości rzędu tysięcy omów. Dioda *PIN*, włączona jako bocznik mikrofalowej linii transmisyjnej, bądź absorbuje energię sygnału mikrofalowego (przy polaryzacji

Tablica 5

Parametry techniczne modulatorów mikrofalowych

Firma/Kraj	Rodzaj	Typ	Wejście						Wyjście							Dane z roku
			U	I	P	$f_{m_{max}}$	F_{mf}	$P_{mf_{max}}$	A_{max}	A_{min}	m_{max}	h^{*}_{max}	WFS^{**}_{max}	ΔA_T	ΔA_t	
			V	mA	W	kHz	GHz	mW	dB	dB	%	%	—	dB/K	%	
UNIPAN (Polska)	diodowy	X 160	0,3	3	0,001	1000	9,4	100	7					0,025		
UNIPAN (Polska)	ferrytowy	X 108A	30	60	1,8	10	8,2÷12,4		25	0,75	88		1,25			
WILMER (Polska)	ferrytowy	X 161	20	40	0,8	10	9,4		30	1,0				0,033		
HEWLETT—PACKARD (USA)	PIN	8735A				10000	8,2÷12,4		35		96,5	6,1		0,1	2,5	
HEWLETT—PACKARD (USA)	PIN	8735B				10000	8,2÷12,4		80	2,3	100		1,2	0,1	7,5	
THOMSON—CSF (Francja)	PIN	MH231	40	20	0,8	****	8,0÷12,0	1000	50	1,75			2,0			1973
THOMSON—CSF (Francja)	PIN	MH101	750	100	75	***	8,0÷12,4	10000	45	1,25			1,8			1973

* — dla $m = 50\%$

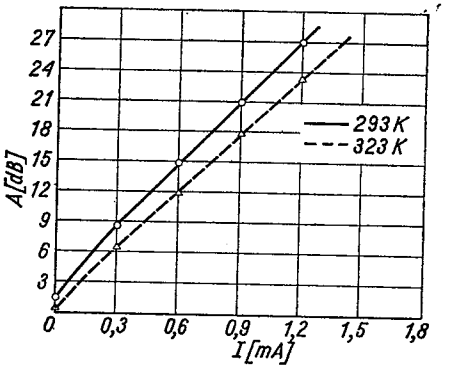
** — dla zmian I_m od 0 do max i $F_{mf} = \text{const}$

*** — czas przełączania 300 ns

**** — czas przełączania 10 ns

w kierunku przewodzenia), bądź też nie absorbuje i powoduje przepływ energii mikrofalowej przez linię transmisyjną.

Statyczne charakterystyki modulacji modulatora *PIN* firmy Hewlett Packard przy dwóch różnych temperaturach otoczenia przedstawione są na rysunku 19 [14]. Tłumienie diody rośnie wraz z prądem w przybliżeniu liniowo w dB aż do uzyskania stanu nasycenia. Nachylenie charakterystyki $A = f(I)$ modulatorów z diodami *PIN* nie jest jednak stałe



Rys. 19. Statyczna charakterystyka modulacji modulatora z zespołem diod *PIN* dla dwóch różnych temperatur otoczenia (modulator firmy HEWLETT-PACKARD) [13]

i zmienia się zarówno w funkcji czasu jak i temperatury (zmiany rzędu $\pm 15\%$ wartości początkowej). Temperaturowy współczynnik tłumienia jest przy tym dodatni przy sterowaniu napięciowym a ujemny przy sterowaniu prądowym, co wskazuje na możliwości jego kompensacji poprzez odpowiedni dobór obwodu zasilania.

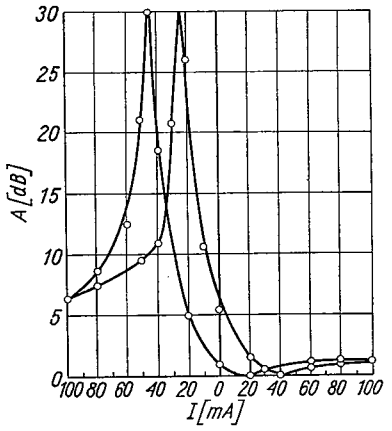
W tablicy 5 podane są niektóre parametry wejście/wyjście modulatorów diodowych.

3.3. Modulatory ferrytowe

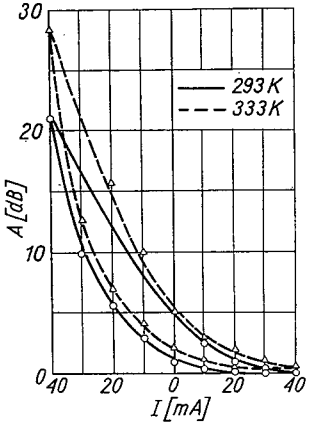
Modulatory ferrytowe [41] wykonane są bądź jako cyrkulatorowe, bądź w układzie z rotatorem Faradaya, bądź w układzie z przemieszczeniem pola. Ze względu na mniejszą wymaganą moc zasilania oraz wyższą częstotliwość graniczną stosowane są na ogół chętniej modulatory oparte na wykorzystaniu mikrofalowego zjawiska rotacji Faradaya. Sygnał modulujący doprowadzony jest do cewki wzbudzającej zmienne pole elektromagnetyczne nawiniętej najczęściej na ściankach falowodu, czasami zastępującej falowód, lub umieszczonej wewnątrz falowodu razem z prętem ferrytowym.

Jak z powyższego wynika, modulator ferrytowy jest również elementem sterowanym prądowo, którego tłumienie zmienia się w funkcji natężenia pola magnetycznego i jego zwrotu.

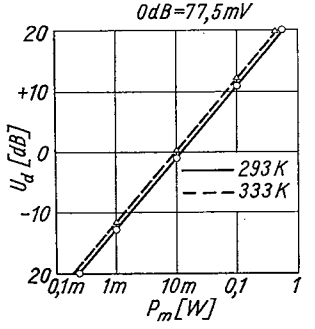
Statyczna charakterystyka modulacji tego typu modulatora w szerokim zakresie zmian wartości prądu magnesującego przedstawiona jest na rysunku 20 (wyniki doświadczalne).



Rys. 20. Statyczna charakterystyka modulacji modulatora ferrytowego w szerokim zakresie zmian prądu magnesującego (modulator firmy WILMER MF X 161)



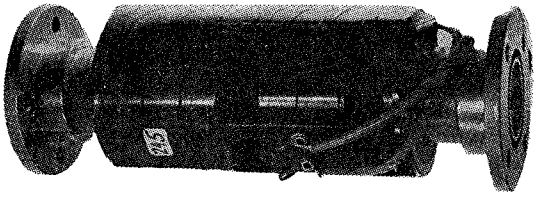
Rys. 21. Użyteczny odcinek statycznej charakterystyki modulacji modulatora ferrytowego przy dwóch różnych temperaturach otoczenia (modulator firmy WILMER MF X 161)



Rys. 22. Dynamiczna charakterystyka modulacji modulatora ferrytowego przy dwóch różnych temperaturach otoczenia (modulator firmy WILMER MF X 161)

Użyteczny odcinek statycznej charakterystyki modulacji przy dwóch różnych temperaturach otoczenia przedstawiony jest na rysunku 21, a charakterystyka dynamiczna tegoż modulatora w takich samych warunkach na rysunku 22 (wyniki doświadczalne).

Wygląd zewnętrzny modulatora ferrytowego z rotatorem Faradaya przedstawiony jest na rysunku 23, a jego parametry wejście/wyjście podane w tablicy 5.



Rys. 23. Modulator ferrytowy (firmy WILMER MF X 161)

3.4. Porównanie właściwości modulatorów

Szczególnie istotnymi parametrami wyjściowymi modulatorów stosowanych w przemysłowych układach mikrofalowych są:

— zależność sprawności modulacji od temperatury otoczenia i czasu,
— zależność impedancji wejściowej od częstotliwości sygnału mikrofalowego i mocy sygnału modulującego,
— zależność dynamicznej charakterystyki modulacji od temperatury otoczenia i czasu oraz
— zależność strat wtrącenia modulatora od temperatury i czasu.

Bezwzględna wartość sprawności modulacji, impedancji wejściowej (*WFS*), strat wtrącenia czy też kształt dynamicznej charakterystyki modulacji mają drugorzędne znaczenie. Istotna jest jedynie stałość tych parametrów modulatora w funkcji czasu i oddziaływań mechaniczno-klimatycznych.

Rozpatrując pod tym kątem widzenia:

— modulatory diodowe charakteryzują się stosunkowo dużymi zmianami sprawności modulacji w funkcji czasu i temperatury otoczenia, prawie stałym dopasowaniem w funkcji mocy sygnału modulującego, znaczną zależnością charakterystyki modulacji od czasu i temperatury otoczenia, zaś
— modulatory ferrytowe charakteryzują się zbliżonymi co do wartości zmianami sprawności modulacji w funkcji temperatury przy znacznie mniejszej zależności tejże sprawności od czasu, praktycznie stałym dopasowaniem w funkcji mocy sygnału modulującego [41], mniejszą zależnością dynamicznej charakterystyki modulacji od temperatury i czasu.

Oczywistymi zaletami modulatorów diodowych są ich prostota, małe wymiary, mała moc zasilania i wysoka częstotliwość graniczna; wadą natomiast stosunkowo wysoki procent zniekształceń nieliniowych przy większych głębokościach modulacji.

Modulatory ferrytowe zapewniają niższy procent zniekształceń nieliniowych uzyskany kosztem skomplikowania budowy, zwiększonych wymiarów, wyższej mocy zasilania i obniżenia częstotliwości granicznej.

4. PRZESUWNIKI FAZY

Zadaniem przesuwnika fazy jest płynna lub skokowa zmiana kąta przesunięcia fazowego wyjściowego sygnału mikrofalowego względem wejściowego sygnału mikrofalowego w funkcji przyłożonego momentu mechanicznego lub doprowadzonego sygnału elektrycznego.

W zastosowaniach przemysłowych można przyjąć jako regułę, że zmianom wartości mierzonego tłumienia wprowadzanego przez badaną substancję towarzyszą zmiany wartości kąta przesunięcia fazowego (zmiany szybkości rozchodzenia się fali w ośrodku badanym). Zmiany te, o ile wywierają wpływ na wynik pomiaru tłumienia, muszą być kompensowane odpowiednimi zmianami wartości kąta przesunięcia fazowego wprowadzanymi przez regulowany przesuwnik fazy. Znane rozwiązania regulowanych przesuwników fazy oparte są o zasadę przemieszczania liniowego lub obrotowego płytki dielektrycznej w polu mikrofalowym, wykorzystanie zjawiska odwracalnego lub nieodwracalnego przemieszczenia pola, zasadę zmiany długości mikrofalowej linii transmisyjnej za pomocą zmian pojemności waraktorów lub rezystancji diod *PIN*.

Ze względu na wymaganą niewielką stałą czasu przesuwnika stosowanego w urządzeniach przemysłowych rozwiązania mechaniczne w większości przypadków nie mogą być wykorzystywane. Z drugiej strony konieczność zapewnienia płynnej zmiany kąta przesunięcia fazowego w funkcji sygnału sterującego w możliwie szerokim zakresie ogranicza zastosowanie przesuwników diodowych.

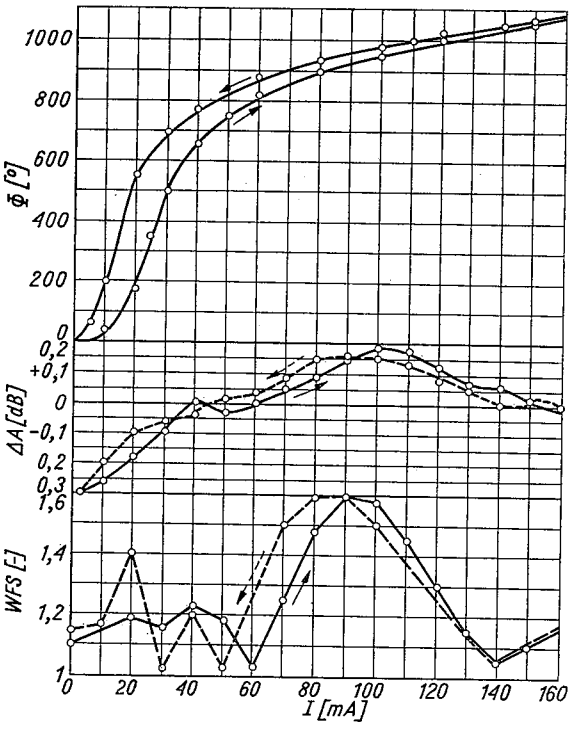
Mikrofalowe przesuwniki fazy są niezbędnymi elementami dwukanałowych układów pomiarowych o wspólnym detektorze (mieszaczu), nie wchodzą natomiast w skład rozwiązań jednokanałowych i dwukanałowych z niezależną detekcją (demodulacją) dla każdego kanału.

Parametrami wejściowymi przesuwnika fazy są w zależności od rozwiązania konstrukcyjnego:

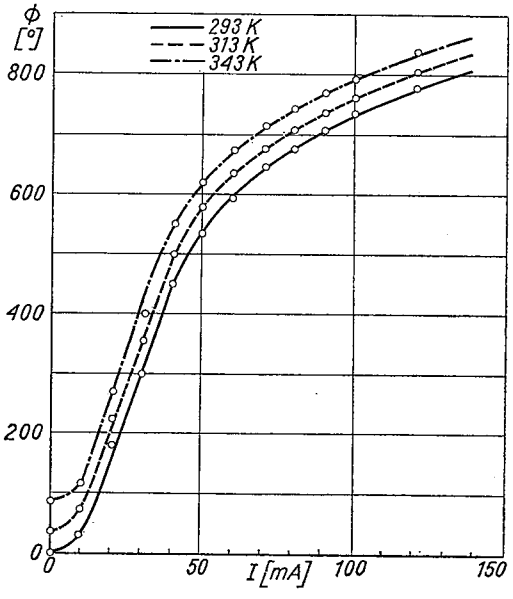
— mechaniczny moment napędowy ruchomego elementu przesuwnika,
— rezystancja wejściowa dla sygnału elektrycznego prądu stałego lub impedancja wejściowa dla sygnału elektrycznego prądu zmiennego,
— maksymalna moc sterowania oraz
— częstotliwości graniczne i charakterystyka zniekształceń nieliniowych.

Parametrami wyjściowymi są natomiast:

— zakres wprowadzanego kąta przesunięcia fazowego,
— straty wtrącenia,
— impedancja wejściowa przesuwnika (*WFS*),
— zależność wprowadzonego kąta przesunięcia fazowego od częstotliwości sygnału, czasu i oddziaływań mechaniczno-klimatycznych oraz zjawiska histerezy,
— zależność wprowadzanych strat wtrącenia od wartości kąta przesunięcia fazowego, częstotliwości sygnału, czasu oraz oddziaływań mechaniczno-klimatycznych, głównie temperaturowych,
— zależność impedancji wejściowej od wartości kąta przesunięcia fazowego, częstotliwości sygnału i temperatury otoczenia,
— zakres temperatur działania i składowania oraz
— stopień odporności na oddziaływania mechaniczno-klimatyczne.



Rys. 24. Zależność kąta przesunięcia fazowego, *WFS* i strat wtrącenia ferrytowego przesuwnika fazy od prądu sterującego (przesuwnik fazy firmy WILMER PFX161)



Rys. 25. Wpływ temperatury otoczenia na zależność kąta przesunięcia fazowego ferrytowego przesuwnika fazy od prądu sterującego ($T_1 = 293$ K, $T_2 = 313$ K, $T_3 = 343$ K)

Tablica 6

Parametry techniczne ciągłych i dyskretnych przesuwników fazowych dla pasma *X*

Producent/Kraj	Rodzaj	Typ	F	Φ	A_{min}	WFS_{max}	I_p	R_L	P_{ster}	Uwagi
			GHz	Rad	dB	—	mA	Ohm	W	
UNIPAN (Polska)	płetwowy	X 128	8,6÷10,0	2π		1,1				labor.
UNIPAN (Polska)	ferrytowy	X 110	9,0÷9,8	2π	1,0	1,25	0÷100	600	6	lab./przem.
WILMER (Polska)	ferrytowy	PFX16	9,4	4π	0,6	1,4	0÷100	100	1	przem.
THOMSON—CSF (Francja)	PIN	MH991	0,5÷12,4	$0/\pi$	1,0	odbiciowy				dyskretny, jednoelementowy

4.1. Ferrytowe przesuwniki fazy

Przesunięcie fazy sygnału mikrofalowego uzyskiwane jest poprzez umieszczenie w falowodzie pręta ferrytowego magnesowanego polem elektromagnetycznym wytworzonym przez cewkę indukcyjną nawiniętą wokół falowodu. Istotne parametry takiego przesuwnika fazy (zakres zmian kąta, niedopasowanie, straty wtrącenia) zależą w głównej mierze od średnicy zastosowanego pręta i jego przenikalności magnetycznej.

Wartość wprowadzanego przez przesuwnik ferrytowy kąta Φ zmienia się w funkcji natężenia pola, rosnąc szybko w zakresie do 40 Oe, a następnie dążąc do określonej wartości nasycenia według krzywej o malejącym nachyleniu. Kąt przesunięcia fazowego odpowiadający określonej wartości natężenia pola jest dodatkowo funkcją pulsacji sygnału mikrofalowego (zależność koncentracji energii w pręcie od pulsacji) oraz funkcją temperatury otoczenia.

Wraz z wartością kąta przesunięcia fazowego (natężenia pola) zmieniają się również straty wtrącenia wprowadzane przez przesuwnik do toru mikrofalowego oraz dopasowanie przesuwnika (*WFS*).

Zależność kąta przesunięcia fazowego wprowadzanego przez ferrytowy przesuwnik fazy, jego strat wtrącenia oraz *WFS* od prądu sterującego przedstawiona jest na rysunku 24 (wyniki doświadczalne). Zależność kąta przesunięcia fazowego przesuwnika od prądu sterującego przy trzech różnych temperaturach otoczenia przedstawiona jest na rysunku 25 (wyniki doświadczalne).

Istotne dane techniczne produkowanych w kraju falowodowych przesuwników fazowych na pasmo *X* podane są w tablicy 6.

4.2. Diodowe przesuwniki fazy

Przesunięcie fazy sygnału mikrofalowego uzyskiwane jest również przez wykorzystanie diod jako impedancji uzależnionej od doprowadzanego napięcia polaryzującego.

Przesuwniki fazy wykorzystujące diody przełączające są typu dyskretnego (o skokowej zmianie wartości Φ) i złożone są z określonej ilości elementów połączonych kaskadowo. Każdy element zawiera jedną lub większą ilość diod o sterowanej rezystancji (np. *PIN*). Parametry diod dobierane są do konkretnych zastosowań (napięcie przebicia, pojemność cieplna, czas przełączania, wymiary geometryczne). Ze względu na najczęstsze wykorzystywanie diod jako elementów odbijających, tego typu przesuwniki fazowe mogą być stosowane również przy sygnałach mikrofalowych dużej mocy, szczególnie przy sygnałach impulsowych.

Zależność kąta przesunięcia fazowego od pulsacji sygnału mikrofalowego dla tego typu przesuwników wynika z zależności od pulsacji długości elektrycznej diody (usytuowanie płaszczyzny odbicia) oraz reaktancji diody i układu. Podstawowe dane produkowanego seryjnie diodowego przesuwnika fazowego jedno elementowego ($0/\pi$ rad) podane są w tablicy 6.

Przesuwniki fazy wykorzystujące diody waraktorowe są typu analogowego (o ciągłej regulacji wartości kąta Φ) i zawierają elementy o sterowanej reaktancji jako zakończenia mikrofalowych linii transmisyjnych.

Przy czysto pojemnościowym zakończeniu linii (X_C) uzyskiwana jest maksymalna wartość kąta przesunięcia fazowego zbliżona do π radianów. Z dodatkową indukcyjnością szeregową (X_L) zakres ten może być teoretycznie rozciągnięty do 2π radianów.

Ze względu na nieliniową zależność między pojemnością złącza i napięciem polaryzacji, diody waraktorowe mogą stanowić generatory harmonicznych. Z tego względu waraktorowe przesuwniki fazy stosowane są wyłącznie przy małych mocach sygnału mikrofalowego.

Zależność kąta przesunięcia fazowego dla tego typu przesuwników od pulsacji sygnału mikrofalowego powodowana jest przez zmiany reaktancji X_L i X_C w funkcji tej pulsacji.

4.3. Porównanie właściwości przesuwników fazowych

Podstawowymi parametrami mikrofalowych przesuwników fazowych w zastosowaniach przemysłowych są:

— zakres regulacji kąta Φ,
— charakter regulacji kąta Φ (ciągły, dyskretny),
— niestałość strat wtrącenia w funkcji regulacji wartości kąta Φ i oddziaływań mechaniczno-klimatycznych,
— niestałość impedancji wejściowej i wyjściowej w funkcji regulacji wartości kąta Φ i oddziaływań mechaniczno-klimatycznych, oraz, w niektórych rodzajach zastosowań,
— niestałość kalibracji przesuwnika w funkcji czasu i oddziaływań mechaniczno-klimatycznych.

Z tego punktu widzenia podstawowymi zaletami ferrytowych przesuwników fazowych są: szeroki zakres regulacji kąta Φ oraz ciągły charakter regulacji.

Ich zasadnicze wady to: wpływ zjawiska histerezy magnetycznej na krzywą kalibracji $\Phi = f(I)$, nieliniowa zależność Φ od I, zmienność strat wtrącenia i odbicia w funkcji prądu sterującego, wpływ temperatury otoczenia na wartość kąta Φ (przy stałym prądzie polaryzacji) oraz duże wymiary, ciężar i stosunkowo duża moc sterowania.

Zaletami diodowych przesuwników fazy są natomiast niewielka czułość na wpływy temperatury, niewielkie straty wtrącenia, brak zjawiska histerezy oraz niewielkie wymiary, mała moc sterowania i małe stałe czasu (rzędu μs).

Ich podstawową wadą w niektórych typach zastosowań jest: dyskretny charakter regulacji kąta przesunięcia fazowego lub ograniczony zakres ciągłej regulacji tego kąta.

5. DETEKTORY I MIESZACZE

Zadaniem detektora, demodulatora lub mieszacza jest odpowiednio przetworzenie doprowadzonej energii promieniowania mikrofalowego na energię prądu stałego, prądu zmiennego o częstotliwości modulacji lub prądu zmiennego, modulowanego lub niemodulowanego, o częstotliwości pośredniej, stanowiącej różnicę częstotliwości sygnału wejściowego i sygnału lokalnego oscylatora.

Wartość częstotliwości pośredniej zawiera się na ogół w zakresie od 0 do 500 MHz. Zerowa wartość częstotliwości pośredniej odpowiada detekcji liniowej sygnału mikrofalo-

wego (lub demodulacji obwiedni). Różna od zerowej wartość częstotliwości pośredniej wymaga oczywiście zastosowania drugiego detektora względnie demodulatora.

Ze względu na swą prostotę, dostępność, czułość i małą inercję do przetwarzania takiego stosowane są powszechnie diody półprzewodnikowe. Nieliniowość statycznej charakterystyki diody dla małych sygnałów umożliwia jej zastosowanie zarówno jako detektora kwadratowego małych poziomów mocy, jak też jako mieszacza. Biorąc pod uwagę rolę jaką odgrywa dioda półprzewodnikowa w mikrofalowych układach pomiarowych zostaje ona nieco szerzej omówiona.

5.1. Detektor małego poziomu

Ostrzowa dioda półprzewodnikowa stosowana do detekcji sygnałów mikrofalowych o poziomie mocy mniejszym od -20 dBm jest detektorem kwadratowym (prąd lub napięcie wyjściowe liniowo zależne od doprowadzanej mocy mikrofalowej). Przy poziomie mocy większym od -10 dBm dioda staje się detektorem liniowym (prąd lub napięcie wyjściowe liniowo zależne od napięcia sygnału mikrofalowego).

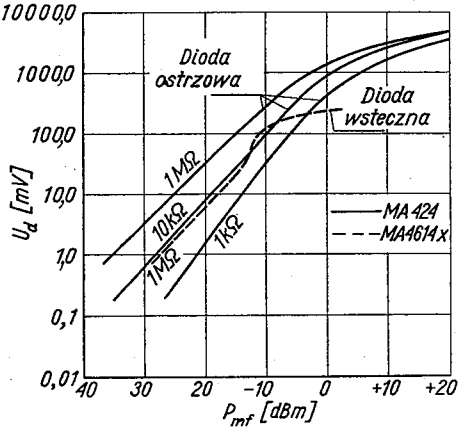
Istotnymi parametrami eksploatacyjnymi diody półprzewodnikowej jako detektora małego poziomu mocy są:

— czułość prądowa β definiowana jako stosunek zwarciowego prądu wyprostowanego do absorbowanej mocy mikrofalowej,
— czułość napięciowa γ określana stosunkiem napięcia wyjściowego rozwartego detektora do absorbowanej mocy mikrofalowej,
— impedancja wejściowa $\hat{Z}_d$,
— rezystancja wyjściowa R_d,
— szumy wyjściowe,
— współczynnik jakości M_d,
— czułość styczna (ang. *TSS — Tangential Sensitivity*) lub najmniejszy wykrywalny sygnał (ang. *MDS — Minimum Detectable Signal*),
— zależność prądu (lub napięcia) wyprostowanego od doprowadzonej mocy mikrofalowej,
— zależność czułości i szumów diody od prądu polaryzacji wstępnej,
— zależność impedancji wejściowej i rezystancji wyjściowej diody od prądu polaryzacji wstępnej,
— zależność czułości diody od temperatury otoczenia,
— zależność impedancji wejściowej i rezystancji wyjściowej diody od temperatury otoczenia,
— zakres temperatury działania i składowania oraz
— stopień odporności na oddziaływania mechaniczno-klimatyczne, głównie na wibracje i udary.

Sygnał napięcia stałego lub zmiennego na wyjściu detektora jest funkcją zarówno absorbowanej przez detektor mocy mikrofalowej P_{mf} jak i rezystancji obciążenia detektora. Zależność napięcia wyjściowego detektora od doprowadzonej mocy mikrofalowej przy rezystancji obciążenia diody jako parametrze przedstawiona jest na rysunku 26. Poprzez

odpowiednie dobranie rezystancji obciążenia można więc uzyskać prawie idealną detekcję kwadratową w szerokim zakresie zmian poziomu mocy mikrofalowej.

Z wartością rezystancji wyjściowej diody R_d związana jest wartość impedancji detektora dla sygnału mikrofalowego, a więc jego niedopasowanie do impedancji linii transmisyjnej.



Rys. 26. Zależność napięcia wyjściowego detektora kwadratowego od mocy sygnału mikrofalowego przy różnych rezystancjach obciążenia R_o diody ostrzowej i nieobciążonej diodzie wstecznej (diody firmy MICROWAVE ASSOCIATES) [24, 25]

Właściwości szumowe diody, tak jak każdego innego dwójnika, wygodnie jest określić stosunkiem całkowitej mocy szumów do mocy szumów termicznych. Współczynnik ten wynosi:

$$t = \frac{P_{sz}}{4kT\Delta f}, \tag{1}$$

gdzie Δf jako szerokość pasma systemu pomiarowego następującego za detektorem definiowana jest jako:

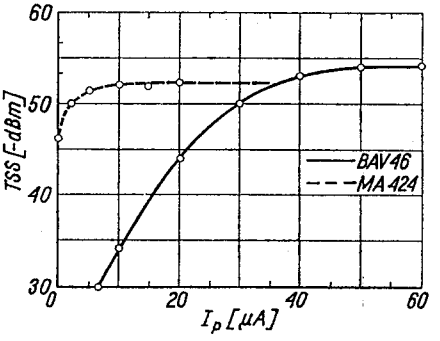
$$\Delta f = \frac{\int_{f_1}^{f_2} G(f)\,df}{G_o}. \tag{2}$$

Minimalny wykrywalny sygnał $P_{mf\,min}$ odpowiadający danej czułości prądowej β, rezystancji wyjściowej R_d, szerokości pasma systemu pomiarowego Δf oraz jego zastępczej rezystancji szumów R_{sz} otrzymywany jest poprzez przyrównanie do jedności wyrażenia określającego stosunek sygnału wyjściowego diody niepolaryzowanej ($U_d = \beta P_{mf} R_d$) do szumu ($U_{sz}^2 = 4kT\Delta f(R_d + R_{sz})$) jako:

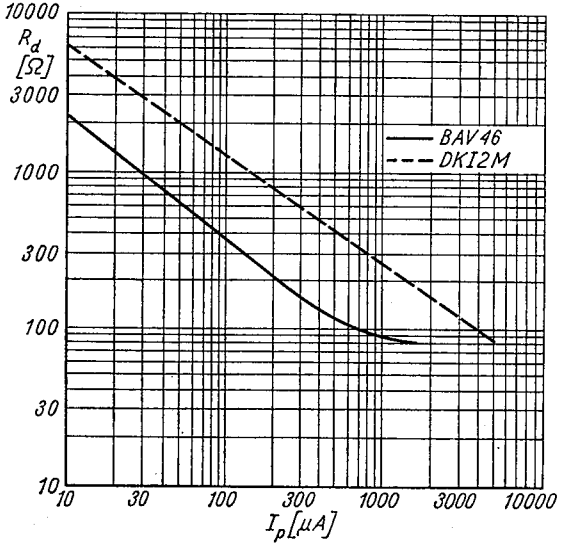
$$P_{mf\,min} = \frac{\sqrt{4kT\Delta f(R_d + R_{sz})}}{\beta R_d} = \frac{\sqrt{4kT\Delta f}}{M_d}. \tag{3}$$

Z zależności (3) wynika, że czułość detektora przy stałej szerokości pasma systemu pomiarowego i stałej rezystancji zastępczej szumów tego systemu będzie tym większa, im większy będzie współczynnik jakości diody M_d, a więc im większa jej czułość prądowa

i rezystancja wyjściowa. Czułość detektora małego poziomu mocy określana jest więc nie tylko przez właściwości szumowe diody, jej reaktancje parazytowe, dopasowanie impedancji mikrofalowej, czułość prądową β i rezystancję wyjściową R_d, lecz również, zgodnie z wyżej powiedzianym, przez parametry następującego za detektorem systemu pomiaro-



Rys. 27. Zależność czułości stycznej *TSS* od prądu polaryzacji dla diody ostrzowej i diody Schottkyego (diody firm MICROWAVE ASSOCIATES i MULLARD)



Rys. 28. Zależność rezystancji wyjściowej diody ostrzowej i diody Schottkyego od prądu polaryzacji (diody firmy MULLARD i produkcji ZSRR)

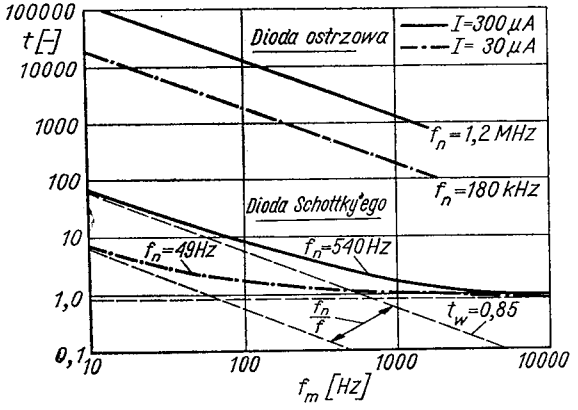
wego, a w szczególności przez jego impedancję wejściową, właściwości szumowe oraz szerokość pasma częstotliwości.

Celem zwiększenia wartości β oraz jednoczesnego uzyskania możliwości dopasowywania impedancji mikrofalowej detektora do impedancji charakterystycznej linii transmisyjnej stosowana jest wstępna polaryzacja diody prądem stałym. Wpływ wstępnej polaryzacji na czułość styczną diody *TSS* oraz jej rezystancję wyjściową przedstawiony jest na rysunku 27 i rysunku 28.

Wprowadzenie polaryzacji wstępnej diody powoduje jednak również zwiększenie jej szumów wyjściowych zgodnie z zależnością:

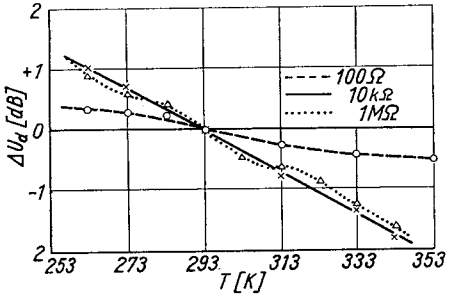
$$P_{sz} = \left(t_w + f_n I_p \frac{1}{f}\right) kT\Delta f, \tag{4}$$

w której to zależności wyrażenie $t_w kT\Delta f$ reprezentuje szumy termiczne i śrutowe, a przez I_p oraz f_n oznaczone są odpowiednio prąd polaryzacji diody i częstotliwość poniżej której zaczynają odgrywać rolę szumy migotania. Gęstość spektralna względnej mocy szumów (współczynnik t) diod ostrzowych i diod Schottkyego przy dwóch wartościach prądu polaryzacji przedstawiona jest na rysunku 29 [42].



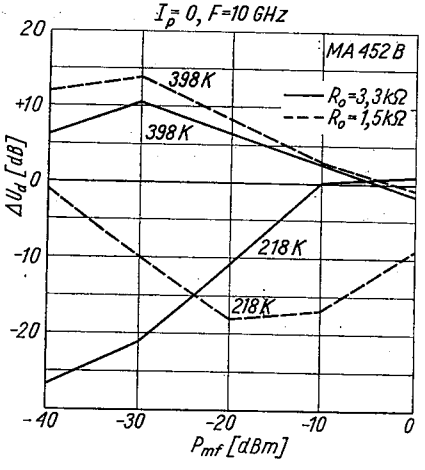
Rys. 29. Gęstość spektralna względnej mocy szumów diod ostrzowych i diod Schottkyego przy dwóch różnych wartościach prądu polaryzacji [42]

Powyższe podstawowe parametry mikrofalowych diod ostrzowych podatne są w dużej mierze na oddziaływania środowiskowe, szczególnie o charakterze temperaturowym. W funkcji temperatury otoczenia czułość prądowa diody rośnie zgodnie z teorią cieplną, zaś jej rezystancja wyjściowa maleje eksponencjalnie. W wyniku sygnał wyjściowy detektora może pozostawać prawie niezmieniony (M_d = const), może jednak równie dobrze maleć jak i rosnąć, wykazując jednocześnie zjawisko histerezy temperaturowej. W funkcji temperatury zmienia się również impedancja wejściowa detektora, rosną więc niedokładności pomiaru powodowane niedopasowaniem [12].



Rys. 30. Zależność napięcia wyjściowego detektora kwadratowego od temperatury przy różnych rezystancjach obciążenia R_o (dioda produkcji ZSRR)

Zdjęte doświadczalnie zależności sygnału wyjściowego detektora od temperatury przy różnych wartościach rezystancji obciążenia przedstawione są na rysunku 30. Odpowiednie wyniki uzyskane w laboratoriach Microwave Associates dla skrajnych dodatnich i ujemnych wartości temperatur otoczenia przedstawione są na rysunku 31 [24, 25]. Z charak-



Rys. 31. Zależność przyrostów napięcia wyjściowego detektora kwadratowego przy temperaturach otoczenia 218 K i 398 K w stosunku do napięcia przy temperaturze otoczenia 298 K (+25°C) od mocy sygnału mikrofalowego z rezystancją obciążenia R_o jako parametrem (średnia z wyników badania 50 szt. diod firmy MICROWAVE ASSOCIATES) [24, 25]

terystyk wynika, że niedokładność pomiaru tłumienia powodowana wpływem temperatury otoczenia zależy nie tylko od rezystancji obciążenia diody, ale i od doprowadzanej do detektora mocy mikrofalowej.

W dążeniu do zwiększenia czułości prądowych (bądź napięciowych) detektorów, zmniejszania ich szumów własnych, a w szczególności szumów migotania proporcjonalnych do $1/f$, zmniejszania impedancji mikrofalowej diody niepolaryzowanej, poprawy reproduktywności oraz właściwości mechaniczno-klimatycznych w stosunku do klasycznej diody ostrzowej o złączu metal-półprzewodnik, stosowane są jako detektory diody Schottkyego (o gorących nośnikach), diody wsteczne i diody tunelowe.

Nie wdając się w szczegóły omawiane szeroko w literaturze [6, 24, 25, 39, 40, 43, 51] można ogólnie stwierdzić, że w stosunku do detektorów małego poziomu wykorzystujących diody ostrzowe:

diody Schottkyego wyróżniają się dużą powtarzalnością parametrów elektrycznych i odpornością na ciężkie, przemysłowe warunki działania, przy mniejszych szumach i nieco większej czułości oraz prawie idealnej charakterystyce kwadratowej,

diody wsteczne pozwalają uzyskać wysokie czułości bez wstępnej polaryzacji nawet przy niezbyt dokładnych dopasowaniach wejścia i wyjścia, zapewniając jednocześnie niską impedancję mikrofalową i rezystancję wyjściową; mogą pracować w obwodzie otwartym przy bezpośrednim dołączeniu do wejścia systemu pomiarowego,

Parametry techniczne mikrofalowych diod półprzewodnikowych

Producent/Kraj	Typ	Rodzaj	F	$T_{min} \div T_{max}$	WFS	Detektor					Mieszacz				Dane z roku
						β	M_d	R_d	I_p	TSS	L	N_d	N_p	Z_{mw}	
			GHz	K (°C)	—	mA	—	Ω	μA	−dBm	dB	dB	dB	Ω	
PHILIPS (Holandia)	AAY 39	ostrzowa	1÷18	218÷373 (−55÷+100)				800	50	52					1971
MULLARD (Anglia)	AEY 31	wsteczna	1÷18	218÷423 (−55÷+150)	5		120	300		53					1971
MULLARD (Anglia)	AEV 17	wsteczna	1÷18				120	300		53					
MULLARD (Anglia)	BAV 46	Schottkyego	1÷12	223÷423 (−50÷+150)	3	1		850		52					1971
THOMSON—CSF (Francja)	1N 31	ostrzowa	8÷12				56	5K		47					1973
PHILIPS (Holandia)	AAY 39	ostrzowa	1÷18	218÷373 (−55÷+100)	1,43						4,2	6	1,5	250÷450	1971
MULLARD (Anglia)	AEY 31	wsteczna	1÷18	218÷423 (−55÷+150)	2,5							9		130	1971
MULLARD (Anglia)	BAW 95	Schottkyego	1÷12	218÷423 (−55÷+150)	1,3							6,3÷8,2		250÷500	1971
HEWLETT—PACKARD (USA)	5082—2217	Schottkyego	4÷12	213÷398 (−60÷+125)	1,5							< 6,5	1,5	200÷400	1972
THOMSON—CSF (Francja)	1N23C	ostrzowa	8÷12		1,5						6	8	1,5	325÷475	1973
THOMSON—CSF (Francja)	DH314	Schottkyego	8÷12	208÷423 (−65÷+150)	1,5÷2,0							6	1,5	200÷400	1973

diody tunelowe wykazują, przy odpowiedniej polaryzacji, najwyższe czułości styczne *TSS* rzędu −55 dBm (w pasmie *X*), przy stosunkowo dużej wartości impedancji mikrofalowej i rezystancji wyjściowej (duża czułość napięciowa) oraz przy szumach migotania na poziomie szumów termicznych.

Przykładowe parametry techniczne kilku diod produkowanych obecnie w Europie przedstawione są w tablicy 7.

5.2. Mieszacz

Czułość systemu pomiarowego zawierającego układ mikrofalowy może być znacznie zwiększona przez zastosowanie zasady odbioru heterodynowego. Wzrost czułości przy wizyjnych szerokościach pasma systemu pomiarowego powodowany jest możnością takiego dobrania częstotliwości pośredniej, by szumy migotania proporcjonalne do $1/f$ nie odgrywały już większej roli. Przy niskiej częstotliwości pośredniej (np. 1 kHz) i wąskopasmowych systemach pomiarowych wzrost czułości powodowany jest przesunięciem punktu pracy na liniową część charakterystyki prądowo-napięciowej diody oraz proporcjonalnością sygnału wyjściowego mieszacza (detektora liniowego) do napięcia a nie mocy sygnału wejściowego o częstotliwości mikrofalowej.

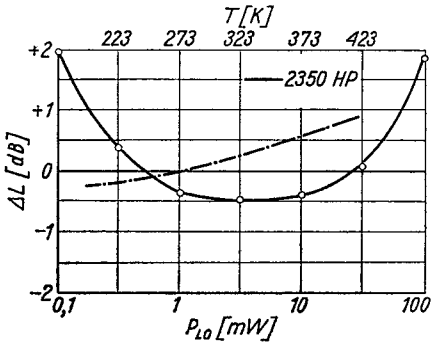
Istotnymi parametrami diody półprzewodnikowej zastosowanej jako mieszacz są:
- straty przemiany L, definiowane jako stosunek mocy sygnału mikrofalowego doprowadzonego do wejścia mieszacza do mocy dostarczonej do układu pośredniej częstotliwości systemu pomiarowego,
- współczynnik szumów N_d, określany jako iloraz stosunków mocy sygnału do szumów na wyjściu i na wejściu mieszacza,
- impedancja wejściowa mieszacza $|\hat{Z}_m|$ (*WFS*),
- impedancja wyjściowa mieszacza $|\hat{Z}_{mw}|$,
- czułość graniczna S definiowana jako poziom sygnału wejściowego niezbędny do wytworzenia sygnału wyjściowego przewyższającego o 3 dB poziom szumów układu mieszacz-wzmacniacz pośredniej częstotliwości systemu pomiarowego,
- zależność strat przemiany od mocy heterodyny i temperatury otoczenia,
- zależność współczynnika szumów od mocy heterodyny i temperatury otoczenia,
- zakres temperatur działania i składowania oraz
- stopień odporności na oddziaływania mechaniczno-klimatyczne.

Wartość strat przemiany mieszacza określona jest przez nachylenie charakterystyki prądowo-napięciowej diody w zakresie odpowiadającym maksymalnej amplitudzie sygnału heterodyny oraz asymetrię tej charakterystyki. Wartość ta zmienia się w funkcji poziomu mocy sygnału heterodyny i w funkcji temperatury. Obie wymienione wyżej zależności przedstawione są na rysunku 32.

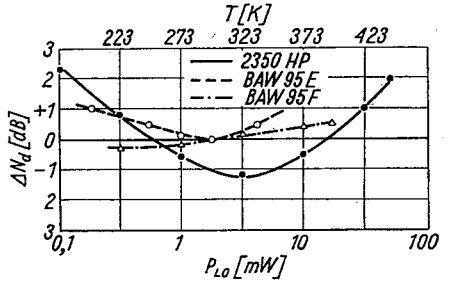
Współczynnikiem jakości mieszacza jest jego współczynnik szumów określony zależnością [39, 40]:

$$N_d[\mathrm{dB}] = 10 \log N_d = L + 10 \log(N_p + t - 1). \tag{5}$$

Wartość współczynnika szumów jest więc funkcją strat przemiany, mocy heterodyny, temperatury otoczenia oraz właściwości szumowych układu pośredniej częstotliwości systemu pomiarowego. Zależności współczynnika szumów mieszacza od mocy heterodyny i temperatury otoczenia przedstawione są na rysunku 33.



Rys. 32. Zależność strat przemiany mieszacza od mocy lokalnego oscylatora (diody Schottkyego firmy HEWLETT-PACKARD) oraz od temperatury otoczenia (dioda ostrzowa produkcji ZSRR)



Rys. 33. Zależność współczynnika szumów mieszacza od mocy lokalnego oscylatora (diody Schottkyego firm MULLARD i HEWLETT-PACKARD) oraz od temperatury otoczenia (dioda Schottkyego firmy MULLARD)

Czułość mieszacza dla fali nośnej S określona jest przez wyrażenie [39, 40]:

$$S = K_1 + 10 \log \Delta f_p N_d. \tag{6}$$

Jak wynika z zależności (6), wzrost czułości granicznej uzyskiwany jest łatwo przez zmniejszenie szerokości pasma Δf_p do wartości narzuconej dryftem częstotliwości lokalnego oscylatora oraz wymaganiami systemu pomiarowego, a w szczególności zespołu zobrazowania sygnału (wielkości mierzonej).

Uzyskanie wysokich czułości mieszacza wymaga dopasowania impedancji wejściowej mieszacza $|\hat{Z}_m|$ do impedancji charakterystycznej toru transmisyjnego oraz impedancji wyjściowej $|\hat{Z}_{mw}|$ do impedancji wejściowej układu pośredniej częstotliwości. Obie te impedancje są jednak funkcją mocy lokalnego oscylatora i temperatury otoczenia, co dodatkowo zwiększa niestałość parametrów mieszacza w funkcji wymienionych oddziaływań.

5.3. Porównanie właściwości detektora kwadratowego i liniowego

Istotną z punktu widzenia zastosowań różnicę między detektorem kwadratowym i liniowym (mieszaczem) stanowi różnica czułości możliwych do osiągnięcia za pomocą obu układów. Rozpatrując zależność stosunku minimalnych wykrywalnych mocy sygnałów mikrofalowych za pomocą tych układów od szerokości pasma częstotliwości systemu pomiarowego [11]:

$$\frac{P_{lin,min}}{P_{kwadr,min}} = \frac{N_d M_d}{2} \sqrt{kT\Delta f} \tag{7}$$

oraz przyjmując średnie wartości współczynników N i M, wartość tego stosunku można określić przez:

$$\Delta = 10^{-6} \sqrt{\Delta f}. \tag{8}$$

Przy szerokości pasma systemu pomiarowego 100 Hz detektor heterodynowy może wykrywać sygnały około 10^5 razy mniejsze niż detektor kwadratowy.

Ze względu na podstawowe znaczenie zarówno dla czułości detektora kwadratowego jak i liniowego szerokość pasma Δf systemu pomiarowego, należy tu podkreślić, że podawane wyżej wartości czułości stycznej detektorów małego poziomu (*TSS*) dotyczyły wizyjnych szerokości pasm takich systemów.

Drugą istotną różnicą jest proporcjonalność sygnału wyjściowego detektora kwadratowego do mocy sygnału mikrofalowego, a detektora liniowego do napięcia sygnału wielkiej częstotliwości.

Wadą detektora liniowego (mieszacza) jest konieczność doprowadzenia doń dodatkowej mocy lokalnego oscylatora (rzędu 1 mW). Tym samym wprowadzone zostaje jeszcze jedno źródło niestałości parametrów detektora liniowego — niestałość mocy i częstotliwości heterodyny, oddziałujące na straty przemiany L i współczynnik szumów $N_d(\Delta P_{LO})$ oraz na zmiany czułości systemu pomiarowego (ΔF_{LO}).

6. ŹRÓDŁA NIEDOKŁADNOŚCI POMIARU

Zgodnie z powyższymi rozważaniami elementy składowe układów mikrofalowych w warunkach przemysłowych oddziaływań środowiskowych mogą stanowić źródło znacznych niedokładności wyników pomiarów. Niedokładności te mogą być powodowane zarówno przez niezbędną działalność metrologiczną układu mikrofalowego (np. kompensację zmian wartości kąta przesunięcia fazowego przy pomiarze tłumienia), jak i przez oddziaływania czasowe i mechaniczno-klimatyczne (głównie temperaturowe), którym poddawany jest układ.

Zmiany parametrów elementów mikrofalowych układu pomiarowego niezależnie od przyczyny ich powstania powodują, że napięciowy lub prądowy sygnał wyjściowy układu mikrofalowego nie odwzorowuje w sposób jednoznaczny wartości mierzonego parametru

promieniowania. Matematyczne określenie wpływu zmian tych parametrów na wynik pomiaru (sygnał wyjściowy) nie jest oczywiście możliwe bez ustalenia samego układu pomiarowego. Toteż wymienione zostaną niżej jedynie źródła możliwej niedokładności pomiaru bez określania charakteru i wartości powodowanych przez nie składowych niedokładności wyniku.

Jako główne przyczyny niejednoznaczności przetwarzania wartości tłumienia A lub kąta przesunięcia fazowego Φ na sygnał elektryczny wymienić należy:

zmiany mocy źródła sygnału mikrofalowego lub źródeł tego sygnału o $\pm\Delta P_{mf}$ (lub $\pm\Delta P_{LO}$) występujące w wyniku:
— zmiany napięć lub prądów zasilania źródła,
— zmiany częstotliwości sygnału wyjściowego źródła,
— zmiany obciążenia źródła przez układ pomiarowy (zmiany niedopasowania),
— starzenia się źródła,

zmiany częstotliwości źródła sygnału mikrofalowego lub źródeł tego sygnału o $\pm\Delta F$ (lub $\pm\Delta F_{LO}$) występujące w wyniku:
— zmiany napięć lub prądów zasilania źródła,
— zmiany obciążenia źródła przez układ pomiarowy,
— zmiany wymiarów geometrycznych zewnętrznej wnęki rezonansowej,

zmiany mocy źródła sygnału modulującego występujące w wyniku zmian parametrów zespołów systemu pomiarowego współpracujących z układem mikrofalowym, a mianowicie:
— zmiany napięć zasilania źródła,
— zmiany dopasowania impedancji wyjściowej źródła do impedancji wejściowej modulatora,
— starzenia się elementów składowych źródła,

zmiany sprawności modulacji (strat przemiany) równoznaczne zmianie współczynnika głębokości modulacji m i występujące w wyniku:
— zmiany przenikalności magnetycznej ferrytu,
— zmiany impedancji cewki elektromagnesu,
— zmiany rezystancji bariery diody lub zespołu diod,
— zmiany częstotliwości źródła sygnału modulującego,

zmiany sprawności detekcji (mieszania) objawiające się przyrostami sygnału wyjściowego układu mikrofalowego przy stałym sygnale doprowadzonym do detektora (mieszacza) i występujące w wyniku:
— starzenia się diody,
— zmiany nachylenia jej charakterystyki,
— zmiany asymetrii charakterystyki prądowo-napięciowej diody,
— zmiany współczynnika jakości diody M_d (czułości prądowej i rezystancji wyjściowej),
— zmiany prądu polaryzacji wstępnej,
— zmiany poziomu mocy lokalnego oscylatora (mieszacz),

zmiany strat wtrącenia elementów mikrofalowych w torze pomiarowym równoznaczne odpowiedniej zmianie wartości mierzonego tłumienia, występujące w wyniku:

— zmiany stratności materiałów znajdujących się w polu mikrofalowym (ferryty, płytki dielektryczne),
— przemieszczeń mechanicznych fragmentów znajdujących się w polu mikrofalowym,

zmiany kąta przesunięcia fazowego (efektywnej długości drogi elektrycznej) wprowadzanego do toru pomiarowego przez elementy składowe tego toru o $\pm\Delta\Phi$ występujące w wyniku:
— zmiany częstotliwości źródła sygnału mikrofalowego,
— względnych przemieszczeń mechanicznych elementów,
— zmiany wymiarów geometrycznych elementów,
— zmiany właściwości elektrycznych (stała dielektryczna, stratność) fragmentów znajdujących się w polu mikrofalowym,

zmiany niedopasowania źródła i detektora (mieszacza) oraz poszczególnych elementów układu mikrofalowego do impedancji charakterystycznej mikrofalowej linii transmisyjnej, wyrażające się przez zmiany wejściowych i/lub wyjściowych współczynników fali stojącej (*WFS*) źródła, detektora lub poszczególnych elementów i odczytywane jako odpowiednie zmiany wartości mierzonego tłumienia, występujące w wyniku:
— przemieszczeń kątowych lub liniowych odcinków falowodowych na złączach (utrata osiowości, pogorszenie styku elektrycznego),
— zmiany naprężeń mechanicznych układu falowodowego,
— zmiany częstotliwości sygnału mikrofalowego,
— zmiany impedancji wejściowych i wyjściowych elementów,
— zmiany poziomu doprowadzanej mocy mikrofalowej,

zmiany niedopasowania detektora (mieszacza) do impedancji wejściowej systemu pomiarowego występujące w wyniku:
— zmiany impedancji wyjściowej mieszacza lub rezystancji wyjściowej detektora,

zmiany poziomu szumów ciągłych i dyskretnych występujących łącznie z sygnałem wyjściowym układu mikrofalowego na jego wyjściu i odczytywanych jako zmiany wartości mierzonego kąta przesunięcia fazy lub tłumienia, występujące w wyniku:
— zmiany natężenia elektromagnetycznego pól zakłócających o częstotliwości źródła zasilania energetycznego lub jej harmonicznych,
— zmiany natężenia elektromagnetycznych pól zakłócających wielkiej częstotliwości pochodzących z urządzeń technologicznych procesu przemysłowego,
— zakłóceń impulsowych powodowanych włączaniem lub wyłączaniem urządzeń technologicznych lub instalacji procesu,
— zmiany poziomu szumów termicznych detektora lub mieszacza,
— zmiany poziomu mocy lokalnego oscylatora (mieszacz),
— zmiany poziomu szumów źródła sygnału mikrafolowego oraz szereg dalszych przyczyn, na ogół już drugorzędnego charakteru.

W zależności od wartości mierzonego parametru sygnału mikrofalowego, zakresu zmian tej wartości w funkcji zmian wartości kontrolowanej wielkości fizycznej badanej substancji oraz dopuszczalnej niedokładności wyników pomiaru, oddziaływanie wyżej wymienionych czynników odgrywa większą lub mniejszą rolę, wnosząc niedokładności bądź prawie pomijalne, bądź decydujące o możności realizacji przetwornika mikrofalowego do badania właściwości określonej substancji lub grupy substancji.

7. ZAKOŃCZENIE

Przedstawiony wyżej materiał pozwala na oszacowanie wpływu niestałości parametrów elementów mikrofalowych na niedokładność wyniku pomiaru tłumienia lub przesunięcia fazowego sygnału mikrofalowego w przemysłowych warunkach działania układu pomiarowego.

Znajomość rzędu wielkości i charakteru tych zmian w funkcji zarówno działania metrologicznego elementów układu, jak i wpływu czasu, zmian napięcia źródła zasilania energetycznego oraz oddziaływań mechaniczno-klimatycznych stanowi punkt wyjściowy do doboru metody pomiaru i układu pomiarowego. Przyjęcie optymalnej metody i optymalnego rozwiązania układu pomiarowego jest bowiem zawsze uzależnione od:

— rodzaju kontrolowanej wielkości fizycznej o charakterze nieelektrycznym,
— rodzaju badanej substancji i charakteru jej oddziaływania na parametry fali elektromagnetycznej o częstotliwości mikrofalowej,
— rodzaju procesu technologicznego i kontrolowanego węzła tego procesu,
— wymaganego czasu działania układu pomiarowego z nominalną niedokładnością wyników pomiaru (okresu międzykalibracyjnego),

oraz właśnie od:

— parametrów elementów składowych układu i ich niestałości w funkcji spodziewanych oddziaływań mechaniczno-klimatycznych, zmian warunków zasilania, czasu oraz niezbędnych czynności metrologicznych.

Optymalizację metody i pomiaru należy tu rozumieć jako zapewnienie wymaganej niedokładności pomiaru możliwie prostymi środkami technicznymi. Stosowanie specjalnych rozwiązań stabilizujących parametry elementów mikrofalowych, napięcie wyjściowe energetycznego źródła zasilania lub warunki działania układu (termostatyzacja, hermetyzacja, amortyzacja itp.), aczkolwiek oczywiście możliwe i konieczne w poszczególnych przypadkach, prowadzi jednak do poważnej rozbudowy systemu pomiarowego. Rośnie jednocześnie stopień skomplikowania obsługi oraz, co najważniejsze, maleje współczynnik niezawodności tego systemu. Ma to podstawowe znaczenie przy automatycznej regulacji bądź sterowaniu przebiegiem przemysłowych procesów technologicznych.

LITERATURA

1. R. W. Burns, L. Stark, *PIN Diodes Advance High-Power Phase Shifting*, Microwaves, t. 4, s. 38—48, listopad 1965.
2. J. Bybokas, B. Farrel, *The Gunn Flange — a Building Block for low-Cost Microwave Oscillators*, Electronics, nr marzec 1, s. 47—50, 1971.
3. R. E. Collin, *Waveguide Phase Changer*, Wireless Engineering, t. 32, s. 82—88, marzec 1955.
4. A. M. Cowley, *IMPATT Diodes; Technology and Applications*, HP Company, 94304.
5. A. M. Cowley, *Design and Application of Silicon IMPATT Diodes*, HP Journal, t. 21, Nr 9, s. 2—13, maj 1970.
6. M. Crane, *Using the Hot Carrier Diode as a Microwave Mixer*, HP Journal, t. 17, Nr 4, s. 6—8, grudzień 1965.
7. Frequency-West, *Gunn Oscillator*, maj 1972.

8. Frequency-West, *X Band Gunn Flange Source*, listopad 1970.
9. Frequency-West, *X Band Gunn Flange Oscillator*, grudzień 1970.
10. Frequenny-West, *X Band Gunn Diode Voltage Tunable Oscillators*, kwiecień 1971.
11. M.I. Grace, H. Kroger, *X Band TRAPATT Oscillators*, A. 1.5, 1973, European Microwave Conference, Bruksela, 4—7 wrzesień 1973.
12. K.G. Hambleton, *Microwave Avalanche Devices*, Journal of Physics E, Scientific Instruments, t. 7, nr 1, s. 1—9, styczeń 1974.
13. Hewlett-Packard, *Microwave Mismatch Error Analysis*, Application Note 56, październik 1967.
14. Hewlett-Packard, *The PIN Diode as a Microwave Modulator*, Application Note 58, sierpień 1967.
15. Hewlett-Packard, *Network Analysis at Microwave Frequencies*, Application Note 92.
16. Hewlett-Packard, *Application of PIN Diodes*, Application Note 922.
17. Hewlett-Packard, *Microwave Power Generation and Amplification using Impatt Diodes*, Application Note 935.
18. Hewlett-Packard, *Silicon X Band IMPATT Diode*, październik 1971.
19. Hewlett-Packard, *Silicon IMPATT Diodes* 5—14 GHz, październik 1972.
20. Hewlett-Packard, *High Power Silicon IMPATT Diodes*, marzec 1972.
21. M.E. Hines, *Fundamental Limitations in RF Switching and Phase Shifting Using Semiconductors Diodes*, Proceeding of the IEEE, t. 52, s. 697, 1964.
22. Hitachi, *MM Wave Solid State Devices.*
23. L. Litwin, M. Suski, *Technika mikrofalowa*, WNT, Warszawa 1972.
24. Microwave Associates, *Power Monitor and Detector Characteristics of MA Diodes*, t. 2, Nr 6, grudzień 1964.
25. Microwave Associates, *Power Monitor and Detector Characteristics of MA Diodes*, t. 2, Nr 7, styczeń 1965.
26. Monsanto, *Microwave Products, A Discussion of Circuits for CW Gunn Diodes*, Application Note Nr 2, grudzień 1964.
27. Monsanto *New Product Information*, luty 1971.
28. Mullard *Development Sample Data*, wrzesień 1969.
29. Mullard *Development Sample Data*, grudzień 1969.
30. Mullard *Development Sample Data*, sierpień 1970.
31. Mullard *Development Sample Data*, czerwiec 1971.
32. Mullard *Development Sample Data*, lipiec 1971.
33. Mullard *Development Sample Data*, październik 1971.
34. Mullard *Development Sample Data*, grudzień 1972.
35. Mullard, *Microwave Catalog*, maj 1972.
36. Mullard, *Intruder Detector Based on the* CL 8630 *Gunn Effect Oscillator*, Soild State Microwave Devices Application Note, 1972.
37. Mullard, *Simple Doppler Radar Using the* CL 8630 *Gunn Effect Oscillator for the Observation of Small Rotating Objects*, Solid State Microwave Devices Application Note, kwiecień 1972.
38. *RCA Electronic Components, Microwave Device S* 289, czerwiec 1970.
39. Sage Laboratories, *Microwave Crystal Diodes*, Technical Discussion TD 10.
40. Sage Laboratories, *Noise Figure and Sensitivity of Mixer and Video Detectors*, Technical Discussion TD 11.
41. S. Stuchły, A. Kraszewski, M. Rzepecka, *Mikrofalowy modulator amplitudy*, Rozprawy Elektrotechniczne, t. XII, zeszyt 2, s. 403—430, 1966.
42. H.O. Sorensen, *Using the Hot Carrier Diode as a Detector*, HP Journal, t. 17, Nr 4, s. 2—5, grudzień 1965.
43. M. Sucher, J. Fox, *Handbook of Microwave Measurements*, t. I, II, III, Polytechnic Press — John Wiley and Sons, New York — London 1963.
44. Thomson-CSF, *Diodes a Avalanche*, styczeń 1972.

45. Thomson-CSF, *Diodes a Effet Gunn*, styczeń 1972.
46. Thomson-CSF, *Oscillateurs en Bande X de* 8,5 à 10,5 GHz, listopad 1972.
47. Toshiba, *Semiconductors*, 1972.
48. Toshiba *Technical Data — Semiconductor, Gunn Diodes.*
49. Toshiba *Technical Data — Semiconductor, IMPATT Diodes.*
50. H. Vifian, K. D. Frank, L. F. Wayne, *A Voltmeter for the Microwave Engineer*, HP Journal, t. 24, Nr 3, s. 2—7, listopad 1972.
51. H. A. Watson, *Microwave Semiconductor Devices and their Circuit Applications*, McGraw-Hill Book Company, New York — Toronto — London — Sydney 1969.
52. J. F. White, *High Power PIN Diode Controlled Microwave Transmission Phase Shifters*, IEEE Transaction on MTT, t. MTT-13, s. 233, 1965.
53. P. Weissglas, *Gunn and Baritt Diodes as Local Oscillator Devices*, A.2.1 I, 1973, European Microwave Conference, 4—7 wrzesień 1973, Bruksela.

J. KALIŃSKI

SOME PROPERTIES OF COMPONENT PARTS OF MICROWAVE TRANSDUCERS OF PHYSICAL QUANTITIES

Summary

Presented in the paper is the state-of-the-art in the domain of passive and active component parts of microwave circuits.

Considered are the problems of industrial application of microwave circuits as transducers of non-electrical physical quantities into electrical quantities constituting parameters of microwave radiation.

Determined are the relations between the parameters of circuit components and the power supply and ambient conditions, mainly thermal. Described are the sources of errors in the measurements of the electrical parameters of the microwave radiation due to changes in parameters of the microwave transducers.

The whole material has been compiled in view of the interests of the users of microwave systems and of the designers of associated low frequency circuits. The paper is illustrated with many drawings and tables.

J. KALIŃSKI

CÉRTAINES PROPRIÉTÉS DES COMPOSANTS DES CONVERTISSEUR MICRO-ONDES DES MAGNITUDES PHYSIQUES

Résumé

Dans l'article on présente l'etat actuel de la technique dans le domaine des composants actifs et passifs des circuits micro-ondes. On considère des applications industrielles des circuits micro-ondes comme convertisseurs des magnitudes physiques non-électriques en magnitudes électriques, constituants un paramètre du rayonnement micro-ondes.

On a déterminé les rélations entre les paramètres des éléments des circuits et les conditions de l'alimentation et effets mécaniques et elimatique, en particulier thermique. On a énumeré les sources de l'inexactitude du mesurage d'une magnitude électrique convertie constituante un paramètre du rayonnement micro-onde, qui est un effet des variations des paramètres du convertisseur micro-ondes.

La totalité du développemnt est présentée à la manière commode du point de vue des utilisateurs des circuits micro-ondes et des constructeurs des circuits électroniques à basse fréquance déstinés à la coopération avec les circuits micro-ondes. L'article est illustré des nombreux dessins et tableaux.

J. KALIŃSKI

MANCHE EIGENSCHAFTEN DER BAUELEMENTE FÜR MIKROWELLENUMSETZER PHYSIKALISCHER GRÖßEN

Zusammenfassung

Im Artikel wurde der aktuelle Stand der Technik auf dem Gebiet aktiver und passiver Bauelemente für Mikrowellensysteme dargestellt.

Die Überlegungen wurden vom Gesichtspunkt industrieller Anwendungen von Mikrowellensystemen als Umsetzer nichtelektrischer physikalischer Größen zu elektrischen physikalischen Größen durchgeführt, die ein Parameter der Mikrowellenstrahlung bilden. Es wurden Abhängigkeiten der Parameter der Bauelemente dieses Systems von den Bedingungen der Stromversorgung und den mechanisch-klimatischen Beanspruchungen (vor allem der Temperatur) bestimmt.

Im weiteren wurden die Quellen der Meßungenauigkeit der umgesetzten elektrischen Größe gezeigt, die ein Parameter der Mikrowellenstrahlung darstellt, wobei diese Meßungenauigkeit durch die Änderungen der Parameter des Mikrowellenumsetzers verursacht wird.

Das ganze Material wurde im Interesse der Gebraucher der Mikrowellensysteme sowie derjenigen Konstrukteure zusammengestellt, die sich mit den mit diesen Systemen mitarbeitenden elektronischen Niedrigfrequenzschaltungen befassen. Die Überlegungen wurden mit zahlreichen Abbildungen und Tafeln versehen.

Е. КАЛИНЬСКИ

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА СОСТАВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Резюме

В статье представлено современное состояние техники в области активных и реактивных составных элементов микроволновых схем. Рассуждения ведутся с точки зрения промышленных применений микроволновых схем в качестве преобразователей физических неэлектрических величин в физические электрические величины, являющиеся параметром микроволнового излучения.

Определяются зависимости параметров отдельных элементов схем от условий питания и механическо-климатических воздействий, в основном температурных. Перечисляются причины неточности измерений преобразуемых электрических величин, являющихся параметром микроволнового изучения, обусловленные изменениями параметров микроволнового преобразователя. Материал в целом разработан с точки зрения интересов потребителей микроволновых схем и конструкторов электронных схем малой частоты взаимодействующих с ними.

Рассуждения иллюстрированы многочисленными чертежами и таблицами.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 2, ss. 367-377

621.37

Wpływ przyjętego napięcia progowego na wartość i charakter zmian parametrów niezrównoważenia komparatorów scalonych

RENATA KALICKA (GDAŃSK)

Instytut Technologii Elektronicznej Politechniki Gdańskiej

Otrzymano 9.2.1974

W pracy przedstawiono definicję progu napięciowego komparatora U_q przedstawioną w literaturze [1], [2]. Wykazano niezgodność jego wartości liczbowej z wartościami napięcia wyjściowego komparatora zrównoważonego U_{qo}. Komparatorem zrównoważonym nazwano element, dla którego spełnione są warunki (A) podane w pracy.

W tym celu przeprowadzono analizę schematu ideowego komparatora SF.C 2710 E (rys. 2), której wynikiem są wartości progu logicznego U_{qo} w funkcji zasilania U^- zawarte w tablicy 2. Następnie na przykładzie stosowanego do pomiaru napięcia i prądów niezrównoważenia układu auto-loop (rys. 3) przedstawiono pomiarowe konsekwencje wykazanej wcześniej niezgodności stosowanej powszechnie wartości U_q i rzeczywistej wartości progu logicznego U_{qo}. Niezgodność ta dotyczy nie tylko wartości napięcia będącego miarą niezrównoważenia, ale również kierunku zmian tego napięcia w funkcji $|U^-|$. Dla ilustracji przytoczono wyniki otrzymane dla trzech przypadkowo wybranych spośród dwudziestu przebadanych komparatorów SF.C 2710 E; przedstawiono je w tablicy 3.

Komparator napięciowy jest układem, który w zależności od znaku różnicowego napięcia wejściowego wytwarza na wyjściu jedno z dwu napięć zwanych poziomami *high* i *low*. Jest on zatem wzmacniaczem różnicowym z ograniczeniem poziomów napięć wyjściowych do wartości odpowiednich dla układów logicznych.

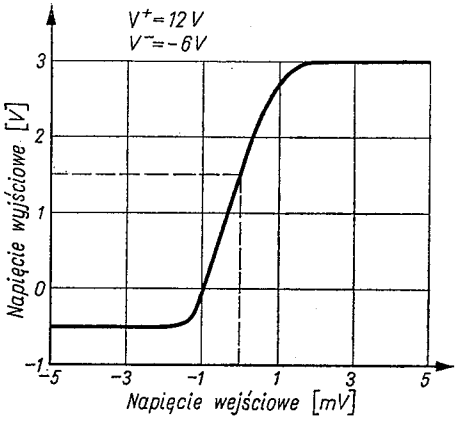
Aby porównać w sposób jakościowy elementy różnych typów lub poszczególne egzemplarze tego samego typu, konieczna jest znajomość typowych parametrów układu. Dla scalonych komparatora napięciowego do typowych parametrów należy zaliczyć między innymi wejściowe napięcie niezrównoważenia e_{os} oraz wejściowy prąd niezrównoważenia I_d.

Wejściowe napięcie niezrównoważenia e_{os} jest to napięcie jakie należy przyłożyć do zacisków wejściowych komparatora, aby napięcie wyjściowe było równe określonej wartości stałej U_{ouT}. Wejściowy prąd niezrównoważenia I_d jest to różnica wartości prądów i_{b+} oraz i_{b-} wpływających do zacisków wejściowych komparatora, kiedy napięcie wyjściowe jest równe określonej wartości stałej U_{ouT}.

Wśród możliwych wartości napięć wyjściowych komparatora istnieje jedna: $U_{ouT} = U_{qo}$, wyróżniająca się tym, że charakteryzuje element zrównoważony i w tym sensie idealny. Zatem U_{qo} jest stałym napięciem istniejącym na wyjściu komparatora zrównoważonego, kiedy różnicowe napięcie wejściowe jest równe zeru. Wartości napięcia U_{qo} nie

można zmierzyć, ponieważ rzeczywiste komparatory zawsze są mniej lub bardziej niezrównoważone, można je natomiast obliczyć posługując się schematem ideowym komparatora. W literaturze [1] i [2] podawane jest inne niż U_{qo} wyjściowe napięcie odniesienia. Oznaczmy je symbolem U_q. Posiada ono następującą definicję: U_q jest to taka wartość wyjściowego napięcia komparatora, przy której obciążające go układy logiczne zmieniają swój stan cyfrowy. Wartość tego napięcia przyjmuje się równą 1,4 V.

Przy tak przyjętym wyjściowym napięciu odniesienia U_q, odnosi się parametr własny komparatora (jego niezrównoważenie) do wielkości charakterystycznej dla układów



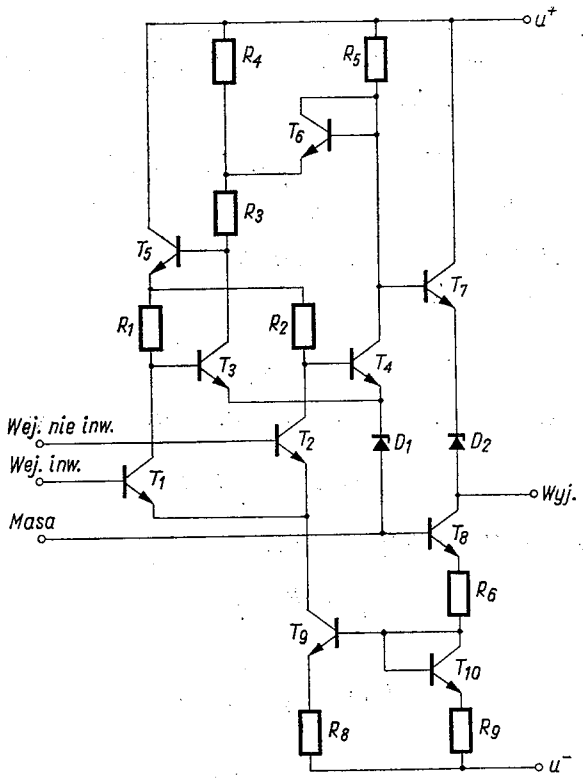
Rys. 1. Napięciowa funkcja przenoszenia komparatora SF.C 2710

cyfrowych, to jest do tak zwanego napięcia progowego, którego wartość dla układów TTL jest właśnie równa 1,4 V. Katalogową charakterystykę przejściową komparatora SF.C 2710 przedstawiono na rys. 1.

Wartość napięcia U_{qo} można wyznaczyć analitycznie posługując się schematem ideowym komparatora. Rozpatrzmy komparator typu SF.C 2710 E [2], którego schemat przedstajest na rys. 2. Komparator ten ma zrównoważone wejście różnicowe na tranzystorach wiony T_1 i T_2, których emitery są zasilane ze źródła prądowego na tranzystorze T_9.

Zastosowanie diodowo połączonego tranzystora T_{10} ma na celu kompensację temperaturowych zmian oporności baza-emiter tranzystora T_9. Pozwala to na działanie źródła prądowego z małym spadkiem napięcia na oporniku R_8. Dzięki temu większy jest zakres ujemnego napięcia wejściowego. Drugi stopień wzmacniacza na tranzystorze T_4 też jest zrównoważony.

Oporności R_1 i R_2 są obciążeniem kolektorów tranzystorów stopnia pierwszego, a R_5 obciążeniem kolektora stopnia drugiego wzmacniacza. Diodowo połączony tranzystor T_6 ma na celu ograniczenie dodatniego zakresu napięcia wyjściowego komparatora. Na wyjściu tranzystora T_4 jest wtórnik emiterowy T_7. Dioda Zenera D_1 w emiterze drugiego stopnia wzmacniacza pozwala zwiększyć zakres dodatnich napięć wejściowych. Identyczna dioda D_2 na wyjściu wtórnika emiterowego sprowadza napięcie wyjściowe do poziomu odpowiedniego dla układów logicznych. Tranzystor T_8 izoluje diodę D_1 od źródła prądowego. Problem równowagi własnej komparatora sprowadza się do tego,



Rys. 2. Schemat ideowy komparatora SF. C 2710

aby wartości względne oporności, diody i tranzystory były odpowiednio dobrane. Tablica 1 obrazuje wpływ 10-% zmiany nominalnej wartości oporności na wielkość napięcia niezrównoważenia.

Załóżmy, że:

1° — tranzystory T_1 i T_2 mają identyczne charakterystyki $I_B = (fU_{BE})$ oraz identyczne wzmocnienia prądowe,
2° — oporności R_i są dokładnie dobrane i równe swoim wartościom nominalnym } (A)

Tablica 1

Wpływ 10% zmiany nominalnej wartości oporników (R_i) na wielkość napięcia niezrównoważenia

R_i [Ω]	$\Delta e_{os}\big\vert_{R = R_i + 10\%\ R_i}$ [mV]
$R_1 = 500$	+2.40
$R_2 = 500$	−2.40
$R_3 + R_4 = 3900$	−0.24
$R_5 = 3900$	+0.04
$R_6 = 1600$	+0.05
$R_7 = 68$	−0.05
$R_8 = 100$	+0.05

Kiedy napięcie różnicowe na wejściu komparatora jest równe zeru i tranzystory wejściowe są identyczne, wówczas ich prądy kolektorów i napięcia baza-emiter są równe.

Prąd kolektora tranzystora T_3:

$$i_3 = \frac{U^+ - \left(U_{D1} + \frac{1}{2} i_9 \cdot R_1 - 2U_{BE}\right)}{R_3 + R_4}, \tag{1}$$

gdzie i_9 jest to prąd kolektora tranzystora T_9.

Podobnie dla tranzystora T_4:

$$i_4 = \frac{U^+ - (U_{D2} + U_{BE} + U_{wyj})}{R_5}. \tag{2}$$

Ponieważ zgodnie z założeniem $i_3 = i_4$ oraz $R_3 + R_4 = R_5$, z równań (1) i (2) otrzymujemy:

$$U_{wyj} = U_{BE} + \frac{1}{2} i_9 \cdot R_1. \tag{3}$$

Aby znaleźć wartość U_{wyj} należy określić:

$$i_9 = \frac{R_7}{R_8} \cdot i_{10}, \tag{4}$$

$$i_{10} = \frac{U^- - 2U_{BE}}{R_5 + R_7}. \tag{5}$$

Zatem z (4) i (5):

$$i_9 = \frac{R_7}{R_8} \frac{U^- - 2U_{BE}}{R_6 + R_7}, \tag{6}$$

otrzymujemy ostatecznie:

$$U_{wyj} = U_{BE} + \frac{R_1 R_7}{2R_8} \cdot \frac{U^- - 2U_{BE}}{R_6 + R_7}. \tag{7}$$

Po podstawieniu do wzoru (7) wartości elementów komparatora

$$U_{wyj} = 0{,}808 U_{BE} + 0{,}096 U^-. \tag{8}$$

Napięcie wyjściowe komparatora zrównoważonego zależy od U_{BE} (które to napięcie jest stałe w bardzo szerokim zakresie temperatur) oraz od napięcia zasilania.

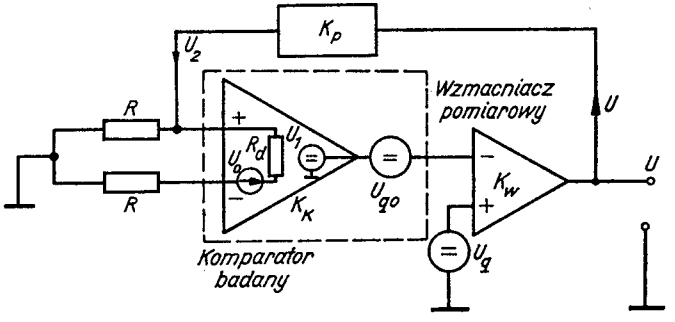
Z tablicy 2 wynika, że U_{wyj} komparatora zrównoważonego nie jest stałe i w żadnym punkcie nie jest równe podawanej w katalogach wartości 1,4 V.

Tablica 2

Napięcie wyjściowe zrównoważonego komparatora w funkcji zasilania dla U_{BE} = 0,6 V

U^- [V]	U_{wyj} [V] $\Big\vert_{U_{wej}=0}$
5	0.96
6	1.06
7	1.16

Przytoczone powyżej spostrzeżenia posiadają istotne konsekwencje przy pomiarach własnych parametrów niezrównoważenia komparatora. Własnymi parametrami niezrównoważenia komparatora nazwano wartości e_{os}, i_{b+}, i_{b-}, I_d otrzymane dla napięć U_{qo} obliczonych na podstawie wzoru (8). Rozpatrzmy pomiar parametrów e_{os}, i_{b+}, i_{b-}, I_d komparatora w układzie autoloop [3] przedstawionym na rys. 3.



Rys. 3. Układ auto-loop do pomiaru parametrów niezrównoważenia komparatora

Układ z pętlą sprzężenia zwrotnego o wzmocnieniu K_p składa się z elementu testowanego — komparatora o wzmocnieniu K_k, o stałym napięciu wyjściowym U_{qo} w przypadku braku niezrównoważenia i o pewnym wejściowym napięciu U_o, które przedstawia e_{os} lub napięcie odpowiadające w sposób jednoznaczny prądom i_{b+}, i_{b-}, I_d, oraz ze wzmacniacza pomiarowego o wzmocnieniu K_w. Do nieinwersyjnego wejścia wzmacniacza pomiarowego załączone jest źródło napięcia stałego o wartości U_q.

W układzie tym słuszne są równania:

$$U = [U_q - (U_{qo} + U_1)] \cdot K_w, \tag{9}$$

$$U_2 = U \cdot K_p, \tag{10}$$

$$U_1 = (U_2 - U_o) \cdot K_k, \tag{11}$$

przy czym: $K_w \gg 1$, $K_k \gg 1$, $K_p \ll 1$.

Z równań (9), (10), (11) otrzymujemy:

$$U = (U_q - U_{qo}) \cdot \frac{K_w}{1 + K_w \cdot K_p \cdot K_k} + U_o \cdot K_k \frac{K_w}{1 + K_w \cdot K_p \cdot K_k}. \tag{12}$$

Równanie (12) po uwzględnieniu założenia $K_w K_p K_k \gg 1$ przyjmuje postać:

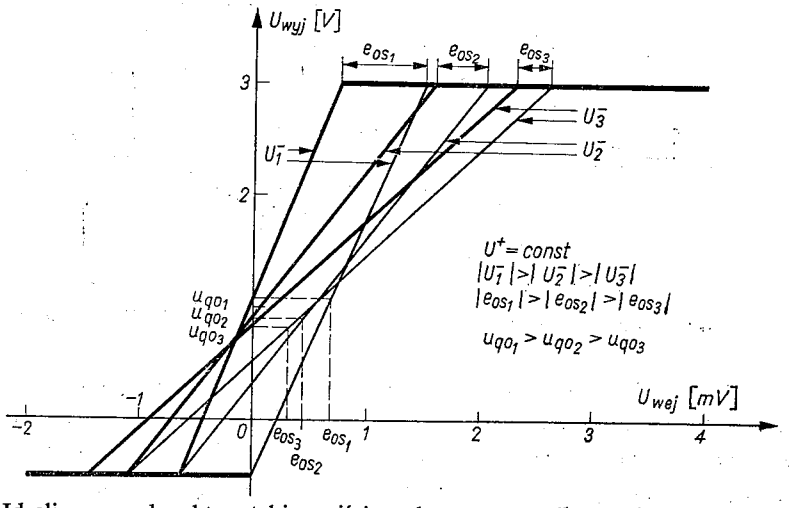
$$U = (U_q - U_{qo}) \frac{1}{K_p K_k} + U_o \frac{1}{K_p} \tag{13}$$

Po to, aby wielkość wyjściowa U odpowiadała wartości U_o, a co za tym idzie była proporcjonalna bezpośrednio do e_{os} lub i_{b+} lub i_{b-} lub I_d należy spełnić z dużą dokładnością warunek równości napięć U_q oraz U_{qo}.

Z powyższego wynika, że pomiary komparatorów odniesione do napięcia $U_q = 1{,}4$ V nie pozwalają na bezpośrednie określenie wartości parametrów własnych komparatora, a jedynie na porównanie w pewien umowny sposób elementów między sobą.

Należy podkreślić, że napięcie niezrównoważenia komparatora powinno być rozumiane jako efekt niespełnienia któregokolwiek z założeń (A) będących warunkami jego równowagi własnej. Godnym uwagi jest fakt, że napięcie niezrównoważenia dowolnego komparatora zależy silnie przy ustalonym U^+ od wartości napięcia U^-.

Rozważmy to na przykładzie. Tablica 1 pokazuje, że decydujący wpływ na wartość napięcia niezrównoważenia ma niesymetria oporności R_1 i R_2. Z kolei ze wzoru (6) wynika,



Rys. 4. Idealizowane charakterystyki przejściowe komparatora dla trzech wartości napięcia U^-
——— komparator zrównoważony
——— komparator niezrównoważony, $e_{os} > 0$

że prąd i_9 jest tym większy, im większa jest bezwzględna wartość napięcia U^-. Wobec tego:

$$\begin{aligned} &\text{gdy} \quad |U_1^-| > |U_2^-|, \\ &\text{to} \quad |e_{os1}| > |e_{os2}| \end{aligned} \tag{14}$$

dla tego samego elementu, przy ustalonej niesymetrii R_1 i R_2.

Rozpatrzmy idealizowane charakterystyki komparatora zrównoważonego i niezrównoważonego przedstawione na rys. 4. Idealizacja charakterystyk polega na założeniu liniowej ich postaci dla obszaru aktywnej pracy. Charakterystyki przejściowe zrównoważonego komparatora dla trzech różnych wartości U^- przecinają oś rzędnych odpowiednio w punktach U_{qo1}, U_{qo2}, U_{qo3}. Charakterystyki rzeczywiste są przesunięte względem nich równolegle do osi odciętych odpowiednio o e_{os1}, e_{os2}, e_{os3} zgodnie ze wzorem (14).

Teoretyczne wartości progu U_{qo1} pozwalają odczytać z otrzymywanych charakterystyk wartości napięć $e_{osi} = f(U^-)$. Zależność ta jest prawidłowa: $|e_{osi}|$ rośnie wraz ze wzrostem $|U_i^-|$.

Wzór (15) przedstawia równanie idealizowanych charakterystyk komparatora (na podstawie rys. 4) dla trzech wartości napięcia U^-.

$$U_{wyj} = K_{ki}(U_{wej} - e_{osi}) + U_{qoi}; \quad i = 1, 2, 3 \tag{15}$$

dla $|U_1^-| > |U_2^-| > |U_3^-|$.

Niech $A(x_a, y_a)$ oznacza punkt, dla którego $U_{wyj1} = U_{wyj2}$ oraz $B(x_b, y_b)$ punkt, w którym $U_{wyj2} = U_{wyj3}$. Po odpowiednich obliczeniach otrzymujemy:

$$y_a = U_{qo2} + \frac{K_{k2}}{K_{k1} - K_{k2}} [K_{k1}(e_{os1} - e_{os2}) - (U_{qo1} - U_{qo2})] \tag{16}$$

oraz

$$y_b = U_{qo3} + \frac{K_{k3}}{K_{k2} - K_{k3}} [K_{k2}(e_{os2} - e_{os3}) - (U_{qo2} - U_{qo3})]. \tag{17}$$

Z rysunku 4 widać, że prawidłowy odczyt $e_{osi} = f(U_i^-)$ będzie miał miejsce wówczas, gdy $y_a > U_{qo2}$ oraz $y_b > U_{qo3}$. Aby tak było, muszą zajść nierówności (18) i (19)

$$K_{k1}(e_{os1} - e_{os2}) > U_{qo1} - U_{qo2}, \tag{18}$$

$$K_{k2}(e_{os2} - e_{os3}) > U_{qo2} - U_{qo3}. \tag{19}$$

Z tablicy 2 odczytujemy wartości $U_{qo1} - U_{qo2} = U_{qo2} - U_{qo3} = 100$ mV.

Dla omawianego komparatora zmiany K_k oraz e_{os} w funkcji U^- są takie, że zawsze $K_{ki}(e_{osi} - e_{osi+1}) > 100$ mV. Przytoczone powyżej rozważania znajdują pełne potwierdzenie w wynikach doświadczeń przeprowadzonych na próbce 20 komparatorów typu SF.C 2710 E. Podawana w katalogach wartość napięcia progowego równa 1,4 V leży powyżej obszaru przecięć charakterystyk przedstawionych równaniem (15). Wzajemne usytuowanie charakterystyk powyżej punktów przecięć sugeruje nieprawidłową zależność $e_{osi} = f(U_i^-)$. Dla $|U_1^-| > |U_2^-| > |U_3^-|$ otrzymujemy teraz $|e_{os1}| < |e_{os2}| < |e_{os3}|$, ponadto odczytane wartości napięć niezrównoważenia są większe niż dla progów teoretycznych.

Przedstawiony na rys. 3 układ, zgodnie z równaniem (13), mierzy — oprócz niezrównoważenia własnego komparatora — pewne napięcie o wartości $(U_q - U_{qo}) \cdot \frac{1}{K_k K_p}$, co przez pętlę sprzężenia zwrotnego pojawia się na wejściu komparatora jako jego pozorne niezrównoważenie o wartości $e = (U_q - U_{qo}) \cdot \frac{1}{K_k}$.

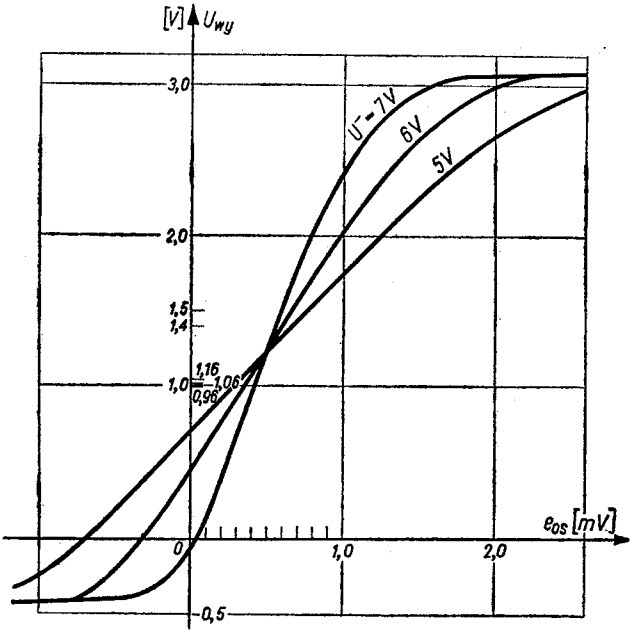
Oszacujemy wartość tego wyrażenia. Dla $|U_1^-| > |U_2^-| > |U_3^-|$ mamy $U_{qo1} > U_{qo2} > U_{qo3}$ oraz $K_{k1} > K_{k2} > K_{k3}$, przy czym jednoczesne zmiany wartości progu logicznego i wzmocnienia są takie, że

$$\frac{U_q - U_{qo1}}{K_{k1}} < \frac{U_q - U_{qo2}}{K_{k2}} < \frac{U_q - U_{qo3}}{K_{k3}}. \tag{20}$$

Nierówność (20) jest spełniona z tak dużym zapasem, że:

$$e_{os1} + \frac{U_q - U_{qo1}}{K_{k1}} < e_{os2} + \frac{U_q - U_{qo2}}{K_{k2}} < e_{os3} + \frac{U_q - U_{qo3}}{K_{k3}}. \tag{21}$$

W całej partii dwudziestu badanych komparatorów SF.C 2710 E wystąpiła zgodność wyników doświadczeń z przewidywaniami teoretycznymi. Wystarczy zatem jeżeli rozpatrzymy w sposób bardziej szczegółowy wyniki badań dla 3 przypadkowo wybranych elementów, zebrane w tablicy 3.



Rys. 5. Empiryczna charakterystyka przejściowa komparatora SF.C 2710E oznaczonego w tablicy 3 numerem 2

Rys. 5 przedstawia rzeczywistą charakterystykę przejściową komparatora dla trzech wartości napięcia U^-. Ponieważ charakterystyki tego typu cechuje duża prawidłowość, dla przykładu przytoczono jedną, dla elementu oznaczonego w tabl. 3 numerem 2. Napięcie $e_{os}|_{U_{qo}}$ oznacza wartość napięcia niezrównoważenia komparatora odczytywaną dla trzech różnych (w zależności od $|U^-|$) wartości progu. Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi $e_{os}|_{U_{qo}}$ rośnie wraz ze wzrostem wartości bezwzględnej napięcia U^-.

Wartości $e_{os}|_{U_{q=1,4\,V}}$ odpowiadają zaobserwowanemu niezrównoważeniu komparatora przy zmianach U^-, ale przy stałym napięciu progowym $U_q = 1{,}4$ V. Tym razem wzrostowi $|U^-|$ towarzyszy malenie napięcia niezrównoważenia.

Jako miarę niezgodności odpowiednich wartości napięć niezrównoważenia zastosowano wyrażenie:

$$\varepsilon = \frac{e_{os}|_{U_{q=1,4\,V}} - e_{os}|_{U_{qo}}}{e_{os}|_{U_{qo}}} \cdot 100\%. \tag{22}$$

Z danych zawartych w tablicy 3 widać, że niezgodność ta, pomijając już przeciwne kierunki zmian wartości, jest bardzo duża. Zawsze jednak zachowana jest następująca zależność: ε maleje ze wzrostem $|U^-|$. Jest to zupełnie zrozumiałe, ponieważ dodatkowe napięcie o wartości $e = \frac{U_q - U_{qo}}{K_k}$ pojawiające się na wejściu komparatora jako jego niezrównoważenie, jest tym mniejsze, im większe jest $|U^-|$, ponieważ U_{qo} jest rosnącą funkcją $|U^-|$ zgodnie ze wzorem (8).

Jednocześnie wraz ze wzrostem $|U^-|$ rośnie wzmocnienie komparatora K_k.

Tablica 3

Porównanie wartości napięcia niezrównoważenia e_{os} komparatora odczytanego przy napięciu progowym $U_q = 1{,}4$ V oraz przy rzeczywistym napięciu wyjściowym komparatora zrównoważonego U_{qo} dla trzech wartości napięcia zasilania U^-. Napięcie $U^+ = 12$ V

	U^- [V]	Komparatory		
		1	2	3
$e_{os}\Big\vert_{U_{qo}}$ [mV]	5	0,54	0,28	0,32
	6	0,62	0,36	0,40
	7	0,70	0,43	0,47
$e_{os}\Big\vert_{U_{q=1,4\,\mathrm{V}}}$ [mV]	5	0,94	0,67	0,73
	6	0,87	0,60	0,66
	7	0,85	0,56	0,62
$\dfrac{e_{os}\Big\vert_{U_{q=1,4\,\mathrm{V}}} - e_{os}\Big\vert_{U_{qo}}}{e_{os}\Big\vert_{U_{qo}}}$ [%]	5	74,1	139,3	128,1
	6	40,3	66,7	65,0
	7	21,4	30,2	31,9
Wzmocnienie komparotora K_k	5	1031	1070	1005
	6	1212	1266	1183
	7	1379	1550	1342
$e = \dfrac{U_q - U_{qo}}{K_k}$ [mV]	5	0,39	0,38	0,40
	6	0,25	0,24	0,25
	7	0,15	0,12	0,15
$e_{os}\Big\vert_{U_{qo}} + \dfrac{U_q - U_{qo}}{K_k}$ [mV]	5	0,93	0,66	0,72
	6	0,87	0,60	0,65
	7	0,85	0,55	0,62

Pozostaje na koniec sprawdzić zgodność odpowiednich wartości napięć $e_{os}\Big\vert_{U_{q=1,4\,\mathrm{V}}}$ z sumą $e_{os}\Big\vert_{U_{qo}} + \dfrac{U_q - U_{qo}}{K_k}$. Przedstawione w tablicy 3 wartości wykazują bardzo dobrą zgodność. Drobne występujące różnice są dopuszczalne w granicach błędu pomiaru. Stosowany układ pomiarowy auto-loop mierzy z błędem nie przekraczającym 1%.

Wnioski

Wartość napięciowego progu komparatora U_q [1], [2] nie jest zgodna z wartością napięcia wejściowego komparatora zrównoważonego U_{qo}. Komparatorem zrównoważonym nazwano element, dla którego spełnione są warunki (A) podane w pracy.

Powszechnie stosuje się pomiary niezrównoważenia komparatora w odniesieniu do napięcia $U_q = 1{,}4$ V.

Po to jednak aby określić niezrównoważenie własne komparatora (a nie względne w sensie współpracującego z nim od strony wyjścia układu TTL), należy przeprowadzać

pomiary przy napięciu $U_q = U_{qoi}$, gdzie $U_{qoi} = f(U_i^-)$. W przeciwnym wypadku otrzymuje się nie tylko błędne wartości e_{osi} ale również przeciwny do rzeczywistego kierunek zmian napięcia $e_{osi} = f(U_i^-)$.

LITERATURA

1. *The Application of Linear Microcircuits by the Application Engineering Staft of S.G.S.* — 1968.
2. Sescosem, 1971, Linear integrated circuits.
3. K. Grabowski, S. Łęgowski, *Analiza układu auto-loop zastosowanego do pomiaru napięcia niezrównoważenia i wzmocnienia wzmacniaczy operacyjnych*, Rozprawy Elektrotechniczne, z. 1, 1975.

R. KALICKA

THE INFLUENCE OF THRESHOLD VOLTAGE, DEFINED BY AUTHOR, ON VALUES AND SIGN OF PARAMETERS OF DISEQUILIBRIUM OF INTEGRATED COMPARATORS

Summary

The paper verifies the usual definition of the threshold voltage of a comparator U_q and compares it with the output voltage of the equilibrated comparator U_{qo} which fulfills conditions explicated by the author (A). The author analysed the general scheme of the comparator SF.C 2710E (Fig. 2) and obtained the values of logic threshold U_{qo} as a function of the feeding voltage (table 2).

The author demonstrated on the basis one auto-loop circuit for measuring currents and voltage of disequilibrium the incompatibility of the value U_q and the real value of logic threshold U_{qo} and the consequences of this incompatibility. The incompatibility concerns not only the values of voltage of diss-equilibrium but also its sign as a function of $|U^-|$.

The results are illustrated on the basis of measurements on three comparators SF.C 2710E randomly chosen from among twenty such comparators in table 3.

R. KALICKA

INFLUENCE DE LA TENSION DE SEUIL EXERCÉE SUR LES VALEURS ET LES DIRECTIONS DES CHANGEMENTS DES PARAMÈTRES DU DÉSÉQUILIBRE DES COMPARATEURS SCELÉS

Résumé

Dans l'article on cite d'après la literature [1, 2] une definition du seuil de la tension du déséquilibre du comparateur U_q et on demontre une incompatibilite de valeur numérique de celui-ci et des valeur, de la tension de sortie du comparateur équilibré (c'est à dire un élément qui rémplit les conditions (A)).

Pour faire cela on analyse le schème idéal du comparateur SF.C 2710 E (fig. 2), d'où on obtient des valeurs du seuil logic U_{qo} (table 2). Ensuite, à l'exemple du circuit *auto-loop*, appliqué au mesurage de la tension et des courants du déséquilibre (fig. 3) on présente les conséquences de la différance qui existe entre les valeurs U_q et U_{qo}. Ceux-ci peuvent différer non seulement de valeurs absolues mais aussi de signes.

Les résultats obtenues pour trois comparateurs, choisis au hasard de vingt du type SF.C 2710 E sont présentés en titre d'exemple (table 3).

R. KALICKA

EINFLUß DER ANGENOMMENEN SCHWELLENSPANNUNG AUF DEN WERT UND ÄNDERUNGSCHARAKTER VON PARAMETERN DES AUSGLEICHMANGELS BEI INTEGRIERTEN KOMPARATOREN

Zusammenfassung

Man hat die allgemein übliche Definition für die Spannungsschwelle des Komparators U_q nachgeprüft, und die Nichtübereinstimmung entsprechender Werte mit den Ausgangsspannungen U_{qo} eines ausgeglichenen Komparators festgestellt. Es wurde eine Definition eines ausgeglichenen Komparators für die im Aufsatz angeführten (A)-Bedingungen angegeben.

Zu diesem Zweck wurde eine Ideal-Komparator-Schaltung SF.C 2710 E analysiert. Entsprechende Werte der logischen Schwelle als Funktion der Speisespannung U^- sind in Tafel 2 zusammengestellt worden. Man hat im weiteren am Beispiel einer *Auto-Loop-Schaltung* für die Messung des Ungleichgewichtes von Strömen und Spannungen die Folgen der obengenannten Nichtübereinstimmung der U_q-und U_{qo} – Werte dargestellt. Diese Nichtübereinstimmung gilt nicht nur den Spannungswerten, sondern auch der Änderungsrichtung der Spannung in der Funktion U^-.

Man hat die Meßergebnisse für drei von der behandelten Gesamtmenge von zwanzig willkürlich gewählten Komparatoren SF.C 2710 E in Tafel 3 zusammengestellt.

Р. КАЛИЦКА

ВЛИЯНИЕ ПРИНЯТОГО ПОРОГА НАПРЯЖЕНИЯ НА ЗНАЧЕНИЕ И ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ДИСБАЛАНСА ИНТЕГРАЛЬНЫХ КОМПАРАТОРОВ

Резюме

В труде представлена дефиниция порога напряжения компаратора U_q упоминаемого в литературе [1] и [2]. Доказано отличие его численного значения от значений выходного напряжения сбалансированного компаратора U_{qo}. Сбалансированным компаратором назван элемент, который удовлетворяет условия (A) перечисленные в труде.

Проверен анализ идейной схемы компаратора SF.C 2710 E (рис. 2), в результате которого получены значения логического порога U_{qo} в зависимости от функции питания U^- приведенные в таблице 2. Далее на примере примененной для измерений напряжений и токов дисбаланса схеме auto-loop (рис. 3) представлены следствия для измерений доказанного ранее отличия обычно учитываемого значения U_q от действительного значения логического порога U_{qo}. Это отличие касается не только значения напряжения являющегося мерой дисбаланса, но и направления измерений этого напряжения в функции U^-. Для иллюстрации представлены результаты для трех произвольно избранных из двадцати исследованных компараторов SF.C 2710 E, сведенные в таблице 3.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 2, ss. 379—390

621.315.592

Specyfika półprzewodnikowych liniowych układów scalonych pracujących z prądami mikroamperowymi

WŁODZIMIERZ JANKE (GDAŃSK)

Instytut Technologii Elektronicznej Politechniki Gdańskiej

Otrzymano 28.3.1974

Szereg liniowych układów scalonych pracuje z prądami rzędu mikroamperów. Układy takie mają nieco inne właściwości niż typowe układy miliamperowe. Wynika to głównie ze specyficznych właściwości tranzystorów w zakresie mikroamperowym. W niniejszej pracy przedstawiono specyficzne właściwości liniowych układów scalonych w zakresie mikroamperowym kładąc główny nacisk na właściwości tranzystorów w tym zakresie prądów. Omówiono zagadnienia technologiczne związane z wytwarzaniem układów scalonych przeznaczonych do pracy w zakresie prądów mikroamperowych.

1. WSTĘP

W liniowych układach scalonych niejednokrotnie pożądane jest stosowanie takiej polaryzacji tranzystorów, przy której pracują one z prądami rzędu mikroamperów. Taka polaryzacja jest pożądana na przykład w układach, które ze względu na dużą gęstość elementów lub ze względu na ograniczoną wydajność źródeł zasilania muszą pracować w zakresie mikrowatowych mocy.

Zastosowanie mikroamperowej polaryzacji tranzystorów jest często pożądane w stopniach wejściowych liniowych układów scalonych, gdyż umożliwia uzyskanie dużych rezystancji wejściowych. Wielkość rezystancji wejściowej stopnia wzmacniającego jest z reguły uwarunkowana wielkością rezystancji wejściowej tranzystora, a ta jest tym większa im mniejszy jest prąd polaryzujący tranzystor.

Projektowanie stopni układów scalonych przeznaczonych do pracy w zakresie mikroamperowym wymaga uwzględnienia specyficznych właściwości tranzystorów w tym zakresie prądów. Właściwości te są w zakresie mikroamperowym inne niż w zakresie miliamperowym. Różnice dotyczą zarówno charakterystyk statycznych jak i parametrów małosygnałowych. Wytwarzanie tranzystorów o możliwie dobrych parametrach w zakresie mikroamperowym wymaga stosowania specyficznej technologii [1].

W układach pracujących z prądami mikroamperowymi pożądane jest na ogół stosowanie dużych rezystancji. Wytworzenie dużych rezystancji w półprzewodnikowych układach scalonych jest trudne technologicznie.

W dalszych rozdziałach pracy dokonano przeglądu zagadnień specyficznych dla analizy i projektowania liniowych układów scalonych pracujących z prądami mikroamperowymi.

Omówiono przede wszystkim właściwości tranzystorów pracujących w zakresie mikroamperowym oraz problemy technologii wytwarzania tranzystorów przeznaczonych do pracy w tym zakresie.

2. CHARAKTERYSTYKI STATYCZNE TRANZYSTORÓW W ZAKRESIE MIKROAMPEROWYM

Specyficznymi cechami charakterystyk statycznych tranzystorów w zakresie mikroamperowym są:

a) wyraźna zależność współczynnika h_{FE} od prądu kolektora,

b) słabsza niż w zakresie miliamperowym zależność h_{FE} od napięcia między kolektorem i bazą,

c) zależność prądu zerowego w złączu *K-B* od napięcia na tym złączu,

d) inny niż w zakresie miliamperowym przebieg charakterystyki wejściowej $I_B = f(U_{BE})$.

Przyczyną odmienności charakterystyk statycznych tranzystorów w zakresie mikroamperowym od postaci tych charakterystyk w zakresie miliamperowym są prądy związane z generacją i rekombinacją nośników w obszarach ładunku przestrzennego złącz *E-B* i *K-B* ([2], [3]). Podczas gdy „normalny" prąd w złączu *p-n* zależy od napięcia na złączu według wzoru

$$I = I_s\left[\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1\right], \tag{1}$$

to prąd związany z rekombinacją w obszarze ładunku przestrzennego, przy polaryzacji w kierunku przewodzenia, wyraża się wzorem

$$I_r = I_{rs} \cdot \exp\left(\frac{U}{mU_T}\right), \tag{2}$$

zaś prąd związany z generacją par w tym obszarze przy polaryzacji zaporowej jest proporcjonalny do szerokości obszaru ładunku przestrzennego, czyli zależy od napięcia według wzoru:

$$I_q = A \cdot \sqrt[3]{U_D - U}, \tag{3}$$

gdzie:

I_s, I_{rs}, A — stałe współczynniki proporcjonalności,

U_T — potencjał termiczny,

U_D — napięcie kontaktowe,

m — współczynnik o wartości zawartej w przedziale od *1* do *4* ([4]).

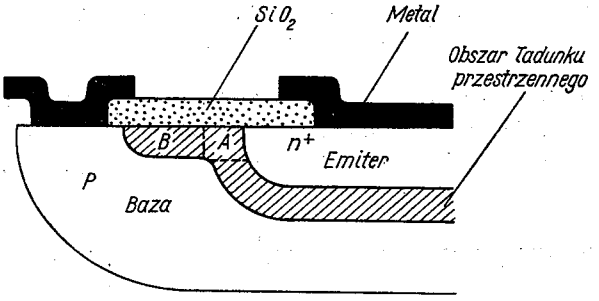
Wartość współczynnika m we wzorze (2) zawiera się w przedziale od *1* do *2*, jeśli rekombinacje zachodzą w części *A* złącza pokazanego schematycznie na rys. 1 i może dochodzić do *4* jeśli rekombinacje zachodzą w części *B* złącza zwanej kanałem powierzchniowym.

Przez złącze emiter-baza spolaryzowane w kierunku przewodzenia płynie suma prądów $I + I_r$. Składowa I_r zamyka się w całości w obwodzie emiter-baza. W efekcie prąd bazy zawiera zarówno składową zależną od napięcia między emiterem i bazą według wzoru (1) jak i według (2). Prąd kolektora zawiera składową zależną od napięcia U_{BE} według

wzoru (1). Prowadzi to przy pominięciu prądu zerowego do następującego wzoru na stałoprądowy współczynnik wzmocnienia h_{FE} dla zakresu mikroamperowego:

$$h_{FE} = \frac{I_K}{I_B} = \frac{a}{1 + b\sqrt[m]{\frac{1}{I_K}}} \tag{4}$$

Przy zmniejszaniu prądu kolektora współczynnik h_{FE} maleje i to tym szybciej im większy jest współczynnik m. Wynika stąd, że najpoważniejszą przyczyną opadania h_{FE} przy małych prądach jest powstawanie kanału powierzchniowego przy złączu emiter-baza



Rys. 1. Fragment przekroju tranzystora z zaznaczeniem obszarów powstawania prądu generacyjno-rekombinacyjnego

A — przypowierzchniowa część obszaru ładunku przestrzennego, *B* — kanał powierzchniowy powstający pod wpływem jonów w tlenku

([5], [6]). Przyczyną powstawania kanału powierzchniowego są jony dodatnie, które mogą dostać się do warstwy tlenku nakładanego na powierzchnię krzemu przy wytwarzaniu tranzystora. Najczęściej są to jony metali alkalicznych. Jony te mogą przemieszczać się w warstwie dielektryka powodując nie tylko małą wartość h_{FE} w zakresie mikroamperowym, ale także niestabilność tego parametru [6]. Zależność h_{FE} od I_K jest tym silniejsza, im większy jest współczynnik b we wzorze (4). Zależy on między innymi od tego jakie są rozmiary części A obszaru ładunku przestrzennego złącza E-B sąsiadującej z powierzchnią krzemu.

Współczynnik h_{FE} w zakresie mikroamperowym zależy znacznie słabiej od napięcia na złączu kolektor-baza aniżeli w zakresie miliamperowym [7]. Można to interpretować w ten sposób, że w zakresie mikroamperowym większy wpływ na parametry tranzystorą mają zjawiska zachodzące w złączu E-B, zaś wpływ zjawisk w bazie a zwłaszcza w sąsiedztwie złącza kolektor-baza jest mniejszy.

Prąd zerowy w złączu kolektor-baza ma przy pracy w zakresie mikroamperowym większe znaczenie, gdyż w wyższych temperaturach może być porównywalny z prądem użytecznym. Głównymi składnikami prądu zerowego są: prąd upływnościowy w przybliżeniu proporcjonalny do napięcia na złączu kolektor-baza oraz prąd generacyjny zależny od tego napięcia według wzoru (3).

Charakterystyka wejściowa tranzystora w konfiguracji o wspólnej bazie lub o wspólnym emiterze w zakresie mikroamperowym ma nieco inną postać niż w zakresie miliamperowym,

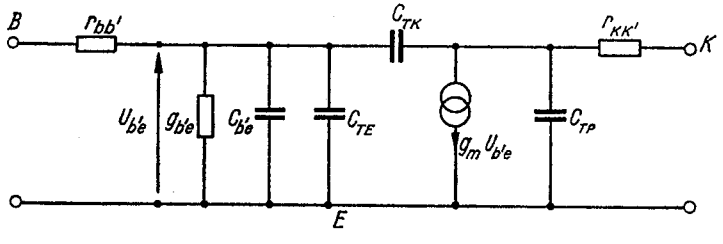
gdyż prąd bazy (a także prąd emitera) zawiera składnik rekombinacyjny. Zależność prądu bazy I_B od napięcia U_{BE} między bazą i emiterem ma w zakresie mikroamperowym postać:

$$I_B \cong A_1 \cdot \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) + A_2 \cdot \exp\left(\frac{U_{BE}}{mU_T}\right). \tag{5}$$

W miarę wzrostu prądów płynących przez tranzystor składniki rekombinacyjne prądów rosną wolniej od składników „idealnych". Dlatego w zakresie miliamperowym składniki rekombinacyjne są pomijalne. Stają się one dostrzegalne dopiero przy prądach poniżej pięciuset mikroamperów.

3. PARAMETRY MAŁOSYGNAŁOWE TRANZYSTORÓW W ZAKRESIE MIKROAMPEROWYM

Najczęściej stosowany schemat zastępczy tranzystora dla małych sygnałów podano na rysunku 2. Jest to schemat typu mieszane *II*, opisujący małosygnałowe właściwości tranzystora pracującego w konfiguracji *OE*. Elementy $r_{KK'}$ i C_{TP} oznaczają odpowiednio



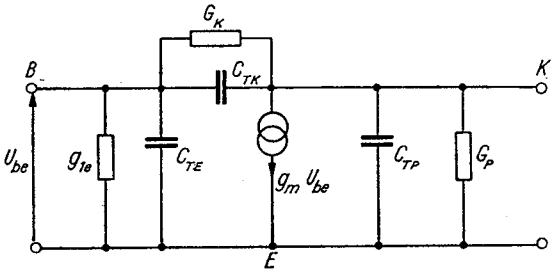
Rys. 2. Schemat zastępczy typu „mieszane *II*" tranzystora scalonego w konfiguracji *OE* dla miliamperowego zakresu prądów

rezystancję rozproszoną kolektora oraz pojemność złącza kolektor-podłoże. Pozostałe elementy oznaczono za pomocą powszechnie przyjętych symboli. Schemat taki jest używany do opisu właściwości tranzystora pracującego z prądami kolektora rzędu kilku miliamperów.

W zakresie mikroamperowym można pominąć rezystancję rozproszoną bazy $r_{bb'}$ w porównaniu z odwrotnością konduktancji „dyfuzyjnej" $g_{b'e}$. Przy odpowiednio małych wartościach prądu kolektora można także pominąć pojemność „dyfuzyjną" $C_{b'e}$ w porównaniu z pojemnością złączową C_{TE}. W typowych tranzystorach scalonych pojemności te są tego samego rzędu w zakresie prądów kolektora od 1 do 5 mA. Ponieważ przyjmuje się, że pojemność dyfuzyjna jest proporcjonalna do prądu kolektora, zaś pojemność złączowa zależy od tego prądu bardzo słabo, więc dla typowych tranzystorów można przyjąć, że przy prądzie kolektora mniejszym od stu mikroamperów pojemność dyfuzyjna emitera może być pominięta.

W zakresie mikroamperowym można pominąć także rezystancję rozproszoną kolektora $r_{KK'}$, która w typowych tranzystorach scalonych wynosi od kilku do kilkudziesięciu omów i jest znacznie mniejsza od rezystancji układu obciążającego, które w zakresie mikroamperowym muszą być duże. Fakt występowania w obwodzie zewnętrznym dużych rezystancji

przy pracy z prądami mikroamperowymi powoduje, że w schemacie zastępczym tranzystora pracującego w zakresie mikroamperowym nie można na ogół pominąć konduktancji wyjściowej. Konduktancja ta jest zwykle pomijana w schemacie zastępczym tranzystora pracującego z prądami miliamperowymi, gdyż wtedy konduktancja obciążenia jest z reguły znacznie większa od konduktancji wyjściowej. Konduktancja wyjściowa tranzystora scalonego w konfiguracji *OE* jest uwarunkowana upływnością złącz kolektor-



Rys. 3. Schemat zastępczy typu „mieszane Π" tranzystora scalonego w konfiguracji *OE* dla mikroamperowego zakresu prądów

baza i kolektor-podłoże oraz prądami generacyjnymi tych złącz. Typowe wartości tej konduktancji wynoszą od jednego do kilkudziesięciu nanosimensów.

Na podstawie powyższych uwag można przyjąć, że schemat zastępczy scalonego tranzystora krzemowego pracującego w zakresie mikroamperowym ma postać pokazaną na rysunku 3. W schemacie tym pomiędzy bazą i emiterem występuje element g_{1e}, który jest odpowiednikiem elementu $g_{b'e}$ z rysunku 2. Różnica między nimi jest tego rodzaju, że element $g_{b'e}$ oznacza konduktancję dyfuzyjną, o której zakłada się, że jest proporcjonalna do stałej składowej prądu kolektora. Konduktancja g_{1e} zależy od prądu kolektora według wzoru:

$$g_{1e} = D_1 \cdot I_K + D_2 \cdot \sqrt[m]{I_K}; \tag{6}$$

D_1 i D_2 oznaczają współczynniki proporcjonalności. Drugi składnik we wzorze (6) jest związany z prądem rekombinacyjnym w złączu *E-B*.

Postać wzoru (6) wynika z rozważań teoretycznych i była potwierdzona doświadczalnie [8]. Wartość współczynnika m otrzymana na podstawie pomiarów dla kilku indywidualnych tranzystorów planarnych wynosi w przybliżeniu $m \cong 2$. Konduktancja g_{1e} staje się praktycznie identyczna z konduktancją $g_{b'e}$ dopiero przy prądach powyżej pięciuset mikroamperów.

Konduktancja G_K jest związana z upływnością złącza kolektor-baza i prądem generacyjnym w tym złączu. W związku z tym zależy ona słabo od napięcia na złączu kolektor-baza. Jest to w przybliżeniu zależność typu:

$$G_K \cong G_{1K} + G_{2K} |U_{BK}|^{-\frac{2}{3}}, \tag{7}$$

gdzie:

G_{1K}, G_{2K} — stałe współczynniki,

U_{BK} — napięcie na złączu baza-kolektor.

Analogicznie zależy konduktancja G_p od napięcia na złączu kolektor-podłoże.

Transkonduktancja g_m w obu schematach jest wprost proporcjonalna do prądu kolektora. Można ją bowiem określić jako:

$$g_m = \frac{\partial I_K}{\partial U_{BE}}, \tag{8}$$

zaś zależność prądu kolektora od napięcia między bazą i emiterem dla zakresu mikroamperowego jest identyczna jak dla zakresu miliamperowego.

Na podstawie schematu z rysunku 3 można określić małosygnałowy współczynnik zwarciowego wzmocnienia prądowego dla konfiguracji *OE*

$$h_{fe} = \frac{g_m}{g_{1e}+G_K+j\omega(C_{TE}+C_{TK})}. \tag{9}$$

Z wzoru (9) wynikają wzory na niskoczęstotliwościową wartość tego współczynnika h_{fe0} oraz częstotliwości graniczne f_β i f_T:

$$h_{fe0} = \frac{g_m}{g_{1e}+G_K}, \tag{10}$$

$$f_\beta = \frac{g_{1e}+G_K}{2\pi(C_{TE}+C_{TK})}, \tag{11}$$

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{TE}+C_{TK})}. \tag{12}$$

Ze względu na to, że parametr g_m jest proporcjonalny do stałego prądu kolektora, g_{1e} zależy od prądu według wzoru (7), zaś G_K, C_{TE}, C_{TK} zależą od prądu bardzo słabo, więc wartość parametrów h_{fe0}, f_β, f_T maleje przy obniżaniu prądu kolektora.

4. SPECYFIKA TECHNOLOGII TRANZYSTORÓW PRZEZNACZONYCH DO PRACY Z PRĄDAMI MIKROAMPEROWYMI

Z przedstawionego wyżej materiału wynika, że przy obniżeniu stałych prądów w tranzystorze do poziomu mikroamperów ulegają pogorszeniu takie parametry tranzystora jak h_{fe0}, h_{FE}, f_β, f_T. Zapewnienie możliwie dobrych parametrów tranzystorów w zakresie mikroamperowym wymaga stosowania odpowiedniej technologii.

Zmniejszanie się wartości współczynnika h_{FE} a także h_{fe0} przy zmniejszaniu składowej stałej prądu kolektora jest wynikiem występowania w wyrażeniu na prąd bazy, składowej rekombinacyjnej związanej z rekombinacją w obszarze ładunku przestrzennego złącza *E-B*. Jak wynika z rozważań podanych w rozdziale 2, głównymi składnikami prądu rekombinacyjnego w złączu *E-B* są:

— prąd związany z rekombinacją w przypowierzchniowej części złącza *E-B*,

— prąd związany z rekombinacją w kanale powierzchniowym.

Uzyskiwanie dużej wartości współczynnika h_{FE} w zakresie mikroamperowym wymaga minimalizacji tych dwóch składników.

Wielkość prądu związanego z rekombinacją w przypowierzchniowej części złącza *E-B* zależy od gęstości centrów rekombinacyjnych na powierzchni kryształu krzemu oraz od rozmiarów przypowierzchniowej części złącza *E-B*, czyli od obwodu emitera.

Minimalizację gęstości centrów rekombinacyjnych na powierzchni krzemu można uzyskać stosując cięcie kryształu w kierunku 100. Kryształ krzemu o orientacji 100 ma najmniejszą gęstość stanów powierzchniowych.

Oczywiście poza zwykłymi stanami powierzchniowymi istnieją na powierzchni krzemu inne centra rekombinacyjne wywołane na przykład przez zanieczyszczenia. Należy więc szczególnie starannie przeprowadzić czyszczenie powierzchni krzemu po dyfuzji emiterów oraz osadzenie ochronnego dielektryka.

Dla minimalizacji rozmiarów przypowierzchniowej części złącza *E-B* należy stosować kształt obszaru emitera o najmniejszej wartości stosunku obwodu do powierzchni, czyli kształt kołowy.

Wielkość prądu związanego z rekombinacją w kanale powierzchniowym zależy przede wszystkim od rozmiarów tego kanału, a te z kolei — od koncentracji zanieczyszczeń jonowych w warstwie dielektryka nałożonego na powierzchnię krzemu. Stwierdzono, że zanieczyszczeniami, które najczęściej powodują powstawanie kanału powierzchniowego są jony metali alkalicznych.

Minimalizację tego składnika prądu rekombinacyjnego można osiągnąć przez zastosowanie specjalnych zabiegów zapobiegających tworzeniu się zanieczyszczeń jonowych w warstwie dielektryka lub zapobiegających przemieszczeniu się tych zanieczyszczeń, które może powodować niestabilność wartości h_{FE} ([6]). Do niekorzystnych zmian w wartości h_{FE} w zakresie mikroamperowym mogą prowadzić:

a) przemieszczenia jonów w dielektryku w kierunku prostopadłym do powierzchni krzemu,
b) przemieszczenia jonów w dielektryku w kierunku równoległym do powierzchni krzemu,
c) przemieszczenia jonów po powierzchni dielektryka w kierunku równoległym do powierzchni krzemu.

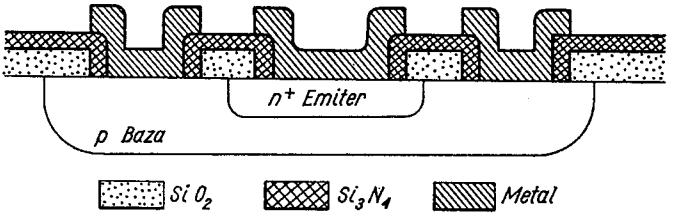
Na podstawie wyników badań opisanych w pracy [6] można sądzić, że najskuteczniejszym sposobem zapobiegania szkodliwym skutkom pojawienia się zanieczyszczeń jonowych w dielektryku jest nakładanie na warstwę tlenku (w możliwie krótkim czasie po oksydacji) odpowiednich warstw ochronnych stanowiących „barierę" dla zanieczyszczeń jonowych. Według pracy [6] najlepsze wyniki dało stosowanie warstwy ochronnej ze szkła fosforowego (P_2O_5—SiO_2) lub azotku krzemu (Si_3N_4). Warstwę szkła fosforowego o grubości 600 Å uzyskiwano przez poddanie powierzchni dwutlenku krzemu działaniu pięciotlenku fosforu P_2O_5 w temperaturze 1020°C. Wadą tej warstwy ochronnej jest zbyt mała odporność na działanie niektórych kwasów, co powoduje niekorzystne „podtrawianie" w procesie fotolitografii.

Warstwa azotku krzemu była osadzona pyrolitycznie w temperaturze około 800°C. Właściwości chemiczne takiej warstwy są znacznie lepsze niż szkła fosforowego. Stanowi ona skuteczną barierę przed zanieczyszczeniem jonami metali alkalicznych.

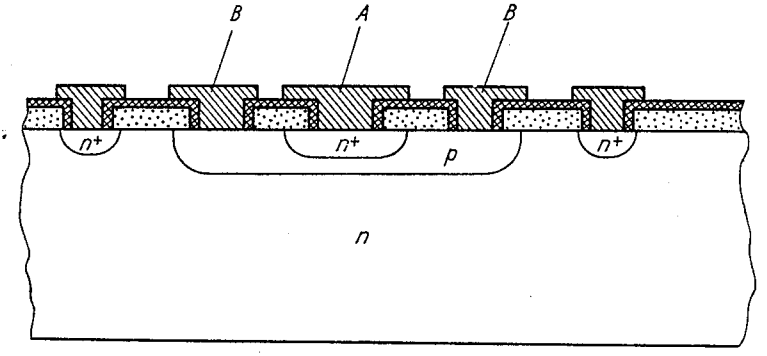
Dla zabezpieczenia tranzystora przed szkodliwymi skutkami przemieszczania jonów w tlenku w kierunku poprzecznym, ochronna warstwa azotku krzemu powinna być nało-

żona w taki sposób, aby zabezpieczać również boczne krawędzie warstwy tlenku. Pokazano to schematycznie na rysunku 4.

Najskuteczniejszym zabezpieczeniem przed skutkami migracji zanieczyszczeń jonowych po powierzchni dielektryka jest nałożenie na powierzchnię tranzystora pierścieni meta-



Rys. 4. Sposób nałożenia ochronnej warstwy azotku krzemu na warstwę tlenku



Rys. 5. Metalowe pierścienie ochronne zapobiegające migracji jonów po powierzchni dielektryka
Pierścień *A* osłania złącze *E-B*, pierścień *B* osłania złącze *K-B*

lowych pokazanych schematycznie na rysunku 5. Pierścień *A* połączony z kontaktem bazy osłania przypowierzchniową część złącza kolektor-baza; pierścień *B* połączony z kontaktem emitera osłania przypowierzchniową część złącza emiter-baza.

O wielkości składowej rekombinacyjnej prądu w złączu *E-B* niezależnie od tego, w którym punkcie ona powstaje, decydują takie parametry, jak szerokość obszaru ładunku przestrzennego oraz czas życia nośników mniejszościowych. Małą wartość składowej rekombinacyjnej można osiągnąć przez zapewnienie małej szerokości obszaru przejściowego, co wymaga zastosowania dużego gradientu koncentracji domieszek w złączu oraz przez zapewnienie dużego czasu życia nośników mniejszościowych [9]. Mała szerokość obszaru ładunku przestrzenngo złącza *E-B* pociąga jednak za sobą istnienie dużej pojemności złączowej C_{TE}, co jest niekorzystne. Jeśli chodzi o czas życia nośników mniejszościowych, to wpływa on na wielkość stałej czasu τ_s decydującej o wartości t_s czasu przeciągania przy przełączeniu tranzystora z obszaru nasycenia do obszaru aktywnego. Przy wytwarzaniu szybkich tranzystorów pracujących w zakresie miliamperowym stosuje się domieszkowanie złotem co zapewnia zmniejszenie stałej czasowej τ_s. Stała czasowa τ_s ma jednak stosunkowo niewielki wpływ na parametry dynamiczne tranzystora w zakresie mikroamperowym. W związku z tym przy wytwarzaniu tranzystora mikroamperowego nie

należy stosować domieszki złota. Należy — przeciwnie — unikać wszelkich zanieczyszczeń mogących stanowić centra rekombinacyjne w obszarze ładunku przestrzennego złącza emiter-baza.

Jeśli chodzi o częstotliwość graniczną f_T, to jak widać z wzoru (12) jest ona w zakresie mikroamperowym odwrotnie proporcjonalna do sumy pojemności złączowych emitera i kolektora. W związku z tym dla zapewnienia dobrych właściwości częstotliwościowych i impulsowych tranzystora mikroamperowego należy dążyć do minimalizacji pojemności złączowych C_{TE} i C_{TK}. Przyjmując w przybliżeniu, że profil zmian koncentracji domieszek w rozpatrywanych złączach jest liniowy, można przedstawić pojemność złącza wzorem:

$$C_T = S\sqrt[3]{\frac{q(\varepsilon\varepsilon_0)^2(N_D+N_A)}{12d(U_D-U)}}, \tag{13}$$

gdzie:

q — ładunek elementarny,
ε — względna stała dielektryczna,
ε_0 — stała dielektryczna próżni,
S — powierzchnia złącza,
d — szerokość warstwy ładunku przestrzennego,
U_D — napięcie dyfuzyjne złącza,
U — napięcie przyłożone do złącza,
N_D, N_A — koncentracja domieszek donorowych i akceptorowych po obu stronach złącza.

Jak wynika z powyższego wzoru zmniejszenie pojemności złączowych emitera i kolektora można uzyskać przede wszystkim przez zmniejszenie powierzchni złącz, a także przez zmniejszenie koncentracji domieszek po obu stronach złącza. Powierzchnie złącz tranzystora mikroamperowego powinny mieć zatem najmniejsze możliwe do uzyskania wartości. Koncentracje domieszek w obszarach emitera, bazy i kolektora powinny być także możliwie małe. Wartości koncentracji domieszek w bazie i kolektorze są ograniczone od dołu poprzez istnienie pasożytniczych rezystancji rozproszonych kolektora i bazy. Rezystancje te są odwrotnie proporcjonalne do koncentracji domieszek. Poza tym dla zapewnienia dużej sprawności emisyjnej emitera koncentracja domieszek w emiterze musi być znacznie większa od koncentracji domieszek w bazie. Rezystancje rozproszone w tranzystorze mikroamperowym mogą być kilkakrotnie większe niż w tranzystorze przeznaczonym do pracy w zakresie miliamperowym. Jest tak dlatego, że szkodliwy wpływ rezystancji rozproszonych tranzystora na parametry układu zależy od stosunku tych rezystancji do rezystancji zewnętrznych układu, zaś rezystancje zewnętrzne w układzie mikroamperowym są o dwa do trzech rzędów większe niż w układzie miliamperowym.

Należy zwrócić uwagę na fakt, że wielkość pojemności złączowych zależy nie od średnich koncentracji domieszek w poszczególnych obszarach tranzystora, ale od koncentracji domieszek w sąsiedztwie złącz. W związku z tym zmniejszenie pojemności złączowych (przy ustalonych powierzchniach złącz) można uzyskać zarówno przez zmniejszenie średnich koncentracji domieszek w poszczególnych obszarach tranzystora jak i przez odpowiednie uprofilowanie rozkładu koncentracji domieszek w poszczególnych obszarach, a zwłaszcza w bazie tranzystora [10], [11].

Stosowanie w tranzystorach mikroamperowych mniejszych koncentracji domieszek w porównaniu z tranzystorami miliamperowymi może być korzystne nie tylko z racji zmniejszenia pojemności złączowych. Przy małych koncentracjach domieszek w obszarach bazy i kolektora można w stosunkowo prosty sposób zapewnić izolację między tranzystorem a pozostałą częścią układu scalonego przeprowadzając dyfuzję obszaru izolacyjnego jednocześnie z dyfuzją baz ([12]). Proces technologiczny prowadzący do wytworzenia tego typu izolacji nadaje się specjalnie do wytwarzania układów scalonych przeznaczonych do pracy w zakresie mikroamperowym. Technologia ta zapewnia między innymi uzyskiwanie rezystorów o dużych rezystancjach na kwadrat, rzędu $2 \div 5$ kΩ.

5. REZYSTORY W LINIOWYCH UKŁADACH SCALONYCH PRACUJĄCYCH Z PRĄDAMI MIKROAMPEROWYMI

W liniowych układach scalonych pracujących z prądami mikroamperowymi zachodzi na ogół potrzeba stosowania rezystorów o dużych rezystancjach — rzędu setek kiloomów lub więcej. Wymaga to stosowania warstw rezystywnych o rezystancjach na kwadrat rzędu kilku a nawet kilkudziesięciu kiloomów. Przy stosowaniu typowej technologii największe rezystancje na kwadrat posiadają rezystory wykonane w warstwie epitaksjalnej (służącej jako kolektory tranzystorów) lub w warstwie bazy pod warstwą wdyfundowaną w trakcie dyfuzji emiterów (rezystory typu *pinch*). Rezystory w warstwie epitaksjalnej posiadają rezystancję na kwadrat w granicach od 0,1 do 10 kΩ i stosunkowo niewielkie pojemności do podłoża, rzędu kilku nF/cm^2.

Rezystory typu *pinch* otrzymane w trakcie dyfuzji baz posiadają rezystancje na kwadrat sięgające dwudziestu kiloomów, mają przy tym jednak bardzo duże pojemności do podłoża, sięgające 300 nF/cm^2 oraz wykazują bardzo duże rozrzuty wartości w procesie produkcyjnym.

Z rozważań teoretycznych przytoczonych w pracy [13] wynika, że w trakcie dyfuzji baz można uzyskiwać warstwy rezystywne o rezystancji powyżej 50 kΩ/□ i pojemnościach pasożytniczych rzędu 2 pF/MΩ, jednakże wydaje się, że praktyczne wytwarzanie takich rezystorów o małych rozrzutach produkcyjnych jest w tej chwili mało realne.

Praktycznie, rezystory o rezystancji na kwadrat powyżej 10 kΩ uzyskuje się obecnie albo metodą implantacji jonów ([14]), albo przez osadzenie różnego typu warstw polikrystalicznych na powierzchni tlenku po wykonaniu elementów czynnych. Stosuje się przy tym rozmaite materiały i różne metody osadzania opisane szeroko w literaturze (np. prace [15] ÷ [19]).

LITERATURA

1. W. Janke, *Wpływ technologii na właściwości tranzystorów*, opracowanie wykonane na zlecenie Naukowo-Produkcyjnego Centrum Półprzewodników, Gdańsk, listopad 1973.
2. W. Janke, *Właściwości tranzystorów krzemowych w mikromocowym obszarze pracy*, Elektronika, 1970, nr 10, s. 385.
3. W. Janke, *Wielkosygnałowy model krzemowego tranzystora scalonego pracującego w zakresie mikrowatowym*, Arch. Elektr., t. XX, z. 3, 1971, s. 551.

4. C. T. Sah, *Effect of Surface Recombination*, IRE Trans., V. ED-9, nr 9, 1962, s. 94.
5. V. Reddi, *Influence of Surface Condition*, Sol. St. Electronics, V.10, No 4, 1967, s. 305.
6. McDonald, *Ionic Contamination Induced Degradation of Low Current h_{FE}*, Sol. St. Electronics, V. 14, No 1, 1971, s. 17.
7. T. F. Nikołajewskij ii., *O wlijanii sziriny bazy*, W zb. „Połuprow. prib. i ich primienienije" pod red. A. Fiedotowa, Wyp. 20, s. 50, Moskwa 1968.
8. W. Janke, R. Zawiasa, *Zwarciowa konduktancja wejściowa*, ZN PG Elektronika, t. XXIX, nr 192, 1972, s. 59.
9. C. Bittmann ii., *Technology for Design of Low-power Circuits*, IEEE J.Sol.St.Circ., V.SC-5. No 1.
10. J. L. Moll, *Relation Between Minimum Required Power Density*, W zbiorze: Micropower Electronics, E. Koenjian (ed.), Perg. Press, 1964.
11. W. Janke, *Zależność szybkości działania tranzystora mikromocowego od rozkładu domieszek w bazie*, Arch. Elektr., t. XVII, z. 1, 1969, s. 41.
12. L. S. Senhouse ii., *Base Diffusion Isolated Transistors*, IEEE Trans., V.ED-18, No 6, 1971, s. 355.
13. P. H. Hudson ii., *Large-value Monolithic Resistors*, IEEE J. of Sol. St. Circ., V.SC-7, No 2, 1972, s. 160.
14. J. D. Mac Dougal ii., *High Value Implanted Resistors*, Proc. IEEE, V.57, No 9, 1969, s. 1538.
15. F. D. King ii., *Polycrystaline Silicon Resistors*, Sol. St. Electronics, V.16, 1973, s. 701.
16. R. K. Waits, *High Resistivity Thin-film Resistors*, Sol. St. Technology, V.12, No 6, 1969, s. 64.
17. R. K. Waits, *Silicide Resistors for Integrated Circuits*, Proc. Ieee, V.59, 1971, s. 1425.
18. J. D. Josephs, T. I. Kammins, *Resistivity of Chemically Deposited*, Sol. St. Electronics, V.15, 1972, s. 355.
19. J. Shewchun, F. D. King, *Polycrystaline Silicon Resistors*, Sol. St. Electronics, V.15, 1972, s. 775.

W. JANKE

PROPERTIES OF LINEAR SEMICONDUCTOR IC'S OPERATING ON THE MICROAMPERE CURRENT LEVEL

Summary

There are many linear integrated circuits working with the microampere currents. These circuits have a number of specific properties caused mainly by the fact that the gain and frequency parameters of transistors deteriorate at microampere current levels. These properties are discussed in this paper. The attention is focused mainly on the technological problems involved in the manufacture of the microampere IC's.

W. JANKE

SPÉCIFICITÉ DES CIRCUITS INTÉGRES MONOLITIQUES LINÉAIRES FONCTIONNANTS SOUS LE COURANT D'ORDRE DES MICROAMPÈRES

Résume

Plusieurs circuits intègres fonctionnent sous les courants d'ordre des microampères. Les proprietés de ces circuits sont differéntes de celles des circuits typiques fonctionnants sous les courants d'ordre des microampères. Cet article décrit les propriétés spécifiques des circuits intègres lineáires fonctionnants sous les courants de microampères, en accentuant les propriétés des transistors pour les courants de cet ordre. On présente des problèmes technologiques liés avec la production des circuit intègres destinés au travail dans le régime des microampères.

W. JANKE

SPEZIFISCHE EIGENSCHAFTEN LINEARER INTEGRIERTER SCHALTUNGEN IM MIKROAMPERBEREICH

Zusammenfassung

Viele lineare integrierte Schaltungen (*IS*) arbeiten mit Strömen in der Größenordnung von Mikroamperen. Diese Schaltungen weisen andere Eigenschaften als die im Milliamperebereich arbeitenden Schaltungen auf.

In der vorliegenden Arbeit werden spezifische Eigenschaften der linearen *IS*, und besonders die Eigenschaften der Transistoren dargestellt. Es werden auch einige technologische Probleme besprochen, die bei der Herstellung solcher im Mikroamperebereich arbeitenden Transistoren entstehen.

В. ЯНКЕ

ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛИНЕЙНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ В РЕЖИМЕ МИКРОТОКОВ

Резюме

Некоторые линейные интегральные схемы должны работать в микрорежиме. Свойства этих схем отличаются от свойств типовых схем действующих в миллиамперном диапазоне токов. Это связано со специфическими свойствами транзисторов в микрорежиме.

В работе представлены специфические свойства линейных интегральных схем в режиме микротоков. Главное внимание посвящено свойствам транзисторов в микрорежиме. Описаны главные технологические проблемы, возникающие при изготовлении линейных интегральных схем, предназначенных для работы в микрорежиме.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1975, 21, z. 2, ss. 391—403

621.365.46
621.384.668

Wpływ cech detektorów promieniowania podczerwonego na ich przydatność w termografii

TADEUSZ PIOTROWSKI (WARSZAWA)

Instytut Technologii Elektronowej Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 28.3.1974

W związku z szybkim rozwojem techniki termograficznej na świecie wyłoniło się zagadnienie oceny przydatności detektorów promieniowania podczerwonego do tych zastosowań. W artykule przeanalizowano wpływ cech charakterystycznych detektorów promieniowania podczerwonego na ich zastosowanie w urządzeniach termograficznych. Uwzględniono między innymi parametry: NEP, D*, czułość, stałą czasową. Przykładem detektora, którego widmowy zakres czułości jest dobrze dopasowany do drugiego okna przepuszczania atmosfery (8÷÷13 μm) i do zakresu emitancji ciała ludzkiego jest detektor CdHgTe. Z porównania detektorów fotoprzewodnościowych CdHgTe i PbTe wynika, że te drugie są lepiej przystosowane do pracy przy wyższych temperaturach obiektu. Omówiono zależności określające termiczną i kątową zdolność rozdzielczą termografu. Wymieniono najczęściej spotykane typy termografów i stosowane w nich detektory. Przytoczono parametry detektorów PbTe stosowanych w termografie 15-71-03 wykonanym w Instytucie Technologii Elektronowej Politechniki Warszawskiej.

1. WSTĘP

W ciągu ostatnich kilkunastu lat zaznaczył się na świecie szybki rozwój techniki termograficznej. W Polsce wykonano kilka urządzeń prototypowych i jednocześnie w kilku ośrodkach zaczęto prowadzić podstawowe prace badawcze. Jednym z zagadnień, które wyłoniły się w toku prowadzonych badań, stała się ocena przydatności detektorów promieniowania podczerwonego w technice termograficznej.

W termografii znajdują zastosowanie dwa rodzaje detektorów promieniowania podczerwonego. Jedne z nich to detektory termiczne, w których promieniowanie absorbowane w cienkiej poczernionej warstwie powierzchniowej wywołuje przyrost temperatury materiału czułego detektora. Jest to grupa detektorów nieselektywnych, których widmowy zakres pracy sięga fal submilimetrowych. Ocenę zmian temperatury materiału czułego dokonuje się w tych detektorach przez pomiary napięcia termoelektrycznego (w ogniwach termoelektrycznych), zmiany rezystancji (w termistorach), rozszerzalności gazu (w detektorach Golaya) lub polaryzacji spontanicznej (w detektorach piroelektrycznych). Drugi rodzaj to detektory fotonowe, w których na skutek występowania zjawisk fotoelektrycznych (fotoprzewodnictwa, zjawiska fotowoltaicznego i fotomagnetoelektrycznego) można rejestrować wpływ absorbowanych kwantów energii promienistej na właściwości materiału półprzewodnikowego.

Istnieje duży wybór typów detektorów promieniowania podczerwonego możliwych do zastosowania w termografii. Dotychczas najczęściej stosowano detektory fotoprzewodnościowe i fotowoltaiczne wykonane z InSb, CdHgTe, PbTe oraz z domieszkowanego germanu. Ostatnio przeprowadza się próby z detektorami piroelektrycznymi. Detektory pracujące w znanych modelach termografów wymieniono w tablicy 1.

Tablica 1

Detektory stosowane w termografach

Typ termografu	Detektor			Czas analizy obrazu (s)
	rodzaj detektora	temperatury pracy (K)	zakres widmowy (μm)	
AGA 680/102B AGA 750 Szwecja	InSb	77	2÷5,6	1/16 1/25
Barnes T-4 USA	termistor	otoczenia	2÷1000	6 min
Barnes T-6 USA	piroelektryczny	otoczenia	2÷1000	30
Barnes RM-50 USA	InSb	77	2÷5,6	1
Bofors T-101 Szwecja	InSb (CdHgTe)	77 (77)	2÷5,6 (8÷15)	0,25
Bofors T-102 Szwecja	InSb (CdHgTe)	77 (77)	2÷5,6 (8÷15)	0,5
LEP Francja	Ge:Hg (InSb)	30 (77)	8÷14 2÷5,6	0,5
Politechnika Warszawska 15-71-03 Polska	PbTe	77	1,1÷5,7	1 min

2. PARAMETRY DETEKTORA I ICH WPŁYW NA CECHY TERMOGRAFU

Detektor jako element czuły na promieniowanie podczerwone wysyłane przez obiekt ma decydujący wpływ na parametry termografu i na widmowy zakres jego pracy. Z tego względu musi być on zawsze wybierany pod kątem przydatności w termografie o określonym zastosowaniu i o założonych wartościach parametrów. Często podczas pracy projektowej okazuje się, że nie można znaleźć detektora, który spełniałby wszystkie wymagania, czynniki korzystne bowiem nie idą ze sobą w parze, a są wymienne z innymi.

a) *Stała czasowa*

Dla większości detektorów zależność czułości od częstotliwości modulacji można opisać za pomocą wzoru

$$C = \frac{C_0}{\sqrt{1+(2\pi f\tau)^2}}, \tag{1.1}$$

gdzie:

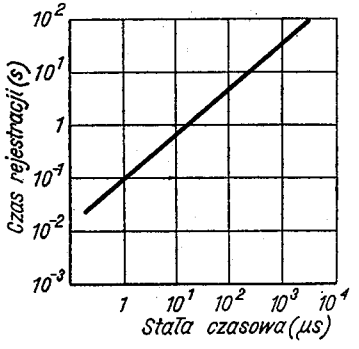
τ — stała czasowa,

C_0 — czułość przy małych częstotliwościach.

Jeśli f_1 jest częstotliwością, przy której czułość detektora maleje o 3 dB w stosunku do czułości przy małych częstotliwościach, to stała czasowa jest określona za pomocą wyrażenia

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_1}. \tag{1.2}$$

Szybkość odpowiedzi detektora na sygnał, określana za pomocą stałej czasowej, ma wpływ na czas analizowania rozkładu temperatury obiektu. Zależność minimalnego czasu trwania analizy obrazu od stałej czasowej detektora przy standardzie 150 linii × 150 punktów pokazano na rys. 1. Okazuje się, że detektor o stałej czasowej około 0,5 μs umożliwia uzyskanie



Rys. 1. Zależność minimalnego czasu analizy obrazu od stałej czasowej detektora (przy standardzie 150 linii × 150 punktów)

czasu analizy 1/25 s (standard T.V.), co obecnie wydaje się być rozsądną granicą zastosowań w termografii.

b) *NEP, detekcyjność znormalizowana, czułość*

Parametry te określa się analitycznie w następujący sposób:

— *NEP* (moc równoważna szumów) wyznaczana jest z zależności

$$NEP = \frac{P}{S\sqrt{\Delta f}} \left(\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{Hz}^{1/2}} \right), \tag{1.3}$$

gdzie:

$S = \frac{U_s}{U_{sz}}$ — stosunek napięcia sygnału do napięcia szumu,

P — skuteczna wartość mocy promieniowania padającego na detektor,

Δf — równoważne pasmo szumu;

— detekcyjność znormalizowana (Jonesa) definiowana jest za pomocą wyrażenia

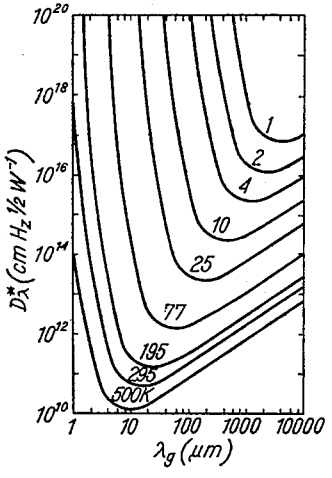
$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{NEP}\left(\frac{\text{cm Hz}^{1/2}}{\text{W}}\right), \tag{1.4}$$

w którym A — powierzchnia czuła detektora;

— czułość jest stosunkiem napięcia sygnału wyjściowego do mocy promieniowania padającego, które wywołuje ten sygnał, mierzonym w warunkach dopasowania

$$C = \frac{U_s}{P}\left(\frac{\text{V}}{\text{W}}\right). \tag{1.5}$$

Często operuje się pojęciami widmowej detekcyjności znormalizowanej detektora D^*_λ czułości widmowej C_λ, podawanymi dla określonej długości fali promieniowania.



Rys. 2. Teoretyczna zależność widmowej detekcyjności znormalizowanej detektora D^*_λ $(\lambda, f, \Delta f)$ od długofalowej granicy promieniowania λ_g przy różnych temperaturach tła i przy uwzględnieniu tylko szumu fotonowego [6]

Wymienione parametry stosowane są do określania zdolności detekcyjnych detektorów, przy czym *NEP*, D^* i D^*_λ służą do opisywania ich właściwości dla małych sygnałów, przy których zaznacza się wpływ szumów. Krzywe graniczne wynikające z napięcia szumów podawane są zazwyczaj na charakterystykach detektorów; określają one zakres pracy. Dla przykładu pokazano na rys. 2 wpływ szumu fotonowego, zależnego od temperatury tła, na znormalizowaną detekcyjność widmową D^*_λ. Szum fotonowy ma widmo białe i nie zależy od polaryzacji detektora. Określa on graniczne właściwości detekcyjne w przypadku, gdy można pominąć inne rodzaje szumu.

Porównanie detektorów za pomocą *NEP*, D^* i D^*_λ jest często niedokładne. Zdarza się bowiem, że parametry te zależą od kąta widzenia detektora i od rozmiarów warstwy czułej [13]. Znaczne rozbieżności mogą zachodzić dla detektorów o warstwach długich i wąskich. Na podstawie obserwacji stwierdzono, że dużą rolę w ocenie przydatności detektora do termografii odgrywa czułość. Nie zależy ona od rozmiarów powierzchni czułej detektora (w zakresie liniowej zależności napięcia sygnału od mocy padającej),

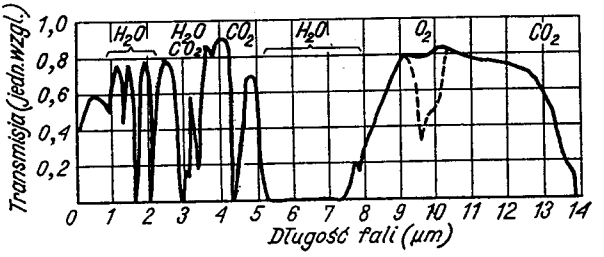
ani od cech źródła promieniowania. Czułość jest dlatego parametrem miarodajnym, bo określa napięcie sygnału na wyjściu detektora, a duża wartość tego napięcia pozwala na zniwelowanie gorszych właściwości szumowych termografu. Jest to szczególnie istotne dla układów uniwersalnych, pracujących w warunkach, w których trudno uniknąć zakłóceń zewnętrznych.

Wraz z czułością detektora należy podawać stosunek sygnału do szumu.

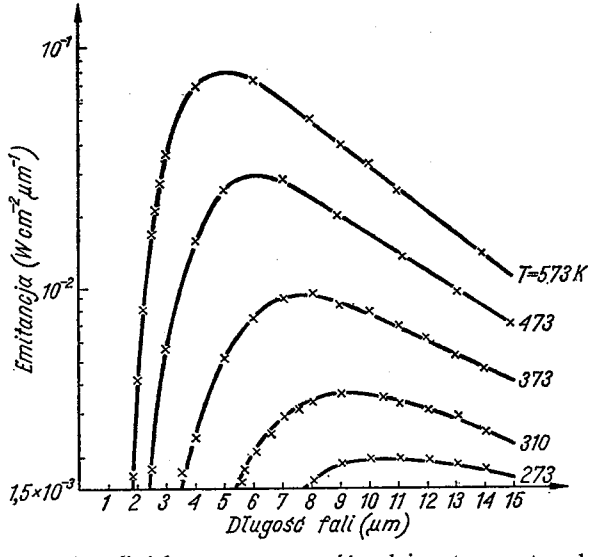
c) *Widmowy zakres czułości*

Zasadniczy wpływ na przydatność detektora do danego urządzenia termograficznego ma widmowy zakres jego czułości. Wynika to z zależności widmowego rozkładu mocy promieniowania podczerwonego dochodzącego do detektora od temperatury obiektu oraz od absorpcji ośrodka.

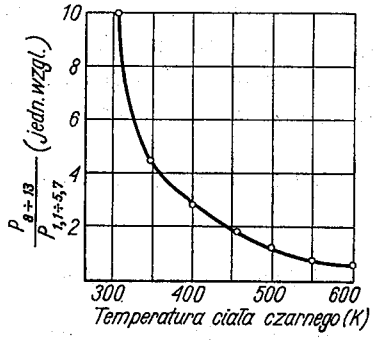
W termografach przeznaczonych do pomiarów promieniowania przechodzącego przez atmosferę ziemską wykorzystuje się tylko okna przepuszczania atmosfery: 3,5 ÷ 5 μm



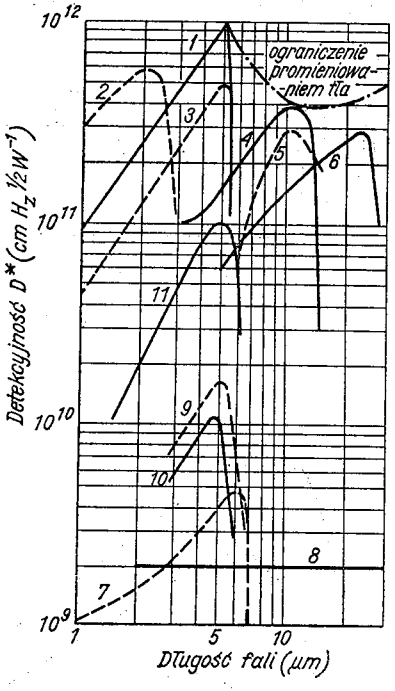
Rys. 3. Transmisja widmowa atmosfery ziemskiej na odległości 2000 m na poziomie morza [3]



Rys. 4. Spektralny rozkład emitancji ciała czarnego przy różnych jego temperaturach (310 K — temperatura ciała ludzkiego)



Rys. 5. Zależność stosunku emitancji ciała czarnego od temperatury (zakres $\lambda = 8 \div 13\ \mu m$ — typowy dla detektorów CdHgTe, zakres $\lambda = 1{,}1 \div 5{,}7\ \mu m$ — typowy dla detektorów PbTe)



Rys. 6. Charakterystyki spektralne detektorów

1 — InSb (kąt widzenia 60°)	$T = 77$ K	Mullard
2 — PbS	$T = 300$ K	,,
3 — InSb (kąt widzenia 2π)	$T = 77$ K	,,
4 — CdHgTe	$T = 77$ K	,,
5 — Ge:Hg	$T = 35$ K	,,
6 — Ge:Cu	$T = 4{,}2$ K	,,
7 — InSb	$T = 300$ K	,,
8 — Bolometr piroelektryczny	$T = 320$ K	,,
9 — CdHgTe	$T = 193$ K	,,
10 — CdHgTe	$T = 295$ K	,,
11 — PbTe	$T = 77$ K	ITE P.W.

i $8 \div 13$ μm (rys. 3). Natomiast w termografii medycznej, gdzie źródłem promieniowania jest ciało ludzkie o temperaturze około 310 K można wykorzystać szerszy zakres widmowy, np. od 3 μm do 13 μm. Przykładem detektora, którego zakres widmowy ($8 \div 13$ μm) jest dobrze dopasowany do obu wymienionych zastosowań jest detektor CdHgTe. Detektory CdHgTe pokrywają zakres drugiego okna przepuszczania atmosfery oraz są czułe w obszarze największej emitancji ciała ludzkiego (rys. 4).

Porównajmy np. detektory fotoprzewodnościowe wykonane z CdHgTe i PbTe. Na rys. 5 podano temperaturowy przebieg zależności stosunku mocy promieniowanej przez ciało czarne w zakresach odpowiadających wykorzystaniu detektorów CdHgTe ($8 \div 13$ μm) i PbTe ($1{,}1 \div 5{,}7$ μm). Obliczenia wykonano posługując się rozkładem mocy promieniowania ciała czarnego (rys. 4). Z wykresu przedstawionego na rys. 5 wynika, że powyżej temperatury 530 K (257°C) pada na detektor PbTe większa moc promieniowania niż na detektor CdHgTe (w zakresie ich czułości). W związku z tym nadaje się on lepiej do pracy przy wyższych temperaturach. Ponadto detektory PbTe pokrywają zakres pierwszego okna transmisji atmosfery, dzięki czemu mogą być również stosowane w termografach służących do pomiarów na duże odległości. W praktyce detektory PbTe są bardzo uniwersalne i mimo, że ich charakterystyka widmowa jest przesunięta w stronę mniejszych długości fali, prowdopodobnie mogą być wykorzystywane z dobrym skutkiem do badań medycznych.

Na rys. 6 pokazane są charakterystyki widmowe najczęściej stosowanych detektorów promieniowania podczerwonego.

d) *Temperatura pracy detektora*

Temperatura pracy warstwy czułej detektora fotonowego wywiera istotny wpływ na jego właściwości. Na ogół detektory fotonowe wykonane z tego samego materiału, pracujące w niższej temperaturze, mają próg długofalowy przesunięty w stronę fal krótszych (wyjątkiem są m.in. halogenki ołowiu) oraz posiadają większą detekcyjność. Detektory termiczne pracują zazwyczaj w temperaturze otoczenia i ich parametry nie zależą od tej temperatury (wyjątkiem są detektory piroelektryczne, pracujące na ogół w temperaturze Curie).

Obecnie w termografii stosuje się najczęściej chłodzone detektory fotonowe. Chłodzenie detektorów do temperatury ciekłego azotu nie przysparza w warunkach laboratoryjnych żadnych kłopotów. Detektory chłodzone do 77 K są powszechnie stosowane w termografach do pomiarów laboratoryjnych, przemysłowych oraz w większości aparatury wykorzystywanej na powierzchni Ziemi. Do pewnych pomiarów specjalnych, np. wykonywanych przy użyciu obiektów latających, wygodniej jest stosować detektory niechłodzone.

Użytkownicy aparatury termograficznej zwracają uwagę na okres czasu, przez który warstwa czuła detektora zachowuje temperaturę pracy. Dla detektorów chłodzonych ciekłym azotem w obudowach z izolacją próżniową czas ten może wynosić od 1 godziny do 1 doby, w zależności od wielkości detektora i od realnych potrzeb. Dla detektorów chłodzonych do temperatury ciekłego helu (4,2 K) czas pracy wynosi kilka godzin. Na

przykład całometalowa obudowa detektora f-my Mullard o rozmiarach zewnętrznych 400×200 mm i pojemności przestrzeni azotowej 1 l, a helowej 700 ml umożliwia nieprzerwaną pracę w ciągu co najmniej 7 godzin.

W niektórych typach detektorów stosuje się ponadto chłodzenie apertury wejściowej w celu zmniejszenia promieniowania tła.

3. PARAMETRY TERMOGRAFU ZALEŻNE OD WŁAŚCIWOŚCI DETEKTORA

Poza omówionymi już parametrami termografu — czasem analizy obrazu i widmowym zakresem pracy — można wyodrębnić jeszcze dwa, zależne od cech zastosowanego detektora.

a) *Termiczna zdolność rozdzielcza*

Termiczną zdolność rozdzielczą termografu ΔT_m określa się jako najmniejszą różnicę temperatur, która może być zaobserwowana. Definiuje się ją jako różnicę temperatur między dwoma ciałami czarnymi o temperaturach T i $T+\Delta T_m$ rejestrowaną za pomocą termografu o wybieraniu mechanicznym i o detektorze punktowym.

Wartość ΔT_m można określić z zależności [4]

$$\Delta T_m = \sqrt{\frac{\Delta f}{A}} \cdot \frac{1}{\Omega t_1} \cdot \frac{T}{4 t_2 D^* \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{dW_\lambda}{d\lambda}\right)_T d\lambda}, \tag{3.1}$$

gdzie:

A — powierzchnia czuła detektora,

Ω — kąt apertury układu optyka-detektor,

Δf — szerokość pasma wzmacniacza selektywnego,

t_1 — współczynnik transmisji układu optycznego,

t_2 — współczynnik transmisji atmosfery na drodze źródło-detektor,

D^* — detekcyjność znormalizowanego detektora,

$\left(\frac{dW_\lambda}{d\lambda}\right)_T$ — monochromatyczna emitancja ciała czarnego o temperaturze T,

λ_1, λ_2 — graniczne wartości widmowego zakresu czułości detektora.

Zależność (3.1) można przedstawić w postaci

$$\Delta T_m = \alpha \cdot \beta, \tag{3.2}$$

gdzie α jest czynnikiem określanym przez parametry układu detektor-optyka-wzmacniacz, zaś β charakteryzuje wpływ rozkładu widmowego mocy źródła promieniowania i detekcyjności detektora.

Wartość ΔT_m jest tym mniejsza, im bardziej stromy jest przebieg mocy promieniowania źródła w danym zakresie widmowym oraz im większa jest wartość detekcyjności znormali-

zowanej D^* detektora. Zwiększenie powierzchni czułej detektora A oraz średnicy apertury wejściowej, jak też wzrost transmisji ośrodka t_2 również poprawiają termiczną zdolność rozdzielczą.

b) *Kątowa zdolność rozdzielcza*

Kątowa zdolność rozdzielcza jest określana za pomocą zależności [6]

$$R_\varphi = \frac{2}{d}\sqrt{\frac{S\sqrt{A}}{E\cdot \Delta T_m D^*}}\sqrt{\frac{n\cdot p}{2}}\,, \tag{3.3}$$

gdzie:

d — średnica wejściowa układu optycznego,
A — powierzchnia czuła detektora,
D^* — detekcyjność znormalizowana detektora,
S — stosunek sygnału do szumu,
E — gęstość mocy promieniowania wysyłanego przez powierzchnię jednostkową obiektu przy różnicy temperatur $\Delta T = 1$ K,
ΔT_m — termiczna zdolność rozdzielcza,
p — ilość punktów w obrazie,
n — ilość obrazów na sekundę.

Założono tu, że stała czasowa detektora jest na tyle mała, że nie wpływa na wartość kątowej zdolności rozdzielczej; nie uwzględniono również wpływu długości fali.

Największy wpływ na kątową zdolność rozdzielczą wywiera średnica wejściowa układu optycznego. Poza oddziaływaniem parametrów detektora i źródła okazuje się, że zdolność rozdzielcza pogarsza się przy szybkim analizowaniu obrazu. Na ogół systemy wolniejsze zapewniają lepszą kątową zdolność rozdzielczą.

4. WNIOSKI NA TEMAT PRZYDATNOŚCI POSZCZEGÓLNYCH TYPÓW DETEKTORÓW W TERMOGRAFII

Z rozważań przeprowadzonych w punkcie 1 wynika konieczność dopasowania charakterystyki spektralnej detektora do zakresu widmowego promieniowania pochodzącego od obiektu. Aby wykorzystać największą część mocy wypromieniowanej przez obiekt należy wybierać detektory o możliwie szerokim widmowym zakresie czułości. W praktyce jednak takie idealizowanie nie ma zastosowania, bowiem ze wzrostem długości fali pogarszają się parametry detekcyjne detektorów, rosną koszty i pracochłonność przygotowania detektora do pracy (konieczność stosowania odpowiednich materiałów transmisyjnych w podczerwieni, konieczność chłodzenia warstwy czułej w detektorach fotonowych), maleje również kątowa zdolność rozdzielcza. Kątowa zdolność rozdzielcza termografu pogarsza się przy wzroście długości fali, co wynika z falowej natury promieniowania. Na przykład kątowa zdolność rozdzielcza aparatury fotograficznej pracującej w zakresie widzialnym jest lepsza niż w podczerwieni.

Wydaje się, że optymalną górną granicą zakresu widmowego detektora stosowanego

w termografii jest $\lambda = 11 \div 13$ μm i to 13 μm dla termografów mierzących promieniowanie przechodzące przez atmosferę Ziemi, a 11 μm dla pozostałych.

W praktyce bardzo często nie zachowuje się warunków dopasowania zakresu widmowego detektora do temperatur obiektów mierzonych. Przykładem są służące do celów medycznych termografy f-my AGA z detektorem InSb chłodzonym do temperatury ciekłego azotu oraz termografy stosowane tam, gdzie warunki pomiarów zmuszają do rezygnacji z dopasowania widmowego. Ma to miejsce w mikroskopowych urządzeniach termograficznych oraz w układach specjalnych o wymaganej ekstremalnej zdolności rozdzielczej.

Istotną rolę w zastosowaniach termograficznych odgrywa duża szybkość reakcji detektora. W termografach o krótkim czasie analizy obrazu wynoszącym mniej niż jedną sekundę, pracujących w systemie szerokopasmowym, wymagane są detektory szybkie, których częstotliwościowa charakterystyka czułości w zakresie pracy ma przebieg stały, a wartość stałej czasowej wynosi co najwyżej kilka mikrosekund. Stosuje się wtedy detektory InSb, CdHgTe, ZnHgTe lub germanowe domieszkowane. Trudno jest przy tym systemie uniknąć zniekształceń wywołanych nierównomiernym rozkładem kątowej i termicznej zdolności rozdzielczej.

System modulacji selektywnej zapewnia możliwość uniknięcia wymienionych zniekształceń, a ponadto umożliwia zastosowanie detektorów o większych stałych czasowych.

W termografach konstruowanych w Instytucie Technologii Elektronowej Politechniki Warszawskiej (typ 15-71-03), pracujących przy częstotliwości modulacji $f = 500$ Hz, zastosowano detektory fotoprzewodnościowe PbTe o stałych czasowych rzędu kilkunastu mikrosekund i o czułości równej co najmniej kilkunastu tysiącom woltów na wat (tablica 2).

Tablica 2

Parametry fotoprzewodnościowych detektorów PbTe chłodzonych ciekłym azotem, stosowanych w termografach I.T.E. Politechniki Warszawskiej (500 K, 500 Hz, 1 Hz)

Symbol detektora	Czułość $\frac{V}{W}$	*NEP* $\frac{W}{Hz^{1/2}}$	*D** $\frac{Hz^{1/2}\,cm}{W}$	τ μs	*R* MΩ
DP-245-41	16 000	$1{,}8 \cdot 10^{-11}$	$3{,}5 \cdot 10^{9}$	20	20
DP-255-65	17 800	$1{,}63 \cdot 10^{-12}$	$3{,}68 \cdot 10^{10}$	15	0,35
DP-255-70	10 700	$2{,}7 \cdot 10^{-12}$	$2{,}22 \cdot 10^{8}$	40	4,5
DP-445-126	77 000	$6 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{11}$	—	0,65

τ — stała czasowa detektora
R — rezystancja warstwy czułej

Duża czułość tych detektorów powinna umożliwiać wykorzystanie ich przy częstotliwości modulacji wyższej niż wynika to z wartości stałej czasowej. Poza tym duża czułość sprawia, że detektory PbTe są przydatne do zdejmowania termogramów w obecności zewnętrznych pól zakłócających.

W zastosowaniach detektorów do termografii obiektów o dużych mocach promieniowania, np. laserów, istotna jest duża wartość dopuszczalnej gęstości mocy W_{dop} padającej