

поток $\Phi_k(0)$ в самом баке — выражающийся формулой (3.17), где $n = 1, 2, 3, \dots$ и $k = 1, 2, 3, \dots$ число очередных отображений.

Мерой магнитного экранирования потока можно считать коэффициент p_Φ (формула 3.18), который в свою очередь можно представить в виде (3.38), где β' — коэффициент выраженный уравнением (3.39).

Подобным образом можно ввести коэффициент экранирования для потерь мощности p_m (3.49), причем p_{ke} — потери в экранированном баке, P_k — потери в неэкранированном баке.

Коэффициент p_m после преобразований приобретает вид (3.52), где величина s (3.53) учитывает изменения потерь мощности в результате изменений геометрической конфигурации системы.

Из приведенных уравнений (3.38) и (3.52) вытекает, что основное влияние на эффективность экранирования бака имеет соотношение магнитных проницаемостей экрана и бака.

Влияние толщины экрана имеет значительно меньшее значение, если не считать возможности насыщения (см. Рис. 6).

Проницаемости экрана и бака следует рассматривать как так называемые „квазипроницаемости“, которые за одно учитывают ухудшение магнитных свойств исследуемой стальной стенки, в результате реакции вихревых токов, наводимых переменным магнитным полем [2].

В параграфе 4 обсуждается влияние конфигурации магнитных экранов на эффективность экранирования бака, в основном с точки зрения определения „квазипроницаемости“ имеющей различное значение в отдельных случаях.

Как видно из результатов анализа, использование приближенного метода зеркальных отображений позволило получить простые и наглядные зависимости, удобные для использования в инженерных расчетах.

Установлено, что самое худшее расположение экранов — это пакеты плас трансформаторной стали расположенные ребром к поверхности бака и перпендикулярно к пути магнитного потока в экране (Рис. 8). Так как в трехфазном трансформаторе выступают все направления магнитного потока в экране (образуя напр. трехфазные узлы), то с этим фактом следует считаться при выборе расположения пакетов.

TREŚĆ

M. Krakowski: Impedancje liniowych obwodów elektrycznych	443
J. Żurada: Właściwości częstotliwościowe i szumowe rzeczywistego źródła prądowego sterowanego napięciem (DVCCS)	459
M. Białko, L. Spiralski, K. Skibiński: Pomiar parametrów charakteryzujących podstawowe scalone układy logiczne	469
M. Kitliński: Analiza możliwości realizacji cyrkulatorów n -ramiennych	483
A. Kobus: Podstawy teorii hallotronu	495
A. Smoliński: Standardowe sygnały impulsowe wielkiej częstotliwości	515
C. Królikowski: Metoda wyznaczania obszaru stabilnej pracy palników plazmowo-lukowych z łukiem pośrednim i bezpośrednim	551
F. Lachowicz: Oddziaływanie indukcyjne prądu zwarcia z ziemią w napowietrznej linii energoelektrycznej na szyny jednotorowej linii kolejowej	567
K. Zakrzewski, J. Turowski: Metody analizy ekranowania magnetycznego kadzi transformatorów	575

CONTENTS — TABLE DES MATIÈRES — INHALT

M. Krakowski: Impedances of Linear Electrical Networks	457
Impedanz eines linearen elektrischen Kreises	457
J. Żurada: Frequency and Noise Properties of a Physical Voltage Controlled Current Source DVCCS	466
Les propriétés de fréquence et de bruit d'une source du courant contrôlée par tension (DVCCS)	466
Frequenz- und Rauschverhalten einer spannungsgesteuerten physischen Stromquelle (DVCCS)	467
M. Białko, L. Spiralski, K. Skibiński: Measurement of Basic Integrated Logic Circuit Parameters	481
Parameterbemessungen integrierter logischer Grundsysteme	481
M. Kitliński: The Analysis of the Realization Possibilities of n -Port Lumped Element Circulator	493
Analyse der Realisierungsmöglichkeit eines n -armigen Zirkulators	493
A. Kobus: Foundations of the Hall Generator Theory	513
Les principes fondamentaux de la théorie d'un générateur à effet Hall	513
Theoretische Grundlagen des Hall-Generators	513
A. Smoliński: Standard High Frequency Pulse Signals	548
Standardimpulssignale mit hohen Frequenzen	549
C. Królikowski: Method of Determining the Stable Work Area of Direct and Indirect Arc Plasma Torches	565
Methode der Bestimmung eines stabilen Arbeitsbereiches direkter und indirekter Lichtbogen-Plasmabrenner	565
F. Lachowicz: Inductive Influence in Rails of a Single Track from Short-Circuit Current in an Overhead Power Line	573
Induktionsbeeinflussung auf einspurige Eisenbahngleise des Stromkurzschlusses mit Boden in energoelektrischer Freiluftleitung	573
K. Zakrzewski, J. Turowski: Method of Analysis of Transformer Tank Shieldings	598
Les méthodes d'analyse du blindage magnétique de la cuve des transformateurs	599
Zur Analyse der magnetischen Abschirmung des Transformatorenkessels	599

М. Краковски: Сопротивления линейных электрических цепей	457
Я. Журада: Частотные и шумовые свойства действительного источника тока управляемого напряжением (DVCCS)	467
М. Бялко, Л. Спиральски, К. Скибиньски: Измерение параметров фундаментальных интегральных логических схем	482
М. Китлиньски: Анализ возможности построения n -воротных ферритных циркуляторов	494
А. Кобус: Основы теории датчиков Холла	514
А. Смолиньски: Стандартные импульсные сигналы в.ч.	549
Ч. Круликовски: Метод определения области стабильной работы дуговых плазменных горелок с посредственной и непосредственной дугой	566
Ф. С. Ляхович: Индукционное влияние тока короткого замыкания на землю в воздушной линии электропередачи, на рельсы однопутной железнодорожной линии	574
К. Закжерски, Я. Туровски: Методы анализа магнитного экранирования баков трансформаторов	600

KOMITET ELEKTROTECHNIKI
KOMITET ELEKTRONIKI I TELEKOMUNIKACJI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

TOM XVIII · ZESZYT 4

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1972

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny

PROF. DR WITOLD NOWICKI

Członkowie

PROF. TADEUSZ CHOLEWICKI, PROF. EUGENIUSZ JEZIEŃSKI,
PROF. DR WITOLD ROŚŃSKI, PROF. DR STANISŁAW RYŻKO

Sekretarz

JANINA MATHEISEL

ADRES REDAKCJI

*Warszawa, Politechnika, Plac Jedności Robotniczej 1
Instytut Teleelektroniki, Gmach Elektroniki
pokój 343, tel. 21-007-564 oraz 25-09-10*

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Warszawa, Miodowa 10

Nakład 640 (524+116)	Oddano do składania 28. VI. 1972 r.
Ark. wyd. 13,0 ark. druk. 9,75+1 wkł.	Podpisano do druku w październiku 1972
Papier druk. sat. kl. III, 80 g, 70×100	Druk ukończono w listopadzie 1972
Zamówienie nr 953/72	Cena zł 40.— A-73

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

Surge Voltage Recording by Means of Rectifier-Capacitor Arrangements

WŁADYSŁAW KUŹNIAR (GDAŃSK)

Wyższa Szkoła Morska w Gdyni, Wydział Elektryczny, Zespół Elektrotechniki

Otrzymano 29.7.1971

A discussion of systematic errors of a singular rectifier-capacitor arrangement and a short review of earlier solutions are followed by a detailed analysis of a new measuring network. It is called a differential arrangement because its output voltage is a difference of output voltages of two independent singular devices. The theoretical anticipations were checked, to some extent, in laboratory tests of the realized prototype arrangement.

Some speculative measuring methods are described, which could be used as standard ones, for calibrating new arrangements by short surges chopped on the front. A new scheme has been proposed to compensate for the surges by d.c. voltage. The best accuracy is to be expected when it is applied simultaneously with independent measuring of the surge duration.

1. INTRODUCTION

The impulse voltmeter for recording peak values of surges was being developed since the very beginning of the high voltage surge technique, parallel to the development of the high-speed cathode-ray oscillograph. The device is specialized in measuring one parameter only, therefore it is simpler, cheaper, more convenient and more accurate at once, than the universal cathode-ray oscillograph. Due to this it is widely used instead of an oscillograph or together with it, as a complementary measurer.

The solutions of peak voltmeters, which have been proposed till now, applied to full-wave surges only, possibly to surges chopped on the tail. But the use of extremely steep and short surges to test high voltage insulation becomes still wider and makes the peak voltage measurements of front-chopped surges unavoidable.

This paper deals with one sort of peak voltmeters only, namely with ones referred to as rectifier-capacitor. The operating principle of the arrangement is simple. The measuring capacitance is charged proportionally to the surge voltage, then the charge or simply the voltage *remembered* by the capacitor is measured and multiplied by a constant rated ratio of the device.

The divergence between the calculated and the real crest value of the surge is mainly due to voltage drops on series resistances. The longer the time-constant for charging the capacitor

$$T = RC \quad (1)$$

in comparison with surge duration, the larger is the *charging error*

$$\delta_c = \frac{U_m - U_c}{U_m}, \quad (2)$$

where:

U_m — the crest value of the surge,

U_c — the voltage on the charged capacitance C .

The charging error depends on the shape of the surge-wave $u(t)$. When measuring short surges in the range of tenths of a microsecond, chopped on the front during the steep rising of voltage, the error may be unacceptably large.

The most obvious method of reducing δ_c is to diminish the charging time-constant T , using small capacitance C and small resistance R (by connecting some valves in parallel or by applying semiconducting diodes). However this possibility is limited by the fact, that at the same time the time-constant of the memory decreases

$$T_z = R_z C, \quad (3)$$

where R_z — the back resistance of the rectifier.

The shorter T_z , the larger the *memory error*

$$\delta_p = \frac{U_c - U}{U_c} \quad (4)$$

where U — the voltage on the capacitance C after a time t_o needed to record it.

The output voltage of the device including both errors can be described by relation

$$U = U_m \alpha (1 - \delta_c) (1 - \delta_p), \quad (5)$$

or still shorter and more general

$$U = U_m \alpha (1 - \delta), \quad (6)$$

where:

α — constant *ratio* of the arrangement,

δ — resultant relative error.

The minimum value of the resultant δ depends on overall conditions of the measurement. In extreme case we cannot predict either the peak voltage U_m , or duration t_u of the surge, or the wave-shape. Such conditions occur commonly when recording atmospheric overvoltages. One has then to take into account

$$\frac{\Delta U_m}{U_m} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \delta_{\max}, \quad (7)$$

where:

$\Delta U/U$ — relative error of output voltage reading,

$\Delta \alpha/\alpha$ — relative error of α .

While it is comparatively easy to limit the two first components in relation (7) to 1% or even less, the third component is much larger and more difficult to estimate. One is often able to say only, that if

$$\begin{aligned} t_u &\geq t_{u\min} \\ \delta &\leq \delta_{\max} \end{aligned} \quad (8)$$

reckoning the most unfavourable shape and duration (t_u) of the surge.

It is very difficult to assure an acceptable accuracy under such conditions. Former investigators aimed at diminishing the charging time-constant T , when preserving large T_z . Some success has been achieved regarding full-wave surges, having relatively slow variation of voltage in the neighbourhood of the crest. However all possibilities of rectifier-capacitor arrangements have not yet been exhausted. There is a new advanced network described and analysed in following chapters.

Another extreme case that we have to deal with occurs when we know all parameters except the crest voltage value. Such conditions occur while measuring full-wave surges, produced in a laboratory surge generator. The $u(t)$ curve is then well reproducible and may be recorded oscillographically and even computed from known parameters of the generator.

Given T and surge parameters, δ may be calculated and we have then

$$\frac{\Delta U_m}{U_m} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\delta}{1-\delta} \frac{\Delta \delta}{\delta} \quad (9)$$

where $\Delta \delta / \delta$ — relative inaccuracy of δ calculation.

Some intermediate cases between these two extreme ones are possible. While measuring laboratory surges chopped on the front, for instance, we know the voltage curve till the chopping point, but the chopping time (surge duration t_u) will be estimated with a certain degree of approximation. One may content oneself, as before, with a statement, that t_u is greater than $t_{u\min}$ (e.g. $t_u \geq 0,1 \mu s$) or try to enhance the precision by additional measuring of t_u . One can imagine a case, when measuring atmospheric overvoltages, that we record accurately the time t_u by a special instrument, however we cannot say anything about the wave-shape. There is still a lot to be done in this field because it has not been analysed properly yet.

A very interesting problem concerns the improvement of accuracy by compensating for the surge by d.c. voltage. The compensative measurement is slightly troublesome but much more accurate and is especially useful as a standard method for calibration and testing of other measuring equipment.

The hitherto existing surge compensators applied solely to full-wave surges. Neither the arrangements nor the measuring procedures are suitable for front-chopped surges. In the last chapter a new method has been proposed for partial compensation of surges by direct voltage. The new arrangement retains all advantages of a simple deflection measurer and assures much better accuracy. Simultaneous application of two such devices enables the recording of two surge parameters U_m and t_u and results in increased precision of voltage measurement.

2. EARLY SOLUTIONS OF IMPULSE VOLTMETERS

The earliest crest voltmeter of the rectifier-capacitor type of which the author is aware, is the one of St. Szpor (1936) [12]. The device operated in connection with a resistive voltage divider (Fig. 1), the *remembered* voltage being measured by means of a triode in electrometric regime.

K. Debus and E. Hueter (1940) [3] used a ballistic galvanometer (Fig. 2) to record the electrical charge during charging up the measuring capacitance. They stated a 2,5% error for $1/50 \mu\text{s}$ surges and about 5% for $1/5 \mu\text{s}$ -waves.

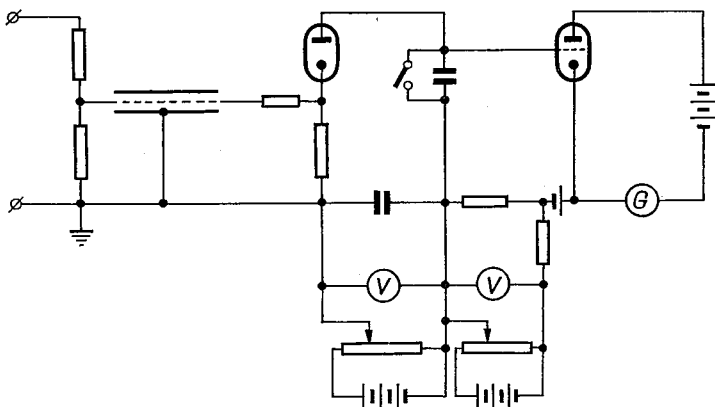


Fig. 1. Rectifier-capacitor voltmeter of S. Szpor [12] (1936)

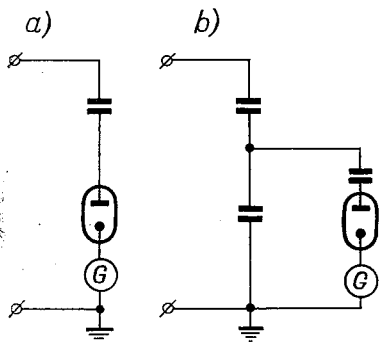


Fig. 2. Measuring network of K. Debus and E. Hueter [3] (1940)

a) for direct recording of high voltage surges, b) with a voltage divider

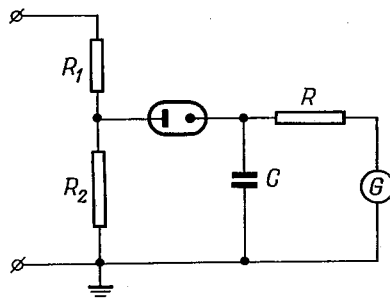


Fig. 3. Measuring network of G. W. Bowdler [1] (1942)

G. W. Bowdler (1942) [1] also used a ballistic galvanometer, however in the discharging circuit (Fig. 3).

The use of ballistic galvanometer has been criticized by H. Böhm (1949) [2] as being very inconvenient and troublesome. Instead of it he proposed an usual moving-coil meter in a network shown in Fig. 4a. By a suitable choice of parameters he makes the voltage $u_3(t)$ follow the curve 2 or 3 in Fig. 4b and thus elongates the recording time t_0 many times in comparison with that of the pure exponential curve 1.

W. Rabus (1953) [11] introduced two new elements: an *aiding* capacitance $C_2 \gg C_1$ and an electrostatic voltmeter V (Fig. 5). A sufficiently large value of RC_2 makes the charging of C_2 during the surge negligible. Therefore into the charging time-constant T comes

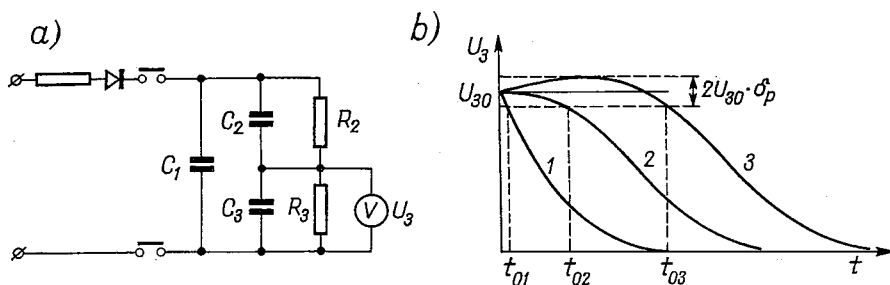


Fig. 4. Measuring network of H. Böhm [2] (1949)

a) connection diagram, b) the curves $u_3(t)$

only the small capacitance C_1 , whereas the memory time-constant T_z is long owing to the relatively large C_2 and to the excellent insulation of the electrostatic voltmeter.

Some modifications are possible, based on this idea. For example a second rectifier can be in series with the resistor R (Fig. 5) in order to enhance T_z .

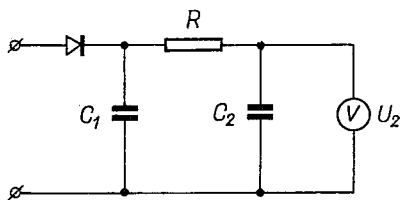


Fig. 5. Measuring network of Rabus [11] (1953)

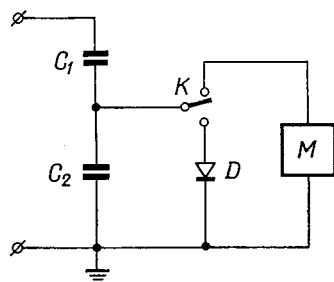


Fig. 6. Measuring network of G. Giralt [5, 6] (1959)

Considerable modifications were introduced by G. Giralt (1959) [5, 6]. The basic network of his voltmeter is shown in Fig. 6. A small capacitance C_1 (1 pF or so) is charged up to the full crest of the high voltage surge and then shares the charge with much greater capacitance C_2 . It results in lowering the remembered voltage to a value admissible for the crystal diode D . The omission of a resistive voltage divider and of a valve rectifier effected in a very small charging time-constant T . To increase the memory time-constant T_z Giralt provided the switch K , which is electronically steered by the surge itself. It rejects the diode and connects a digital voltmeter M .

Giralt's network became a basis for the arrangements proposed by the present author and therefore a detailed analysis of it is given in the next chapter.

It is worthwhile perhaps to mention a combination of the Giralt's network with Rabus' idea of aiding capacitance. The arrangement shown in Fig. 7 has been examined by the author. It is evidently superior to the pure Rabus' arrangement as it can be calibrated by a d.c. voltage. As long as the input voltage acts, the point a rests almost at the earth potential (because of shunting action of rectifier P_1) and so C_3 does not start to charge up before the input voltage is taken off.

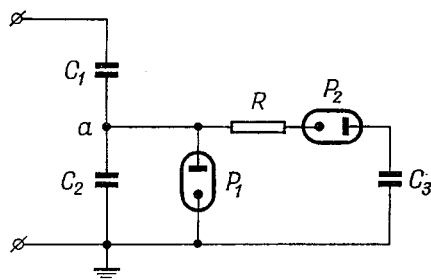


Fig. 7. Giralt's network combined with Rabus' aiding capacitance

One should mention also the multistage networks, like that one of K. F. Heine (1959) [7], shown in Fig. 8. It is somewhat similar to Rabus' arrangement as it has some capacitances growing in sequence $C_1 < C_2 < C_3 \dots$. They are but separated from one another by cathode followers and charged separately by a stabilized d.c. voltage. The voltage remembered by a given stage controls the charging of the next stage, but is not a source

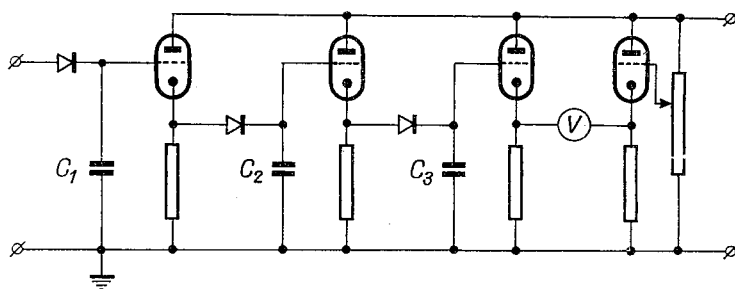


Fig. 8. Multiple network of K. F. Heine [7] (1959)

of charge for it, which it is in Rabus' arrangement. The advantages of the device are: the possibility of being calibrated by a d.c. voltage and full independence between the two time-constants T and T_z . The main disadvantage consists in summing up the errors and instabilities of all stages of the device.

3. ANALYSIS OF ERRORS OF A SINGULAR RECTIFIER-CAPACITOR SET

3.1. The charging error

The time-constant $T = RC$, which delays the charging of measuring capacity C and thus causes the charging error δ_c is the common feature of all peak voltmeters mentioned above. It suffices therefore to analyse only one of the networks, and we will abridge the discussion to Giralt's arrangement, which is relatively simple and promises the best accuracy of measurement.

The network we are speaking of is shown in Fig. 9. It consists of two capacitors and of a rectifier. The capacitance C_1 is very small (1 ... 2 pF or even less) and C_2 is chosen so as to limit the back-voltage to an acceptable value. The rectifier has a small resistance R_p in the direction of conducting and a high back-resistance R_z . Its self-capacitance is rather small and may be included in C_2 .

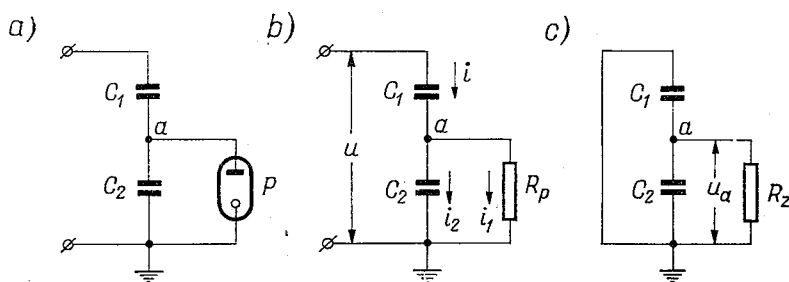


Fig. 9. Singular rectifier-capacitor arrangement

a) connection diagram, b) situation during the surge voltage action, c) situation after the surge is past

During the front of the surge, capacitor C_1 collects a charge q_1 and after the surge is past, shares it with C_2 , whereby the voltage at the point a is

$$u_a = \frac{q_1}{C_1 + C_2}. \quad (10)$$

Kirchhoff's laws give following equations:

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \frac{\bar{i}}{sC_1} + \bar{i}_1 R_p, \\ \bar{i} &= \bar{i}_1 + \bar{i}_2, \\ \bar{i}_1 R_p &= \frac{\bar{i}_2}{sC_2} \end{aligned} \quad (11)$$

where:

s — the symbol of Laplace's transformation,

$\bar{u}, \bar{i}$ — transformed voltage and current.

Reckoning that

$$\bar{q}_1 = \frac{\bar{i}_1}{sC_1}, \quad (12)$$

we have

$$\bar{u}_a = \bar{u} \frac{C_1}{(C_1 + C_2)} \frac{1/T}{s + 1/T} \quad (13)$$

where

$$T = R_p(C_1 + C_2) \quad (14)$$

means the charging time-constant. To simplify further notations we substitute:

$$\frac{C_1}{C_1 + C_2} = \alpha \quad (15)$$

$$1/T = \alpha \quad (16)$$

It results in

$$\bar{u} = \bar{u}\alpha a \frac{1}{s+a}. \quad (17)$$

The *minus* sign has been omitted. One simply has to remember, that u_a always has the sign opposite to the polarity of measured surge.

The solution depends on the wave-shape. Early authors have usually considered square wave surges, which give the easiest measuring conditions. It was justified in so far as their voltmeters were meant for measuring full waves with the front very short in comparison with the tail. Concerning chopped waves one has to take into account that during the front the voltage rises up with a time-dependent steepness and then abruptly decays. At that moment there frequently occur oscillations.

In a well-damped surge generator the output voltage is governed by time-constants of the type RC . It produces *convex-fronted* waves with the greatest steepness of voltage rising at the very beginning of the surge. In an opposite case, when the generator is underdamped, it produces *concave-fronted* surges with the greatest steepness about the middle of the front. Such surges are extremely difficult to measure when chopped during the first half of the front.

To discuss the possibilities of the network under consideration there are compiled some relations for various wave-shapes.

1) A square wave

The surge voltage is given by

$$u(t) = U = \text{const} \quad (18)$$

and the remembered voltage by

$$u_a = U\alpha(1 - e^{-at_u}). \quad (19)$$

The charging error is then simply

$$\delta_c = e^{-at_u} \quad (20)$$

and decays rather quickly, when t_u becomes longer.

2) A „convex-fronted” wave

Exponentially rising surge has been taken for example

$$u(t) = U(1 - e^{-rt}) \quad (21)$$

with

$$r = \frac{\ln 7}{0,6T_{cu}} = \frac{3,24}{T_{cu}} \quad (22)$$

where T_{cu} — the conventional duration of the front.

The charging error can be computed from the following relation

$$\delta_c = \frac{r}{a-r} \frac{e^{-rt_u} - e^{-at_u}}{1 - e^{-rt_u}}. \quad (23)$$

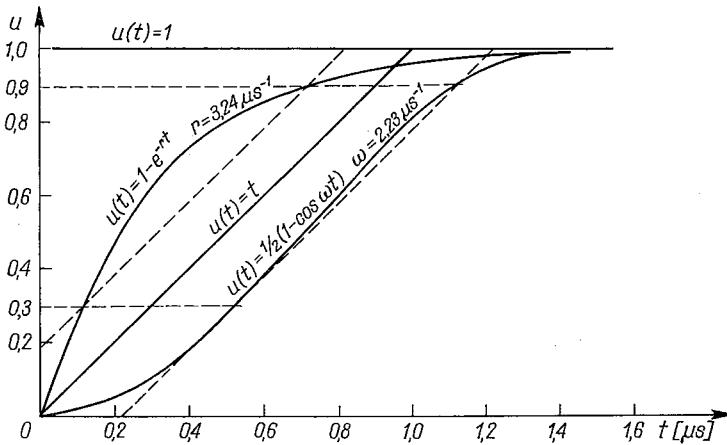


Fig. 10. Mathematical surge fronts accepted for error calculations:

1 — a square wave, 2 — an exponential convex front, 3 — a straight-line front with constant steepness, 4 — a cosine-wave with concave front

3) A triangular wave

Constant steepness of voltage gives a *straight-line* front intermediate between a convex and a concave one

$$u(t) = St. \quad (24)$$

The charging error can be described by

$$\delta_c = \frac{1 - e^{-at_u}}{at_u} \quad (25)$$

and decays more slowly than in the two previous cases.

4) A „concave-fronted” wave

Following function has been taken as an example

$$u(t) = 0,5U(1 - \cos \omega t) \quad (26)$$

with

$$\omega = \frac{2,23}{T_{cu}}. \quad (27)$$

For the charging error one obtains then

$$\delta_c = \frac{a\omega}{a^2 + \omega^2} \frac{\sin \omega t_u - (1 - e^{-at_u})\omega/a}{1 - \cos \omega t_u} + \frac{\omega^2}{a^2 + \omega^2}. \quad (28)$$

The fronts of waves according to (18), (21), (24) and (26) have been shown in Fig. 10 with parameters $r = 3,24 \mu s^{-1}$ and $\omega = 2,23 \mu s^{-1}$ to have $T_{cu} = 1 \mu s$.

In Fig. 11 the charging errors according to (20), (23), (25) and (28) have been plotted against the time-constant T (or $1/T = a$) for $t_u = 0,1 \mu s$. It can be seen, that formula (28) gives δ_c many times greater than does formula (25). In order to limit δ_c to 1% one

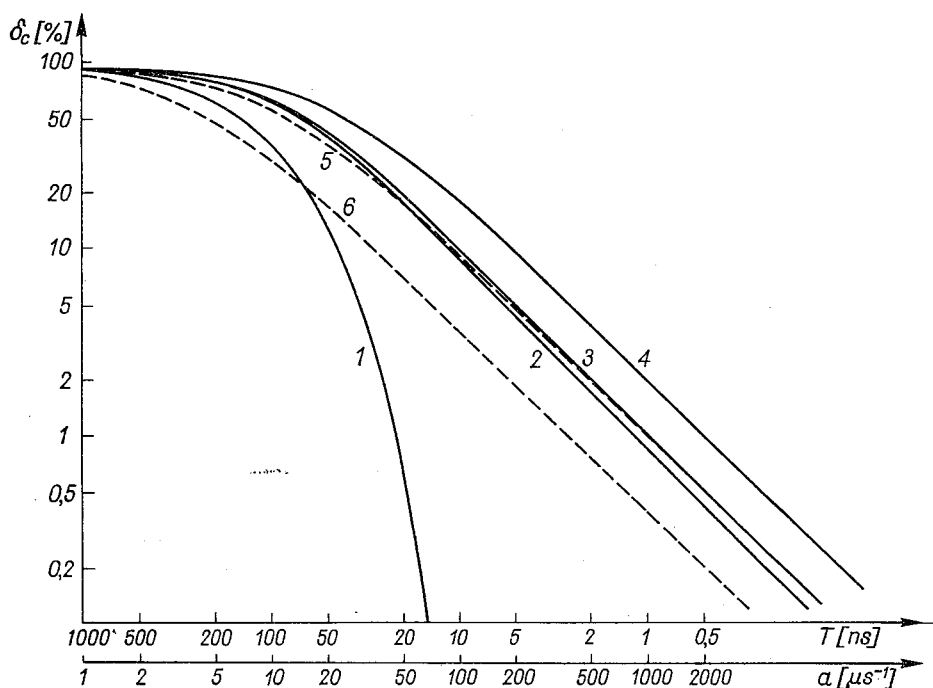


Fig. 11. Charging error δ_c against charging time-constant of a singular rectifier-capacitor arrangement
1 — square wave, 2 — exponential convex-fronted wave, 3 — straight-line front with constant steepness, 4 ÷ 6 — cosine-wave with concave front, 1 ÷ 4 — $t_u = 0,1 \mu s$, 5 — $t_u = 0,2 \mu s$, 6 — $t_u = 0,5 \mu s$.

has to take $T = 0,5 ns$ ($a = 2000 \mu s^{-1}$) for $t_u = 0,1 \mu s$. For longer surges a larger time-constant may be chosen, of course. To show the influence of t_u , two additional curves are given in the figure, for $t_u = 0,2$ and $0,5 \mu s$ (dashed lines).

3.2. The memory error

The charge retained by the measuring capacitance leaks mainly through the back-resistance R_z of the rectifier. After the time t_o , needed to record or simply to read the meter, the *remembered* voltage is already lower and the memory error is

$$\delta_p = 1 - e^{-a't_o}. \quad (29)$$

The time-constant of decay

$$T_z = 1/a' = R_z(C_1 + C_2) \quad (30)$$

is R_z/R_p -times greater than the charging time-constant T . From the literature and the author's own measurements it appears that valve rectifiers have R_z/R_p in the range of $10^9 \dots 10^{10}$ and crystallic diodes about $10^7 \dots 10^8$. Assuming $R_z/R_p = 2 \cdot 10^9$, as measured for EY 81 valves, it may be taken

$$a' = 0,5 \cdot 10^{-3} a \quad (31)$$

where a is in $[\mu\text{s}^{-1}]$ as before and a' in $[\text{s}^{-1}]$.

It is not difficult to verify that even a very moderate value $t_o = 1$ s, which scarcely suffices to read a meter, and $a = 2000 \mu\text{s}^{-1}$ (cf. the preceeding chapter), give quite unacceptable $\delta_p = 60\%$. It is necessary therefore to reduce δ_p by some means mentioned in the review of literature (Chapter 2).

There are two main possibilities: the method of aiding-capacitance after Rabus [11] or a quick-acting disconnecter, as used by Giralt [5, 6]. Let them be discussed in some detail.

The advantage of the auxiliary capacitance in connection with the network under consideration has already been mentioned above. If oscillatory surges could be excluded, no resistor R would be required (see Fig. 7) and the rectifier P_2 would suffice. In the case of oscillations however, the capacitor C_3 would become charged many times during one surge. In order to avoid this the time-constant

$$T_p = \frac{(C_1 + C_2)C_3}{C_1 + C_2 + C_3} R \quad (32)$$

must be chosen large enough in relation to the time period between the first and the last voltage peaks.

The distortion of the aperiodic course of the voltage may be due to sparks in the initiating circuit of the generator and hence occurs at the very beginning of the surge, or may be caused by a break-down in the object tested or in the chopping spark-gap as well, and then occurs at the far tail of the wave. Allowing for long surges one has then to make T_p very large. Complete avoiding of partial summing-up of the peaks becomes then difficult.

Quick disconnecting of the rectifier seems to be better. It cuts off the main leakage path and thereby elongates the memory time-constant T_z by some order of magnitude. Instead of back-resistance $R_z = 10^{10} \dots 10^{11} \Omega$ there remains the insulation resistance of the capacitor in the range of $10^{13} \dots 10^{15} \Omega$. Even a very small measuring capacitance can give then a reasonable T_z of some hundreds of seconds, enabling easy reading the meter. T_z could still be augmented by an auxiliary capacitance C_3 connected by the same relay, which disconnects the rectifier.

One may assume then the memory error to be limited to a value which corresponds with the time t_o . According to this assumption some curves $\delta_p = f(a)$ have been computed and plotted in Fig. 12 for $t_o = 0,1; 0,05; 0,01; 0,0025$ s with a' after relation (31). In the same figure a curve $\delta_c = f(a)$ (curve 4 from Fig. 11) has been reproduced and then the resulting error δ (cf. relations (5) and (6)) computed and plotted by dashed lines.

It is clearly visible in the figure, that $a = 4000 \mu\text{s}^{-1}$ ($T = 0,25$ ns) and a very quick relay with $t_o = 2,5$ ms would be needed to reduce δ to 1% when a concave surge is chopped

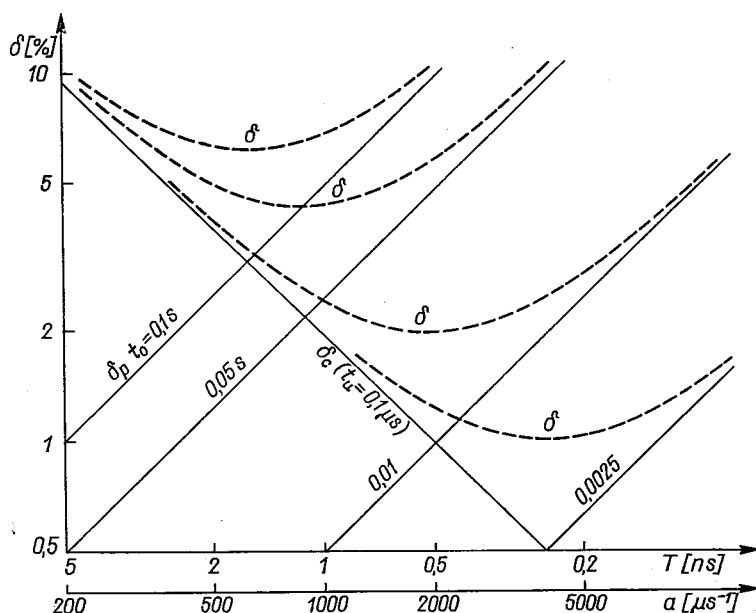


Fig. 12. Memory error δ_p and the resulting error δ against charging time-constant of a singular arrangement

at $t_u = 0,1 \mu s$. It seems very difficult and probably would not be possible before $t_u \geq 0,25 \dots 0,3 \mu s$ and then possible only under very strict requirements to all components of the arrangement.

4. ANALYSIS OF ERRORS OF A DIFFERENTIAL ARRANGEMENT

4.1. The charging error

It is possible to overcome the difficulties by connecting two devices, of the type described above, in what is called a *differential arrangement*¹⁾. The idea of the arrangement is explained in Fig. 13. The network consists of four capacitors and of two rectifiers, the resistances R_p of which are assumed equal.

Three parameters define the network:

$$a = \frac{1}{R_p(C_1 + C_2)}, \quad b = \frac{1}{R_p(C_3 + C_4)} \quad (33)$$

and

$$n = C_3/C_1. \quad (34)$$

No coupling has been assumed between the points a, b (Fig. 13), so that the two branches are fully independent, and

$$u_{ab} = u_a - u_b. \quad (35)$$

¹⁾ Application No P-143405 at the Polish Patent Office.

The problem of an appropriate measurer, to fulfil this requirement, will be discussed further on.

By analogy to the foregoing it is possible to write

$$u_{ab} = U_m \alpha (1 - \delta) \quad (36)$$

with

$$\alpha = \frac{C_1}{C_1 + C_2} (1 - nb/a). \quad (37)$$

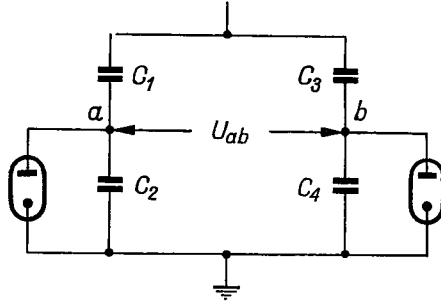


Fig. 13. Connecting diagram of a differential arrangement

The charging error can now be expressed by the relation

$$\delta_c = \frac{a\delta_{ca} - nb\delta_{cb}}{a - nb} \quad (38)$$

where δ_{ca} , δ_{cb} — denote the charging errors of the particular branches and depend on the shape and duration of the surge, according to relations given before (see Chapter 3.1).

In order to reveal the advantages of the differential arrangement let at first $n = 1$ ($C_1 = C_3$) and assume the triangular wave with linearly rising voltage, which is not so severe as the cosine-wave, but can be displayed in a more general way.

After relation (25) it is:

$$\delta_{ca} = \frac{1 - e^{-at_u}}{at_u}, \quad \delta_{cb} = \frac{1 - e^{-bt_u}}{bt_u}.$$

Putting it into equation (38) yields

$$\delta_c = \frac{e^{-bt_u} - e^{-at_u}}{at_u - bt_u}. \quad (39)$$

In Fig. 14 some curves $\delta_c = \text{const.}$ are shown in coordinates $x = at_u$ and $y = bt_u$. The sections of Fig. 14 by some straight lines: $b/a = 1; 0,5; 0,2; 0,1$ and 0 give the curves $\delta_c = f(x)$ shown in Fig. 15. These two figures enable to compare a singular arrangement ($b/a = 0$) with the differential one ($b/a > 0$). It is clearly visible that with the same a and t_u the charging error of the new arrangement can be many times smaller, or inversely, the same δ_c value can be attained with smaller a or for smaller t_u . It seems that the best results could be achieved with $b/a = 1$, however it is not possible because of the relation (37), which gives $\alpha = 0$ (with $n = 1$). Therefore b/a should always be kept smaller than 1. It is also worthwhile to emphasize that smaller a means greater capacitances, greater memory time-constant T_z and smaller memory error.

In Fig. 16 some curves $\delta_c = 1\%$ for the cosine-wave are shown. Analogically to Fig. 14 the curves are plotted in coordinates $x = at_u$, $y = bt_u$ and with $z = \omega t_u$ (see relation (28)). The comparison with Figs. 14 and 11 indicates again the superiority of the differential arrangement.

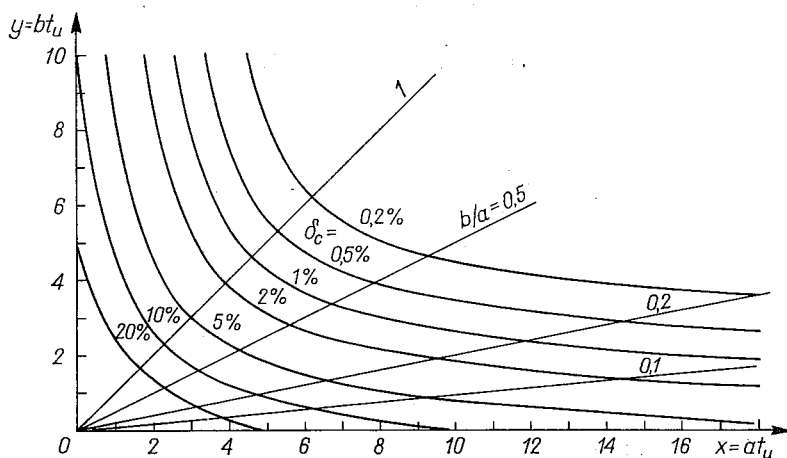


Fig. 14. Charging error δ_c of a differential arrangement for a triangular wave, at $n = 1$ over a (x, y) -plane

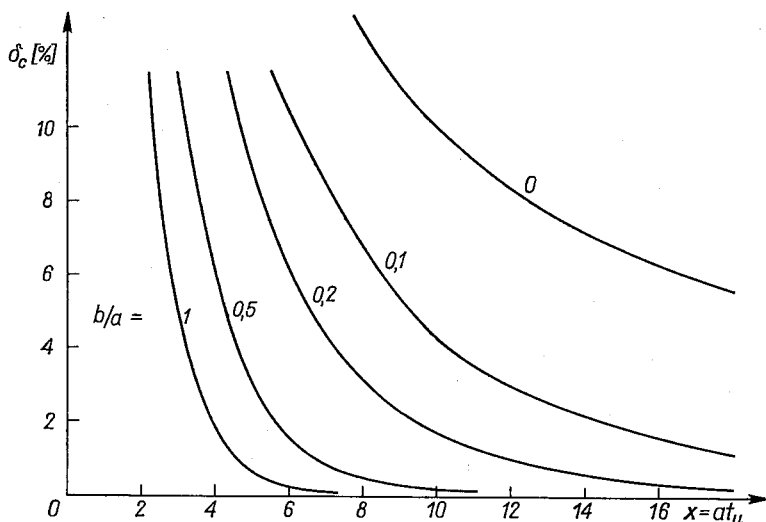


Fig. 15. Charging error δ_c as a function of $x = at_u$. Some b/a values, $n = 1$, a triangular wave

To examine the influence of parameter $n = C_3/C_1$ let us discuss the relation (38) as $\delta_c = f(n)$ with $a, b, \delta_{ca}, \delta_{cb} = \text{const}$. For the sake of convenience it has been rewritten in the form

$$\delta_c = \delta_{cb} \frac{n_o - n}{(a/b) - n} \quad (40)$$

with

$$n_o = \frac{a \delta_{ca}}{b \delta_{cb}}. \quad (41)$$

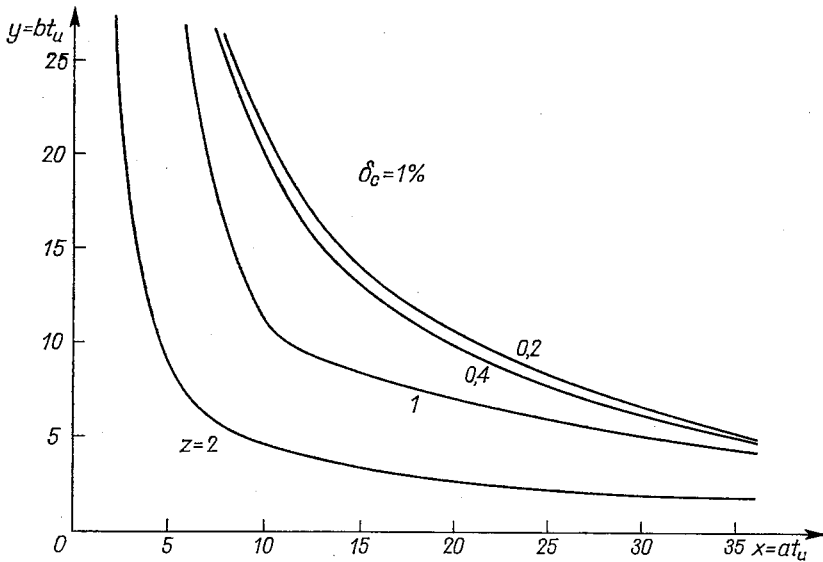


Fig. 16. Charging error δ_c at $n = 1$ for a cosine-wave. Curves $\delta_c = 1\%$ with parameter $z = \omega t_u$, over a (x, y) -plane

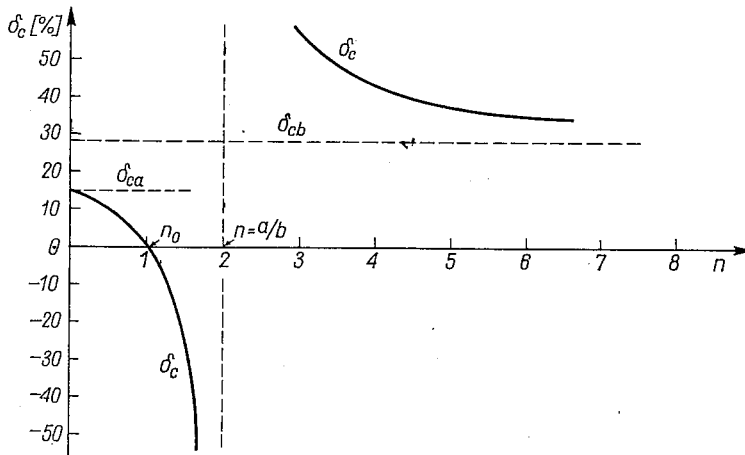


Fig. 17. Charging error of a differential arrangement as a function of parameter $n = C_3/C_1$

It is quite easy to prove for a triangular wave and for $a/b \geq 1$, that

$$1 \leq n_0 < a/b. \quad (42)$$

Taking $a/b = 2$, $a = 67 \mu s^{-1}$, $t_u = 0,1 \mu s$, the curve $\delta_c = f(n)$ has been computed and shown in Fig. 17.

When $n = 0$ ($C_3 = 0$) there remains only the left branch of the network (Fig. 13) and $\delta_c = \delta_{ca}$. As n is growing up, δ_c diminishes, reaches zero at $n = n_0$ and trends towards $-\infty$, when n approaches a/b . For $n > a/b$ δ_c again diminishes from $+\infty$ to δ_{cb} , since

$n = \infty$ is equivalent to $C_1 = 0$, which means that there remains the right branch of the network only. Of course, solely the neighbourhood of n_o , where δ_c approaches zero is interesting.

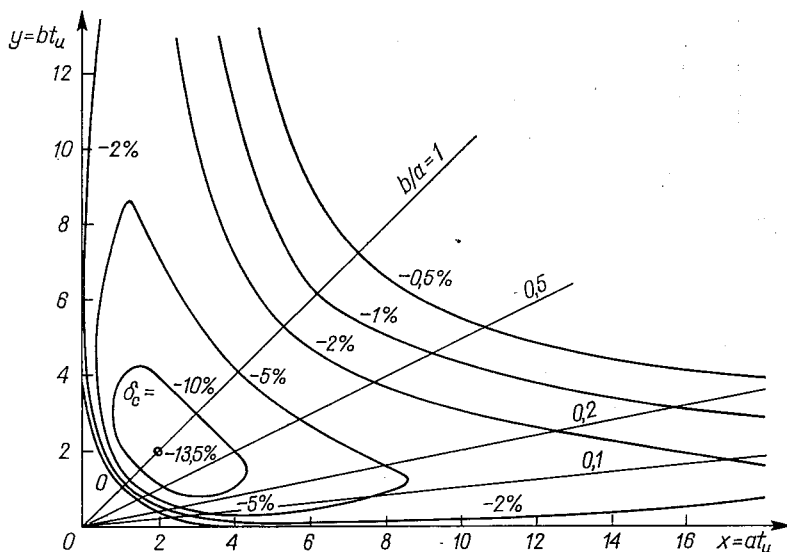


Fig. 18. Charging error δ_c over a (x, y) -plane at $n = 1$, for a square-wave

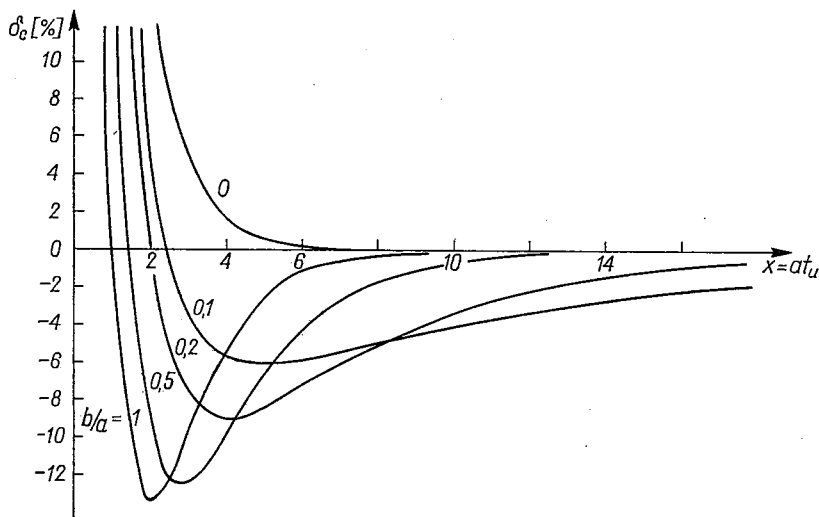


Fig. 19. Charging error $\delta_c = f(x)$. Some b/a values, $n = 1$, a square-wave

The double inequality (42) is valid also for the cosine-wave, only the value of n_o is somewhat larger with the same a and b . For the exponential wave and especially for the square wave there remains only the right side of the inequality. The parameter n_o may be less than 1 and therefore already at $n = 1$, δ_c may have negative value.

Fig. 18 shows some curves $\delta_c = \text{const}$ for the square wave at $n = 1$ and Fig. 19 the sections $\delta_c = f(x)$ with $b/a = \text{const}$. It is clearly visible that the area, where $\delta_c > 0$, is quite narrow and limited to very small values of x , especially when b/a is large.

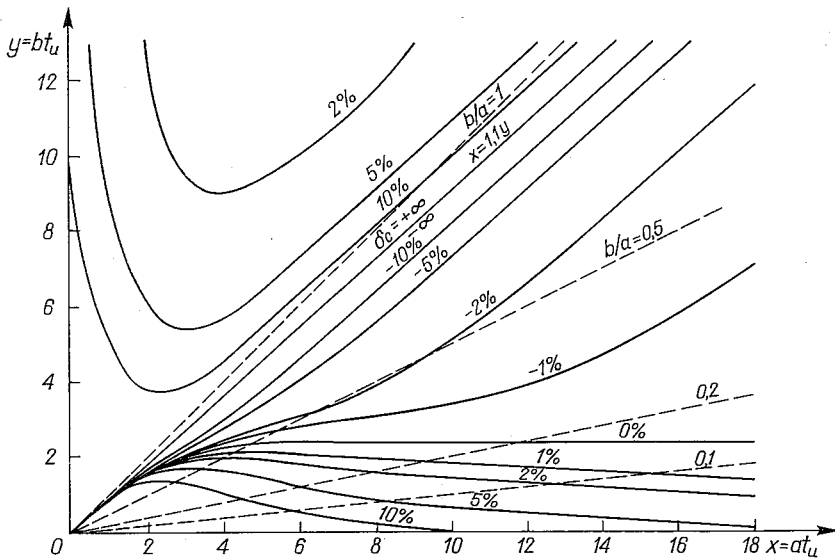


Fig. 20. Charging error δ_c at $n = 1,1$ for a triangular wave

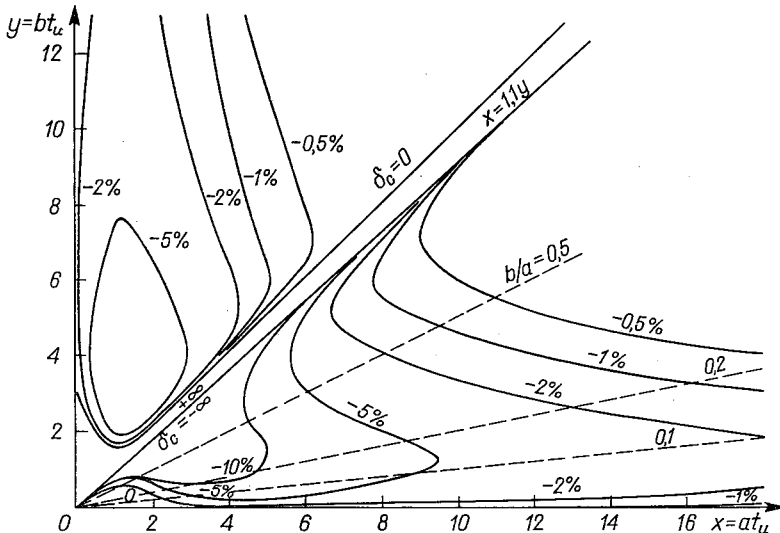


Fig. 21. Charging error δ_c at $n = 1,1$ for a square wave

Two next figures illustrate the influence of parameter n . Fig. 20 shows δ_c for the triangular wave and Fig. 21 for the square wave, both for $n = 1,1$. The characteristic feature of the diagrams is that they are divided into two parts by a straight line

$$x = ny \quad (43)$$

at which $\delta_c = \pm \infty$.

Fig. 22 gives a comparison of curves $\delta_c = f(x)$ for $b/a = 0,5$ for the both wave-shapes and for two values of n . The enhancement of n displaces the curves downwards, which means an earlier crossing of the zero-line, but also a larger absolute value of $\delta_{c\min}$ and a later extinction of the charging error.

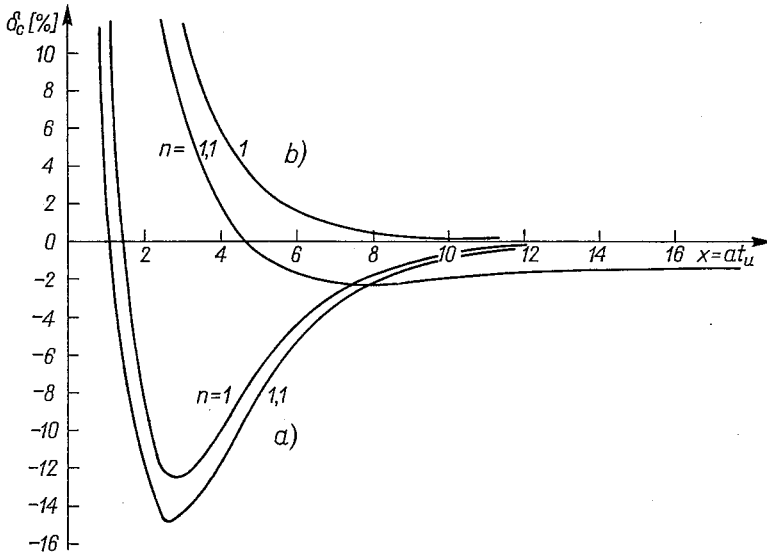


Fig. 22. Charging error $\delta_c = f(x)$ for $b/a = 0,5$ as influenced by parameter n , for square (a) and triangular (b) waves

The following two figures show nomographs of the equation (38): for the triangular wave (Fig. 23) and for the square wave (Fig. 24). They enable easy finding $\delta_c = f(x)$ for given b/a and n .

4.2. The memory error

The error due to imperfect memory of the differential arrangement can be expressed by equation (44) parallel to eq. (38)

$$\delta_p = \frac{a\delta_{pa} - nb\delta_{pb}}{a - nb} \quad (44)$$

where δ_{pa} , δ_{pb} denote the memory errors of the two branches of the arrangement

$$\delta_{pa} = 1 - e^{-a't_o}, \quad \delta_{pb} = 1 - e^{-b't_o}. \quad (45)$$

Taking after (31):

$$a' = 0,5 \cdot 10^{-3} a \text{ [s}^{-1}\text{]} \quad (46)$$

and assuming for example $t_o = 50 \text{ ms}$, one has

$$a't_o = 2,5 \cdot 10^{-5} a, \quad b't_o = 2,5 \cdot 10^{-5} b. \quad (47)$$

For limited values $a, b \leq 360$ is $a't_o \leq 10^{-2}$ and hence approximately

$$\delta_{pa} = 1 - e^{-a't_o} \approx a't_o. \quad (48)$$

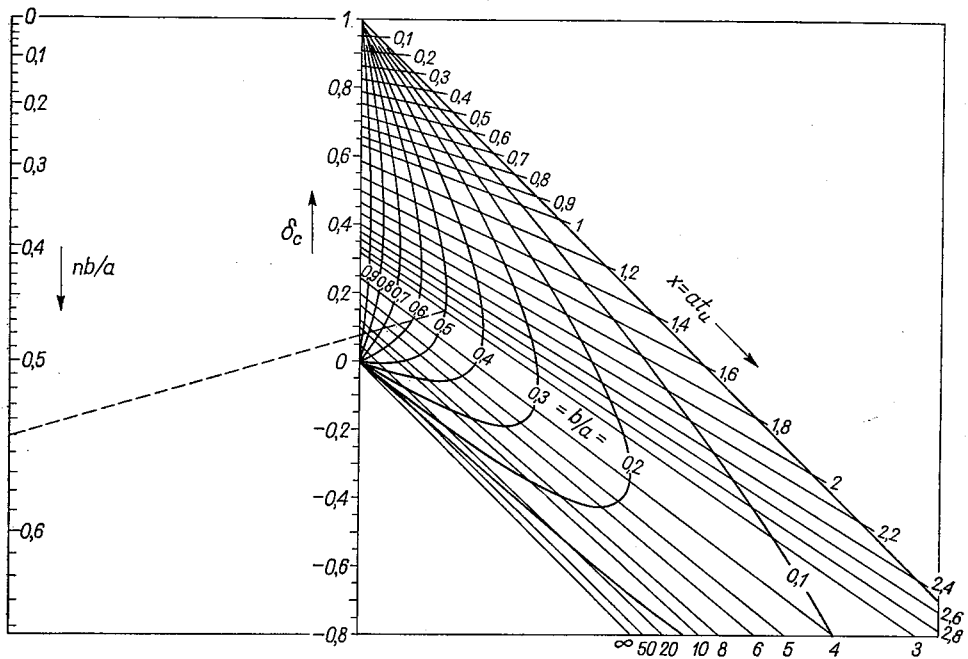


Fig. 23. Nomogram of $\delta_c = f(n, b/a, x)$ for a triangular wave. The dashed line gives an example: for $n = 1,1$, $b/a = 0,5$, $nb/a = 0,55$, $x = 3$ is $\delta_c = 0,07$

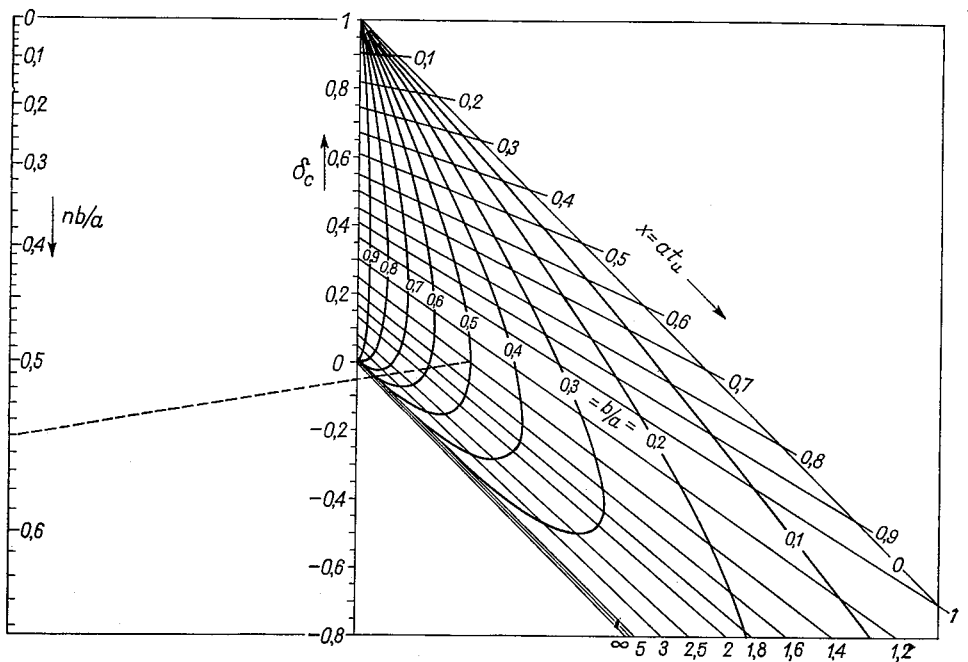
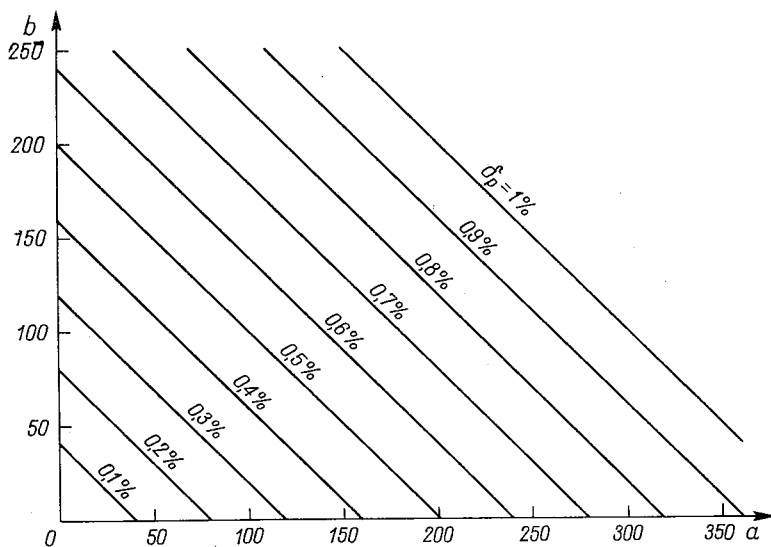
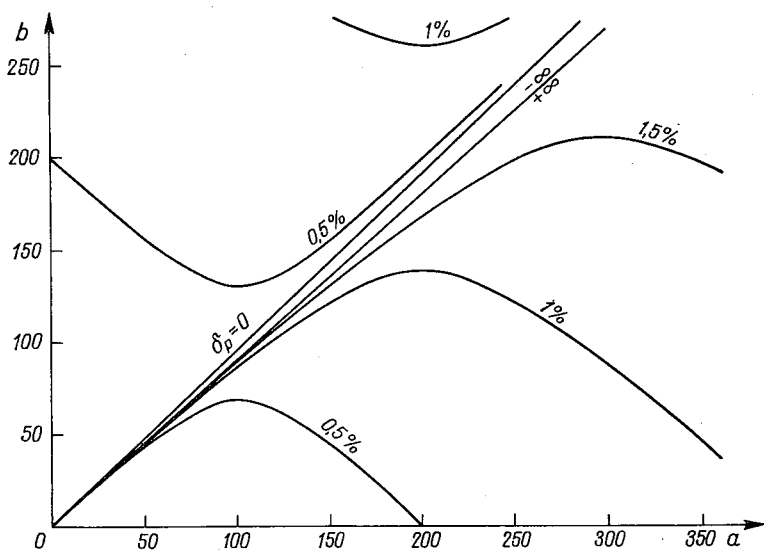


Fig. 24. Nomogram of $\delta_c = f(n, b/a, x)$ for a square wave. The dashed line gives an example: for $n = 1,1$, $b/a = 0,5$, $nb/a = 0,55$, $x = 1,4$ is $\delta_c = -0,055$

Fig. 25. Memory error δ_p over a (a, b) -plane at $n = 1$ Fig. 26. Memory error δ_p at $n = 1, 1$

In effect, for $n = 1$ one receives straight lines

$$\delta_p = 2,5 \cdot 10^{-5}(a+b) \quad (49)$$

shown in Fig. 25, and for $n = 1,1$ the hyperbolas

$$\delta_p = 2,5 \cdot 10^{-5} \frac{a^2 - nb^2}{a - nb} \quad (50)$$

shown in Fig. 26.

It is quite easy to prove, that for given a the memory error of a singular arrangement ($b = 0$) is smaller than that of the differential one ($b > 0$). However the parameter a of a differential arrangement may be roughly 10 times smaller or so (by the same charging error) and then its superiority is clearly evident.

4.3. Other errors and the resultant error

Besides the errors we have analysed till now, it is necessary to take into account also the inaccuracy of the ratio (see rel. (37)). Allowing for it gives

$$u_{ab} = U_m \alpha (1 \pm \Delta\alpha/\alpha)(1 - \delta_c)(1 - \delta_p). \quad (51)$$

After multiplying and rejecting the products of errors as small quantities of a higher order, we get a general formula

$$u_{ab} = U_m \alpha [1 - (\delta_c + \delta_p \pm \Delta\alpha/\alpha)] \quad (52)$$

valid for a singular and differential arrangement as well.

One should emphasize now the very important advantage of the differential arrangement. That is the fact, that δ_c may be kept negative (by suitable choice of parameters) while δ_p is always positive. Owing to it the summing of errors after eq. (52) means their mutual balancing and diminishes the resulting error. In the singular arrangement both errors are positive and no balancing occurs.

Putting together equations (33), (34) and (37) one can write

$$\alpha = \frac{C_1}{C_1 + C_2} (1 - nb/a) = \frac{C_1/C_2}{1 + C_1/C_2} - \frac{R_{pa}}{R_{pb}} \cdot \frac{C_3/C_4}{1 + C_3/C_4}. \quad (53)$$

Clearly, one of the possible ways to establish α is to measure three ratios: C_1/C_2 , C_3/C_4 , R_{pa}/R_{pb} . However, more accurate would be surely a calibration with full surges, which are relatively easy to record. In both cases doubts concern the resistances R_{pa} , R_{pb} which depend not only on the voltage but also on its steepness and may alter with the age of valves. The problem of constancy concerns also the high voltage capacitances C_1 , C_3 . It is scarcely possible to screen them completely from the influence of surroundings when measuring some hundreds of kilovolts. The changes caused by neighbouring objects seem to be then the main source of the error of α .

The error $\Delta\alpha/\alpha$ in (52) can be expressed in form

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{C_2}{C_1 + C_2} \left(\frac{\Delta C_1}{C_1} + \frac{\Delta C_2}{C_2} \right) + \frac{nb/a}{1 - nb/a} \frac{\Delta(nb/a)}{nb/a}. \quad (54)$$

For the high voltage surges there is always $C_2 \gg C_1$. Hence

$$\frac{C_2}{C_1 + C_2} \left(\frac{\Delta C_1}{C_1} + \frac{\Delta C_2}{C_2} \right) \approx \frac{\Delta C_1}{C_1}. \quad (55)$$

This component does not contain the parameters: a , b , n and does not influence their choice. It will therefore be ignored in the following analysis. The second component of (54) will be put into the equation (52)

$$\frac{nb/a}{1-nb/a} \frac{\Delta(nb/a)}{nb/a} = \frac{nb/a}{1-nb/a} \delta_n \quad (56)$$

which is connected with the inconstancy of R_p and C , discussed above.

Comparing (52) with (36) gives the resulting error

$$|\delta| = |\delta_c + \delta_p| + \frac{nb/a}{1-nb/a} |\delta_n|. \quad (57)$$

This error should be minimized by proper choice of parameters.

5. THE CHOICE OF OPTIMAL PARAMETERS

The resulting error of the differential arrangement depends on five variables

$$\delta = f(a, b, n, t_u, i). \quad (58)$$

These are the three parameters of the arrangement: a , b , n and two parameters of the surge: its duration t_u and shape of wave front, described by the symbol i ($i = 1$ — a square wave, $i = 2$ — an exponential wave with a convex front, $i = 3$ — a triangular wave, $i = 4$ — a cosine-wave with a concave front as in Fig. 10). The problem of optimalization is then reduced to the choice of parameters a , b , n giving the best accuracy.

An ideal solution would give

$$\delta_{a,b,n} = \delta(t_u, i) = 0 \quad (59)$$

for any shape i and any time t_u . Depending on the adopted compromise there are several arrangements possible with different characteristics.

It could be possible, for instance, to adjust the voltmeter to a definite i . After having checked oscillographically the front-shape, one is then able to select the appropriate set and to assure thereby a very high precision of recordings.

When atmospheric overvoltages are measured and a previous checking of i is impossible, or simply, when a versatile measurer is required, one always has to account for the most unfavourable wave-shape. It means that the function $\delta(t_u, i)$ has to be replaced by its envelope. The optimal parameters a , b , n would be different and the minimum obtainable error greater than in the foregoing case.

The same could be said regarding the variable t_u . One can well imagine a highly specialized measurer, which records very precisely surges in a very narrow interval of time t_u and also a versatile one, the error of which is greater, but practically constant with a broad range of t_u .

The criterion is also important by which the errors are evaluated. One can seek for a minimum of the greatest error, or aim to minimize the mean error in a given interval of time t_u .

In every instance another set of parameters a , b , n would appear optimal and other errors would result. It is quite impossible to consider one of these variations to be absolutely the best. Multiple variables and somewhat complicated relations make the calculations of optimum a rather toilsome and expensive task. That is why only one alternative has been checked as yet: a possibly most versatile voltmeter has been aimed at and the greatest value of the resultant error, after relation (57), in the time interval $0,1 \leq t_u \leq 1 \mu s$ has been accepted as the criterion of accuracy.

A computer was programmed to search through all four functions $\delta_i(t_u)$ for given a , b , n within the said time interval and to find $|\delta_i|_{\max}$. Its value, the time t_u and number i , for which this maximum exists, were printed. The computations were divided into two stages. At the first stage the parameter a was graded from 25 to 400 by steps of 25, parameter b from 20 to $0,8a$ by steps of 20 and n from 1 to 1,25 by 0,05. In this way the function $|\delta_i|_{\max} = f(a, b, n)$ has been roughly tabulated and its minimum estimated. Thereafter the computer was run again with finer steps and in a close neighbourhood about that point to estimate the minimum more precisely.

Following parameters resulted: $a = 225 \mu s^{-1}$, $b = 50 \mu s^{-1}$ and $n = 1,2$ for which $|\delta|_{\max} = 1,08\%$, $|\delta_c + \delta_p| = 0,72\%$ ($t_o = 50 \text{ ms}$ assumed) and $\frac{nb/a}{1-nb/a} |\delta_n| = 0,36\%$ ($|\delta_n| = 1\%$ assumed). In Fig. 27 the functions $\delta_{ci} + \delta_p = f(t_u)$ and $|\delta| = f(t_u)$ have been

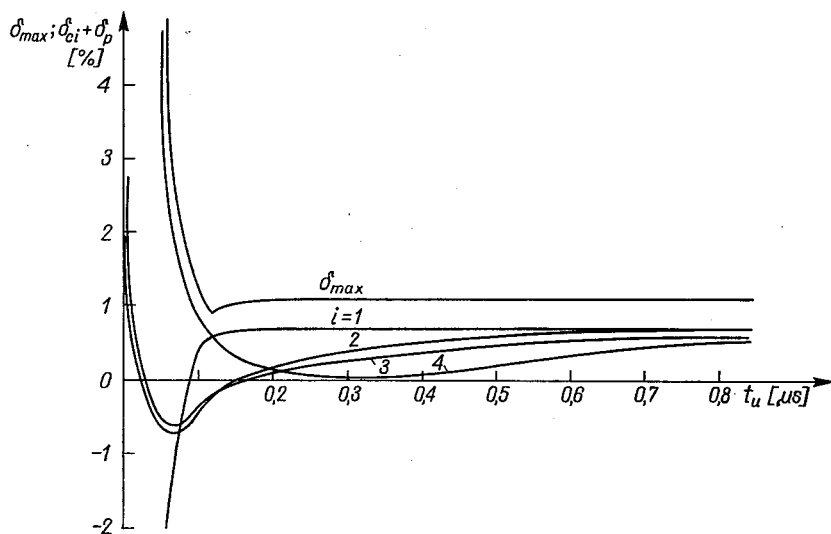


Fig. 27. Errors $\delta_{\max} = f(t_u)$ and $\delta_{ci} + \delta_p = f(t_u)$ of a differential arrangement with optimal set of parameters $a = 225 \mu s^{-1}$, $b = 50 \mu s^{-1}$, $n = 1,2$

shown, corresponding to the optimal set of parameters. It is clearly seen that $|\delta|$ hardly depends on t_u when $t_u \geq 0,1 \mu s$, and that maximum value of the error is nearly equal to its average value in the respective time interval. It is only beneath $t_u = 0,1 \mu s$ that $|\delta|$ starts rising up strongly.

One can conclude that smaller a and b would result in greater $|\delta|_{\max}$ in the neighborhood of $t_u = 0,1 \mu\text{s}$, but in smaller $|\delta|_{\text{aver}}$. It could be favourable for recording longer surges. Inversely, accepting greater values of a and b , one is able to improve the accuracy for shorter times t_u at the sacrifice of precision for longer t_u . A rough estimation for a very narrow time interval about $t_u = 0,1 \mu\text{s}$ revealed, that $|\delta|_{\max} \approx 0,8\%$ could be reached with $a \approx 350 \mu\text{s}^{-1}$, $b \approx 40 \mu\text{s}^{-1}$, $n = 1,4$ when all four surge-shapes are accounted for. Ignoring the square wave as unreal at such a short time, $|\delta|_{\max} \approx 0,5\%$ would be obtainable with $a \approx 400 \mu\text{s}^{-1}$, $b \approx 40 \mu\text{s}^{-1}$ and $n = 1,45$. However, in the last case $|\delta|_{\max}$ reaches about $1,5\%$ already at $t_u \geq 0,5 \mu\text{s}$.

The foregiven estimations incline author to conclude that the best variant is shown in Fig. 27, i.e. a versatile arrangement recording surges of all respected shapes and times $t_u \geq 0,1 \mu\text{s}$ with about the same accuracy.

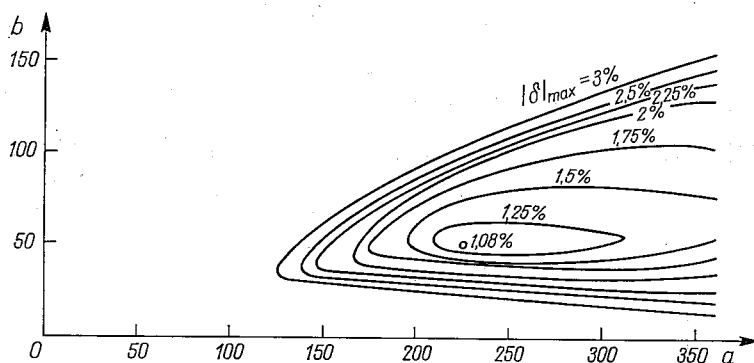


Fig. 28. Contour lines $|\delta|_{\max} = \text{const}$ displayed over (a, b) -plane at $n = 1,2$

It is worthwhile perhaps to point out Fig. 28, in which some contour lines $|\delta|_{\max} = \text{const}$ are shown over the (a, b) -plane at $n = 1,2$. The minimum, occurring at the point $a = 225 \mu\text{s}^{-1}$, $b = 50 \mu\text{s}^{-1}$ is clearly seen to be quite flat, which is important as it warrants the stability of errors. One may expect also a great deal of insensibility of the arrangement to changes of parameters.

6. THE OUTPUT CIRCUIT

All the problems discussed so far have concerned the input of the arrangement. Not less important is the output circuit. As mentioned in the review of early solutions (Chapt. 2), there were used ballistic galvanometers, electrostatic voltmeters and many kinds of electronic devices up to digital ones.

No doubt, a quick-acting and precise digital measurer is very suitable and likely to be the best instrument for the output of surge voltmeters. Unfortunately it is still expensive and not easily available in this country.

Using a ballistic galvanometer, as well as applying the solution of Böhm [2], only slowing down of a pointer can be reached but thorough following of its movement is

necessary if maximum deflection is to be observed. It can scarcely be regarded as a memory and is not conducive to a high precision of reading. One has then to choose between an electrostatic voltmeter and some kind of electronic instrument.

An electrostatic voltmeter is well known to have an excellent insulation of the order of $10^{14} \dots 10^{16} \Omega$ or even better and does not load the source of measured voltage. Therefore it is readily used in all arrangements utilizing a capacitive memory, the sooner as it provides high precision and stability.

As used in a differential arrangement it has, however, one essential disadvantage — its self capacitance. All the relations (in part 4) were deduced on the assumption of full independence between two branches of the device. It means that no coupling should exist between the points a, b (Fig. 13). Even an inconsiderable capacitance, against the very small C_1 and C_3 , could change considerably the current and potential distribution in the described network.

An additional difficulty occurs when using electrostatic voltmeter: it is to be located as close to the measuring capacitors as possible. Otherwise its self-capacitance would be augmented by the capacitance of connectors, hence coupling between points a, b would be still stronger.

Two possibilities result: to place the whole arrangement together with the electrostatic meter in the high voltage field and to read its scale from a distance (e.g. by a field-glass), or to place there the voltage divider only, and to put the rest of the device into the control desk. Both possibilities are disadvantageous, the first one — because reading from a distance is inconvenient, and the second one — because a cable length between the divider and measuring set becomes unavoidable and can distort the short and steep surges. A thorough shortening of all connections in the input circuit is indispensable also to reduce their inductivity, which has been ignored in the theoretical relations.

One can overcome the difficulties using a suitable electronic transducer which ought to have two independent circuits arranged in a differential scheme and well screened from each other, with as high input resistances as possible. Low output resistances should allow to connect a moving-coil voltmeter through a cable of any desired length. It is possible then to maintain very short connections on the surge-part of the arrangement, by placing the transducer close together with rectifiers and capacitors in the high voltage field and to put meter at a place most convenient for the personnel.

These advantages are compensated to some extent by somewhat worse stability and accuracy, if compared with an electrostatic voltmeter. However, the fairly positive experience with an inversive electronic transducer enables the author to recommend this solution.

Especially suitable in a differential arrangement should be a symmetric, inversive cathode follower²⁾. It differs from transducers described hitherto [9, 10] mainly insofar as both cathodes of the measuring valve (a duotriode) are held at a potential of about 270 V, obtained on the cathode resistors. Thanks to it the control electrodes (the plates of the valve, working in an inverted regime) can be put at voltage of either polarity and no switching of the transducer is needed. The nonlinear parts of valve characteristics, existing near

²⁾ Application No P-142580 at the Polish Patent Office.

zero potential at the plates, in early schemes, have been also eliminated by the said bias voltage. The measuring characteristics within about ± 100 V are essentially linear. High input resistances of the inersive cathode followers on the order of $10^{12} \Omega$ and good screening between the two parts of duotriode ECC 88 do not introduce any coupling between the points *a*, *b*, which is of prime interest. Rather low output resistances make it possible to use any appropriate voltmeter and to connect it by a cable of any desired length.

7. CONCLUSIONS DRAWN FROM PROTOTYPE TESTING

For detailed information about the construction and circuit diagram of the realized prototype differential surge voltmeter the reader is referred to the Appendix. There are also given the results of calibration with full surges accomplished by a method described previously [8]. Use was made of a special one-stage surge generator the parameters of which have been properly chosen to assure high accuracy of crest voltage calculations. The capacitive ratio α of the voltmeter and the combined constant nb/a have been determined in these experiments.

The construction of high voltage capacitors C_1 , C_3 (see Fig. 13) did not provide for perfect screening from surroundings and the accomodation of their capacitances was achieved by changing the air-gap between the high and low voltage electrodes. The problem then arose of their being influenced by external items either hot or earthed. The experiments did not reveal, however, any influence even with the greatest interelectrode gap of 200 mm when large objects were drawn near up to 1 m distance.

The performance of the instrument proved to agree rather well with the theoretical anticipations, except for the high sensibility to external electrical noise, mainly that due to voltage drops across earthing wires. It is a very difficult task to eliminate the parasite capacitances and to increase signal-to-noise ratio with C_1 , C_3 as small as 1 pF or so. Double screening with a reasonable air-gap between the screens is thought to be unavoidable. Apart from it, a very thorough equalization of laboratory earth potentials will always be required, either by using multiple parallel earth connections or, may be, even by employing a metal floor.

The excessive sensibility to *earth-born* noise necessitated giving up, for the present, the rectifiers to be disconnected after the surge. The triggering signal, taken from an antenna, as well as the firing of the thyatron, discharging a capacitor through a relay coil, caused too much electrical disturbance. It does not mean that the disconnecting of rectifiers should be given up at all. Though the measuring capacitance is much more loaded by the used electronic transducer, with its *only* $10^{12} \Omega$ input resistance, than it would be by an electrostatic voltmeter, nevertheless the leakage of rectifiers still plays a leading role.

Recording the decaying characteristics of the output voltage the back resistance of the rectifiers has been established to amount $0,7 \cdot 10^{11} \Omega$. The decaying time-constant T_z with rectifiers present was about 9 s and after cutting them off extended more than 10-fold to about 120 s. Such an increase of T_z is, of course, much desired and therefore the disconnecting arrangement has to be re-designed. The perturbations are thought to be deletable by a proper screening of the thyatron, condenser and relay, as well as the rectifiers.

The mathematical considerations have led to the conclusion that the surge duration t_u is of less influence on the measuring errors (cf. Fig. 27). The calibration with full surges would then be valid also for front-chopped impulses, if only $t_u \geq 0,1 \mu s$ and provided the real time-constants of the arrangement have their designed values. However, it was found impossible to evaluate these time-constants on the ground of the performed calibrating runs.

In the case of a singular rectifier-capacitor device one could perhaps confine oneself to estimate the time-constants basing on some oscillogramms of the input and output voltages, though the method would surely suffer from many inaccuracies. For the differential arrangement, even precisely determined parameters a , b , n , α could scarcely satisfy. The more complicated the system is, the more questions arise concerning its performance. One could doubt, for instance, whether the coupling between points a , b (Fig. 13) could safely be ignored.

The only way to confirm the reliance upon the instrument is to prove its performance in the real conditions, i.e. with very short front-chopped surges. And there arises again a need for an accurate and reliable measuring method to be used as a standard. Large scattering of the chopping devices (an air-gap or so) makes impracticable any attempts to calculate the peak value of chopped surges. In the next chapter some speculative systems are discussed, which, though slightly more troublesome, promise much better accuracy.

8. SOME SPECULATIVE METHODS OF SURGE RECORDING

8.1. Simultaneous independent voltage and time measurement

The accuracy of peak voltage measurements can be improved by reducing the number of unknown surge parameters. When calibrating a new measuring device, the first parameter to be determined is the wave form of the surges. Particularly suitable is the triangular wave, which enables the most accurate oscillographic steepness recording and facilitates error computations. It has been proved in the literature [13] that impulses with straight-line fronts are relatively easy to obtain without any expensive modifications of conventional surge generators. Therefore only this wave form is assumed in the following.

The next parameter to be independently recorded is the time t_u , which can be measured by an oscillograph or by any other particular instrument.

Let us consider now a peak voltmeter of the singular rectifier-capacitor type discussed in Chapt. 3. Using the previously accepted symbols, we may write

$$u = U_m \alpha (1 - \delta_c)(1 - \delta_p) = U_m \alpha (1 - \delta_c) e^{-z a t_u} \quad (60)$$

where:

$$\alpha = \frac{C_1}{C_1 + C_2}, \quad \delta_c = \delta_x = \frac{1 - e^{-x}}{x}, \quad (61)$$

$$x = a t_u, \quad z = \frac{R_p}{R_z} 10^6 = 0,5 \cdot 10^{-3}.$$

Suppose we have determined the ratio α , the time-constant a and the delay t_o of disconnecting the rectifiers. After having measured the surge duration t_u and the output voltage u we are able to compute the crest voltage U_m with the relative error not exceeding the value

$$\frac{\Delta U_m}{U_m} = \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta u}{u} + F_x \frac{\Delta t_u}{t_u} + (F_x - zat_o) \frac{\Delta a}{a} + zat_o \frac{\Delta t_o}{t_o} \quad (62)$$

where $\Delta u/u$, $\Delta \alpha/\alpha$, $\Delta t_u/t_u$, $\Delta a/a$ and $\Delta t_o/t_o$ denote the errors involved in measuring the respective parameters.

The function

$$F_x = \frac{x\delta_x}{1-\delta_x} - 1 \quad (63)$$

decreases from 1 at $x = 0$ to zero at $x \rightarrow \infty$. It is shown in Fig. 29.

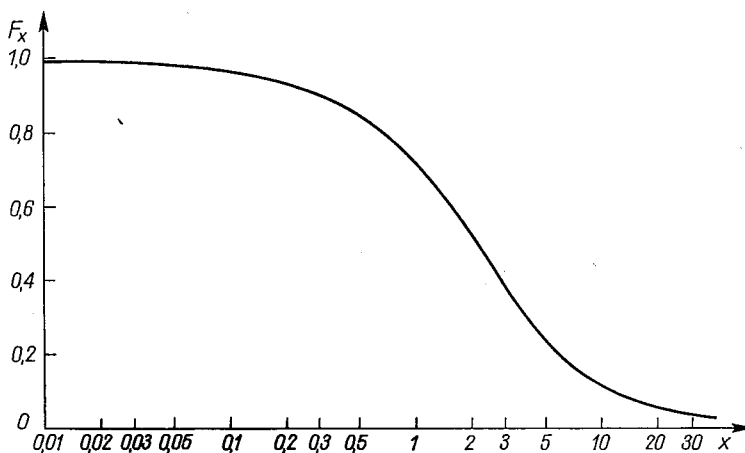


Fig. 29. The function $F_x = \frac{x\delta_x}{1-\delta_x} - 1$

It would be difficult to analyse in detail the relation (62) with so many independent variables. For a rough estimation let us assume as an example: $\Delta u/u = 0.5\%$, $\Delta \alpha/\alpha = 1\%$, $\Delta a/a = \Delta t_o/t_o = 10\%$ and $\Delta t_u/t_u = 5\%$. Under these assumptions there exists a well-marked minimum of $\Delta U_m/U_m$ as a function of a . It occurs at

$$a = a_m = \frac{1}{2t_u} + \frac{200}{\sqrt{t_u}}. \quad (64)$$

Table 1 presents some numerical values.

As seen, minimum obtainable error $\Delta U_m/U_m$ reaches about 2% and depends only to a low degree on time t_u . The last column in the table gives the values of $\delta + \Delta \alpha/\alpha + \Delta u/u = |\delta_c + \delta_p| + 1.5$ which ought to be accounted for if no time measurements were undertaken. The comparison between the two last columns shows an improvement in accuracy of about twice for longer times and about 5-fold at the shortest $t_u = 0.01 \mu s$.

Table 1

Minimum error $\Delta U_m/U_m$ obtainable by simultaneous measurement of voltage and time

t_u	a_m	x_m	F_{xm}	$\Delta U_m/U_m$	$\delta+1,5$
μs	μs^{-1}	—	—	%	%
0,01	2050	20,5	0,0513	2,27	11,40
0,02	1437	28,7	0,0361	2,04	8,29
0,05	904	45,2	0,0226	1,84	5,85
0,1	637	63,7	0,0159	1,74	4,60
0,2	450	90,0	0,0112	1,67	3,71

In the case of a differential arrangement the estimation of $\Delta U_m/U_m$ would be still more toilsome. Referring to relation (9) (see Chapt. 1), one can state that the error $\Delta\delta/\delta$ will be in general greater because of the greater number of parameters to be reckoned with. But the value of δ can be smaller (as shown in Chapt. 4) and therefore the factor $\delta/(1-\delta)$ in equation (9) should also be smaller. Finally the error $\Delta U_m/U_m$ may be expected to be about the same as in a singular arrangement.

8.2. Compensation of surges by d.c. voltage

The well-known *impulse-bridge* based on the idea of compensating the surges by d.c. voltage was first described by Rabus [11] in 1953 and then worked out by Fischer [4] in 1961. It has been used to calibrate the peak voltmeters of Rabus (cf. Fig. 5) which

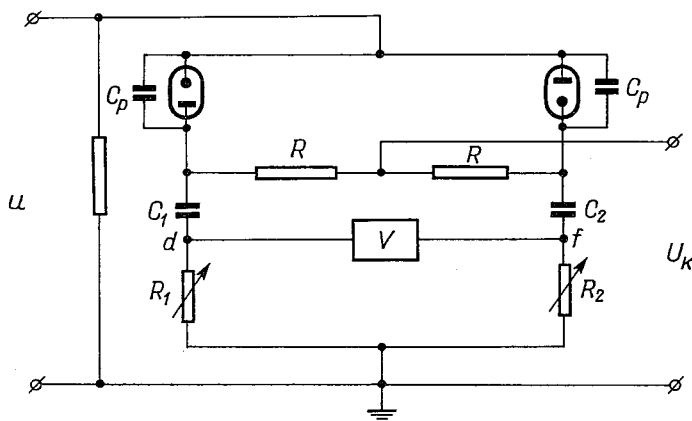


Fig. 30. Rabus' bridge [11] to compensate surges by d.c. voltage

cannot be calibrated by d.c. voltage directly. A schematic diagram of the bridge is shown in Fig. 30.

Each of the two branches of the bridge consists of a rectifier, a capacitor and a resistor in series. Only one kenotron is heated, namely that one which ought to conduct the impulse

current of given polarity. The capacitances C_1 , C_2 , large in relation to the self-capacitance C_p of the kenotrons, are charged to the voltage U_k , of the same polarity as that of the surge to be recorded.

As long as the surge voltage is lower than U_k , only capacitive currents flow through the bridge-arms. The resistances R_1 , R_2 should then be precisely adjusted to give no potential difference between points d , f (Fig. 30). About the crest, when the crest voltage $U_m > U_k$, the heated kenotron starts to conduct and across the respective resistor (R_1 or R_2) there arises an extra voltage drop, the surplus voltage being recorded by the impulse voltmeter V .

With a constant value of U_k , Fischer applied some impulses with successively diminishing crest voltages, however still with $U_m > U_k$. The voltage U_v , recorded by the voltmeter V (Fig. 30) for each impulse was plotted against the surge generator feeding-voltage U_o . The curve was then extrapolated to $U_v = 0$, where the equality $U_m = U_k$ was assumed to be valid. Fischer computed therefrom the ratio U_m/U_o , took it as a constant of the generator and used it to calculate the crest voltage U_m . An optimum value R_1 was chosen for each voltage range and the minimum error obtainable at 6 kV (the highest voltage permissible for Fischer's bridge) was stated to be about 1,5% for full surges.

Much more severe difficulties are encountered by compensation of very steep and short impulses, chopped on the front. First of all the above procedure is unacceptable, since the ratio U_m/U_o cannot be seen as a constant, because of scattering of the chopping gap. Equally chopped surges are hardly repeatable and therefore the instrument to be calibrated is to be compared with the standard one at each shot.

The second difficulty concerns the accuracy of the zero-detecting voltmeter (V in Fig. 30) used in the bridge. When the difference $U_m - U_k$ is small, the time of its duration becomes very short (for example some nanoseconds for $t_u = 0,1 \mu s$ and $(U_m - U_k)/U_k = 1\%$, or so) and the measuring error of the voltmeter grows up to a very high value.

Let us discuss the problem in some detail, assuming for the sake of simplicity a triangular wave-form of the surge, chopped after the time t_u . If we denote

$$k = U_k/U_m \leq 1 \quad (65)$$

the duration t of the surplus voltage $U_m - U_k$ will be

$$t = t_u(1 - k). \quad (66)$$

The entire measuring error δ consists of δ_k , involved in measuring the constant compensating voltage U_k and of δ_u connected with recording the surplus voltage:

$$\delta = k|\delta_k| + (1 - k)|\delta_u|. \quad (67)$$

When $U_k = 0$ is also $k = 0$ and hence $\delta = \delta_u$, whereas $k = 1$ gives $\delta = \delta_k$, which means that the accuracy is equal to that of constant voltage measurement. For the purpose of comparison there are some curves $\delta = f(k)$ plotted in Fig. 31. Curve 1 shows the component $k\delta_k$ assuming $\delta_k = 0,2\%$. The remaining curves: 2 ... 5 give the resultant error δ with δ_u including the charging error δ_c and the memory error δ_p after the relations given before (cf. Chapt. 4 and 5). Time t_u has been assumed equal to $0,1 \mu s$.

The curves 2 ($a = 100 \mu s^{-1}$), 3 ($a = 1000 \mu s^{-1}$) and 4 ($a = 2000 \mu s^{-1}$) refer to singular arrangements described in Chapt. 3. We see the farther enhancement of a to be useless.

Some improvement could still be achieved about $\delta = 1\%$, however about $\delta = 0,5\%$ all curves run close together. About 99,7% of U_m need to be balanced by U_k to attain $\delta \approx 0,5\%$. A very sensitive voltmeter has to be employed, since assuming, for example,

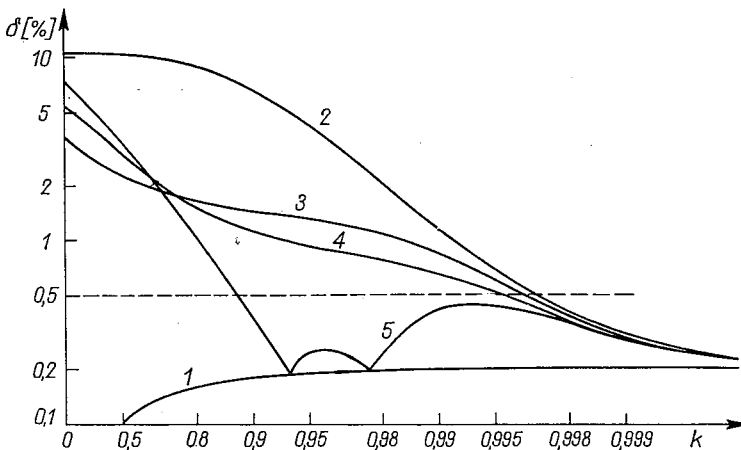


Fig. 31. Error of compensative measurements as influenced by parameters of the used voltmeter
 1 — $k \cdot 0,2\%$, 2 — $a = 100 \mu s^{-1}$, 3 — $a = 1000 \mu s^{-1}$, 4 — $a = 2000 \mu s^{-1}$, 5 — $a = 2000 \mu s^{-1}$, $b/a = 0,25$, $n = 1,76$

$U_{k\max} = 10 \text{ kV}$ and $k = 99,7\%$, we obtain the surplus voltage about 30 V and its duration $t = 0,3 \text{ ns}$. The error $\delta_u = 99\%$ is to be expected at these conditions and hence the reading of voltmeter $U_v \approx 0,3 \text{ V}$.

One should suppose, that the noise caused by capacitive currents in the bridge-arms, would not allow the use of a voltmeter sensitive enough to meet the requirements. The difficulties involved in exact balancing of the bridge would make it impracticable to work with $k = 0,997$. That was exactly why Fischer [4] used a graphical extrapolation though he measured full surges, for which the capacitive currents were at least an order of magnitude lower and the surplus-voltage duration at the relatively flat crest was many times longer than for the steep chopped waves.

Using a differential arrangement one can considerably reduce the difficulty. Reaching $\delta \leq 0,5\%$ would be possible just for $k \leq 0,9$ with the characteristic 5 ($a = 2000 \mu s^{-1}$, $b = 500 \mu s^{-1}$, $n = 1,76$) in Fig. 31. In that case the surplus voltage would be about 1 kV and its duration $t \approx 10 \text{ ns}$. The error δ_u could then be estimated to be about 2% and the voltage reading to be about 980 V. The problem of distinguishing the useful signal from the noise seems to be much more feasible.

Now, a more favourable alternative should be proposed. It relies on applying the idea of compensation directly to the impulse voltmeter under consideration. A simple arrangement is shown in Fig. 32. Comparing it with the singular rectifier-capacitor voltmeter in Fig. 13, one finds the only difference in that a source of low constant voltage is added. It is stabilized by a stabilovolt (St) and by a large capacitance C , so that the point d (Fig. 32) does not alter its potential even when the surge voltage is acting at the input.

Initially no potential difference exists between points a and d , because the polarity of U_k is opposite to that of the surge and C_2 becomes charged through the rectifier P . The

voltmeter V_e (any suitable instrument with high input resistance) remains at zero. It does not react also to the temporary potential change of point a during the shot. The mechanical inertia makes the voltmeter able to read a potential difference of a relatively long duration only and this arises solely when P starts to conduct, i.e. when

$$U_m \frac{C_1}{C_1 + C_2} > U_k. \quad (68)$$

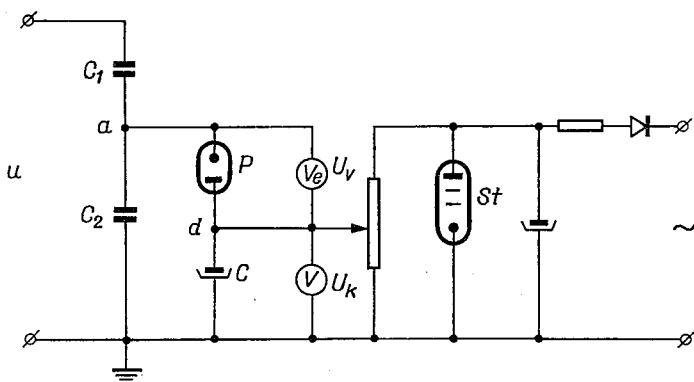


Fig. 32. Singular rectifier-capacitor arrangement with partial compensation of surges by d.c. voltage

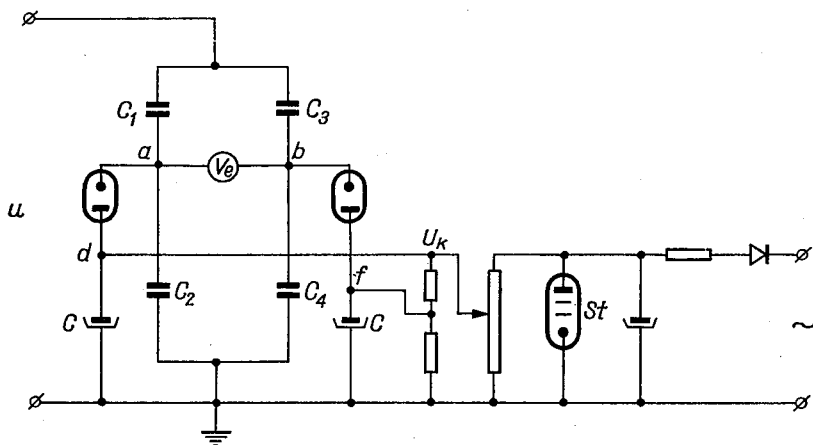


Fig. 33. Differential arrangement with compensation

We see then that the voltmeter V_e reads exclusively the remembered surplus voltage. Neither zero balancing nor the troublesome equalization of time-constants of the bridge-arms are needed and thus the main source of error is eliminated. The new arrangement is much simpler and cheaper than Rabus' bridge, needs lower balancing voltage, which is measurable with better accuracy, and can record each individual surge.

There is no objection to applying the same idea to the differential arrangement³⁾. A simplified connection diagram is given in Fig. 33. Just before the shot the voltmeter V_e

³⁾ Application No P-143405 at the Polish Patent Office.

reads the difference between the two compensating voltages: $U_{vo} = U_{ka} - U_{kb}$. After the shot the reading increases to a value corresponding to the voltage U_m . It is impracticable then to employ a voltmeter V_e as sensitive as in the foregoing case.

Let us compare the two alternatives of compensation — the singular arrangement with the differential one. According to Fig. 32 it is

$$U_v = (U_m \alpha - U_k)(1 - \delta) \quad (69)$$

or

$$\varphi = U_v/U_k = (m-1)(1-\delta) \quad (70)$$

where

$$m = \alpha U_m/U_k \quad (71)$$

and δ is a function of the surplus voltage duration

$$t = t_u(1 - 1/m). \quad (72)$$

Analogically one may write for the differential arrangement

$$\varphi = \frac{U_v - U_{vo}}{U_{vo}} = (m-1)(1-\delta) \quad (73)$$

with initial reading of voltmeter V

$$U_{vo} = U_k(1 - nb/a). \quad (74)$$

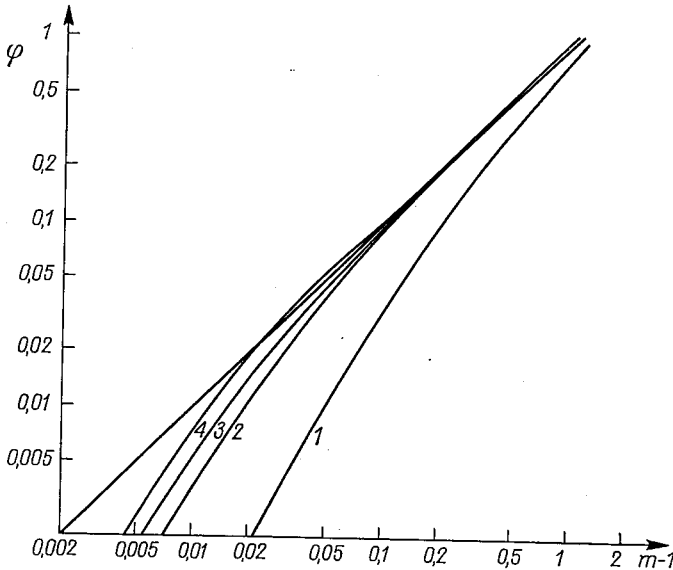


Fig. 34. Voltmeter's readings $\varphi = U_v/U_k$ of three singular arrangements and of a differential one against the compensation ratio $m = U_m \alpha/U_k$

1 — $a = 100 \mu s^{-1}$, 2 — $a = 1000 \mu s^{-1}$, 3 — $a = 2000 \mu s^{-1}$, 4 — $a = 2000 \mu s^{-1}$, $b/a = 0.25$, $n = 1.76$

In Fig. 34 the relations (70) and (73) for three singular arrangements with $a = 100, 1000, 2000 \mu s^{-1}$ (curves 1, 2, 3 respectively) and for a differential arrangement with $a = 2000 \mu s^{-1}$, $b/a = 0.25$ and $n = 1.76$ (curve 4) are shown. A triangular wave with $t_u = 0.1 \mu s$ is assumed.

We see the characteristic 4 running above the curves 1 ... 3. One could then think the differential arrangement to be more sensitive than the singular one. It should be emphasized then, that the relation (70) is somewhat misleading. The voltmeter V_e in a singular arrangement does not read the compensating voltage U_k and therefore its range need not correspond to U_k .

For an example let $U_k = 100$ V, $m = 1,02$, $t_u = 0,1$ μ s. From Fig. 34 (curve 4) we have $\varphi = 0,0195$. The voltmeter V_e would read $U_{vo} = 56$ V (after (74)) and $U_v = U_{vo}(1 + \varphi) = 57,09$ V (after (73)). It should range at least 60 V and we have to observe its deflection change of about 1,8%. The readings of singular arrangements would reach: 0,18 V, 1,12 V and 1,5 V respectively. Reckoning for scattering of U_m and assuming therefore, for instance, $m_{\max} \approx 1,1$ one should take into account $U_{v\max} = 3,4$ V, 8,9 V and 9,5 V for the three possibilities. In all the cases a voltmeter range of 10 V would meet the precautions. Hence for $m = 1,02$ even the set with smallest $a = 100$ μ s $^{-1}$ would read 1,8% of the full scale and the two remaining voltmeters: 11,2% and 15%, respectively.

The above considerations seem to settle the question in favour of a singular arrangement, in a distinct contradiction to the conclusions drawn from equation (67) and from Fig. 31. The explanation of these contradictory conclusions is quite simple. In all cases when one could content oneself with the statement δ be smaller than $\delta_{\max}$ if only $t_u \geq t_{u\min}$, the differential arrangement would secure the better accuracy. It is well seen also in Fig. 34, where the curve 4 runs much closer to the straight line $\varphi = m - 1$, than does any other curve (1 ... 3). Therefore if one accepts the simplest relation

$$m = \varphi + 1 \quad (75)$$

neglecting δ and estimating the crest voltage as

$$U_m = U_k m / \alpha \quad (76)$$

one ought to take advantage of a differential arrangement.

It is very interesting to inspect the accuracy obtainable by additional measuring of t_u and estimating therefrom δ . In that case we obtain

$$m = \frac{\varphi}{1 - \delta} + 1 \quad (77)$$

and the remaining inaccuracy can be simply calculated by summing up the partial errors of the parameters. Accounting for the foregoing equations one obtains easily

$$\frac{\Delta U_m}{U_m} = -\frac{\Delta U_k}{U_k} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{m-1}{m+F_x} \left[\frac{\Delta \varphi}{\varphi} + F_x \frac{\Delta t_u}{t_u} + (F_x - zat_o) \frac{\Delta a}{a} + zat_o \frac{\Delta t_o}{t_o} \right] \quad (78)$$

where

$$x = at_u(1 - 1/m). \quad (79)$$

Comparing (78) with (62) one finds a new component $\Delta U_k / U_k$. It is very small, as it is the error involved in reading low constant voltage U_k . All the other components are now bracketed and multiplied by a factor

$$0 \leq \frac{m-1}{m+F_x} < 1. \quad (80)$$

Its values may be read in Fig. 35 where it is plotted in coordinates (at_u, m) . As seen, it is appreciably constant with at_u , so that an approximation is acceptable for $m-1 < 1$:

$$\frac{m-1}{m+F_x} \approx 0,5(m-1). \quad (81)$$

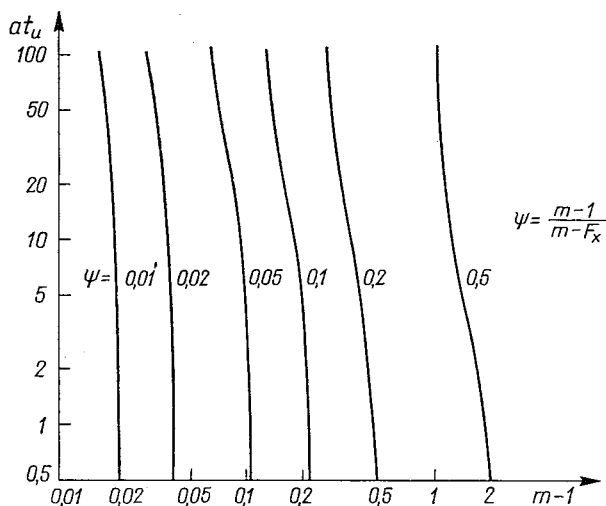


Fig. 35. Coefficient $\psi = \frac{m-1}{m+F_x}$ displayed over a (at_u, m) -plane

The conclusions are thought to be rather optimistic. Assuming the same values for the partial errors, as we did in Chapter 8.1, we find the sum in the square brackets to be of the order of 1 ... 2%. Hence $m-1 \leq 0,1$ would be quite small enough to justify the simplified relation

$$\frac{\Delta U_m}{U_m} = \frac{\Delta U_k}{U_k} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha}. \quad (82)$$

It is very important and should be emphasized once more, that the achievable accuracy practically does not alter with at_u . Hence no severe requirements are to be met regarding the parameter a . It is neither necessary to make it large nor even to estimate it very precisely. Arrangements with relatively large capacitances can be employed, which limits the influence of parasitic capacitances and enables α to be measured with high accuracy.

The same can be said concerning time t_u . The very weak influence of t_u on the accuracy makes the method applicable to recording surges of shortest duration. The auxiliary time measurements can be accomplished by an oscillograph or by some other instrument.

8.3. Simultaneous measurement by means of two impulse voltmeters

A triangular voltage impulse can be defined by two parameters: crest value U_m and time t_u . This feature suggests a simultaneous employment of two impulse voltmeters instead of using one voltmeter for U_m and an oscillograph for independent measuring of

t_u . The advantage of such an arrangement is obvious: one gets the results immediately without waiting for the photochemical treating of oscillograms.

The characteristics of the two voltmeters employed should be different. It means that they must have different parameters a and/or different values of compensating voltages U_k should be applied. The last alternative (different U_k) seems to be more promising, since, as already mentioned above, the parameter a rather feebly influences the characteristic at short times t_u . The parameter m plays a much more pronounced role.

Let the idea be discussed in some detail. Assume two identical rectifier-capacitor crest voltmeters of the singular type with equal a but different U_k . In accordance with relation (70) one can write

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= (m-1)(1-\delta_1) \\ \varphi_2 &= (\mu m-1)(1-\delta_2)\end{aligned}\quad (83)$$

where

$$\mu = U_{k1}/U_{k2}. \quad (84)$$

The errors δ_1, δ_2 depend on the respective surplus-voltage durations:

$$\begin{aligned}\delta_1 &= f(x_1), & \delta_2 &= f(x_2) \\ x_1 &= at_u(1-1/m), & x_2 &= at_u(1-1/\mu m).\end{aligned}\quad (85)$$

Measuring simultaneously the same voltage surge by the two voltmeters we get two records: φ_1 and φ_2 . The relations (83) can be then seen as a set of two equations with two variables: m and t_u . Solving it (graphically) we shall get the two parameters defining the surge: U_m and t_u .

In Fig. 36 two families of curves are shown: $\varphi_1 = \text{const}$ and $\varphi_2 = \text{const}$ in a plane of coordinates (m, t_u) . It is an example of a graphical solution for a set of voltmeters under the assumption of $a = 100 \mu\text{s}^{-1}$ and $\mu = 2$. In the same figure some dashed curves $\Delta m/m = \text{const}$ and $\Delta t_u/t_u = \text{const}$ are plotted, describing the errors involved in that solution. These curves have been computed after the equations (86) and (87):

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{m-1}{m+F_{x1}} \sum \Delta_1 + \frac{\mu m-1}{\mu m+F_{x2}} \sum \Delta_2 \quad (86)$$

$$\frac{\Delta t_u}{t_u} = \frac{1}{F_{x1}} \sum \Delta_1 + \frac{1}{F_{x2}} \sum \Delta_2 \quad (87)$$

with the following abbreviations:

$$\begin{aligned}\sum \Delta_1 &= \frac{\Delta \varphi_1}{\varphi_1} + (F_{x1} - zat_o) \frac{\Delta a}{a} + zat_o \frac{\Delta t_o}{t_o} \\ \sum \Delta_2 &= \frac{\Delta \varphi_2}{\varphi_2} + (F_{x2} - zat_o) \frac{\Delta a}{a} + zat_o \frac{\Delta t_o}{t_o}.\end{aligned}\quad (88)$$

Now, $\Delta a/a = \Delta t_o/t_o = 0,1$, $t_o = 50 \text{ ms}$ and $z = 0,5 \cdot 10^{-3}$ were assumed as before. However, contrary to the foregoing assumptions, the absolute values of errors $\Delta \varphi_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ and $\Delta \varphi_2 = 10^{-2}$ have been taken into account as constant and related to actual readings of the voltmeters φ_1 and φ_2 , respectively. In this way allowance has been

made for the growing up of the relative error when the deflection of a voltmeter is diminishing. However the errors are thought to be overestimated to some extent, because no attention has been paid to the possibility of changing the range of voltmeters. Virtually $\Delta\varphi/\varphi$ should be kept in the interval 0,5 ... 5% or so.

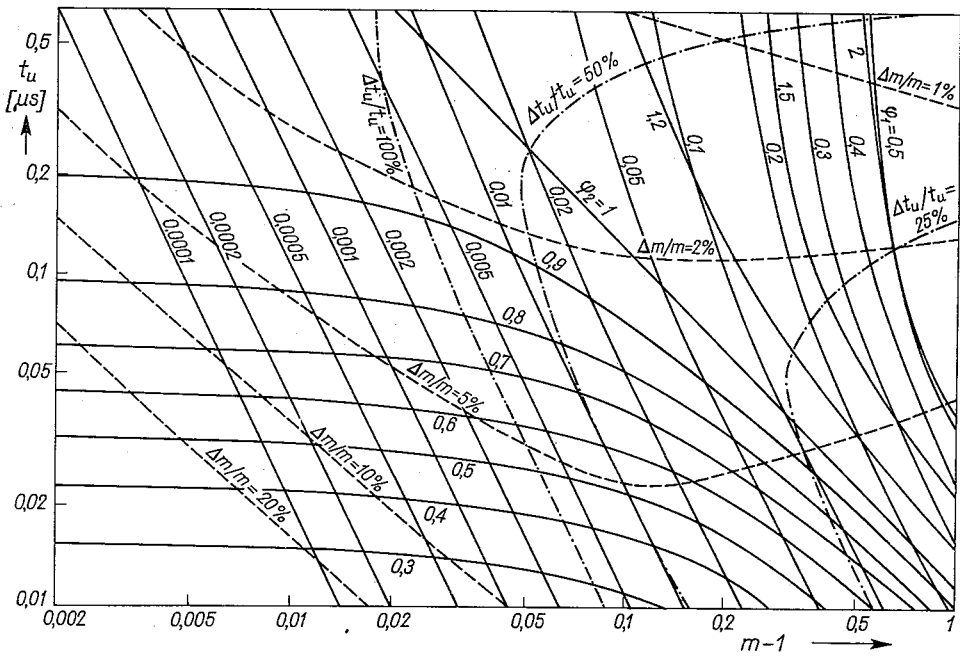


Fig. 36. Example of a graphical solution for a set of two impulse voltmeters used simultaneously

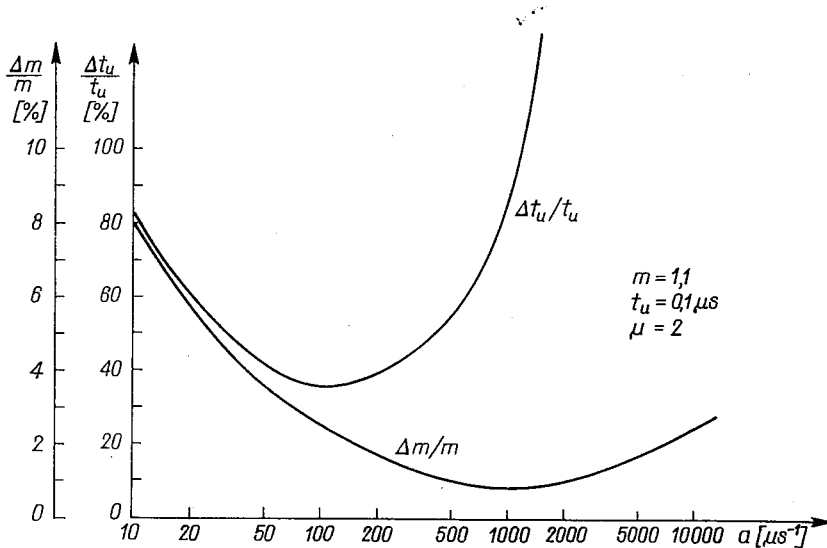


Fig. 37. Influence of parameter a on the accuracy of simultaneous U_m and t_u measurement by means of two impulse voltmeters

As seen in Fig. 36, the estimation of time t_u is rather inaccurate. The accuracy of U_m records

$$\frac{\Delta U_m}{U_m} = \frac{\Delta U_k}{U_k} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta m}{m} \quad (89)$$

is also very poor as compared to that obtained before under assumption of independent time measurement.

Obviously the set of voltmeters, having $a = 100 \mu s^{-1}$ and $\mu = 2$, is not an optimal one. With the purpose of rough estimation of the optimum, some values of $\Delta m/m$ and $\Delta t_u/t_u$ have been calculated for $m = 1, 1, t_u = 0,1 \mu s$, $\mu = 2$ and for a range of a . It is clearly visible in Fig. 37 that $a = 100 \mu s^{-1}$ is quite near its optimum as far as the measurement of t_u is concerned, while the most accurate recording of U_m would require $a = 1000 \mu s^{-1}$.

Similar calculations with $a = 100 \mu s^{-1}$, $m = 1, 1$, $t_u = 0,1 \mu s$ and $\mu = 1, 2 \dots 10$ have revealed the error $\Delta m/m$ to be hardly influenced by the parameter μ . However $\Delta t_u/t_u$ reduces to about 30% at $\mu = 10$, from 35% at $\mu = 2$.

9. CONCLUSIONS

The possibility of recording short high voltage impulses by a rectifier-capacitor voltmeter is thought to be proved by the theoretical considerations and confirmed, to some extent at least, by the experiment. Relatively simple measures: combining two voltmeters in a differential one, partial compensation of surges by d.c. voltage or simultaneous use of two independent voltmeters, enhance the accuracy and extend the range of applications to very short front-chopped surges.

The simplicity, facility of construction and low price, accompanied by a relatively high accuracy, do encourage a broad application of these arrangements. Their sensitivity to external electrical noise is quite high but surely not much higher than that of an oscillograph, so that their requirements concerning the laboratory earthing are rather equal. In the authors' opinion they deserve to become fundamental equipment in each high voltage laboratory and should substitute the expensive oscillographs in crest voltage recordings.

The best precision of measurement can be obtained by cooperative use of an impulse voltmeter (with partial compensation by d.c. voltage added) and of an oscillograph (for independent time and shape estimation). Such a combination is thought to be mostly useful especially as a standard method for calibration and testing of other measuring arrangements.

Acknowledgments

The author feels highly indebted to Prof. Dr Ing. St. Szpor for his helpful suggestions and especially for his persistent readiness to advise. Heartly thanks should also be expressed to Dr Ing. E. Dytkowski for the many encouraging discussions during the course of the work.

REFERENCES

1. G. W. Bowdler, Measurement on Impulse Voltages With a Ballistic Galvanometer, *J. Inst. Electr. Engrs*, II, 89 (12. 1942), 555—60.
2. H. Böhm, Spitzenspannungsmessung kurzzeitiger Einzelimpulse, *ATM* (1949), T. 73-4, V 3383—1.
3. K. Debus, E. Hueter, Über Bestimmung der Kennwerte von Spannungstößen mit anzeigenden Messgeräten, *ETZ*, (1940-II) 797.
4. E. Fischer, Eine Eicheinrichtung für Stoßspannungsmessgeräte und ihre Anwendung, *ETZ-A* 82 (4. 1961), 97—102.
5. G. Giralt, Sur la mesure de la valeur de crête d'une impulsion en haute tension, *C. R. hebdomadaire des Seances Acad. Sci.* 246 (1959), 3227—29.
6. G. Giralt, E. Krouk, Voltmètre de crête destiné à la mesure des impulsions isolées haute tension, *C. R. hebdomadaire des Seances Acad. Sci.* 249 (1959), 1042—44.
7. K. F. Heine, Ein Spitzenspannungsmesser für einmalige, kurzzeitige Vorgänge, *Elektronische Rundschau*, 13 (10.1959), 365—66.
8. W. Kuźniar, Nowy przyrząd elektroniczny do pomiaru uderzeń, *Rozprawy Elektr.*, VI (4.1960), 513—58.
9. W. Kuźniar, Inwersyjna metoda pomiaru napięcia stałego, „Zagadnienia maszyn przepływowych” PWN (1968), 497—511.
10. W. Kuźniar, Inwersyjna metoda pomiaru napięcia przemiennego, *Archiwum Elektrotechniki*, XIX (4.1970), 657—79.
11. W. Rabus, Messung von Überspannungen und Stoßspannungen mit Hochvakuumventil und elektrostatischem Spannungsmesser, *ETZ*, 74 (1953), 676.
12. S. Szpor, Eine Elektronenrohr-Kondensatorschaltung für Isolationsstaffelung, *Arch. Elektr.*, 30 (1936), 476—82.
13. J. J. Zieliński, Przystosowanie generatorów uderowych do wytwarzania znormalizowanych uderzeń ukośnych, *Prace Inst. Elektr.*, XIV (1966), z. 47, str. 5—31.

Appendix

THE PROTOTYPE DIFFERENTIAL VOLTMETER

a) Electrical network and construction

The realized prototype consists of three separate parts shown in Fig. D-1. The first of them is the high voltage electrode (1), which is to be suspended on the high voltage bar, between the surge generator output and the tested object. The second (2) low voltage part, containing a stabilized power source, the impulse rectifiers and the inductive transducer with capacitors C_2 and C_4 , is placed directly beneath the high voltage electrode. There are also situated within it three electromagnetic contactors: *A* (see Fig. D-1) — to earth and discharge the capacitors before a shot, *B* — to switch over the rectifiers according to the surge polarity and *C* — which is driven by thyatron and disconnects the rectifiers after the shot. The third part contains the press-buttons for the contactors, two signalling lamps, a zero-balancing potentiometer and two terminals (*V*) for a voltmeter. The connection between parts 2 and 3 realized by means of a long screened 5-core cable, makes it possible to place part 3 in the most convenient place (on a control desk).

The contactors have been specially constructed to achieve high dielectric resistance in order to reduce the leakage of the remembered charge. The filament transformer for the rectifiers with thoroughly reduced self-capacitance also has a reinforced insulation. Four valves EY 81 have been used as impulse rectifiers two in each branch of the differential arrangement.

The voltage range of the voltmeter can be altered by choosing an appropriate distance between part 1 and 2. In this way one changes the capacitances C_1 , C_3 and hence the capacitive ratio of the arrangement. It makes the voltmeter very flexible as it can cover voltages from few kilovolts up to some hundreds.

Some disadvantages are involved in that solution. Though the low voltage electrodes of capacitors C_1 , C_3 are hidden in a recess in the earthed chassis of part 2, they are not entirely screened from the surround-

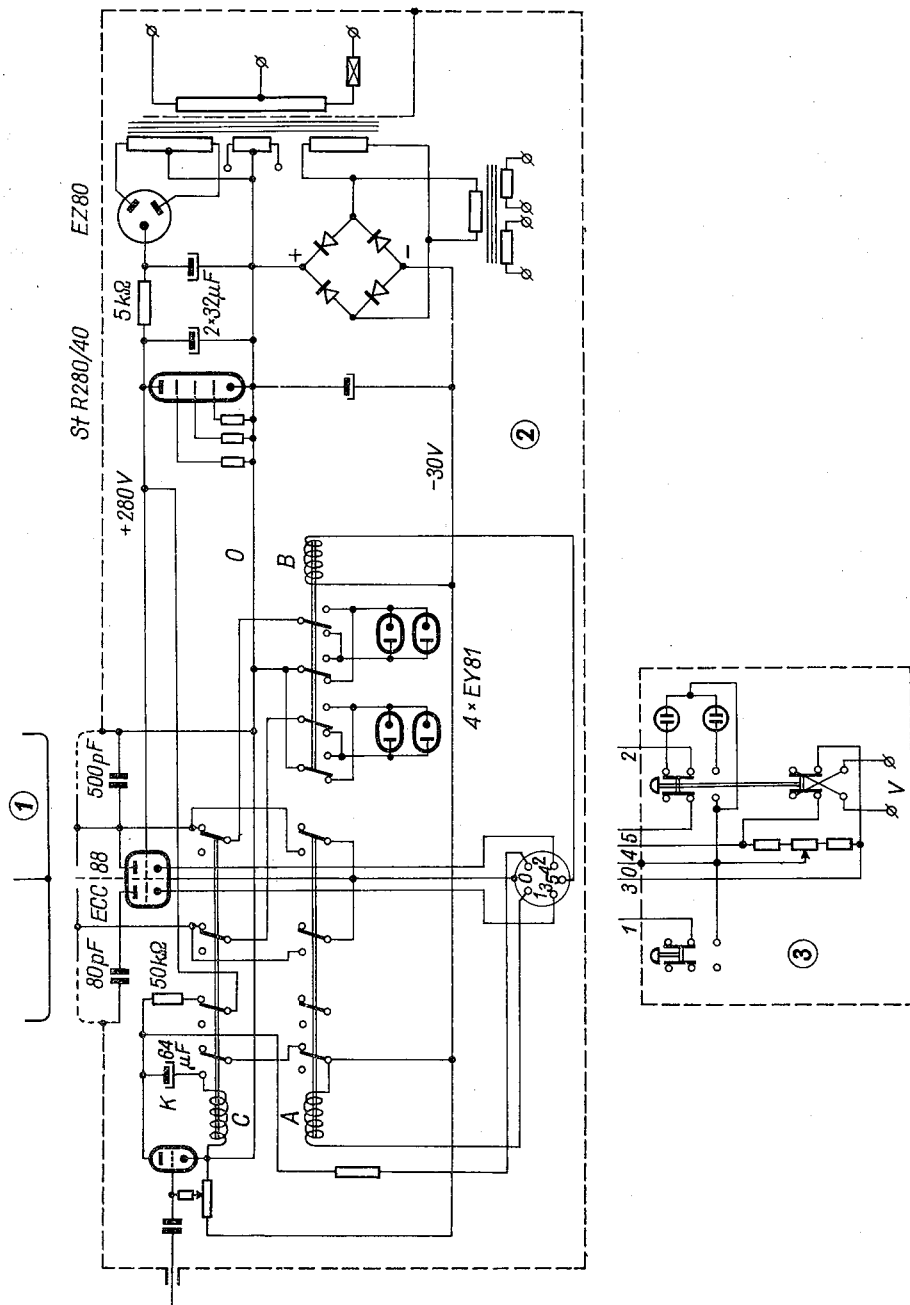


Fig. D-1. Connection diagram of the realized differential voltmeter

ings. The accuracy of the instrument could then be influenced by external objects, if not sufficiently distant, especially at high voltage ranges when the gap between the electrodes is large.

Precise determination of the distance between parts 1 and 2 is requisite. In the prototype, the only purpose of which was to test the principle of a differential arrangement, calibrated rods were thought to suffice. It seems more practical in the future items for both parts to be bound rigidly to a common dielectric construction with an appropriate screening and with a micrometer screw for precise adjustment of the gap.

It is very important also to secure the ratio $n = C_3/C_1$ to be invariable with the gap. To avoid the error, which could be caused accidentally by excentric positioning of parts 1 and 2, each of the low voltage electrodes of C_1 and C_3 has been divided into two parts and placed opposite to each other. The influence of an oblique or excentric arrangement of the high voltage electrode is now thought to be practically eliminated.

Detailed connection-diagram of the inversive electronic transducer is also clearly visible in Fig. D-1. The plates of a duotriode ECC 88 are permanently connected to the low voltage electrodes of C_1 and C_3 . Its grids are fed by d.c. voltage from the power source placed in the same housing of part 2. The cathodes are connected through a cable (cores 3 and 4) with the resistors and zero-balancing potentiometer contained in part 3.

b) Calibration and testing

First of all the inversive transducer has been calibrated. The relations $u_a = f(V_a)$ and $u_b = f(V_b)$ have been determined by means of a thoroughly smoothed d.c. voltage. They are shown in Fig. D-2. Symbols u_a, u_b denote the input voltages, while V_a, V_b the output ones, of the two inversive cathode-followers.

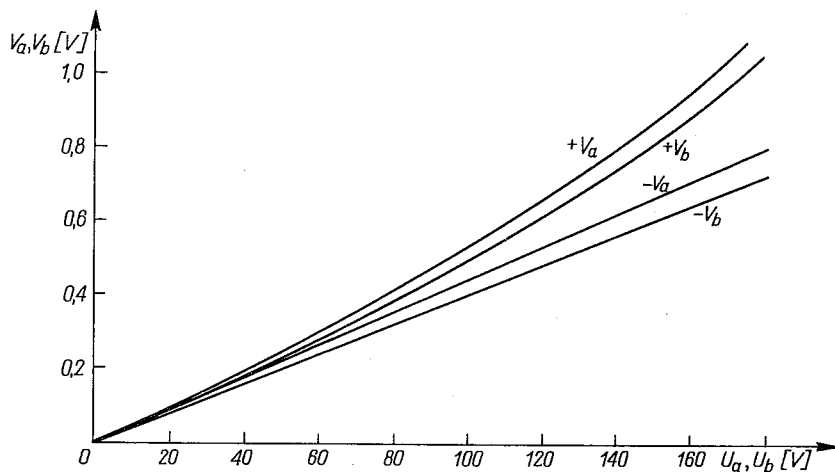


Fig. D-2. Calibrating curves of the inversive cathode-followers. Output voltages V_a, V_b against input voltages u_a, u_b

Thereafter the calibration of the differential arrangement has been undertaken. A special one-stage generator has been built with the parameters chosen properly for the crest voltage of surges to be capable of precise calculations. For detailed description of the method the reader is referred to [8]. The maximum crest voltage of surges producible by the generator was about 100 kV. The problem then arose how to extend the characteristics of the voltmeter towards higher voltages. A simple prolongation could not be applied because of their not exactly straight lines. The constants of the arrangements should be determined then to make possible an extrapolation of the characteristics.

To accomplish that task the two branches of the arrangement were calibrated separately. The relations $V_a = f(U_m)$ and $V_b = f(U_m)$ were measured and re-counted for $u_a = f(U_m)$ and $u_b = f(U_m)$ by making use of the curves shown in Fig. D-2. The last relations were then approximated by straight lines, according to the formulae:

$$u_a = U_m \frac{C_1}{C_1 + C_2}, \quad u_b = U_m \frac{C_3}{C_3 + C_4}. \quad (D-1)$$

Therefrom the capacitive ratios of each branch and also the resulting ratio of the differential voltmeter were estimated

$$\frac{u_{ab}}{U_m} = \frac{u_a}{U_m} - \frac{u_b}{U_m} = \frac{u_a}{U_m} \left(1 - \frac{u_b}{u_a}\right). \quad (D-2)$$

An average value of u_b/u_a was taken from many measurements and the curves $u_{ab} = f(V_{ab})$ for either polarity of voltage were calculated on the basis of the diagram in Fig. D-2. These curves, shown in Fig. D-3, made it possible to *straighten* the measuring characteristics and hence to extend them to higher voltages.

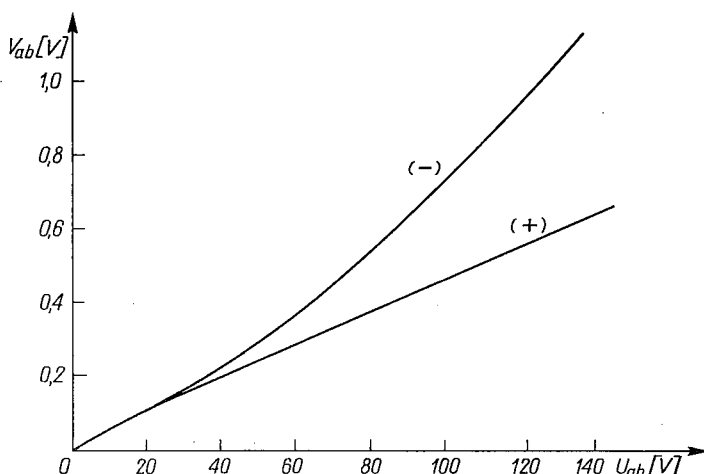


Fig. D-3. Calibrating curves of the differential inductive transducer: $V_{ab} = f(u_{ab})$ with $u_b/u_a = 0,393$ and $0,459$ for positive and negative voltages, respectively

In Fig. D-4 the calculated characteristics $U_m = f(u_{ab})$ were plotted for 4 interelectrode gaps $d = 50, 100, 150, 200$ mm.

These calibrations and additional measurements of C_2 and C_4 have enabled the capacitances C_1 and C_3 to be estimated. The measured values C_2 and C_4 were the following: $C_{2+} = 104$ pF, $C_{4+} = 498$ pF and $C_{2-} = 126$ pF, $C_{4-} = 515$ pF. The differences between capacitances with indexes „+” and „-” are caused by the stray capacitances of the rectifiers’ filaments, which were switched over to fit the positive or negative surge polarity.

The most important results of calculations are listed below in Table II. Parameter $n = 1,88$ has been obtained, about 50% greater than assumed ($n = 1,2$). It is quite easy to alter the active surface of low voltage electrodes to correct the n -value, however, precise adjusting of it is difficult, because of the trouble-

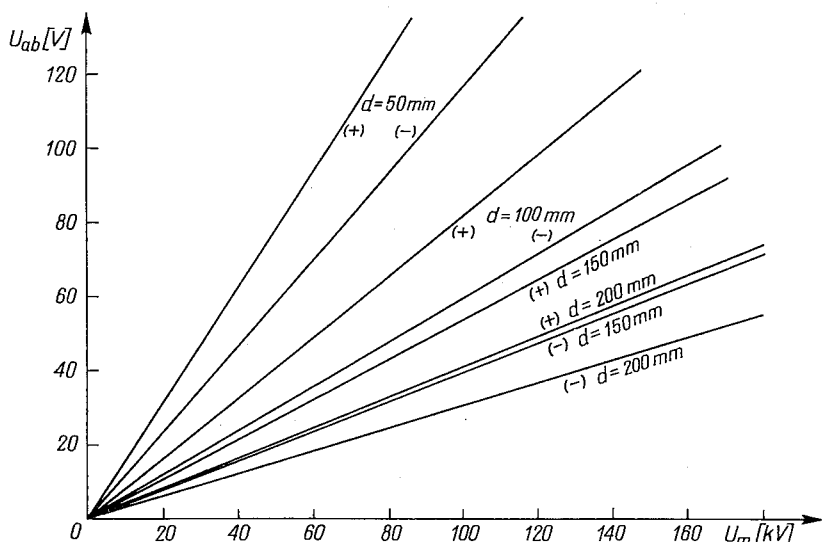


Fig. D-4. Characteristics of the tested differential voltmeter, for $d = 50, 100, 150, 200$ mm for positive and negative voltages

Table 2

Results of prototype calibration

1	d	mm		50	100	150	200	average
2	u_a/U_m	V/kV	+	2,641	1,336	0,886	0,667	
			-	2,175	1,094	0,728	0,543	
3	u_b/U_m	V/kV	+	1,066	0,517	0,349	0,259	
			-	1,007	0,497	0,330	0,253	
4	u_b/u_a	./.	+	0,403	0,387	0,394	0,388	0,393
			-	0,463	0,454	0,453	0,466	0,459
5	C_1	pF		0,275	0,139	0,092	0,069	
6	C_3	pF		0,524	0,257	0,173	0,130	
7	$n = C_3/C_1$	./.		1,90	1,86	1,88	1,89	1,88
8	u_{ab}/U_m	V/kV	+	1,575	0,819	0,537	0,408	
			-	1,168	0,597	0,398	0,290	
9	U_m/u_{ab}	./.	+	635	1220	1862	2452	
			-	856	1675	2510	3450	
10	U_m/du_{ab}	mm ⁻¹	+	12,7	12,20	12,40	12,26	12,39
			-	17,12	16,75	16,72	17,25	16,96

some calibrations involved. The correction has been given up, for the present, but it will be unavoidable in the future, so as to reach the optimal set of parameters, according to theoretical estimations in Chap. 5.

The two remaining parameters: a , b could not be estimated from the calibrations. The static resistance of a valve EY81 is about 100Ω . Assuming this value and accounting for two valves in parallel and for the capacitances given above, one receives for positive voltage: $a = 192 \mu s^{-1}$, $b = 40 \mu s^{-1}$ and for negative one: $a = 159 \mu s^{-1}$, $b = 38,8 \mu s^{-1}$. It seems possible, however, for the very short impulses (with $t_u = 0,1 \mu s$) to take into reckoning much smaller dynamic resistances of the valves. The real values of a and b may then be greater.

The ratio b/a was calculated to amount to 0,209 for positive voltages and to 0,245 for negative ones, in rather good agreement with the ratio C_2/C_4 and differing in about $\pm 10\%$ from the assumed value $b/a = 50/225 = 0,222$.

The lines 9 and 10 in Table II show the ratios U_m/u_{ab} to be strictly proportional to the gap d . The coefficients of proportionality: $U_m/du_{ab} = 12,39 \text{ mm}^{-1}$ and $16,96 \text{ mm}^{-1}$ (for „+” and „-” surges, respectively) make it easy to calculate the voltmeter ratio for any given gap d between 50 and 200 mm. With some care they can also be used to extrapolate the curves towards gaps greater than 200 mm. It is, of course, to be kept in mind that for greater d , the field between the electrodes becomes less uniform and therefore the coefficients should diminish.

The calculations of the calibration curves were based on about 160 single records, about 50 for u_{ab} , u_a and u_b , one half of them with positive and one half with negative surges. A statistical analysis of these data reveals following parameters:

- 1) the arithmetic average error

$$\eta = \frac{\sum |\delta|}{N} = 1,9\%$$

- 2) the square average error of a single record

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum \delta^2}{N-1}} = 2,4\%$$

- 3) the maximal error

$$\delta_{\max} = 6,8\% = 2,8\sigma.$$

The ratio $\eta/\sigma = 0,793$ differs in 0,6% from its theoretical value for a normal distribution.

The overall dispersion (σ) of records is geometrical sum of the dispersion (σ_p) due to tested voltmeter and of that due to the generator (σ_g). Basing on previous experiments $\sigma_g = 0,5 \dots 0,8\%$ may be assumed. Hence $\sigma_p \approx 2,3\%$ is to be attributed to the voltmeter. It can be divided in two farther components — the one being inherent in the used meter and the other being caused by the hurry with which the meter's deflection was read.

The range of the moving coil voltmeter was 1 V and its class was 0,2%. A much worse real accuracy must be accounted for, however, due to relatively low surge voltages (100 kV) obtainable from the generator. For large gaps $d = 100, 150, 200 \text{ mm}$, envisaged for high voltage measurement, a rather great part of readings did not exceed 20% or so of the scale. Assuming $\Delta V = 2 \cdot 10^{-3} \text{ V}$ and reckoning for all readings, $\sigma_v = 1,8\%$ was obtained. For particular gaps d the values from 0,9% to 3,5% were estimated.

The last component of σ , involved in the hurry of readings, amounted then to about 1,6%. As mentioned before, one is able to enhance the time-constant T_z somewhere round 10-times by switching off the rectifiers after each shot. It was given up, for the present, because of the electrical noise, caused by the disconnecting arrangement. However, when a better screening is applied, one may expect the hurry and the reading error, bound to it, to be fully eliminated.

W. KUŹNIAR

POMIARY NAPIĘĆ UDAROWYCH METODAMI PROSTOWNIKOWO-KONDENSATOROWYMI

Streszczenie

Pojemność pomiarowa układu prostownikowo-kondensatorowego ładuje się proporcjonalnie do napięcia udarowego i *zapamiętuje* to napięcie na czas potrzebny do jego rejestracji. Znając przekładnię układu oblicza się stąd szukaną wartość szczytową udaru. Pomiar jest obciążony uchybem ładowania δ_c (według (2)), który wynika stąd, że ładowanie pojemności jest opóźnione przez spadki napięcia na szeregowych opornościach, oraz uchybem pamięci δ_p (4), który wynika z utraty części ładunku w czasie t_o , potrzebnym na zarejestrowanie zapamiętanego napięcia. Uchyb ładowania można zmniejszyć zmniejszając stałą czasową ładowania T . Jednocześnie jednak maleje również stała czasowa zaniku napięcia T_z , a zatem rośnie uchyb pamięci.

Rozdział 2 zawiera krótki przegląd sposobów pogodzenia tych dwu sprzecznych warunków. Proponowane w dotychczasowej literaturze rozwiązania nadawały się właściwie wyłącznie do ударов pełnych lub uciętych na grzbiecie. Rozpowszechniające się jednak próby izolacji stromymi udarami, ucinanymi po czasach rzędu dziesiątych części mikrosekundy, skłaniają do zajęcia się również pomiarem krótkich ударов uciętych na czole.

Rozdział 3 zawiera analizę uchybów systematycznych pojedynczego układu prostownikowo-kondensatorowego według rys. 9. Biorąc w rachubę cztery różne kształty ударов (rys. 10) i czas do ucięcia $t_u \geq 0,1 \mu s$, obliczono uchyby ładowania i pokazano je na wykresie (rys. 11) w funkcji stałej czasowej ładowania T . Na rysunku 12 pokazano uchyb wypadkowy δ (por. (5) i (6)). Ograniczenie tego uchybu do 1% wymagałoby, jak się okazuje, stałej czasowej $T = 0,25 ns$ i $t_o = 2,5 ms$. Wydaje się to bardzo trudne, jeśli jest w ogóle osiągalne.

Rozdział 4 przedstawia analizę uchybów nowego układu pomiarowego według rys. 13. Nazwano go układem różnicowym, gdyż jego napięcie wyjściowe u_{ab} jest różnicą napięć u_a , u_b , zapamiętywanych przez dwa niezależne układy pojedyncze typu omówionego w rozdziale 3. Przez odpowiedni dobór parametrów a , b (zależność (33)) i n (34) uzyskuje się wzajemną kompensację uchybów w napięciu różnicowym. Dzięki temu uchyb ładowania δ_c według (38) może być mały, mimo że obie gałęzie układu różnicowego mają stosunkowo duże stałe czasowe i w rezultacie duże uchyby ładowania, przez co łącznie z dodatnim uchybem pamięci uzyskuje się dalsze zmniejszenie uchybu wypadkowego.

W rozdziale 5 przedstawiono wyniki obliczeń optymalizacyjnych, przy czym w uchybie wypadkowym liczonym według (57) uwzględniono oprócz δ_c i δ_p również część uchybu przekładni według (56). Optymalny układ różnicowy o parametrach: $a = 225 \mu s^{-1}$, $b = 50 \mu s^{-1}$ i $n = 1,2$ daje $\delta_{max} \approx 1\%$ w zakresie czasów $t_u \geq 0,1 \mu s$, niezależnie od kształtu udaru.

W rozdziale 6 przedyskutowano sprawę doboru obwodu wyjściowego, to znaczy sposobu pomiaru napięcia u_{ab} . Zdecydowano się zastosować symetryczny, inwersyjny wtórnik katodowy. Ma on dużą oporność wejściową rzędu 10^{12} omów, dzięki czemu nie obciąża pojemności pomiarowej, oraz niską oporność wyjściową, co umożliwia załączenie praktycznie dowolnego miernika magnetoelektrycznego. Posiada też dość dobre ekranowanie między obu połówkami, tak że nie wprowadza bezpośrednich sprzężeń między obu gałęziami układu różnicowego.

Rozdział 7 przedstawia wnioski wyciągnięte z badania zrealizowanego układu różnicowego, którego konstrukcję i cechowanie opisano w Dodatku. Przyrząd działa na ogół zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, chociaż okazał się nadspodziewanie wrażliwy na zakłócenia od uzemiennych spadków napięcia. Przypuszcza się, że staranniejsze ekranowanie wnętrza przyrządu usunie tę wadę.

W rozdziale 8 rozpatrzono kilka kombinowanych metod pomiarowych, które chociaż może nieco kłopotliwe w użyciu, mogą zapewnić większą dokładność pomiaru krótkich ударов uciętych. Zaproponowano nową metodę kompensacji ударов napięciem stałym bezpośrednio w układzie prostownikowo-kondensatorowym pojedynczym (rys. 32) lub różnicowym (rys. 33). Jest ona znacznie prostsza i wygodniejsza niż znany mostek kompensacyjny Rabusa [11] (rys. 30): unika szeregu trudności związanych z wyrównywaniem stałych czasowych mostka i zmniejsza przez to wpływ zakłóceń, a zarazem umożliwia pomiar

pojedynczych uderów uciętych na czole. Połączenie tej metody z zasadą jednoczesnego i niezależnego pomiaru pozostałych parametrów uderu: czasu i kształtu zapewnia najwyższą osiągalną precyzję pomiarów. Połączenie takie nadaje się szczególnie jako metoda wzorcowa do cechowania innych układów pomiarowych.

W. KUŹNIAR

STOßSPANNUNGSMESSUNGEN MITTELS STROMRICHT-ER-KONDENSATOR-EINRICHTUNGEN

Zusammenfassung

Nachdem systematische Fehler einer einzelnen Stromrichter-Kondensator-Einrichtung diskutiert und eine kurze Übersicht über die bisher publizierten Methoden angeführt worden sind, wird eine eingehende Analyse einer neuen Messeinrichtung gegeben. Sie wird Differential-Einrichtung genannt, weil ihre Ausgangsspannung als Differenz der Ausgangsspannungen zweier einzelnen Einrichtungen erhalten wird. Die theoretischen Schlüsse wurden teilweise in laboratorischen Untersuchungen des hierfür entwickelten Prototyps geprüft.

Einige kombinierte Messmethoden werden besprochen, die als Vergleichsmethoden bei Eichung neuer Einrichtungen mit abgeschnittenen Stosswellen angewandt werden könnten. Dabei wird eine neue Einrichtung vorgeschlagen, wobei die Stossspannung teilweise durch eine niedrige konstante Spannung kompensiert wird. Grösste Genauigkeit wird erreicht, wenn diese Kompensations-Messung durch gleichzeitige Registrierung der Zeitdauer und der Wellenform der Stösse begleitet wird.

В. КУЗЬНЯР

ИЗМЕРЕНИЯ УДАРНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ВЫПРЯМИТЕЛЬНО-КОНДЕНСАТОРНЫМИ МЕТОДАМИ

Резюме

После рассмотрения систематических ошибок одиночной выпрямительно-конденсаторной системы и краткого обзора опубликованных до настоящего времени решений, дается подробный анализ новой измерительной схемы. Она названа разностной схемой, так как ее выходное напряжение является разницей выходных напряжений двух одиночных схем. Теоретические выводы частично проверены лабораторными испытаниями построенного прототипа.

Исследовано несколько комбинированных измерительных методов, которые могли бы быть использованы в качестве эталонных методов для калибровки приборов обрезанными импульсами. При этом предлагается новая схема для компенсации импульсов постоянным напряжением. Предполагается, что наибольшую точность этот метод будет иметь при одновременном измерении длительности и формы импульса.

Analiza harmoniczna pola elektromagnetycznego w szczelinie przytwornikowej jawnobiegunowej maszyny synchronicznej

KONRAD SCHOEPP (WROCŁAW)

Instytut Układów Elektromaszynowych Politechniki Wrocławskiej

Otrzymano 7.6.1971

W artykule przedstawiono sposób przeprowadzania analizy harmonicznej pola elektromagnetycznego w szczelinie przytwornikowej jawnobiegunowej maszyny synchronicznej wyposażonej w klatkę tłumiącą, pochodzącego od podstawowej harmonicznej siły magnetomotorycznej (smm) uzwojenia twornika, wirującej z różnymi prędkościami po obwodzie twornika, oraz tłumiącej siły magnetomotorycznej wirnika.

1. WSTĘP

Przedstawiony w artykule sposób przeprowadzania analizy harmonicznej pola elektromagnetycznego w szczelinie przytwornikowej jest pomyślany przede wszystkim jako uzupełnienie pracy [16], czyli ma służyć do określania wpływu podstawowej harmonicznej przestrzennej siły magnetomotorycznej, wywołanej przez harmoniczną prądu twornika, na kształt krzywej napięcia jawnobiegunowej prądnicy synchronicznej z klatką tłumiącą.

Prądnice synchroniczną rozpatruje się w układzie przyjętym za normalny, tj. o wirującej magneśnicy i nieruchomym zewnętrznym tworniku.

Wielkości występujące we wzorach są wyrażone w jednostkach międzynarodowego układu jednostek miar SI, jeśli nie podano w tekście inaczej.

WYKAZ OZNACZEŃ

$A_{d\mu}, A_{q\mu}$ — współczynniki amplitud harmoniczných przestrzenných pola rzędu μ , odpowiednio w osi podłużnej d i poprzecznej q , które pomnożone odpowiednio przez B_{odv} względnie B_{oqv} dają amplitudy harmonicznej przestrzennej pola rzędu μ w odpowiednich osiach, pochodzące od harmonicznego prądu twornika rzędu v ;

$A_{1d\mu}, A_{1q\mu}$ — współczynniki amplitud harmoniczných przestrzenných rzędu μ pola pod nabiegunnikiem, odpowiednio w osi podłużnej d i poprzecznej q ;

- $A_{2d\mu}, A_{2q\mu}$ — współczynniki amplitud harmoniczych przestrzennych rzędu μ pola na obwodzie twornika w strefie międzybiegunowej, odpowiednio w osi podłużnej d według rysunku 1 i poprzecznej q według rysunku 2¹⁾;
- $A_{3d\mu}, A_{3q\mu}$ — współczynniki amplitud harmoniczych przestrzennych rzędu μ pola na obwodzie twornika, uwzględniające zaokrąglenie końca nabiegunnika, odpowiednio w osi podłużnej d według rysunków 3 i 4 oraz poprzecznej q według rysunków 5 i 6¹⁾;
- $A_{4d\mu}, A_{4q\mu}$ — współczynniki amplitud harmoniczych przestrzennych rzędu μ pola na obwodzie twornika, uwzględniające odstępstwo od prostej proporcjonalności reluktancji szczeliny przytwornikowej do jej rozwartości, odpowiednio w osi podłużnej d według rysunku 7 i poprzecznej q według rysunku 8¹⁾;
- a_p — występ nabiegunnika poza pieńek bieguna, mierzony wzdłuż szerokości nabiegunnika²⁾;
- a_1 — współczynnik 1-go obwodu tłumiącego w osi podłużnej;
- B_{odv} — indukcja magnetyczna od harmoniczej prądu twornika rzędu v , jaka wystąpiłaby w osi podłużnej w przypadku braku tłumienia³⁾;
- B_{oqv} — indukcja magnetyczna od harmoniczej prądu twornika rzędu v , jaka wystąpiłaby w osi poprzecznej przy braku tłumienia, w przypadku stałej szczeliny przytwornikowej na obwodzie twornika równej szczelinie w osi bieguna³⁾;
- B_{1d}, B_{1q} — indukcja pola elektromagnetycznego w szczelinie przytwornikowej strefy nabiegunnika, pochodzącego od wypadkowej smm, odpowiednio w osi podłużnej d i poprzecznej q ⁴⁾;
- B_{1f} — indukcja pola elektromagnetycznego w szczelinie przytwornikowej strefy nabiegunnika, w obszarze tłumiącego działania jedynie uzwojenia wzbudzenia, pochodząca od tłumiącej smm uzwojenia wzbudzenia;
- b_m — szerokość pieńka bieguna²⁾;
- b_{ock} — szerokość otwarcia żłobka k -tego pręta klatki tłumiącej²⁾;
- b_p — szerokość nabiegunnika²⁾;
- b_z — szerokość żłobka twornika;
- C_p — średnia odległość między sąsiednimi nabiegunnikami²⁾;
- D_{tw} — średnica wewnętrzna twornika;
- F_f — tłumiąca podłużna smm wirnika w części obwodu twornika objętej tylko przez uzwojenie wzbudzenia, czyli w strefie poza skrajnymi prętami klatki, wyrażona w jednostkach względnych w stosunku do amplitudy podstawowej harmoniczej smm twornika;
- F_{dmn} — smm m -tego obwodu tłumiącego w osi podłużnej, przy istnieniu n różnych obwodów tłumiących klatki, wyrażona w jednostkach względnych w stosunku do amplitudy smm twornika;

¹⁾ Symbole te z dodatkowym indeksem tw oznaczają od podstawowej harmoniczej przestrzennej smm twornika, zaś z dodatkowym indeksem w oznaczają od smm obwodów tłumiących wirnika.

²⁾ Wielkość tę przedstawiono na rysunku 9.

³⁾ Sposób wyznaczenia tej wielkości podano w pracy [16].

⁴⁾ Symbole te z dodatkowymi indeksami: tw oznaczają od podstawowej harmoniczej smm twornika, w oznaczają od tłumiącej smm wirnika, wm oznaczają od tłumiącej smm m -tego obwodu, μ oznaczają amplitudę μ -tej harmoniczej.

- F_{qnm} — smm m -tego obwodu tłumiącego w osi poprzecznej, przy istnieniu $n+1$ różnych obwodów tłumiących w osi poprzecznej, co zachodzi w przypadku zastosowania międzybiegunowych segmentów pierścieni zwierających klatki tłumiącej, wyrażona w jednostkach względnych w stosunku do amplitudy smm twornika;
- F'_{qnm} — smm m -tego obwodu tłumiącego w osi poprzecznej, przy istnieniu n różnych obwodów tłumiących w osi poprzecznej, co zachodzi w przypadku gdy nie ma międzybiegunowych segmentów pierścieni zwierających klatki tłumiącej, wyrażona w jednostkach względnych w stosunku do amplitudy smm twornika;
- h_m — wysokość pieńka bieguna²⁾;
- h_p — wysokość nabiegunnika w osi bieguna²⁾;
- h_{ock} — wysokość otwarcia żłobka k -tego pręta klatki tłumiącej²⁾;
- jw. — jednostka względna;
- k_{cck} — współczynnik Cartera w miejscu k -tego pręta klatki tłumiącej;
- k_f — stosunek podstawowej harmonicznej indukcji w szczelinie do jej maksymalnej wartości przy wzniesieniu pola od strony uzwojenia wzbudzenia; wartości tego stosunku podaje praca [8];
- k_ϕ — stosunek całkowitego strumienia do strumienia podstawowej harmonicznej; wartości tego stosunku podaje praca [8];
- l_p — długość pieńka bieguna;
- n_c — liczba prętów klatki tłumiącej na biegun;
- t_1 — podziałka żłobkowa twornika;
- t_2 — podziałka żłobkowa klatki tłumiącej²⁾;
- α — stosunek rzutu środkowego szerokości nabiegunnika na wewnętrzny obwód twornika do podziałki biegunowej;
- β — kąt elektryczny mierzony od osi bieguna;
- β_{ck} — kąt elektryczny zawarty między osią bieguna a k -tym prętem klatki tłumiącej, licząc od osi bieguna²⁾;
- β_k — kąt elektryczny zawarty między osią bieguna a osią k -tego obwodu tłumiącego, licząc od osi bieguna²⁾;
- δ — rozwartość szczeliny przytwornikowej w osi łuku nabiegunnika²⁾;
- $\delta_{\max}$ — maksymalna rozwartość szczeliny przytwornikowej wzdłuż łuku nabiegunnika²⁾;
- $\delta' = k_c \delta$ — efektywna rozwartość szczeliny przytwornikowej w osi łuku nabiegunnika;
- δ_k — rozwartość szczeliny przytwornikowej w środku k -tego obwodu tłumiącego²⁾;
- δ_p — efektywna rozwartość szczeliny przytwornikowej w strefie międzybiegunowej;
- δ_{n+1} — średnia rozwartość szczeliny przytwornikowej na skraju łuku nabiegunnika;
- λ_{ck} — permeancja strumienia rozproszenia k -tego pręta klatki tłumiącej;
- λ_f — permeancja strumienia rozproszenia uzwojenia wzbudzenia;
- λ_{gk} — permeancja strumienia rozproszenia między główkami zębów k -tego pręta klatki tłumiącej;

- μ — rząd harmonicznej przestrzennej pola;
 ν — rząd harmonicznej przebiegu czasowego prądu twornika;
 τ — podziałka biegunowa podstawowej harmonicznej przestrzennej.

2. AMPLITUDE HARMONICZNYCH PRZESTRZENNYCH POLA W SZCZELINIE PRZYTWORNIKOWEJ

Amplitudę harmonicznej przestrzennej pola w szczelinie przytwornikowej można przedstawić w postaci iloczynu współczynnika amplitudy $A_{d\mu}$ i indukcji $B_{od\nu}$ dla osi podłużnej d i analogicznie $A_{q\mu}$ $B_{oq\nu}$ dla osi poprzecznej q .

Zależności do wyznaczania wielkości $B_{od\nu}$ i $B_{oq\nu}$ są podane w pracy [16]. Sposób wyznaczenia współczynników amplitud harmonicznych przestrzennych pola $A_{d\mu}$ i $A_{q\mu}$, przedstawiony jest w niniejszej pracy.

Uwzględniając różne składowe pola, można zapisać współczynniki amplitud odpowiednio:

$$A_{d\mu} = A_{1d\mu} + A_{2d\mu} - A_{3d\mu} - A_{4d\mu}, \quad (1)$$

$$A_{q\mu} = A_{1q\mu} + A_{2q\mu} - A_{3q\mu} - A_{4q\mu}. \quad (2)$$

Częstotliwości w obwodach tłumiących wirnika są wyższe od częstotliwości podstawowej. Rolę decydującą odgrywać tu będą składowe bierne prądów w obwodach tłumiących wirnika, wywołujących smm przeciwnie skierowane do smm twornika [2, 10].

Założono, że tłumiąca smm jest skierowana przeciwnie do wywołującej ją smm twornika.

2.1. Wyznaczenie współczynników $A_{1d\mu}$ i $A_{1q\mu}$

W budowanych obecnie jawnobiegunowych prądnicach synchronicznych stosowane są takie proporcje wymiarów δ/τ oraz $\delta_{\max}/\delta$, że z wystarczającą dla praktycznych celów dokładnością można założyć proporcjonalność reluktancji szczeliny do jej rozwartości [2, 14, 17, 22]. Przy tych założeniach indukcje magnetyczne μ -tej harmonicznej przestrzennej w szczelinie przytwornikowej strefy nabiegunnika można określić z zależności:

$$B_{1d\mu} = \frac{4}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} B_{1d} \cos \mu \beta d\beta, \quad (3)$$

$$B_{1q\mu} = \frac{4}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} B_{1q} \sin \mu \beta d\beta, \quad (4)$$

gdzie

$$B_{1d} = B_{1d\tau w} - B_{1dw}, \quad (5)$$

$$B_{1q} = B_{1q\tau w} - B_{1qw}. \quad (6)$$

Indukcje pochodzące od sinusoidalnego rozkładu przestrzennego smm twornika przedstawiają wyrażenia

$$B_{1dtw} = B_{od} \frac{\delta}{\delta_\beta} \cos \beta, \quad (7)$$

$$B_{1qtw} = B_{oq} \frac{\delta}{\delta_\beta} \sin \beta, \quad (8)$$

zaś od tłumiącej je smm wirnika w strefie działania poszczególnych obwodów tłumiących, można wyrazić zależnościami

$$B_{1dwm} = B_{od} F_{dnm} \frac{\delta}{\delta_\beta}, \quad (9)$$

$$B_{1f} = B_{od} F_f \frac{\delta}{\delta_\beta}, \quad (10)$$

$$B_{1qwm} = B_{oq} F_{qnm} \frac{\delta}{\delta_\beta}. \quad (11)$$

W zależnościach (7) do (11) pominięto indeks ν w celu zmniejszenia liczby indeksów; zależności te można stosować do wszystkich harmonicznich ν .

Rozwartość szczeliny przytwornikowej w strefie nabiegunknika jako funkcję α , $\delta_{\max}/\delta$ i β , przy walcowej powierzchni nabiegunknika można wyrazić [2, 7, 11, 17] zależnością

$$\delta_\beta = \delta \left[1 + \left(\frac{\delta_{\max}}{\delta} - 1 \right) \left(\frac{2\beta}{\pi\alpha} \right)^2 \right], \quad (12)$$

względnie [12, 17] zależnością

$$\delta_\beta = \delta \left[1 + \left(\frac{\delta_{\max}}{\delta} - 1 \right) \frac{1 - \cos \beta}{1 - \cos \frac{\pi}{2} \alpha} \right]. \quad (13)$$

Wyrażenie rozwartości szczeliny w postaci (13) jest łatwiej całkowalne, dlatego też przy analizie harmonicznnej pola w szczelinie pod nabiegunknikiem będzie ono brane pod uwagę.

Zależność (13) można przedstawić prościej w formie

$$\delta_\beta = \delta a (1 - b \cos \beta), \quad (14)$$

gdzie

$$a = \frac{\frac{\delta_{\max}}{\delta} - \cos \frac{\pi}{2} \alpha}{1 - \cos \frac{\pi}{2} \alpha}, \quad (15)$$

$$b = \frac{\frac{\delta_{\max}}{\delta} - 1}{\frac{\delta_{\max}}{\delta} - \cos \frac{\pi}{2} \alpha}.$$

Po uwzględnieniu zależności (14), wzory (7), (8), (9), (10) i (11) przyjmą postać

$$B_{1d\tau\omega} = B_{od} \frac{\cos \beta}{a(1-b\cos \beta)}, \quad (7a)$$

$$B_{1q\tau\omega} = B_{oq} \frac{\sin \beta}{a(1-b\cos \beta)}, \quad (8a)$$

$$B_{1d\omega m} = B_{od} \frac{F_{dnm}}{a(1-b\cos \beta)}, \quad (9a)$$

$$B_{1f} = B_{od} \frac{F_f}{a(1-b\cos \beta)}, \quad (10a)$$

$$B_{1q\omega m} = B_{oq} \frac{F_{qnm}}{a(1-b\cos \beta)}. \quad (11a)$$

Zgodnie z tym, co poprzednio powiedziano, współczynniki amplitud harmonicznych przestrzennych pola $A_{1d\mu}$ i $A_{1q\mu}$ można określić zależnościami

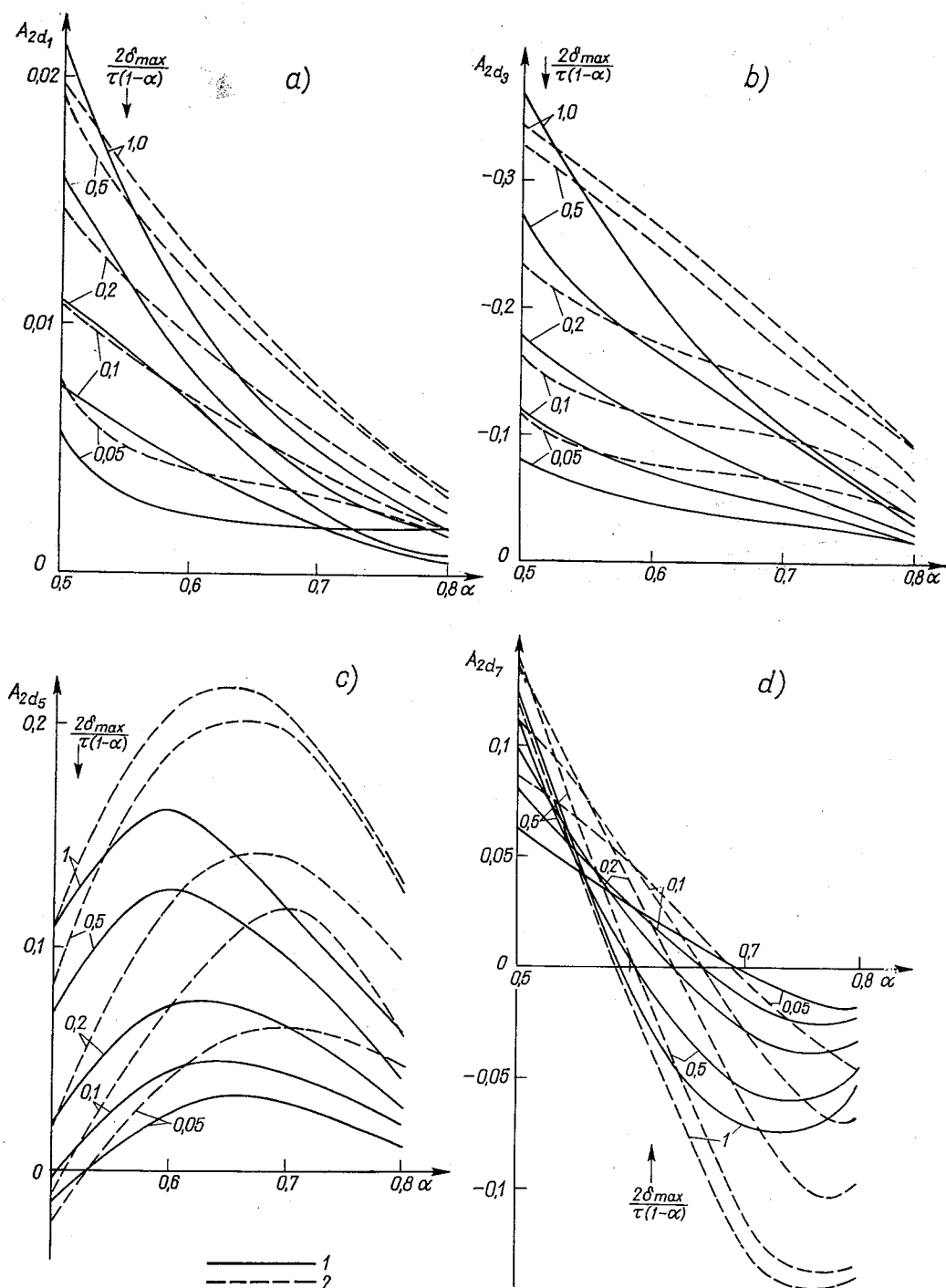
$$A_{1d\mu} = \frac{B_{1d\mu}}{B_{od}} = \frac{4}{\pi} \frac{1}{a} \left(\int_0^{\frac{\alpha}{2}} \frac{\cos \beta \cos \mu \beta}{1-b\cos \beta} d\beta - \sum_{m=1}^n \int_{\beta_{c,m-1}}^{\beta_{cm}} \frac{F_{dnm} \cos \mu \beta}{1-b\cos \beta} d\beta - \int_{\beta_{cn}}^{\frac{\alpha}{2}} \frac{F_f \cos \mu \beta}{1-b\cos \beta} d\beta \right), \quad (16)$$

$$A_{1q\mu} = \frac{B_{1q\mu}}{B_{oq}} = \frac{4}{\pi} \frac{1}{a} \left(\int_0^{\frac{\alpha}{2}} \frac{\sin \beta \sin \mu \beta}{1-b\cos \beta} d\beta - \sum_{m=1}^{n+1} \int_{\beta_{c,m-1}}^{\beta_{cm}} \frac{F_{qnm} \sin \mu \beta}{1-b\cos \beta} d\beta \right), \quad (17)$$

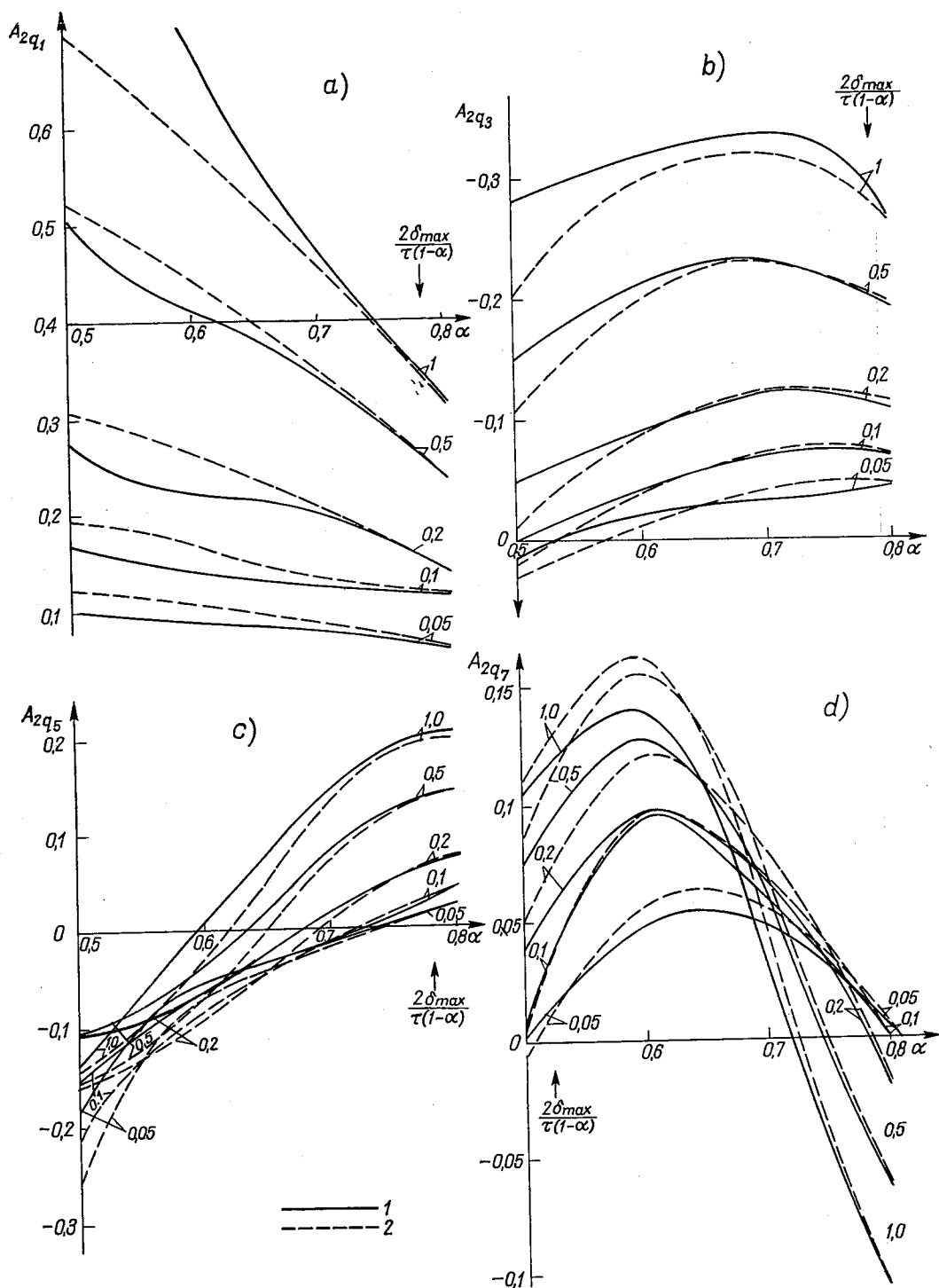
gdzie kąty β_{cm} i $\beta_{c,m-1}$, mierzone od osi bieguny, są to kąty określające położenie m -tego obwodu tłumiącego.

2.2. Wyznaczenie współczynników $A_{2d\mu}$ i $A_{2q\mu}$

Rozpatrywane pole w szczelinie przytwornikowej jest wywołane wypadkową s_{mm} stojana i wirnika, których wartości bezwzględne są do siebie zbliżone, a kierunki ich są przeciwne. Obliczenie rozkładu przestrzennego pola winno być więc wykonywane dla s_{mm} twornika, jak też wirnika przy tych samych założeniach i tymi samymi metodami. Powyższe nabiera szczególnego znaczenia przy obliczeniach w osi poprzecznej, ponieważ pole strefy międzybiegunowej stanowi tu znaczną część pola całkowitego. Z powyższych powodów nie można było wykorzystać tu analizy pola w szczelinie przytwornikowej, przeprowadzonej w pracach [4, 7, 8, 21].



Rys. 1. Współczynniki amplitud $A_{2d\mu}$ harmonicznych przestrzennych rzędu μ w osi podłużnej pola na obwodzie twornika w strefie międzybiegunowej
1 — od smm twornika, 2 — od smm wzbudzenia



Rys. 2. Współczynniki amplitud $A_{2q\mu}$ harmonicznych przestrzennych rzędu μ w osi poprzecznej pola na obwodzie twornika w strefie międzybiegunowej

a) 1 — od smm twornika, 2 — od smm skrajnych prętów klatki tłumiącej, b) 1 — od przepływu twornika, 2 — od przepływu skrajnych prętów klatki tłumiącej, c) i d) 1 — od smm twornika, 2 — od smm skrajnych prętów klatki tłumiącej

Rozkład pola magnetycznego na obwodzie twornika określono w niniejszej pracy na podstawie znajomości napięć magnetycznych między punktami na obwodzie twornika i punktami oddalonymi w kierunku promieniowym od powierzchni twornika o $0,2\delta_{\max}$ przy $2\delta_{\max}/\tau(1-\alpha) = 1$ i $0,5$ oraz o $0,25\delta_{\max}$ przy $2\delta_{\max}/\tau(1-\alpha) = 0,2$; $0,1$ i $0,05$. Napięcia magnetyczne uzyskano z rozkładu potencjału magnetycznego w strefie międzybiegunowej, wykonanego metodą relaksacyjną na maszynie cyfrowej. Obliczenia rozkładu potencjału magnetycznego wykonano dla różnych konfiguracji strefy międzybiegunowej, a mianowicie przy $2\delta_{\max}/\tau(1-\alpha) = 1$; $0,5$; $0,2$; $0,1$ i $0,05$ oraz $\alpha = 0,5$; $0,6$; $0,7$ i $0,8$. Założono taki rozkład potencjału magnetycznego na powierzchni wewnętrznej twornika oraz zewnętrznej ferromagnetycznej powierzchni wirnika, aby właściwie modelowały: smm twornika w osiach d i q , smm klatki tłumiącej działającej w osi poprzecznej przy istnieniu międzybiegunowych segmentów pierścieni zwierających oraz smm uzwojenia wzbudzenia.

Wartości potencjałów wyliczono przy założeniu nieskończenie dużej przenikalności magnetycznej żelaza, bez uwzględniania żłobkowania twornika. Przyjęto wysokość nabiegunnika równą wysokości bieguna, większą o 10% od szerokości strefy międzybiegunowej. Przeprowadzone badania wykazały, że dalsze zwiększanie wysokości nabiegunnika praktycznie nie zmienia rozkładu pola.

W obliczeniach pominięto wpływ stosunku $\delta_{\max}/\delta$ na rozkład pola magnetycznego w strefie międzybiegunowej, ponieważ prace [7, 14, 17] wykazały, że wpływ ten jest nieznaczny.

Krzywą pola w strefie międzybiegunowej, powstałą w wyniku liniowej zmiany indukcji między kolejnymi punktowymi wartościami indukcji, przeanalizowano dla harmonicznych rzędu $\mu = 1, 3, 5$ i 7 , podając wyniki na wykresach rysunków 1 i 2.

Wyrażenia na współczynniki amplitud harmonicznych przestrzennych pola na obwodzie twornika w strefie międzybiegunowej można zapisać następująco:

od smm działających w osi podłużnej

$$A_{2d\mu} = \frac{\delta}{\delta_{\max}} (A_{2d\mu tw} - F_f A_{2d\mu w}), \quad (18)$$

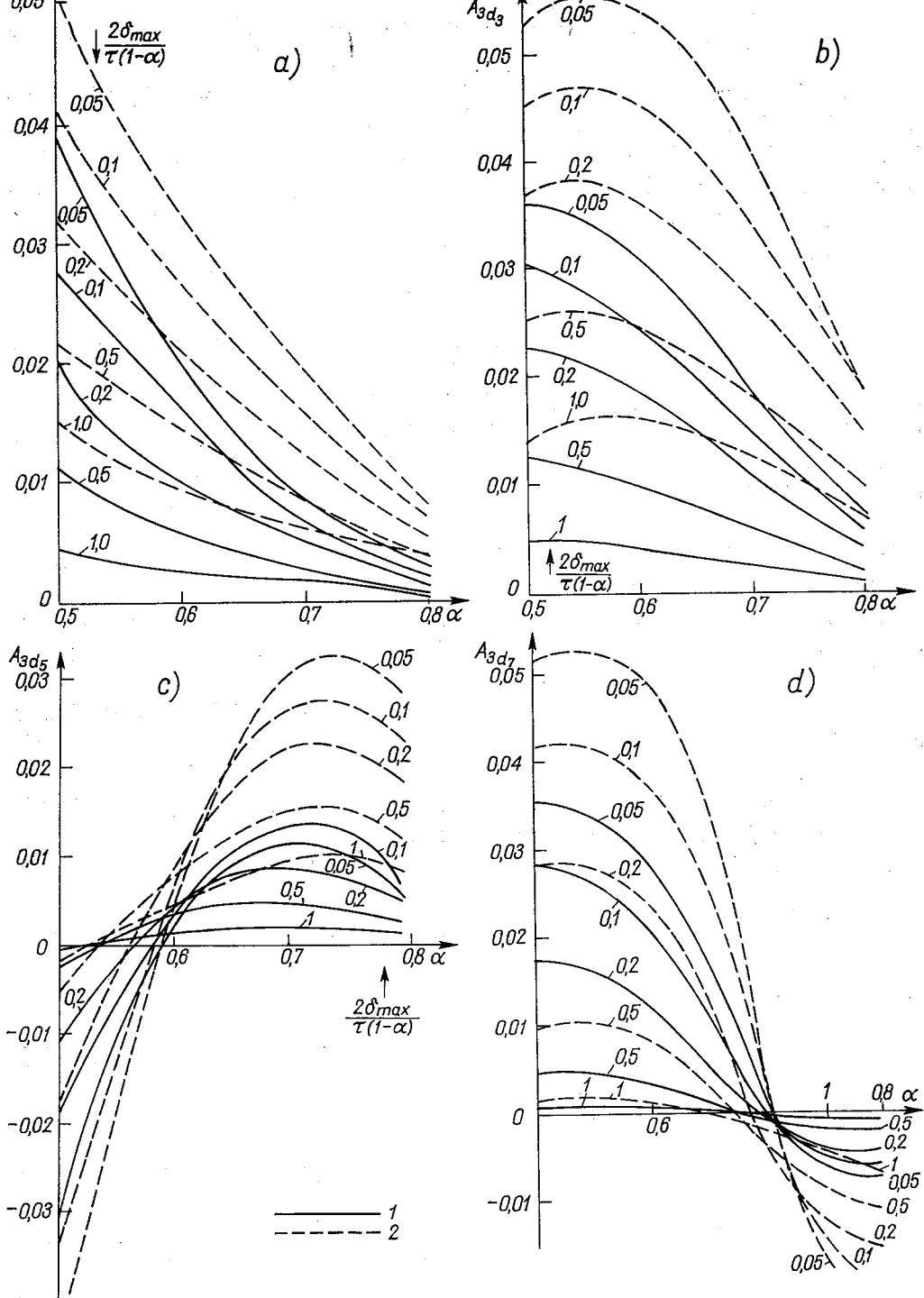
oraz od smm działających w osi poprzecznej

$$A_{2q\mu} = \frac{\delta}{\delta_{\max}} (A_{2q\mu tw} - F_{qn+1} A_{2q\mu w}). \quad (19)$$

2.3. Wyznaczenie współczynników $A_{3d\mu}$ i $A_{3q\mu}$

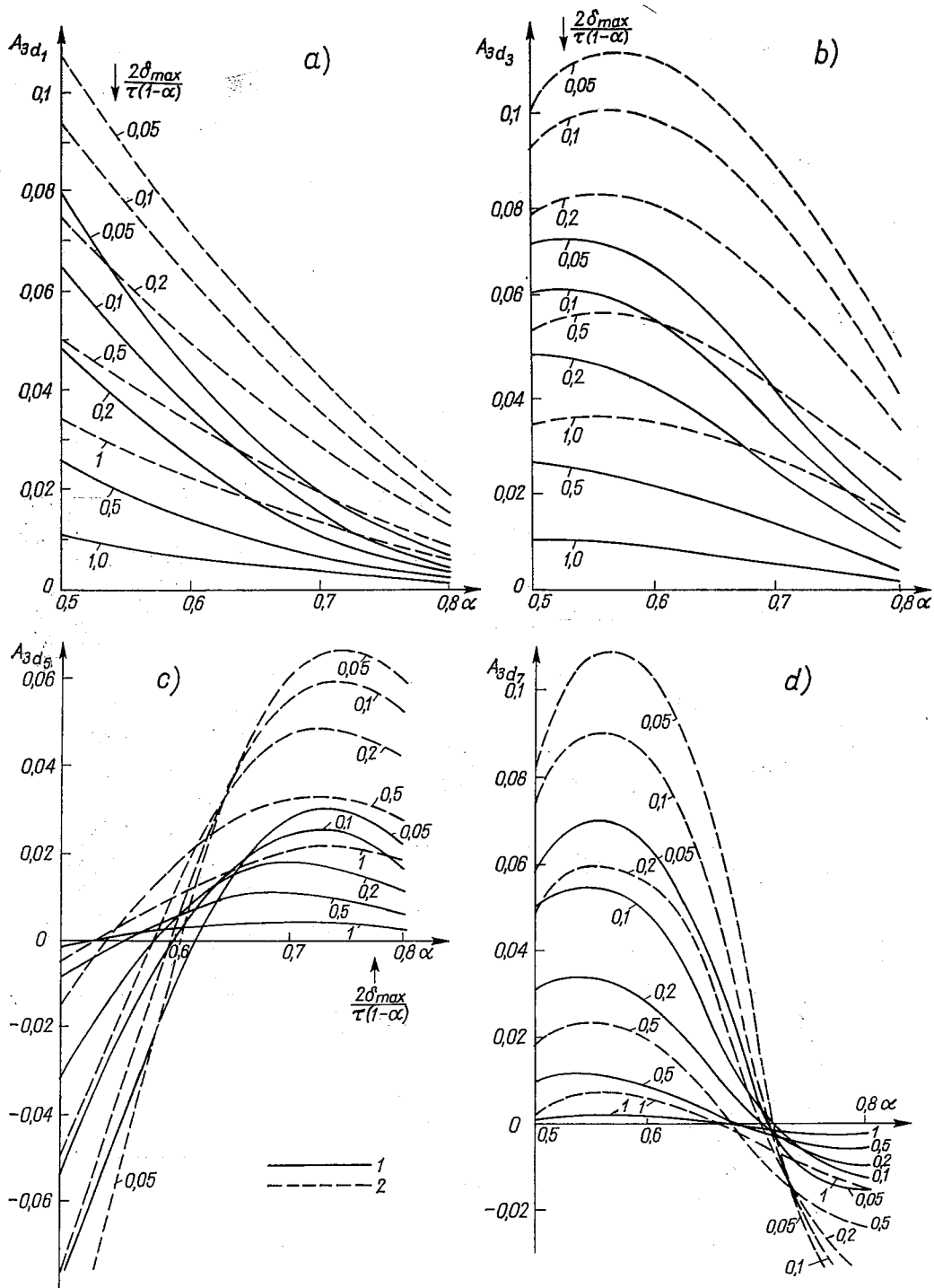
Wartość indukcji na obwodzie twornika, wynikająca ze ścięcia końca nabiegunnika w funkcji wartości tego ścięcia, otrzymano odejmując od wartości indukcji przy ostrym zakończeniu nabiegunnika wartość indukcji przy ściętym nabiegunniku. Rozkład pola na obwodzie twornika przy ścięciu końca nabiegunnika otrzymano w analogiczny sposób, jak rozkład pola przy ostrym zakończeniu nabiegunnika, który opisano w punkcie 2.2.

Analizę harmoniczną tych różnic pól przeprowadzono przy analogicznych założeniach, jak w punkcie 2.2.



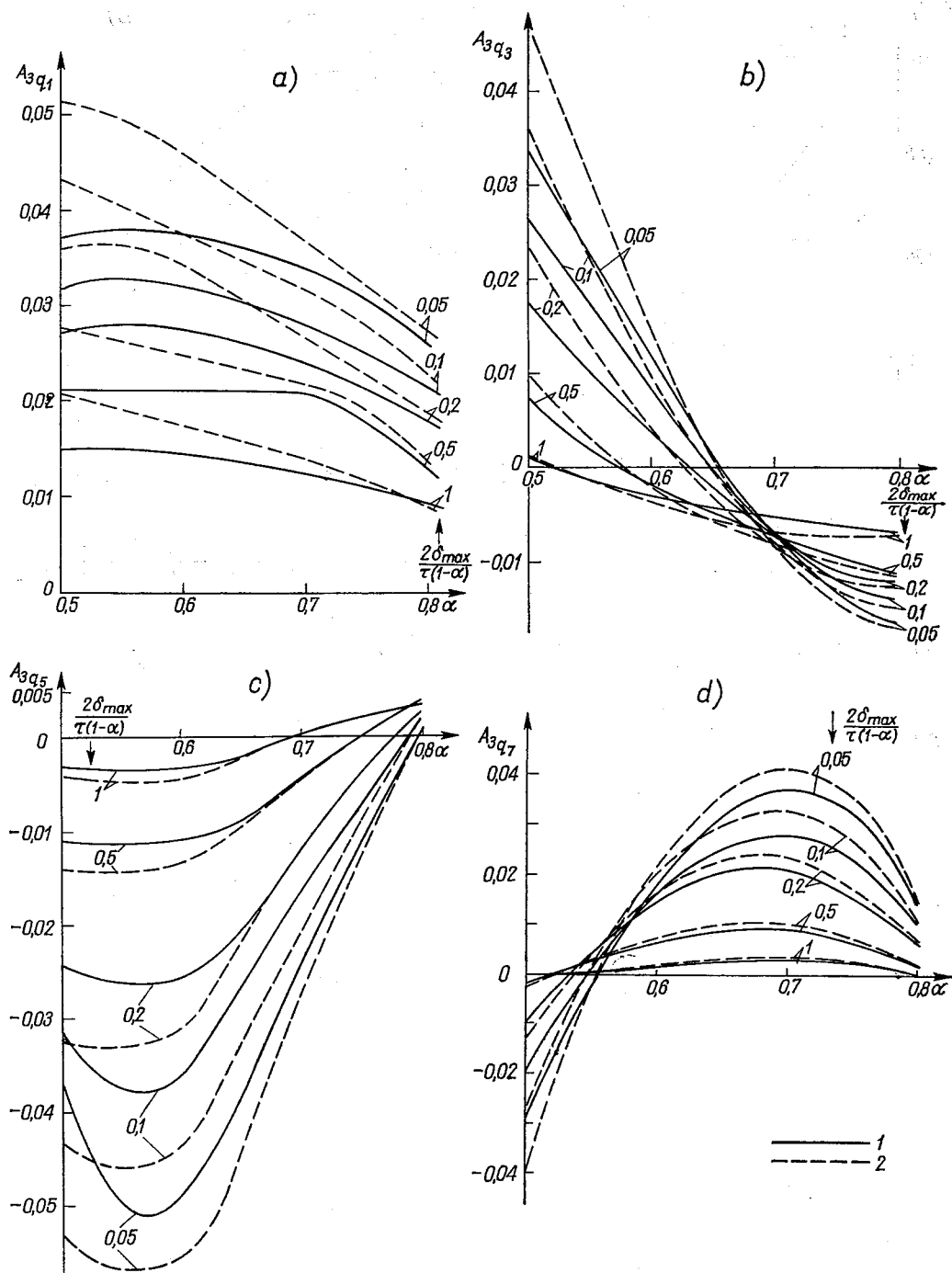
Rys. 3. Współczynniki amplitud $A_{3d\mu}$ harmonicznych przestrzennych rzędu μ w osi podłużnej pola na obwodzie twornika, uwzględniające równoboczne ścięcie końca nabiegunknika o wartość $\frac{\tau(1-\alpha)}{20}$

1 — od smm twornika, 2 — od smm wzbudzenia



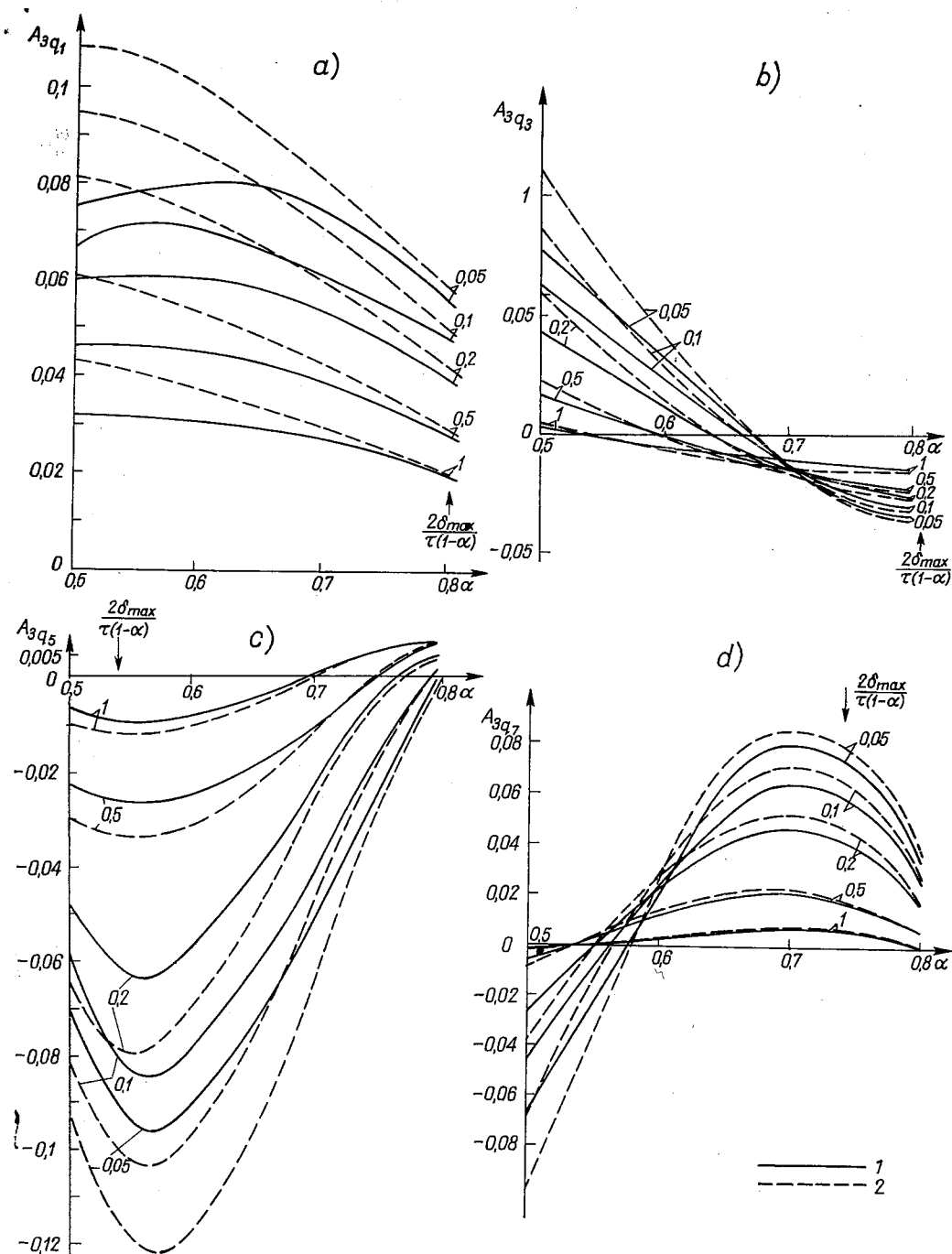
Rys. 4. Współczynniki amplitud $A_{3d\mu}$ harmonicznych przestrzennych rzędu μ w osi podłużnej pola na obwodzie twornika, uwzględniające równoboczne ścięcia końca nabiegownika o wartość $\frac{\tau(1-\alpha)}{10}$

1 — od smm twornika, 2 — od smm wzbudzenia



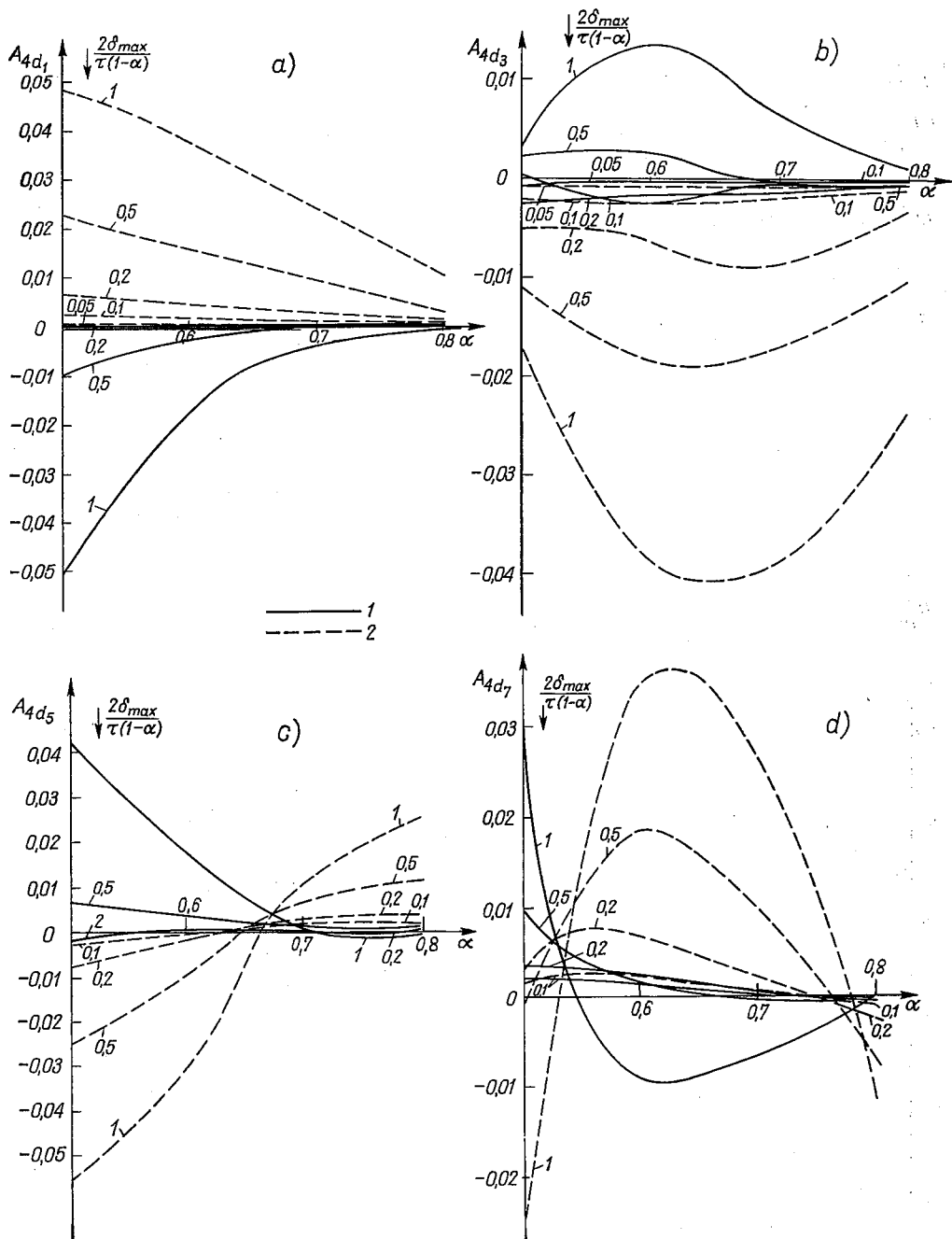
Rys. 5. Współczynniki amplitud $A_{3q\mu}$ harmonicznych przestrzennych rzędu μ w osi poprzecznej pola na obwodzie twornika, uwzględniające równoboczne ścięcie końca nabiegunnika o wartość $\frac{\tau(1-\alpha)}{20}$

1 — od smm twornika, 2 — od smm skrajnych prętów klatki tłumiącej



Rys. 6. Współczynniki amplitud $A_{3q\mu}$ harmoniczych przestrzennych rzędu μ w osi poprzecznej pola na obwodzie twornika, uwzględniające równoboczne ścięcie końca nabiegunknika o wartość $\frac{\tau(1-\alpha)}{10}$

1 — od smm twornika, 2 — od smm skrajnych prętów klatki tłumiącej



Rys. 7. Współczynniki amplitud $A_{4d\mu}$ harmonicznych przestrzennych rzędu μ w osi podłużnej pola na obwodzie twornika, uwzględniające odstępstwo od prostej proporcjonalności reluktancji szczeliny przytwornikowej od jej rozwartości

1 — od smm twornika, 2 — od smm wzbudzenia

a) wartości współczynników amplitud pola twornika przy $\frac{2\delta_{max}}{\tau(1-\alpha)} = 0,1$ i $0,05$ mieszczą się w zakresie $-0,001 \div 0,002$

Wyrażenia na współczynniki amplitud harmoniczných przestrzenných pola na obwodzie twornika, uwzględniających ścięcie końca nabiegunnika, można zapisać następująco: od smm działających w osi podłużnej

$$A_{3d\mu} = \frac{\delta}{\delta_{\max}} (A_{3d\mu tw} - F_f A_{3d\mu w}), \quad (20)$$

oraz od smm działających w osi poprzecznej

$$A_{3q\mu} = \frac{\delta}{\delta_{\max}} (A_{3q\mu tw} - F_{qn+1} A_{3q\mu w}). \quad (21)$$

Zmiana pola na obwodzie twornika, wynika z ścięcia końców nabiegunników, występuje również w strefie działania $F_{dn,n}$ i $F_{qn,n}$, a nawet $F_{dn,n-1}$ i $F_{qn,n-1}$. Zmiany te są jednak nieznaczne w stosunku do zmian w najbliższym rejonie ścięcia, gdzie występują w normalnie konstruowanych kłatkach tłumiących smm F_f i F_{qn+1} ; dlatego te smm występują w wyrażeniach (20) i (21).

W przypadku, gdy końce nabiegunników nie są ścięte równobocznie lecz zaokrąglone promieniem, to na rysunkach 3 i 5 oraz 4 i 6 wartościom równobocznego ścięcia końca nabiegunnika $\tau(1-\alpha)/20$ i $\tau(1-\alpha)/10$ odpowiadają promienie zaokrąglenia końca nabiegunnika odpowiednio $\tau(1-\alpha)/14$ i $\tau(1-\alpha)/7$.

2.4. Wyznaczenie współczynników $A_{4d\mu}$ i $A_{4q\mu}$

Zmiany pola, wynikające z odstępstwa od zasady liniowej zależności reluktancji szczeliny przytwornikowej od jej rozwartości na brzegu nabiegunnika, wyznaczono przez znalezienie różnicy pól na skraju nabiegunnika: pola otrzymanego z założenia prostej proporcjonalności reluktancji do rozwartości szczeliny przytwornikowej oraz pola otrzymanego z rozkładu potencjału magnetycznego w tej strefie, wyznaczonego metodą relaksacyjną przy użyciu maszyny cyfrowej. Otrzymane w powyższy sposób pole rozłożono w szereg harmoniczných przy analogicznych założeniach jak w punkcie 2.2.

Wyrażenia na współczynniki amplitud harmoniczných przestrzenných pola na obwodzie twornika, uwzględniającego odstępstwo od liniowej zależności reluktancji szczeliny przytwornikowej od jej rozwartości, można zapisać następująco:

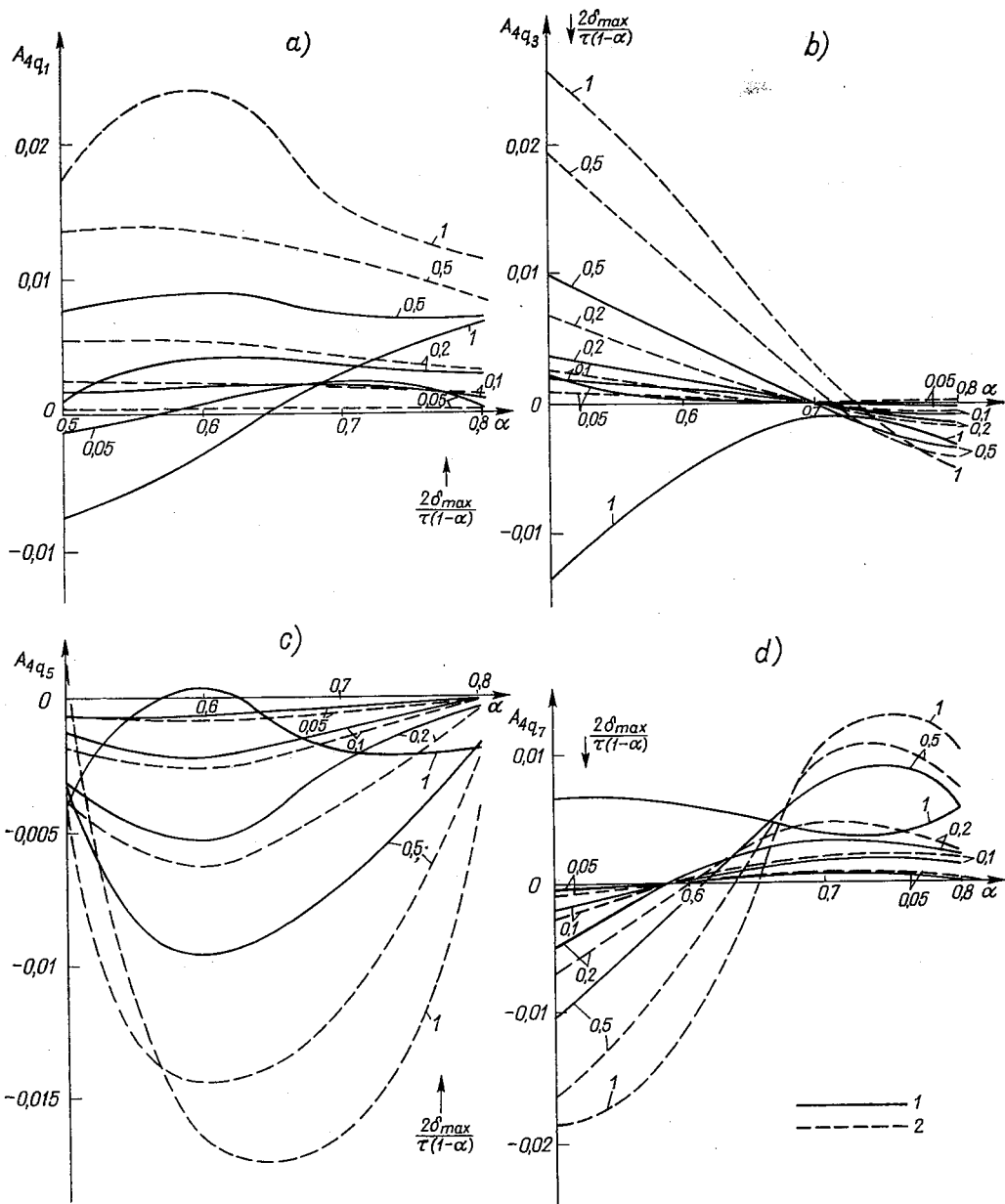
od smm działających w osi podłużnej

$$A_{4d\mu} = \frac{\delta}{\delta_{\max}} (A_{4d\mu tw} - F_f A_{4d\mu w}), \quad (22)$$

dokończenie podpisu pod rys. 7

c) wartości współczynników amplitud pola twornika przy $\frac{2\delta_{\max}}{\tau(1-\alpha)} = 0,1$ i $0,05$ oraz pola wzbudzenia przy $\frac{2\delta_{\max}}{\tau(1-\alpha)} = 0,05$ mieszczą się w zakresie $-0,001 \div 0,001$

d) przy $\frac{2\delta_{\max}}{\tau(1-\alpha)} = 0,05$ amplitudy mieszczą się w zakresie twornika $0 \div 0,001$, wzbudzenia $0,0005 \div 0,0013$



Rys. 8. Współczynniki amplitud $A_{4q\mu}$ harmonicznych przestrzennych rzędu μ w osi poprzecznej pola na obwodzie twornika, uwzględniające odstępstwo od prostej proporcjonalności reluktancji szczeliny przytwornikowej do jej rozwartości

1 — od smm twornika, 2 — od smm skrajnych prętów klatki tłumiącej

oraz od smm działających w osi poprzecznej

$$A_{4qu} = \frac{\delta}{\delta_{\max}} (A_{4qutw} - F_{qn+1} A_{4quw}). \quad (23)$$

3. SIŁY MAGNETOMOTORYCZNE OBWODÓW TŁUMIĄCYCH WIRNIKA

W celu określenia sił magnetomotorycznych tłumiących wirnika, należy wyznaczyć prądy wytwarzane przez wirujące smm twornika w obwodach tłumiących wirnika. W literaturze znanych jest wiele sposobów wyznaczania prądów w obwodach tłumiących wirnika [1, 2, 5, 6, 9, 10, 11, 13, 15]. Metoda określania siły elektromotorycznej twornika pochodzącej od podstawowej harmonicznej przestrzennej smm twornika wirującej względem wirnika, przedstawiona w pracy [16], rozpatruje działanie smm oddzielnie w osiach podłużnej i poprzecznej. Praca niniejsza jest pomyślana jako uzupełnienie pracy [16], dlatego też zaleca się stosowanie metody analizy pola takiej, jaka jest stosowana w pracy [16], tzn. metody rozpatrującej smm oddzielnie w osi podłużnej i poprzecznej.

W niniejszej pracy podany jest sposób wyznaczania smm obwodów tłumiących wirnika, oparty na metodzie opracowanej przez autorów prac [2, 10]; metoda ta jest przejrzysta i umożliwia w prosty stosunkowo sposób wyznaczenie szukanych smm przy różnych reaktancjach rozproszenia poszczególnych prętów klatki tłumiącej.

Przy wyznaczaniu smm obwodów tłumiących wirnika wywoływanych przez smm twornika, można pominąć wpływ rezystancji na wartości prądów w obwodach tłumiących, ponieważ prędkość wirowania rozpatrywanych smm twornika względem obwodów tłumiących wirnika jest co najmniej dwukrotnie większa od prędkości synchronicznej [2, 10, 16]. Przy tym założeniu smm obwodów tłumiących wirnika będą przesunięte w fazie o kąt π w stosunku do smm twornika, co poważnie upraszcza znalezienie wypadkowego pola w szczelinie przytwornikowej.

W dalszej części niniejszego rozdziału przedstawione są zależności do obliczania smm obwodów tłumiących, będące wynikiem rozwiązania metodą wyznaczników układu równań napięć obwodowych schematu zastępczego obwodów tłumiących wirnika [2].

3.1. Smm obwodów tłumiących wirnika w osi podłużnej

Zależność

$$F_{dnm} = \frac{L_{dnm}}{M_{dn}}, \quad (24)$$

przedstawia wartość smm m -tego obwodu tłumiącego w osi podłużnej, licząc od osi bieguny do skraju nabiegunnika, przy istnieniu n różnych obwodów tłumiących klatki, wyrażoną w jednostkach względnych w stosunku do amplitudy smm twornika.

Tłumiącą smm na obwodzie twornika w części objętej tylko przez uzwojenie wzbudzenia, czyli w strefie poza skrajnymi prętami klatki, wyrażoną w jednostkach względnych

w stosunku do amplitudy smm twornika, wyznacza się z zależności

$$F_f = \frac{F_{dnm} \lambda_{cn} + D}{C}. \quad (25)$$

W zależności (24) wartość licznika L_{dnm} oraz mianownika M_{dn} wyznacza się z zależności:

$$M_{dn} = V_n M_{d,n-1} - \lambda_{c,n-1}^2 M_{d,n-2}, \quad (26)$$

przy czym:

$$M_{d,1} = V_1, \quad M_{d,0} = 0,$$

$$L_{dnm} = V_n L_{d,n-1,m} - \lambda_{c,n-1}^2 L_{d,n-2,m} + (\lambda_{c,n-1} \lambda_{c,n-2} \dots \lambda_{cm}) M_{d,m-1} W_n, \quad \text{dla } n > m, \quad (27)$$

$$L_{dnm} = \sum_{x=0}^{n-1} W_{n-x} M_{d,n-1-x} (\lambda_{c,n-1} \lambda_{c,n-2} \dots \lambda_{c,n-x}), \quad \text{dla } m = n. \quad (28)$$

W zależności (27) należy przyjmować

$$L_{dlm} = 0 \quad \text{dla } l < m, \quad \text{gdzie } l = n-1, n-2.$$

Liczbę różnych obwodów klatki tłumiącej określa się z zależności:

$$n = \frac{n_c - 1}{2}, \quad \text{przy } n_c = \text{liczbie nieparzystej}, \quad (29)$$

względnie

$$n = \frac{n_c}{2}, \quad \text{przy } n_c = \text{liczbie parzystej}. \quad (30)$$

W zależnościach (26), (27) i (28) wielkości oznaczone przez V i W wyznacza się z wzorów:

$$V_1 = a_1 \frac{t_2}{\delta'_1} + \lambda_{c1}, \quad (31)$$

$$V_k = \frac{t_2}{\delta'_k} + \lambda_{ck} + \lambda_{c,k-1}, \quad \text{dla } k = 2 \dots n, \quad (32)$$

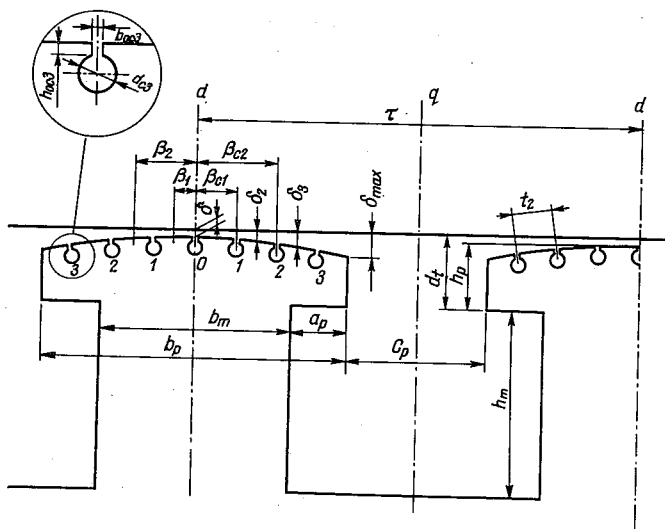
$$W_1 = a_1 \frac{t_2}{\delta'_1} \cos \beta_1, \quad (33)$$

$$W_k = \frac{t_2}{\delta'_k} \cos \beta_k, \quad \text{dla } k = 2 \dots n, \quad (34)$$

przy czym w przypadku uwzględniania tłumiącego działania uzwojenia wzbudzenia, wielkości oznaczone przez V_n i W_n należy obliczać z zależności

$$V_n = \frac{t_2}{\delta'_n} + \lambda_{c,n} + \lambda_{c,n-1} - \frac{\lambda_{c,n}^2}{C}, \quad (35)$$

$$W_n = \frac{t_2}{\delta'_n} \cos \beta_n + \frac{D}{C}. \quad (36)$$



Rys. 9. Szkic wymiarowy do obliczania smm obwodów tłumiących

Pozostałe wielkości, występujące w zależnościach (25) do (36), przyjmują wartości wyznaczone z niżej podanych wyrażeń:

$a_1 = 1$, przy $n_c =$ liczbie nieparzystej,
względnie

$a_1 = 0,5$, przy $n_c =$ liczbie parzystej,

$$\lambda_{ck} = \lambda_{zk} + \lambda_{gk}, \quad (37)$$

$$\lambda_{zk} = \frac{1}{\pi} \left(1,625 + \ln \frac{1}{2 \arcsin \frac{b_{ock}}{d_{ck}}} \right) + \frac{h_{ock}}{b_{nck}}, \quad [\text{j.w.}], \quad (38)$$

$$\lambda_{gk} = \frac{1}{\pi} \ln \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{2\delta'_{ck}}{b_{ock}} \right)^2}}{2} - \frac{1}{\pi} \frac{2\delta'_{ck}}{b_{ock}} \arctg \frac{2\delta'_{ck}}{b_{ock}} + \frac{\delta'_{ck}}{b_{ock}}, \quad [\text{j.w.}] \quad (39)$$

$$\delta'_{ck} = k_{cck} \cdot \delta_{ck}, \quad (40)$$

$$k_{cck} = 1 + \frac{b_{1ck}}{t_1 - b_{1ck}}, \quad (41)$$

$$b_{1ck} = \frac{b_z^2}{5\delta_{ck} + b_z}, \quad (42)$$

$$C = \lambda_{cn} + \frac{\tau k_f k_\phi}{\pi \delta'_1} + \frac{\lambda_f}{2} - a_1 \frac{t_2}{\delta'_1} - \sum_{k=2}^n \frac{t_2}{\delta'_k}, \quad (43)$$

$$D = \frac{\tau k_f}{4\delta'_1} - a_1 \frac{t_2}{\delta'_1} \cos \beta_1 - \sum_{k=2}^n \frac{t_2}{\delta'_k} \cos \beta_k, \quad (44)$$

$$\lambda_f = 4,45 \left(\frac{d_t}{C_p} - 0,25 \right) + 1,25 \left(\frac{a_p}{C_p} + 0,2 \right) - 1,27 \left(\frac{a_p}{C_p} - 0,5 \right)^2 +$$

$$+ \frac{1,15 h_m}{\tau - b_m - \frac{\pi}{2p} (h_m + 2h_p + 2\delta)} + 0,45 \frac{b_m}{l_p}, \quad [\text{jw.}] \quad (45)$$

przy czym, gdy $\frac{d_t}{C_p} < 0,25$, pierwszy człon we wzorze (45) pomija się;

$$a_p = \frac{b_p - b_m}{2}, \quad (46)$$

$$C_p = \tau - b_p - \frac{\pi d_t}{p}, \quad (47)$$

$$d_t = h_p + \delta - \frac{b_p^2}{4D_{tw}}. \quad (48)$$

3.2. Smm obwodów tłumiących wirnika w osi poprzecznej

Wartość smm m -tego obwodu tłumiącego klatki w osi poprzecznej, licząc od osi bieguna do środka strefy międzybiegunowej, wyrażoną w jednostkach względnych w stosunku do amplitudy smm twornika, przedstawiają zależności:

— w przypadku zastosowania międzybiegunowych segmentów pierścieni zwierających klatki tłumiącej (istnieje wtedy $n+1$ różnych obwodów tłumiących)

$$F_{qnm} = \frac{L_{qnm}}{M_{qn}}, \quad (49)$$

— w przypadku niezastosowania międzybiegunowych segmentów pierścieni zwierających klatki tłumiącej (istnieje wtedy n różnych obwodów tłumiących)

$$F'_{qnm} = \frac{L'_{qnm}}{M'_{qn}}. \quad (50)$$

W zależnościach (49) i (50) poszczególne wielkości wyznacza się z niżej podanych wzorów:

$$L_{qnm} = (N_p + \lambda_{cn}) L'_{qnm} - \lambda_{cn} L'_{q, n-1, m} + \frac{\pi}{4} (\lambda_{cm} \cdot \lambda_{c, m+1} \dots \lambda_{cn}) M'_{q, m-1} N_{ap}, \quad (51)$$

przy $n \geq m$,

$$L'_{qnm} = \left(\frac{t_2}{\delta'_n} + \lambda_{cn} + \lambda_{c, n-1} \right) L'_{q, n-1, m} - \lambda_{c, q-1}^2 L'_{q, n-2, m} +$$

$$+ (\lambda_{cm} \cdot \lambda_{c, m+1} \dots \lambda_{c, n-1}) M'_{q, m-1} \frac{t_2}{\delta'_n} \sin \beta_n, \quad \text{przy } n > m$$

przy czym w zależnościach (51) i (52) należy przyjmować $L'_{qlm} = 0$ przy $l < m$, gdzie $l = n-1, n-2$,

$$L'_{qnm} = \sum_{x=0}^{n-1} (\lambda_{c,n-1} \cdot \lambda_{c,n-2} \dots \lambda_{c,n-x}) M'_{q,n-x-1} \frac{t_2}{\delta'_{n-x}} \sin \beta_{n-x}, \quad \text{przy } m = n, \quad (53)$$

$$L_{qnm} = \frac{\pi}{4} N_{ap} M'_{qn} + \\ + \sum_{x=0}^{n-1} (\lambda_{cn} \cdot \lambda_{c,n-1} \dots \lambda_{c,n-x}) \frac{t_2}{\delta'_{n-x}} M'_{q,n-x-1} \sin \beta_{n-x}, \quad \text{przy } m = n+1 \quad (54)$$

$$M_{qn} = (N_p + \lambda_{cn}) M'_{qn} - \lambda_{cn}^2 M'_{q,n-1}, \quad (55)$$

$$M'_{qn} = \left(\frac{t_2}{\delta'_n} + \lambda_{cn} + \lambda_{c,n-1} \right) M'_{q,n-1} - \lambda_{c,n-1}^2 M'_{q,n-2}. \quad (56)$$

W przypadku, gdy n_c równe jest liczbie nieparzystej, n wyznacza się z zależności (29), $M'_{q0} = 1$ oraz

$$M'_{q1} = \frac{t_2}{\delta'_1} + 2\lambda_{c0} + \lambda_{c1}; \quad (57)$$

natomiast gdy n_c równe jest liczbie parzystej, n wyznacza się z zależności (30), $F_{q,n,1} = F'_{q,n,1} = 0$, $M'_{q0} = 0$, $M'_{q1} = 1$ oraz

$$M'_{q2} = \frac{t_2}{\delta'_2} + \lambda_{c1} + \lambda_{c2}. \quad (58)$$

W zależnościach (51) do (58) poszczególne wielkości wyznacza się ze wzorów:

$$N_{ap} = \frac{2}{\pi} \frac{\alpha\tau - 0,8\delta_{\max} - (n_c - 1)t_2}{\delta_{n+1}} \sin \frac{\pi}{4} \left[\alpha - 0,8 \frac{\delta_{\max}}{\tau} + (n_c - 1) \frac{t_2}{\tau} \right] + \\ + \frac{4\tau}{\pi^2 \delta_p} \cos \frac{\pi}{2} \left(\alpha - 0,8 \frac{\delta_{\max}}{\tau} \right), \quad (59)$$

$$N_p = \frac{\alpha\tau - 0,8\delta_{\max} - (n_c - 1)t_2}{2\delta_{n+1}} + \frac{(1-\alpha)\tau + 0,8\delta_{\max}}{2\delta_p}, \quad (60)$$

gdzie

$$\delta_{n+1} = \delta' \left[1 + \left(\frac{\delta_{\max}}{\delta} - 1 \right) \left(\frac{1 + (n_c - 1) \frac{t_2}{\alpha\tau} - 0,8 \frac{\delta_{\max}}{\alpha\tau}}{2} \right)^2 \right], \quad (61)$$

$$\delta_p = \delta_{\max} + 0,142(1-\alpha)\tau, \quad (62)$$

zaś wielkości oznaczone przez pozostałe symbole wyznacza się analogicznie jak w punkcie 3.1.

4. UWAGI I WNIOSKI

Aby wyznaczyć siłę elektromotoryczną twornika, wywołaną przez wirujące względem wirnika smm (według pracy [16]), należy określić współczynniki amplitud poszczególnych harmoniczných pola. Najdogodniej jest wyznaczyć je w sposób przedstawiony w niniejszej pracy. W celu określenia wymienionych współczynników amplitud, należy wyznaczyć smm obwodów tłumiących wirnika. Po wyznaczeniu smm twornika i wirnika działających na obwodzie twornika, należy przeprowadzić analizę harmoniczną pola będącego wynikiem działania tych smm.

Na podstawie niniejszej pracy można wykonać analizę harmoniczną pola magnetycznego w szczelinie przytwornikowej w zakresie harmoniczných przestrzenných rzędu 1, 3, 5 i 7. Analiza ta uwzględnia zależność permeancji szczeliny od kształtu działającej smm oraz zaokrąglenia końca nabiegunka. Wpływ zaokrąglenia końca nabiegunka na współczynniki amplitud ma duże znaczenie przy małej wartości α , przy większych wartościach α wpływ ten jest pomijalny.

Korzystając z wyznaczonego rozkładu pola i przeprowadzonej analizy harmoniczných tego pola, można wykonać na tej podstawie krzywe Wiesemana, podobnie jak to wykonali autorzy prac [4, 7, 8, 21]. Krzywe te można by dodatkowo uzależnić od wartości zaokrąglenia końca nabiegunka.

Do wyznaczenia współczynników amplitud harmoniczných przestrzenných pola, potrzebnych do określenia wpływu harmoniczných prądu obciążenia na kształt krzywej napięcia jawnobiegunkowej prądnicy synchronicznej według pracy [16], można również po pewnej adaptacji wykorzystać prace [18, 19, 20].

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. Ja. B. Danilewicz, Metodika i rezultaty issledowanij raspriedielenija tokow w diempfiernoj obmotkie synchronnoj jawnopolusnoj masziny w asinchronnom režymie, Izwestia A. H. SSSR, OTN, Energiyetika i awtomatika 1959, no. 4, str. 33—42.
2. Ja. B. Danilewicz, Ju. A. Kulik, Teorija i rasczet diempfierných obmotok synchronných maszin, Izdatielstwo A. N. SSSR, Moskwa-Leningrad 1962.
3. A. I. Dulkin, A. W. Iwanow-Smolenskiy, Magnitnoje pole w wozdusznom zazorie synchronnoj jawnopolusnoj masziny, Elektriczestwo 1967, no. 11.
4. D. Ginsberg, A. L. Jokl, L. M. Blum, Calculation of No-Load Wave Shape of Salient-Pole AC Generators, AIEE Transactions, pt. III (Power Apparatus and Systems), vol. 72, Oct. 1953, str. 974—980.
5. P. M. Ipatow, Toki w stierżniach diempfiernoj obmotki synchronnoj masziny pri asinchronných poliach, Wiestnik elektropromyslennosti 1958, no. 8, str. 68—70.
6. A. W. Iwanow-Smolenskiy, A. I. Dulkin, Rasczet tokow w diempfiernoj obmotkie synchronnoj masziny w ustanowiszysza režymie, Elektriczestwo 1964, no. 3, str. 72—78.
7. M. P. Kostienko, B. Ie. Konik, Opriedielenije osnovnoj i trietiej garmonik pola jakoria i pola polusow jawnopolusnoj synchronnoj masziny, Elektriczestwo 1951, no. 3, str. 11—17.
8. M. P. Kostienko, Elektriczeskije masziny (specjalnaja czast), Gosenergoizdat 1949.
9. W. Krämer, Stationäre Stromverteilung im Dampferkäfing von Schenkelpolmaschinen, ETZ-A, Bd. 83, H. 5, 26.2.1962, str. 111—116.
10. Ju. A. Kulik, Toki uspokoiitelnoj obmotki triechfaznoj synchronnoj masziny, Wiestnik Elektropromyslennosti 1958, no. 6, str. 16—22.

11. Ju. A. Kulik, Metodika rasczeta tokow uspokoiitelnoj obmotki sinchronnych maszin, Elektrizestwo 1960, no. 9, str 53—59.
12. L. R. Niejman, P. L. Kałantarow, Tieotiericzskie osnowy elektrotechniki, czast III (L. R. Niejman, Teorija elektromagnitnowo pola), Gosudarstwiennoe Eniergeticzeskoje Izdatielstwo, Moskwa-Leningrad 1949.
13. O. E. Pöllot, Die Stromverteilung in Dampferkäfig von Synchronmaschinen mit Einzelpolen bei asynchronen Anlauf, Archiv für Elektrotechnik, 11, 652—677, (1942).
14. R. Richter, Elektrische Maschinen, Bd. II, Synchronmaschinen und Einankerumformer, Birkhäuser Verlag, Basel-Stuttgart 1963.
15. S. Roszczyk, Wyznaczenie rozkładu prądów w prętach klatek tłumiących maszyn synchronicznych z wystającymi biegunami przy rozruchu asynchronicznym, Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej, Elektryka X, 1965, nr 71, str 67—92.
16. K. Schoepp, Wpływ harmoniczných prądu obciążenia na kształt krzywej napięcia prądnicy synchronicznej jawnobiegunowej, Rozprawy Elektrotechniczne, 16, z. 3, ss. 439—459, Warszawa 1970.
17. T. G. Sorokiew, I. I. Gorzewskij, Rasczet magnitnych polej w zazorie jawnopolusnoj sinchronnoj masziny, Elektrizestwo 1952, no. 6, str 24—29.
18. I. I. Tatałow, Ju. I. Stradomskij, Pole obmotki wozbuźdenija w wozdusznym zazorie jawnopolusnoj sinchronnoj masziny, Izw. A. H. SSSR Eniergetika i transport 1969, no. 3.
19. I. I. Tatałow, Ju. I. Stradomskij, Koefficyenty pola i parametry konturow niesimietrycznych uspokoiitelnych obmotok sinchronnoj masziny, Izw. A. H. SSSR Eniergetika i transport 1970, no. 2, s. 126—137.
20. I. I. Tatałow, Ju. I. Stradomskij, Pole reakcji jakoria w wozdusznym zazorie jawnopolusnoj sinchronnoj masziny, Izw. A. H. SSSR Eniergetika i transport 1971, no. 1, str 107—117.
21. R. W. Wieseman, Graphical Determination of Magnetic Fields (Practical Application to Salient-Pole Synchronous Machine Design), AIEE Transactions, vol. 46, 1927, pp. 141—154.
22. A. I. Woldek, Issledowanie magnitnowo pola w wozdusznym zazorie jawnopolusnych sinchronnych maszin mietodom garmoniczeskich prowadimostiej, Elektrizestwo 1966, no. 7, str 46—52.
23. A. I. Woldek, R. A. Łachmiets, Magnitnaja prowadimost wozdusznowo zazora i rasczet magnitnowo pola jawnopolusnoj masziny, Elektrizestwo 1967, no. 11.

K. SCHOEPP

HARMONIC ANALYSIS OF ELECTROMAGNETIC FIELD IN SALIENT POLE AIR GAP OF SYNCHRONOUS MACHINE

Summary

In this paper the method of harmonic analysis of electromagnetic field in salient pole air gap of synchronous machine with damping cage, that is to say, the field originating from basic harmonic MMF of armature winding, whirling at various speeds on armature circumference, is presented.

K. SCHOEPP

ANALYSE DER OBERWELLEN DES ELEKTROMAGNETISCHEN FELDDES IM LUFTSPALT EINER SCHENKELPOLSYNCHRONMASCHINE

Zusammenfassung

Es wurde die Bestimmungsmethode von Oberwellen des elektromagnetischen Feldes im Luftspalt einer mit einem Dämpfungskäfig bestückten Schenkelpolsynchronmaschine dargestellt. Die Oberwellen werden von der MMK-Raumhauptwelle der Ankerwicklung und den MMK-Dämpfungskreisen, die mit verschiedenen Geschwindigkeiten den Anker umlaufen, erregt.

К. ШЕП

ГАРМОНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВОЗДУШНОМ ЗАЗОРЕ ЯВНОПОЛЮСНОЙ СИНХРОННОЙ МАШИНЫ

Р е з ю м е

В статье приводится пример способа гармонического анализа электромагнитного поля в воздушном зазоре явнополусной синхронной машины с успокоительной короткозамкнутой обмоткой, вызываемого основной пространственной гармонической мдс обмотки якоря, вращающейся с различной скоростью по отношению к якорю и подавляемой ею мдс успокоительной и возбуждающей обмоток.

Uogólnienie charakterystyk wyładowania łukowego w łukowym palniku plazmowym prądu stałego

RYSZARD NIEWIEDZIAŁ (POZNAŃ)

*Instytut Elektroenergetyki Politechniki Poznańskiej,
Zakład Aparatów i Urządzeń Rozdzielczych*

Otrzymano 8.11.1971

Celem pracy jest przedstawienie charakterystyk wyładowania łukowego w łukowym palniku plazmowym prądu stałego przy pomocy bezwymiarowych równań uogólnionych otrzymanych na podstawie teorii podobieństwa. Po przeanalizowaniu wyprowadzonych kryteriów podobieństwa, podano postać równań uogólnionych opisujących charakterystyki: napięciowo-prądową, jednostkowej mocy doprowadzonej, jednostkowej mocy użytecznej i sprawności palnika. Wyznaczone doświadczalnie charakterystyki palnika aproksymowano równaniami uogólnionymi, przy czym współczynniki liczbowe w równaniach aproksymujących określono metodą Legendre'a wykorzystując maszynę cyfrową ODRA 1013. Uzyskane średnie kwadratowe błędy aproksymacji mieszczą się w statystycznych przedziałach tolerancji i są niższe od spotykanych w literaturze i uzyskiwanych innymi metodami.

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

- a — odstęp między elektrodami, m
- $\bar{B}$ — indukcja pola magnetycznego, T
- c — prędkość światła w próżni, m/s
- $\bar{D}$ — indukcja pola elektrycznego, C/m²
- D — średnica anody-dyszy, m
- d — średnica sworzniowej katody, m
- d_o — średnica otworu króćca dolotowego, m
- $\bar{E}$ — natężenie pola elektrycznego, V/m
- e — podstawa logarytmów naturalnych,
- $\bar{F}_t$ — natężenie pola sił lepkości, N/m³
- G — wydatek gazu stabilizującego, kg/s
- g — przyspieszenie ziemskie, m/s²
- $\bar{H}$ — natężenie pola magnetycznego, A/m
- h — entalpia właściwa, J/kg
- I — natężenie prądu łuku, A
- $\bar{j}$ — gęstość prądu, A/m²
- L — wymiar charakterystyczny, m

- l — długość anody dyszy, m
 N_1 — moc doprowadzona do palnika, kW
 N_2 — moc użyteczna palnika, kW
 p — ciśnienie, N/m²
 R — stała gazowa, J/kg °K
 T — temperatura, °K
 U — napięcie łuku, V
 $\bar{W}$ — prędkość strumienia gazu, m/s
 η — współczynnik sprawności,
 η_1 — współczynnik lepkości dynamicznej, kg/m.s
 Λ — długość średniej swobodnej drogi cząsteczki, m
 λ — współczynnik przewodności cieplnej, W/m °K
 μ — przenikalność magnetyczna, H/m
 μ_0 — przenikalność magnetyczna próżni, H/m
 π — kryterium (liczba) podobieństwa
 ρ — gęstość gazu, kg/m³
 ρ_e — gęstość ładunku elektrycznego, C/m³
 σ — konduktywność (przewodność elektryczna właściwa), S/m
Kn — kryterium Knudsen, a
Ku — kryterium Kutatielew, a
Re — kryterium Reynoldsa, a
oraz
 r, x — współrzędne, m
 t — czas, s
 A — współczynnik proporcjonalności,
 $\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon, \varphi, \lambda$ — wykładniki potęgowe
Indeksy:
— — wielkości wektorowe
* — wielkości bezwymiarowe, względne
o — wielkości podstawowe, odniesienia.

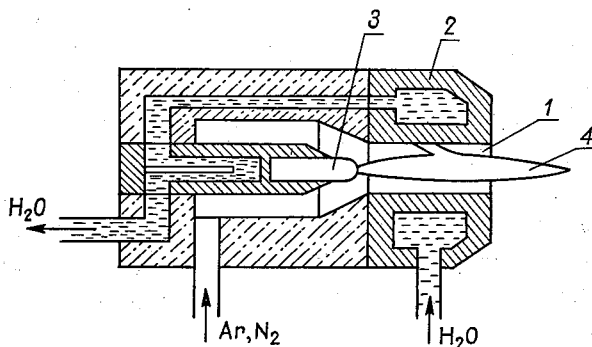
1. WPROWADZENIE

Prowadzone od szeregu lat badania nad łukowym palnikiem plazmowym tzw. plazmotronem prądu stałego z łukiem wewnętrznym wykazują, że jest to pewne ruchowo i stosunkowo niedrogie źródło skoncentrowanego strumienia energii cieplnej. Zasada działania, budowa, zakres i perspektywy wykorzystania łukowych palników plazmowych tak w badaniach naukowych, jak i do celów przemysłowych opisano już stosunkowo szeroko w literaturze technicznej (por. [1 ... 4] i podaną tam dalszą literaturę).

Podstawę do rozważań dotyczących pracy plazmotronu stanowią: charakterystyka napięciowo-prądowa wyładowania łukowego oraz charakterystyki energetyczne palnika. Charakterystyka napięciowo-prądowa, czyli zależność napięcia między elektrodami od natężenia prądu łuku, stanowi funkcję wielu zmiennych, a w szczególności zależy od

geometrii przerwy międzyelektrodowej, kształtu i materiału elektrod, rodzaju, wydatku i ciśnienia gazu stabilizującego wyładowanie. Użytkownika interesują szczególnie charakterystyki energetyczne, takie jak moc doprowadzona do palnika, moc użyteczna, czy też sprawność. Analityczne ujęcie powyższych zależności związane jest ze znacznymi trudnościami, spowodowanymi szeregiem złożonych i różnorodnych zjawisk elektromagnetycznych, aerodynamicznych i cieplnych zachodzących w kolumnie łukowej i na powierzchni elektrod. Rozwiązanie problemu może dać, jak się w tej chwili wydaje, teoria podobieństwa, która stanowi teorię doświadczenia i pozwala na jego prawidłowe planowanie.

W drugiej połowie lat sześćdziesiątych szereg badaczy, szczególnie radzieckich, a wśród nich G. J. Dautow, O. I. Jaśko, S. S. Kutatieladze, A. I. Żidowicz, M. F. Żukow, opublikowało przeszło 50 prac (referatów i artykułów) dotyczących wykorzystania metod teorii podobieństwa do uogólnienia charakterystyk plazmotronów. Szczegółowy wykaz tych prac przedstawiono w [5]. Jednakże rozważania przedstawione we wspomnianych pracach odnoszą się bądź to do rozwiązań konstrukcyjnych plazmotronów o układzie i geometrii elektrod nie spotykanych w warunkach krajowych, bądź też autorzy nie charakteryzują bliżej układu badawczego i swoje rozważania, jak to sami stwierdzają, ograniczają do pierwszych, przybliżonych prób rozwiązywania zagadnienia.



Rys. 1. Schemat plazmotronu rozpatrywanego typu z gazową stabilizacją łuku:

1 — kanał wyladowczy; 2 — anoda-dysza; 3 — katoda; 4 — struga plazmy

W związku z powyższym jako cel niniejszej pracy postawiono sobie wykazanie, że charakterystyki wyładowania łukowego w łukowym palniku plazmowym prądu stałego (plazmotronie) o układzie i geometrii elektrod stosowanym w rozwiązaniach krajowych (rys. 1: sworzniowa katoda, cylindryczna anoda-dysza) można opisać bezwymiarowym równaniem uogólnionym, otrzymanym przy wykorzystaniu teorii podobieństwa.

2. ISTOTA TEORII PODOBIENSTWA

W teorii podobieństwa omawiane są warunki, którym muszą odpowiadać zjawiska fizyczne, aby można je było uznać za podobne do siebie. Dwa zjawiska fizyczne uważa się za podobne, jeśli podobne są wszystkie wielkości charakteryzujące badane zjawisko.

Warunek ten oznacza, że w odpowiadających sobie punktach obu układów (które są układami podobnymi geometrycznie) oraz odpowiadających sobie chwilach wielkość φ' odnosząca się do pierwszego zjawiska jest proporcjonalna do jednorodnej wielkości φ'' odnoszącej się do drugiego zjawiska, tzn.

$$\frac{\varphi''}{\varphi'} = C_{\varphi}, \quad (2.1)$$

gdzie współczynnik proporcjonalności C_{φ} , w przypadku gdy chodzi o podobieństwo geometryczne, nosi nazwę skali lub stałej, a w teorii podobieństwa — nazwę współczynnika podobieństwa, współczynnika przekształcenia lub też współczynnika odwzorowania. Współczynnik C_{φ} nie zależy od współrzędnych ani od czasu i dla wszystkich wielkości o tym samym wymiarze ma tę samą wartość.

Teoria podobieństwa określa warunki, które powinny spełniać współczynniki C_{φ} poszczególnych wielkości w przypadku podobieństwa fizycznego. Warunki te wyrażają się w postaci tzw. liczb podobieństwa, modułów podobieństwa, inwariantów podobieństwa lub liczb kryterialnych. Niektóre z nich spotyka się tak często w danej gałęzi techniki, że na ogół są nazywane od nazwisk naukowców, którzy pracowali w danej dziedzinie i oznaczane są symbolami składającymi się z początkowych liter ich nazwisk, jak np. Eu — liczba Eulera, Ma — liczba Macha, Re — liczba Reynoldsa itp.

Ponieważ liczby te są stosunkami wielkości jednoimiennych, są one bezwymiarowe, a do ich otrzymania służą dwie ogólne metody. Jeżeli równania różniczkowe, którym podporządkowane jest zachowanie się układu są znane, lecz nie można ich scałkować, to można wyprowadzić kryteria prawdopodobieństwa na podstawie różniczkowej postaci równań. Jeżeli natomiast równania różniczkowe układu nie są znane, lecz znane są wszystkie zmienne, które mogłyby wchodzić w skład równań różniczkowych, to można wyprowadzić kryteria podobieństwa stosując analizę wymiarową. Oczywiście jest, że jeżeli równania różniczkowe są znane oraz mogą być scałkowane i rozwiązane, to nie potrzeba ustalać kryteriów podobieństwa, ponieważ zachowanie się układu powinno dać się obliczyć bezpośrednio.

Metody stosowane w teorii podobieństwa pozwalają nie tylko określić warunki badań modelowych, ale służą jeszcze do innych celów, a mianowicie:

- 1) wyprowadzania wzorów strukturalnych, stanowiących zasadniczą postać wzorów fizycznych,
- 2) sprawdzenia poprawności wzorów fizycznych pod względem jednorodności wymiarów,
- 3) opracowania planów badań naukowych oraz do uogólnienia wyników doświadczeń,
- 4) opracowania urządzeń i aparatów analogowych,
- 5) opracowywania aparatów do regulacji i automatyzacji procesów przemysłowych.

Próbę wyczerpującego analitycznego przedstawienia w języku polskim problematyki teorii podobieństwa oraz analizy wymiarowej stanowią artykuły T. Puchałki i Z. Kierzkowskiego [6, 7] oraz pewne rozdziały książek S. Bernasa i B. Staniszewskiego [8, 9]. W wyżej wymienionych pozycjach można też znaleźć wykaz literatury światowej dotyczącej przedmiotu. Podstawowe twierdzenia teorii podobieństwa zestawiono także w pracach własnych [5, 10].

3. WYZNACZENIE KRYTERIÓW PODOBIENSTWA NA PODSTAWIE RÓWNAŃ RÓŻNICZKOWYCH

Dla analitycznego określenia charakterystyk palnika należy skorzystać z pewnej idealizacji obrazu przepływu i wyładowania w komorze plazmotronu. Do dalszych rozważań przyjęto model łuku elektrycznego stabilizowanego strumieniem gazu opisany w [11]. Gaz stabilizujący z pierścieniowej przerwy między sworznową katodą o średnicy d , a cylindryczną anodą-dyszą o średnicy D dostaje się w obszar wyładowania łukowego, gdzie nagrzewa się ciepłem Joule'a. Zjawiska zachodzące w komorze wyładowczej plazmotronu można opisać równaniami magnetohydrodynamiki [12 ... 17], przy czym postać różniczkowa tych równań pozwoli na otrzymanie kryteriów podobieństwa.

Równania magnetohydrodynamiki (w skrócie MHD) stanowią połączenie równań Maxwella w odniesieniu do pola elektromagnetycznego i równań hydrodynamiki opisujących ruch środowiska ciągłego. Połączenie tych dwóch grup równań jest uwarunkowane z jednej strony powstaniem prądu indukowanego wskutek ruchu środowiska przewodzącego w polu magnetycznym, co musi być uwzględnione w równaniach Maxwella, z drugiej zaś strony działaniem pola magnetycznego na prąd w środowisku, co prowadzi do powstania dodatkowej, elektromagnetycznej siły masowej, którą należy uwzględnić w równaniach hydrodynamiki.

Przedstawione dalej równania MHD oparte zostały, zgodnie z [14], na następujących założeniach:

1) prędkość przepływu strumienia plazmy jest dużo mniejsza od prędkości światła, tzn. $W \ll c$;

2) średnia droga swobodna cząstek jest mała w porównaniu z charakterystycznym wymiarem układu, tzn. $\lambda \ll L$ (w plazmie niskotemperaturowej przy ciśnieniach bliskich atmosferycznemu warunek ten jest zawsze spełniony);

3) charakterystyczny dla rozpatrywanego układu czas t ma wartość co najmniej tego samego rzędu, co stosunek L/W , czyli eliminuje się z rozważań efekty szybkozmienne.

Do rozważań wykorzystano równania MHD dla stanu ustalonego w następującej postaci:

— równania Maxwella

$$\text{rot } \bar{B} = \mu_0 \bar{j} \quad (3.1)$$

$$\text{rot } \bar{E} = 0 \quad (3.2)$$

$$\text{div } \bar{D} = \varrho_e \quad (3.3)$$

$$\text{div } \bar{B} = 0, \quad (3.4)$$

— prawo zachowania ładunku elektrycznego

$$\text{div } \bar{j} = 0, \quad (3.5)$$

— prawo Ohma

$$\bar{j} = \sigma (\bar{E} + \bar{W} \times \bar{B}), \quad (3.6)$$

— równanie ciągłości przepływu

$$\text{div}(\varrho \bar{W}) = 0, \quad (3.7)$$

— równanie ilości ruchu

$$\varrho (\bar{W} \text{ grad}) \bar{W} = -\text{grad } p + \bar{j} \times \bar{B} + \bar{F}_t, \quad (3.8)$$

przy czym $\bar{F}_{t=\eta_l} \cdot \Delta \bar{W} + \frac{\eta_l}{3} \text{ grad div } \bar{W}$ — natężenie pola sił lepkości [14];

— równanie zachowania energii

$$\varrho \bar{W} \text{ grad} \left(h + \frac{W^2}{2} \right) = \bar{W} \cdot \bar{F}_t + \text{div } \lambda \text{ grad } T + \bar{j} \cdot \bar{E}, \quad (3.9)$$

— równanie stanu gazu

$$p = \varrho RT. \quad (3.10)$$

W przedstawionych równaniach MHD występuje jedenaście wielkości zmiennych zależnych; cztery wielkości elektryczne: $\bar{E}$, $\bar{B}$, $\bar{j}$, σ oraz siedem wielkości hydrodynamicznych: $\bar{W}$, p , ϱ , T , h , η_l , λ , będących funkcjami położenia w układzie (x, r) . Ponieważ liczba równań MHD będących od dyspozycji jest mniejsza od liczby zmiennych, otrzymany układ równań jest nierozwiązywalny.

Dla rozwiązania wymienionego układu równań MHD należałoby uzupełnić go o dalsze związki analityczne, wyrażające zależność konduktywności gazu σ , entalpii właściwej gazu h , przewodności cieplnej λ i lepkości dynamicznej η_l w funkcji temperatury i ciśnienia. Jednakże w tym przypadku analityczne rozwiązanie układu równań MHD jest bardzo skomplikowane, a praktycznie rzecz biorąc możliwe tylko przy wprowadzeniu szeregu założeń upraszczających, np. przez założenie liniowego charakteru funkcji aproksymującej $\sigma = \sigma(p, T)$ [13]. Oczywiście istnieje możliwość rozwiązania numerycznego przy wykorzystaniu maszyn cyfrowych.

Mając na uwadze powyższe, uzasadnionym jest zastosowanie analizy równań [7, 18], która stanowi jeden z zasadniczych elementów teorii podobieństwa. W oparciu o analizę równań można, nie rozwiązując układu równań MHD opisujących badane zjawisko, ustalić kryteria podobieństwa oraz określić ogólną matematyczną strukturę rozwiązania wymienionego układu równań.

Dla otrzymania kryteriów podobieństwa wykorzystano metodykę analizy równań różniczkowych przedstawioną w [19], a polegającą na sprowadzeniu wszystkich wielkości występujących w poszczególnych równaniach do postaci bezwymiarowej (oznaczonej gwiazdką). Jako wielkości charakterystyczne (odniesienia, oznaczone indeksem zero) można przyjąć dowolną wartość danej wielkości, najprościej początkową oraz pewien wymiar charakterystyczny, w rozpatrywanym przypadku oznaczony literą L .

Analizie poddano te równania MHD, których prawe strony są różne od zera, a mianowicie (3.1), (3.3), (3.6), (3.8), (3.9), (3.10). Po odpowiednich przekształceniach, równania MHD w postaci bezwymiarowej będą się przedstawiały następująco:

— *prawo Ampera*

$$\text{rot } \bar{B}^* = \frac{\mu_0 j_0 L}{B_0} \bar{j}^*, \quad (3.11)$$

— prawo Gaussa-Ostrogradskiego

$$\operatorname{div} \bar{D}^* = \frac{\varrho_{e0} \cdot L}{D_0} \cdot \varrho_e^*, \quad (3.12)$$

— prawo Ohma

$$\bar{j}^* = \frac{\sigma_0 E_0}{j_0} \bar{E}^* + \frac{\sigma_0 W_0 B_0}{j_0} (\bar{W}^* \times \bar{B}^*), \quad (3.13)$$

— równanie ilości ruchu

$$\begin{aligned} \varrho^* (\bar{W}^* \operatorname{grad}) \bar{W}^* = & - \frac{p_0}{\varrho_0 W_0^2} \operatorname{grad} p^* + \frac{j_0 B_0 L}{\varrho_0 W_0^2} (\bar{j}^* \times \bar{B}^*) + \\ & + \frac{\eta_{10}}{\varrho_0 W_0 L} \Delta \bar{W}^* + \frac{1}{3} \frac{\eta_{10}}{\varrho_0 W_0 L} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{W}^*, \end{aligned} \quad (3.14)$$

— równanie energii

$$\begin{aligned} \frac{\varrho_0 h_0 W_0}{j_0 E_0 L} \varrho^* \bar{W}^* \operatorname{grad} h^* + \frac{\varrho_0 W_0^3}{j_0 E_0 L} \varrho^* \bar{W}^* \operatorname{grad} \frac{(W^*)^2}{2} = & \bar{j}^* \bar{E}^* + \frac{W_0^2 \eta_{10}}{j_0 E_0 L^2} \bar{W}^* \Delta \bar{W}^* + \\ & + \frac{1}{3} \frac{W_0^2 \eta_{10}}{j_0 E_0 L^2} \bar{W}^* \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{W}^* + \frac{\lambda_0 T_0}{j_0 E_0 L^2} \operatorname{div} \lambda^* \operatorname{grad} T^*, \end{aligned} \quad (3.15)$$

— równanie stanu gazu

$$p^* = \frac{\varrho_0 T_0 R_0}{p_0} \varrho^* T^*. \quad (3.16)$$

W powyższych równaniach pojawiły się pewne charakterystyczne grupy wielkości, które przedstawiają sobą, zgodnie z twierdzeniami analizy równań [18], kryteria podobieństwa. Oto one:

— kryterium pola magnetycznego

$$\pi_M = \frac{\mu j L}{B}, \quad (3.17)$$

— kryterium ładunku elektrycznego

$$\pi_E = \frac{\varrho_e L}{D}, \quad (3.18)$$

— kryterium pola elektrycznego zewnętrznego

$$\pi_{EZ} = \frac{\sigma E}{j}, \quad (3.19)$$

— kryterium ciśnienia

$$\pi_C = \frac{p}{\varrho W^2}, \quad (3.20)$$

— kryterium pola elektrycznego indukowanego

$$\pi_{EI} = \frac{\sigma W B}{j}, \quad (3.21)$$

— kryterium sił elektromagnetycznych

$$\pi_{EM} = \frac{jBL}{\varrho W^2}, \quad (3.22)$$

— kryterium sił lepkości

$$\pi_L = \frac{\eta_l}{\varrho WL}, \quad (3.23)$$

— kryterium nagrzewania gazu

$$\pi_N = \frac{\varrho hW}{jEL}, \quad (3.24)$$

— kryterium przyspieszenia gazu

$$\pi_p = \frac{\varrho_0 W^3}{jEL}, \quad (3.25)$$

— kryterium ciepła tarcia

$$\pi_T = \frac{W^2 \eta_l}{jEL^2}, \quad (3.26)$$

— kryterium przewodności cieplnej

$$\pi_{PC} = \frac{\lambda T}{jEL^2}, \quad (3.27)$$

— kryterium stanu gazu

$$\pi_S = \frac{\varrho TR}{p}. \quad (3.28)$$

Na podstawie twierdzenia Federmana-Buckinghamha rozwiązanie ogólne układu równań MHD można więc przedstawić w postaci:

$$f(\pi_M, \pi_{EZ}, \dots, \pi_{PC}, \pi_S) = 0. \quad (3.29)$$

Celem przejścia z wielkości lokalnych na wielkości całkowite należy otrzymany zespół kryteriów podobieństwa (3.17) ... (3.28) uzupełnić dalszymi kryteriami wykorzystując równania definiujące:

— natężenie prądu łuku

$$I = \int_S \bar{j} dS, \quad (3.30)$$

— napięcie łuku

$$U = \int_L \bar{E} \cdot dL, \quad (3.31)$$

— zużycie gazu stabilizującego

$$G = \int_S \varrho \bar{W} dS. \quad (3.32)$$

Po odpowiednich przekształceniach, powyższe równania w postaci bezwymiarowej będą przedstawiały się następująco:

$$\frac{j_0 L^2}{I} \int_{S^*} \bar{j}^* dS^* = 1, \quad (3.33)$$

$$\frac{E_0 L}{U} \int_{L^*} \bar{E}^* dL^* = 1, \quad (3.34)$$

$$\frac{\varrho_0 W_0 L^2}{G} \int_{S^*} \varrho^* \bar{W}^* dS^* = 1. \quad (3.35)$$

Można więc wyodrębnić kolejne kryteria podobieństwa w postaci:

— kryterium prądowe

$$\pi_I = \frac{jL^2}{I}, \quad (3.36)$$

— kryterium napięciowe

$$\pi_U = \frac{EL}{U}, \quad (3.37)$$

— kryterium wydatku gazu

$$\pi_G = \frac{\varrho WL^2}{G}. \quad (3.38)$$

Z zasad teorii podobieństwa wynika, że każdy zupełny zespół wyrażen bezwymiarowych (kryteriów podobieństwa) składających się z danych zmiennych wielkości można przekształcić, w celu uzyskania dogodniejszej postaci kryteriów podobieństwa, w dowolny inny zespół przez łączenie i przegrupowywanie (mnożenie, dzielenie, potęgowanie).

Oznaczając odpowiednio przekształcone kryteria (3.17) ... (3.28) symbolami $\pi'_M, \pi'_{EZ}, \dots, \pi'_{PC}, \pi'_S$, będzie można otrzymać równanie uogólnione opisujące charakterystykę wyładowania łukowego stabilizowanego strumieniem gazu w postaci:

$$f(\pi'_M, \pi'_{EZ}, \dots, \pi'_{PC}, \pi'_S) = 0. \quad (3.39)$$

Otrzymane tą drogą równanie uogólnione jest funkcją kryteriów podobieństwa, zawierających w sobie wielkości fizyczne, które nie podlegały weryfikacji doświadczalnej w zakresie niniejszej pracy. Dlatego poniżej określono kryteria podobieństwa na podstawie analizy wymiarowej wybranych stałych fizycznych oraz tych zmiennych wielkości, których pomiar wykonano w części doświadczalnej pracy.

4. WYZNACZANIE KRYTERIÓW PODOBIENSTWA NA PODSTAWIE ANALIZY WYMIAROWEJ

Zadaniem analizy wymiarowej jest wyznaczenie postaci wzorów fizycznych, poprawnej pod względem wymiarowym. Analiza wymiarowa pozwala na określenie bezwymiarowych liczb podobieństwa poprzez analizę wymiarów wielkości opisujących dane zjawisko.

Umożliwia to opisanie zachowania się układu fizycznego za pomocą najmniejszej liczby zmiennych niezależnych i to w sposób niezależny od zastosowanych jednostek miar.

W rozpatrywanym przypadku zakłada się, że zostanie określony zupełny zespół wyrażeń bezwymiarowych na podstawie zmiennych wielkości fizycznych, charakteryzujących zjawiska w komorze wyładowczej plazmotronu oraz pewnych, wybranych stałych fizycznych. Jako układ jednostek podstawowych przyjęto: metr [m], kilogram [kg], sekundę [s] i amper [A].

W tablicy 1 zestawiono przyjęte zmienne wielkości i stałe fizyczne, ich symbole i wzory wymiarowe.

Tablica 1

Symbole i wzory wymiarowe zmiennych wielkości i stałych fizycznych charakteryzujących zjawiska w komorze wyładowczej łukowego palnika plazmowego

Lp.	Określenie	Symbol	Wzór wymiarowy
1.	napięcie łuku	U	$\text{m}^2\text{kg}^1\text{s}^{-3}\text{A}^{-1}$
2.	natężenie prądu łuku	I	A^1
3.	zużycie (wydatek) gazu	G	kg^1s^{-1}
4.	ciśnienie gazu	p	$\text{m}^{-1}\text{kg}^1\text{s}^{-2}$
5.	gęstość (masa właściwa) gazu	ϱ	m^{-3}kg^1
6.	konduktywność gazu	σ	$\text{m}^{-3}\text{kg}^{-1}\text{s}^3\text{A}^2$
7.	entalpia właściwa gazu	h	m^2s^{-2}
8.	ospódczynnik lepkości dynamicznej	η_l	$\text{m}^{-1}\text{kg}^1\text{s}^{-1}$
9.	średnica anody-dyszy	D	m^1
10.	długość anody-dyszy	L	m^1
11.	średnica sworzniowej katody	d	m^1
12.	średnica króćca dolotowego	d_o	m^1
13.	odstęp międzyelektrodowy	a	m^1

Przyjmując za wielkości podstawowe: natężenie łuku I , wydatek gazu G , entalpię właściwą gazu h oraz średnicę anody-dyszy D (tzn. liczba wielkości podstawowych $r = 4$), można ustalić zgodnie z twierdzeniem Buckinghama liczbę kryteriów podobieństwa $n - r = 13 - 4 = 9$.

Przechodząc do symboliki analizy wymiarowej [7, 8], każde z kryteriów podobieństwa można wyrazić następująco:

$$\pi_i = X_i X_1^{a_i} X_2^{b_i} X_3^{c_i} \dots, \quad 1 \leq i \leq n - r \quad (4.1)$$

gdzie $X_1, X_2, X_3 \dots$ — kolejne wielkości przyjęte za podstawowe oraz $a_i, b_i, c_i \dots$ — wykładniki wymiarowe w i -tym kryterium.

Zgodnie z powyższym można wypisać wzory na dziewięć szukanych kryteriów podobieństwa:

$$\pi_1 = I^{a_1} G^{b_1} h^{c_1} D^{d_1} U,$$

$$\pi_2 = I^{a_2} G^{b_2} h^{c_2} D^{d_2} p,$$

$$\pi_3 = I^{a_3} G^{b_3} h^{c_3} D^{d_3} \varrho,$$

$$\pi_4 = I^{a_4} G^{b_4} h^{c_4} D^{d_4} \sigma,$$

$$\pi_5 = I^{a_5} G^{b_5} h^{c_5} D^{d_5} \eta_1, \quad (4.2)$$

$$\pi_6 = I^{a_6} G^{b_6} h^{c_6} D^{d_6} L,$$

$$\pi_7 = I^{a_7} G^{b_7} h^{c_7} D^{d_7} d,$$

$$\pi_8 = I^{a_8} G^{b_8} h^{c_8} D^{d_8} d_0,$$

$$\pi_9 = I^{a_9} G^{b_9} h^{c_9} D^{d_9} a.$$

Przy przyjętym układzie jednostek SI, wymiary przyjętych do rozważań wielkości podstawowych przedstawiają się następująco:

$$\begin{aligned} [I] &= m^{\alpha_I} kg^{\beta_I} s^{\gamma_I} A^{\delta_I}, \\ [G] &= m^{\alpha_G} kg^{\beta_G} s^{\gamma_G} A^{\delta_G}, \\ [h] &= m^{\alpha_h} kg^{\beta_h} s^{\gamma_h} A^{\delta_h}, \\ [D] &= m^{\alpha_D} kg^{\beta_D} s^{\gamma_D} A^{\delta_D} \end{aligned} \quad (4.3)$$

i na podstawie tablicy 1 wypisać można wartości poszczególnych wykładników wymiarowych występujących we wzorach (4.3):

$$\begin{aligned} \alpha_I &= 0, & \beta_I &= 0, & \gamma_I &= 0, & \delta_I &= 1, \\ \alpha_G &= 0, & \beta_G &= 1, & \gamma_G &= -1, & \delta_G &= 0, \\ \alpha_h &= 2, & \beta_h &= 0, & \gamma_h &= -2, & \delta_h &= 0, \\ \alpha_D &= 1, & \beta_D &= 0, & \gamma_D &= 0, & \delta_D &= 0. \end{aligned}$$

Bezwymiarowość kryteriów podobieństwa pociąga za sobą redukcję do zera wszystkich wykładników wymiarowych w kryteriach podobieństwa, co prowadzi do otrzymania układów równań, które w ogólnym przypadku przybierają postać:

$$\begin{aligned} 0 \cdot a_i + 0 \cdot b_i + 2 \cdot c_i + 1 \cdot d_i &= -\alpha_i, \\ 0 \cdot a_i + 1 \cdot b_i + 0 \cdot c_i + 0 \cdot d_i &= -\beta_i, \\ 0 \cdot a_i + 1 \cdot b_i - 2 \cdot c_i + 0 \cdot d_i &= -\gamma_i, \\ 1 \cdot a_i + 0 \cdot b_i + 0 \cdot c_i + 0 \cdot d_i &= -\delta_i. \end{aligned} \quad 1 \leq i \leq n-r \quad (4.4)$$

Rozwiązując powyższy układ równań otrzymuje się:

$$\begin{aligned} a_i &= -\delta_i, \\ b_i &= -\beta_i, \\ c_i &= 0,5(\beta_i + \gamma_i), \\ d_i &= -(\alpha_i + \beta_i + \gamma_i). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Można teraz obliczyć poszczególne wartości wykładników wymiarowych, wstawić je do (4.2) i otrzymać poszukiwane kryteria podobieństwa. W tym celu w tablicy 2 zestawiono wartości wykładników wymiarowych poszczególnych wielkości.

Po wykonaniu prostych obliczeń otrzymuje się:

$$1) a_1 = 1, \quad b_1 = -1, \quad c_1 = -1, \quad d_1 = 0,$$

$$\pi_1 = \frac{IU}{Gh}; \quad (4.6)$$

Tablica 2

Wartości wykładników wymiarowych poszczególnych wielkości

i	Wielkość	α_i	β_i	γ_i	δ_i
1	U	2	1	-3	-1
2	p	-1	1	-2	0
3	ϱ	-3	1	0	0
4	σ	-3	-1	3	2
5	η_l	-1	1	-1	0
6 ... 9	L, d, d_0, a	1	0	0	0

$$2) a_2 = 0, \quad b_2 = -1, \quad c_2 = -0,5, \quad d_2 = 2,$$

$$\pi_2 = \frac{D^2 p}{G h^{0,5}}; \quad (4.7)$$

$$3) a_3 = 0, \quad b_3 = -1, \quad c_3 = 0,5, \quad d_3 = 2,$$

$$\pi_3 = \frac{h^{0,5} D^2 \varrho}{G}; \quad (4.8)$$

$$4) a_4 = -2, \quad b_4 = 1, \quad c_4 = 1, \quad d_4 = 1,$$

$$\pi_4 = \frac{G h D \sigma}{I^2}; \quad (4.9)$$

$$5) a_5 = 0, \quad b_5 = -1, \quad c_5 = 0, \quad d_5 = 1,$$

$$\pi_5 = \frac{D \eta_l}{G}; \quad (4.10)$$

$$6) a_6 = 0, \quad b_6 = 0, \quad c_6 = 0, \quad d_6 = -1,$$

$$\pi_6 = \frac{L}{D}; \quad (4.11)$$

$$7) a_7 = 0, \quad b_7 = 0, \quad c_7 = 0, \quad d_7 = -1,$$

$$\pi_7 = \frac{d}{D}; \quad (4.12)$$

$$8) a_8 = 0, \quad b_8 = 0, \quad c_8 = 0, \quad d_8 = -1,$$

$$\pi_8 = \frac{d_0}{D}; \quad (4.13)$$

$$9) a_9 = 0, \quad b_9 = 0, \quad c_9 = 0, \quad d_9 = -1,$$

$$\pi_9 = \frac{a}{D}. \quad (4.14)$$

Zgodnie więc z twierdzeniem Buckinghama funkcja opisująca zjawiska występujące w komorze wyładowczej plazmotronu powinna przyjąć postać:

$$f(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_8, \pi_9) = 0. \quad (4.15)$$

Nadmienić należy, iż przyjmując za wielkości podstawowe w rozważanym zagadnieniu inny zestaw wielkości, otrzymałoby się inny zespół wyrażeń bezwymiarowych. Jednakże jak już wiadomo (pkt. 3), każdy zupełny zespół wyrażeń bezwymiarowych można przekształcić w odpowiadający, dowolny, inny zupełny zespół poprzez odpowiednie łączenie i przegrupowywanie.

5. UOGÓLNIENIE CHARAKTERYSTYK WYŁADOWANIA ŁUKOWEGO

Porównując kryteria podobieństwa otrzymane na podstawie analizy wymiarowej z kryteriami otrzymanymi z równań MHD wydaje się, że w sposób istotny różnią się one między sobą. Dokonując jednak odpowiednich przekształceń można wykazać, że tak nie jest. Kryteria otrzymane w pkt. 4 ściśle odpowiadają kryteriom z pkt. 3 (przy założeniu, że wymiar charakterystyczny L jest równy średnicy anody-dyszy D), a mianowicie:

$$\pi_1 = \frac{IU}{Gh} = \frac{\rho WL^2}{G} \cdot \frac{U}{EL} \cdot \frac{I}{jL^2} \cdot \frac{jEL}{\rho hW} = \frac{\pi_G}{\pi_U \cdot \pi_I \cdot \pi_N}, \quad (5.1)$$

$$\pi_2 \cdot \pi_3 = \frac{D^2 p}{G \cdot h^{0,5}} \cdot \frac{h^{0,5} D^2 \rho}{G} = \frac{p}{\rho W^2} \cdot \frac{\rho^2 W^2 L^4}{G^2} = \pi_C \cdot \pi_G^2, \quad (5.2)$$

$$\pi_5 = \frac{GhD\sigma}{I^2} = \frac{\rho hW}{jEL} \cdot \frac{j^2 L^4}{I^2} \cdot \frac{\sigma E}{j} \cdot \frac{G}{\rho WL^2} = \frac{\pi_N \cdot \pi_I^2 \cdot \pi_{EZ}}{\pi_G}, \quad (5.3)$$

$$\pi_5 = \frac{D\eta_1}{G} = \frac{\eta_1}{\rho WL} \cdot \frac{\rho WL^2}{G} = \pi_L \cdot \pi_G. \quad (5.4)$$

Pozostałe kryteria $\pi_6 \dots \pi_9$ opisują tylko warunki podobieństwa geometrycznego rozpatrywanego zjawiska.

W związku z tym, że w literaturze dotyczącej przedmiotu spotyka się niekiedy inną postać kryteriów podobieństwa, można przez odpowiednią korekcję otrzymanych kryteriów poczynić pewne porównania.

Nieokreślające kryterium napięciowe π_u

Powszechnie stosowanym kryterium przy uogólnianiu charakterystyk napięciowo-prądowych wyładowania łukowego jest kryterium podobieństwa

$$\pi_u = \frac{U\sigma D}{I}. \quad (5.5)$$

Otrzymać je można przez przemnożenie przez siebie kryteriów π_1 i π_4 .

Kryterium Kutatieladze Ku

Odwrotność kryterium π_4 nosi nazwę kryterium Kutatieladze [10, 20] i występuje w postaci:

$$Ku = \frac{I^2}{Gh\sigma D}. \quad (5.6)$$

Kryterium to charakteryzuje stosunek energii wydzielanej przy przepływie prądu elektrycznego przez kolumnę łukową do części energii odprowadzanej z kolumny przez konwekcję [21].

Kryterium Reynoldsa Re

Odwrotność kryterium π_5 znana jest w literaturze pod nazwą kryterium Reynoldsa [22, 23]:

$$Re = \frac{G}{D\eta_l} \cdot l \quad (5.7)$$

Liczba Reynoldsa stanowi kryterium rodzaju ruchu i pozwala stwierdzić, czy występuje ruch laminarny, czy też burzliwy, niezależnie od rodzaju medium. Jest ona miarą stosunku sił bezwładności do sił lepkości występujących w przepływającym medium.

Mając na uwadze uogólnienie wyników pomiarów doświadczalnych opisanych w pkt. 6 niniejszej pracy, celowym jest przekształcić kryterium Reynoldsa do postaci:

$$Re' = Re \cdot \pi_3 = \frac{G}{D\eta_l} \cdot \frac{h^{0,5} D^2 \varrho}{G} = \frac{h^{0,5} \cdot \varrho \cdot D}{\eta_l} \quad (5.8)$$

Kryterium Knudsen'a Kn

Miarą stopnia rozrzedzenia gazu jest stosunek długości średniej swobodnej drogi cząsteczki λ do charakterystycznego wymiaru liniowego układu L . Stosunek λ/L jest wielkością bezwymiarową, charakteryzującą warunki przepływu gazów rozrzedzonych i mającą cechy liczby podobieństwa. Wielkość ta jest nazywana kryterium Knudsen'a [9, 22] i oznaczana symbolem

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \quad (5.9)$$

Przy ciśnieniach zbliżonych do atmosferycznego długość swobodnej drogi cząsteczki gazu jest bardzo mała w porównaniu z wymiarem charakterystycznym L , a tym samym bardzo mała jest wartość liczby Knudsen'a. Wobec tego założenie, że gaz stanowi ośrodek ciągły, wystarczająco dokładnie odpowiada rzeczywistości.

W [24] wykazano, że liczba Knudsen'a jest proporcjonalna do odwrotności iloczynu pd , a mianowicie:

$$Kn \sim \frac{1}{pd}$$

Biorąc pod uwagę kryteria π_2, π_5, π_7 można otrzymać kryterium odpowiadające kryterium Knudsen'a, a mianowicie:

$$Kn' = \frac{\pi_5}{\pi_2 \pi_7} = \frac{\eta_l \cdot h^{0,5}}{pd} \quad (5.10)$$

Kryterium średniej prędkości π_3

Rozkład prędkości medium wzdłuż przekroju kanału zależy od charakteru ruchu. Dla kanału o przekroju kołowym przy ustabilizowanym przepływie laminarnym zależność wartości prędkości przepływu od odległości ścianki kanału ma charakter funkcji parabolicznej. Natomiast przy przepływie burzliwym w kanale kołowym krzywa profilu prędkości jest bardziej płaska niż w ruchu laminarnym i kształt tej krzywej zależy od liczby Reynoldsa.

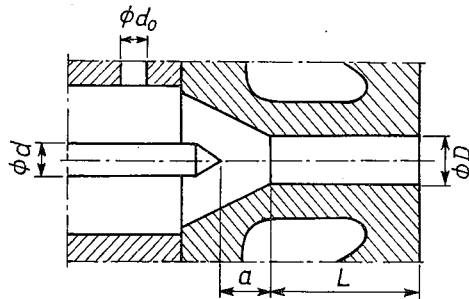
W rozważaniach technicznych uzasadnionym jest niekiedy posługiwać się pojęciem średniej prędkości przepływu medium. Znając wydatek gazu stabilizującego G oraz średnicę anody-dyszy D , wartość średniej prędkości przepływu gazu można wyznaczyć ze wzoru:

$$W_{sr} = \frac{4G}{\pi D^2 \rho}. \quad (5.11)$$

Porównując kryterium π_3 z zależnością (5.11), można stwierdzić, że jest ono proporcjonalne do odwrotności średniej prędkości przepływu gazu w dyszy plazmotronu. Kryterium π_3 odgrywało ważną rolę przy układaniu programu wykonywania pomiarów doświadczalnych opisanych w pkt. 6 niniejszej pracy.

Kryteria podobieństwa geometrycznego

Kryteria oznaczone symbolami $\pi_6, \pi_7, \pi_8, \pi_9$ opisują warunki podobieństwa geometrycznego rozpatrywanych rozwiązań komór wyładowczych plazmotronu. Na rys. 2 przedstawiono schemat wymiarowy komory wyładowczej plazmotronu z zaznaczeniem uwzględnianych rozmiarów geometrycznych.



Rys. 2. Szkic wymiarowy komory wyładowczej plazmotronu

Biorąc pod uwagę powyższe, zgodnie z definicją określających i nieokreślających kryteriów podobieństwa, kryteria π_u (5.5) oraz π_1 (4.6) są kryteriami nieokreślającymi (zawierają bowiem zmienną zależną, jaką jest napięcie U), natomiast pozostałe są kryteriami określającymi. Wobec powyższego, zgodnie z twierdzeniem Kirpiczowa-Guchmana, wystarczającym warunkiem podobieństwa jest równość kryteriów Ku (5.6), Re' (5.8), Kn' (5.10), π_3 (4.8), π_6 (4.11), π_7 (4.12), π_8 (4.13) i π_9 (4.14).

Próbie uogólnienia poddano charakterystyki napięciowo-prądowe wyładowania łukowego oraz niektóre charakterystyki energetyczne, do których zaliczono: zależność mocy doprowadzonej do palnika, zależność mocy użytecznej palnika oraz sprawność palnika w funkcji określających kryteriów podobieństwa.

5.1. Uogólniona charakterystyka napięciowo-prądowa wyładowania łukowego

Z ogólnych praw teorii podobieństwa wiadomo, że dane kryterium nieokreślające jest funkcją liczb określających. W rozpatrywanym przypadku równanie uogólnione opisujące charakterystykę napięciowo-prądową wyładowania łukowego stabilizowanego strumieniem

gazu będzie miało następującą postać:

$$\frac{U\sigma D}{I} = f\left(\frac{I^2}{Gh\sigma D}; \frac{h^{0,5}\varrho D}{\eta_l}; \frac{\eta_l h^{0,5}}{pd}; \frac{h^{0,5}D^2\varrho}{G}; \frac{L}{D}; \frac{d}{D}; \frac{d_0}{D}; \frac{a}{D}\right). \quad (5.12)$$

Zakładając, że rozważania zostaną ograniczone do jednego określonego rodzaju gazu (w niniejszej pracy był nim argon), można wielkości określające właściwości fizyczne gazu $h, \sigma, \varrho, \eta_l$, uważać za stałe. Wtedy równanie (5.12) przyjmie postać:

$$\frac{UD}{I} = f\left(\frac{I^2}{GD}; D; \frac{1}{pd}; \frac{D^2}{G}; \frac{L}{D}; \frac{d}{D}; \frac{d_0}{D}; \frac{a}{D}\right). \quad (5.13)$$

Równanie (5.13) przedstawia postać wymiarową równania uogólnionego.

5.2. Uogólniona charakterystyka jednostkowej mocy doprowadzonej do plazmotronu

Iloczyn napięcia łuku i natężenia prądu łuku w liczniku kryterium π_1 (4.6) przedstawia sobą moc elektryczną doprowadzoną do plazmotronu. Można więc kryterium π_1 zapisać w postaci:

$$\pi_1 = \frac{IU}{Gh} = \frac{N_1}{Gh}. \quad (5.14)$$

Powyższe kryterium jest nieokreślającym, a więc może być zapisane jako funkcja liczb określających. Stąd uogólniona charakterystyka jednostkowej mocy doprowadzonej do plazmotronu będzie miała następującą postać:

$$\frac{N_1}{Gh} = f\left(\frac{I^2}{Gh\sigma D}; \frac{h^{0,5}\varrho D}{\eta_l}; \frac{\eta_l h^{0,5}}{pd}; \frac{h^{0,5}D^2\varrho}{G}; \frac{L}{D}; \frac{d}{D}; \frac{d_0}{D}; \frac{a}{D}\right). \quad (5.15)$$

Natomiast postać wymiarową powyższego równania uogólnionego, zgodnie z założeniami podanymi w pkt. 5.1, będzie można przedstawić zależnością:

$$\frac{N_1}{G} = f\left(\frac{I^2}{GD}; D; \frac{1}{pd}; \frac{D^2}{G}; \frac{L}{D}; \frac{d}{D}; \frac{d_0}{D}; \frac{a}{D}\right). \quad (5.16)$$

5.3. Uogólniona charakterystyka jednostkowej mocy użytecznej plazmotronu

Ze względu na zgodność wymiarową mocy doprowadzonej i mocy użytecznej plazmotronu, uogólniona charakterystyka tej ostatniej będzie miała postać analogiczną do równania (5.15). Stąd postać wymiarową uogólnionej charakterystyki jednostkowej mocy użytecznej plazmotronu będzie można przedstawić zależnością:

$$\frac{N_2}{G} = f\left(\frac{I^2}{GD}; D; \frac{1}{pd}; \frac{D^2}{G}; \frac{L}{D}; \frac{d}{D}; \frac{d_0}{D}; \frac{a}{D}\right). \quad (5.17)$$

5.4. Uogólniona charakterystyka sprawności plazmotronu

Przez sprawność plazmotronu rozumie się stosunek mocy użytecznej do mocy doprowadzonej, co można zapisać zależnością:

$$\eta = \frac{N_2}{N_1}. \quad (5.18)$$

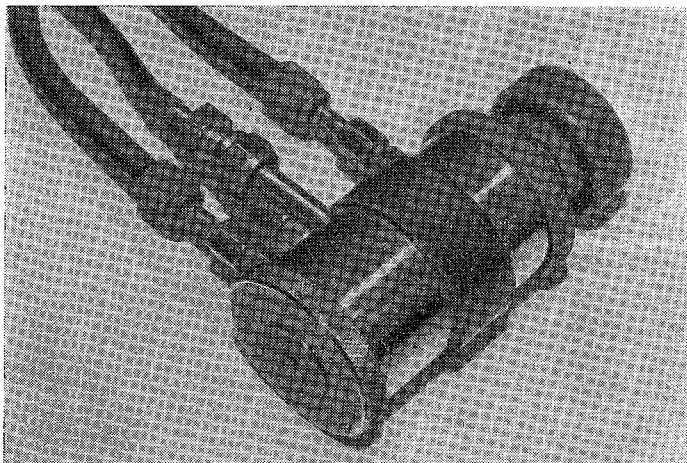
Sprawność jest wielkością bezwymiarową, można ją więc traktować jako specyficzne kryterium podobieństwa. Postać wymiarową uogólnionej charakterystyki sprawności plazmotronu można otrzymać przez podzielenie zależności (5.17) przez zależność (5.16). Otrzymuje się stąd:

$$\eta = f\left(\frac{I^2}{GD}; D; \frac{1}{pd}; \frac{D^2}{G}; \frac{L}{D}; \frac{d}{D}; \frac{d_0}{D}; \frac{a}{D}\right). \quad (5.19)$$

Wykorzystując powyższe rozważania, w dalszej części pracy przeprowadzono próbę ujęcia doświadczalnie otrzymanych charakterystyk napięciowo-prądowych i energetycznych łukowego palnika plazmowego prądu stałego z łukiem wewnętrznym przy pomocy uogólnionych zależności.

6. BADANIA LABORATORYJNE

Przeprowadzone pomiary laboratoryjne miały na celu eksperymentalne określenie charakterystyk napięciowo-prądowych i energetycznych plazmotronu w funkcji wartości natężenia prądu, wydatku gazu roboczego, odległości między elektrodami oraz długości i średnicy anody-dyszy. Wszystkie pomiary doświadczalne wykonano na łukowym palniku



Rys. 3. Łukowy palnik plazmowy prądu stałego typu PPNS-1/70

plazmowym prądu stałego z łukiem wewnętrznym typu PPNS-1/70, którego widok w stanie złożonym przedstawia rys. 3.

Palnik PPNS-1/70, o mocy 25 kW przy prądzie równym 400 A, przeznaczony jest do pracy przy wykorzystaniu następujących gazów roboczych: argonu, azotu i mieszanin

argonowo-azotowej oraz argonowo-wodorowej. Palnik przystosowany jest wyłącznie do stabilizacji gazowej z zawirowaniem. Sworzniowa katoda palnika wykonana jest z wolframu torowanego ($W + 1,8\% \text{ ThO}_2$) i chłodzona jest pośrednio wodą. Wymienna anoda-dysza wykonana jest z miedzi elektrolitycznej i chłodzona jest wodą bezpośrednio. Główną zaletą palnika jest możliwość płynnej regulacji odległości międzyelektrodowej katoda-anoda. Zakres zastosowań technologicznych palnika typu PPNS-1/70 obejmuje takie procesy, jak cięcie i napylenie.

Badania wykonano przy stałej średnicy katody $d = 5 \text{ mm}$ i stałym stosunku średnicy króćca dolotowego do średnicy anody-dyszy $d_0/D = 0,5$. Poszczególne serie pomiarów wykonano dla określonych średnic anody-dyszy, a mianowicie $D = 2,5; 3,75; 5,0; 6,25$ i $7,5 \text{ mm}$ oraz różnych ich długości $L = 15, 20, 25$ i 30 mm . Zmieniało również odległość międzyelektrodową w zakresie $a = 2 \div 12 \text{ mm}$. Wartość natężenia prądu zmieniała się w granicach $I = 30 \div 300 \text{ A}$, natomiast ilość gazu stabilizującego $G = (0,42 \div 3,91) 10^{-3} \text{ kg/s}$.

Zasilanie palnika odbywało się przy pomocy prostowników spawalniczych typu ST-250.

Wyniki przeprowadzonych pomiarów w układzie tabelarycznym wraz z wykresami otrzymanych charakterystyk wyładowania łukowego w badanym palniku zamieszczono w [5].

7. APROKSYMACJA DANYCH DOŚWIADCZALNYCH RÓWNANIAM UOGÓLNIANYMI

Przy doborze postaci funkcji aproksymującej dane eksperymentalne należy się kierować w zasadzie dwoma wskazaniem:

- funkcja powinna możliwie najlepiej przedstawiać zależność między wartościami zmieniających się wynikającymi z pomiarów;
- powinna ona zawierać możliwie najmniejszą liczbę stałych.

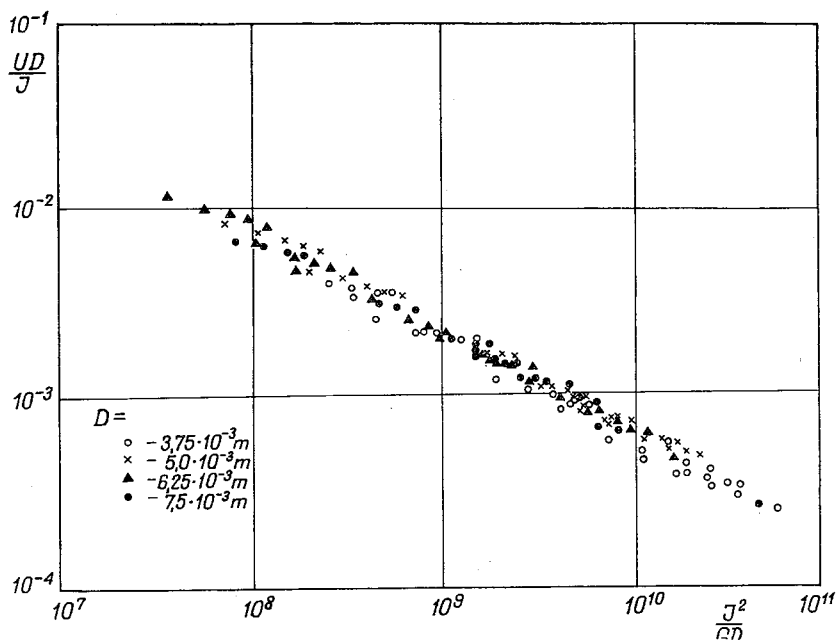
Poszukując funkcji najlepiej reprezentującej zależność przedstawioną przez dane liczbowe, celem jest najpierw sporządzić wykres tej zależności.

Mając na uwadze postać równań uogólnionych podanych w pkt. 5 przedstawiono otrzymane wyniki doświadczeń w następujących uogólnionych układach współrzędnych:

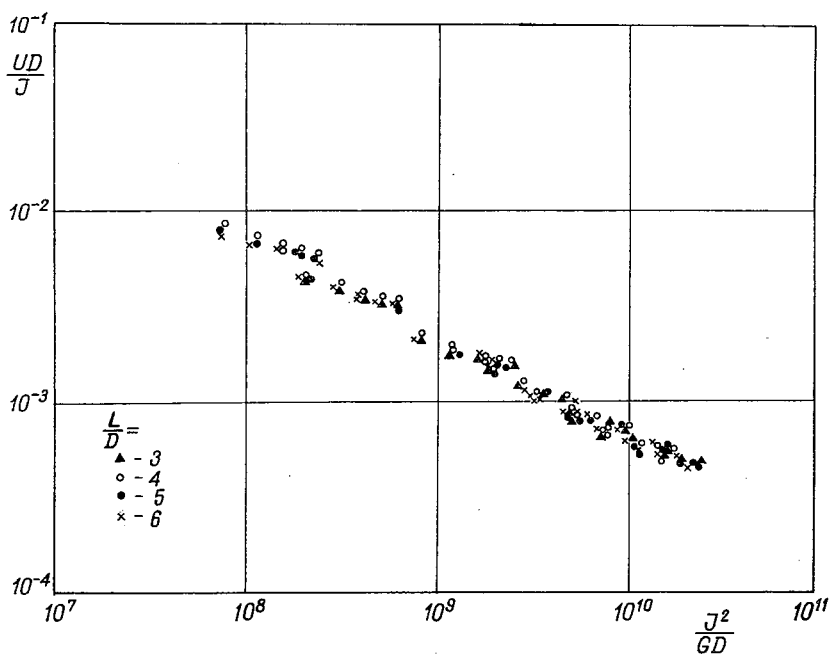
$$\left. \begin{aligned} \frac{UD}{I} &= \\ \frac{N_1}{G} &= \\ \frac{N_2}{G} &= \\ \eta &= \end{aligned} \right\} f\left(\frac{I^2}{GD}\right) \quad (7.1)$$

przy pozostałych kryteriach podobieństwa $\frac{D^2}{G}, D, \frac{L}{D}, \frac{a}{D} = \text{const}$ jako parametrach.

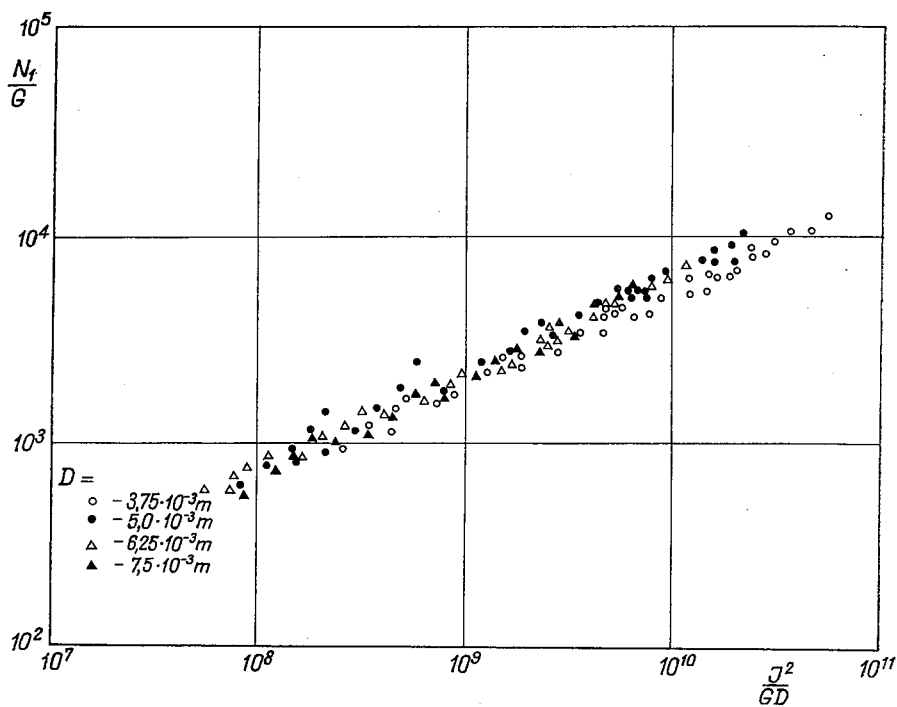
Na rysunkach 4 ÷ 11 przedstawiono graficzny obraz zależności (7.1).



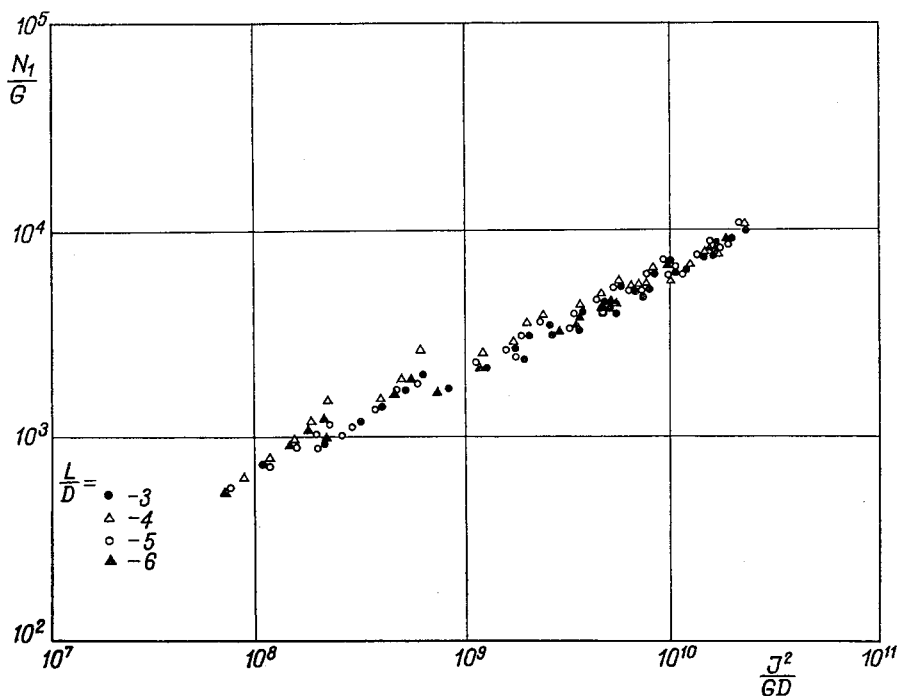
Rys. 4. Zależność $UD/I = f(I^2/GD)$ dla $L/D = 4$; $a/D = 1$; $D^2/G = (1,0 \div 3,0) 10^{-2}$



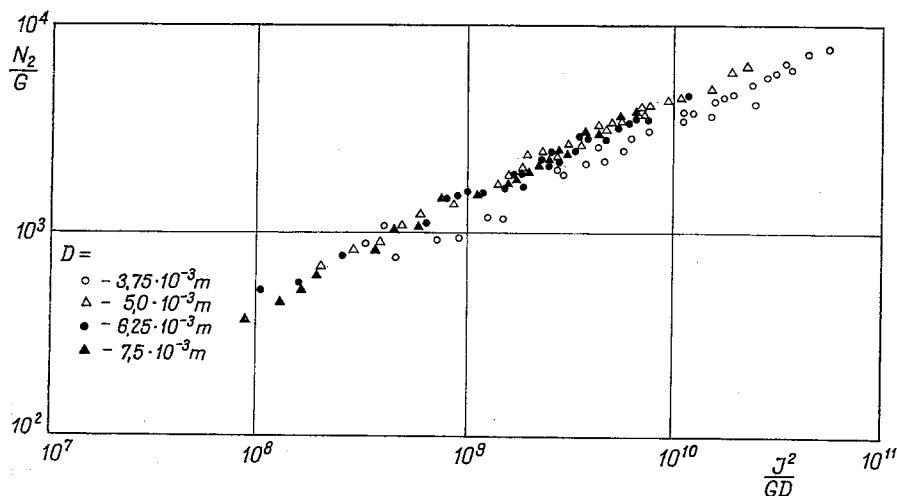
Rys. 5. Zależność $UD/I = f(I^2/GD)$ dla $D = 5,0 \cdot 10^{-3} m$; $a/D = 1$; $D^2/G = (1,0 \div 3,0) 10^{-2}$



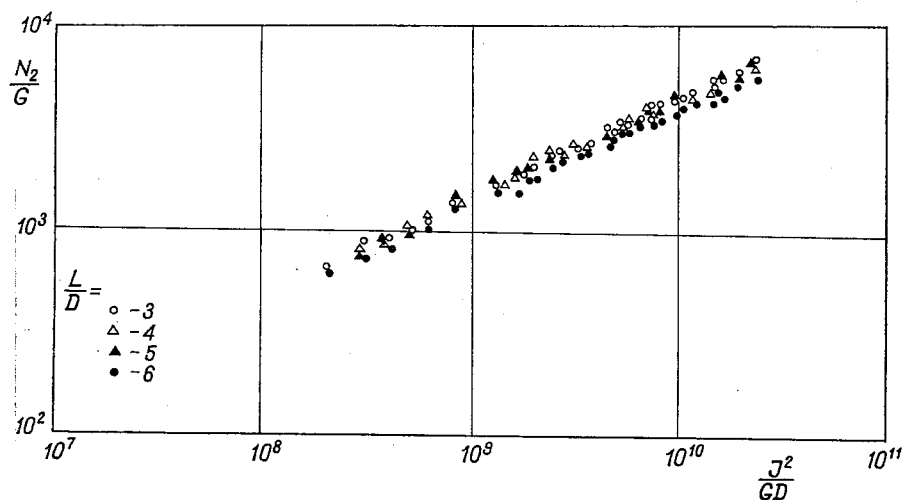
Rys. 6. Zależność $N_1/G = f(I^2/GD)$ dla $L/D = 4$; $a/D = 1$; $D^2/G = (1,0 \div 3,0) 10^{-2}$



Rys. 7. Zależność $N_1/G = f(I^2/GD)$ dla $D = 5,0 \cdot 10^{-3} m$; $a/D = 1$; $D^2/G = (1,0 \div 3,0) 10^{-2}$



Rys. 8. Zależność $N_2/G = f(I^2/GD)$ dla $L/D = 4$; $a/D = 1$; $D^2/G = (1,0 \div 3,0) 10^{-2}$

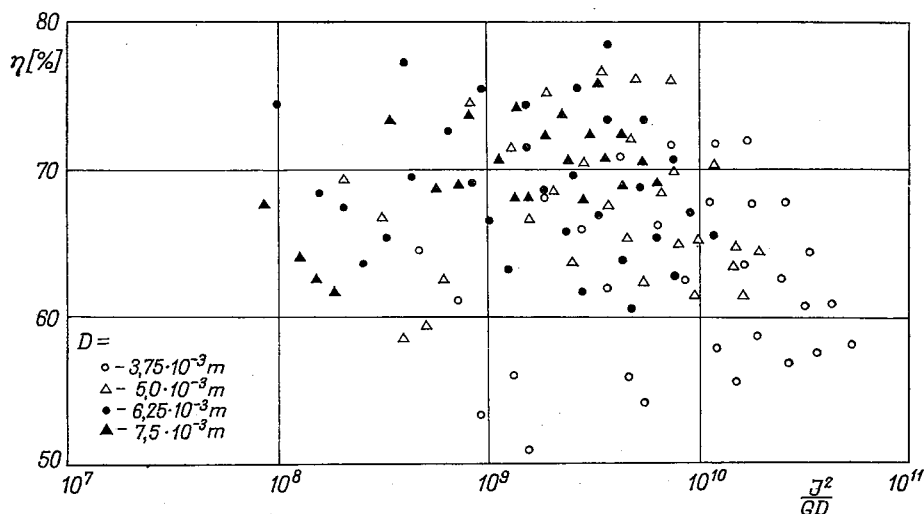


Rys. 9. Zależność $N_2/G = f(I^2/GD)$ dla $D = 5,0 \cdot 10^{-3} m$; $a/D = 1$; $D^2/G = (1,0 \div 3,0) 10^{-2}$

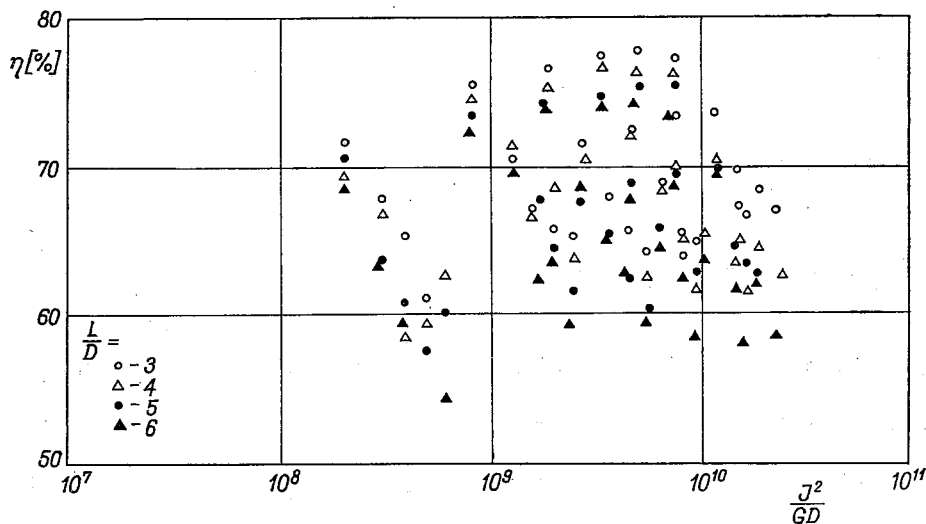
Nadmienić należy, że w postaci wymiarowej równań uogólnionych (5.13), (5.16), (5.17), (5.19) występowały jeszcze takie wyrażenia, jak $\frac{1}{pd}$, $\frac{d}{D}$, $\frac{d_0}{D}$. Pominięto je jednak z dalszych rozważań, ponieważ:

- przyjęto uważać za ciśnienie p wartość ciśnienia na wylocie z palnika; w rozpatrywanym przypadku było ono równe atmosferycznemu, a więc $p = \text{const}$, co przy $d = 5 \text{ mm} = \text{const}$ daje $\frac{1}{p \cdot d} = \text{const}$;
- przy $d = 5 \text{ mm} = \text{const}$ wyrażenie $\frac{d}{D}$ jest proporcjonalne $\frac{1}{D}$, a średnica anody-dyszy D występuje już jako parametr,

— stosunek d_0/D utrzymano podczas wszystkich prób stały i równy 0,5, a więc $\frac{d_0}{D} = \text{const.}$



Rys. 10. Zależność $\eta = f(I^2/GD)$ dla $L/D = 4$; $a/D = 1$; $D^2/G = (1,0 \div 3,0)10^{-2}$



Rys. 11. Zależność $\eta = f(I^2/GD)$ dla $D = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$; $a/D = 1$; $D^2/G = (1,0 \div 3,0)10^{-2}$

Ze względu na liniowy charakter zależności przy przyjętej siatce logarytmicznej uzasadnionym jest przyjęcie do aproksymacji funkcji wykładniczej w postaci:

$$\pi_i = A\pi_1^\alpha \cdot \pi_2^\beta \dots, \quad (7.2)$$

przy czym współczynnik proporcjonalności A oraz wykładniki potęgowe $\alpha, \beta \dots$ wyznacza się z danych doświadczalnych.

Nadmienić należy, że w przypadku uogólnienia charakterystyki napięciowo-prądowej wyładowania łukowego, wykładniczą postać funkcji opisującej otrzymano również nie korzystając z teorii podobieństwa [11, 25].

Dla wyznaczenia stałych występujących w równaniu aproksymującym (7.2) wykorzystano sposób Lagendre'a, znany powszechnie w literaturze pod nazwą metody najmniejszych kwadratów. Obliczenia wykonywano na maszynie cyfrowej typu ODRA 1013. Programy i szczegółowe wyniki obliczeń zebrano w opracowaniu [26].

W celu scharakteryzowania dokładności przyjętych zależności aproksymujących wprowadzono pojęcie błędu aproksymacji. Jako błąd aproksymacji danej serii pomiarów przyjęto średni błąd kwadratowy w procentach, który wyznaczono ze wzoru:

$$\delta y\% = 100 \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{y_d - y_o}{y_d} \right)^2}, \quad (7.3)$$

gdzie:

- y_d — wartość pomierzona,
- y_o — wartość obliczona,
- n — liczebność serii.

Tablica 3

Wartości współczynnika proporcjonalności i wykładników potęgowych we wzorach aproksymujących (7.4)

$\left. \begin{aligned} \frac{UD}{I} &= \\ \frac{N_1}{G} &= \\ \frac{N_2}{G} &= \\ \eta &= \end{aligned} \right\} AD^{\varphi} \left(\frac{I^2}{GD} \right)^{\alpha} \left(\frac{D^2}{G} \right)^{\beta} \left(\frac{L}{D} \right)^{\gamma} \left(\frac{a}{D} \right)^{\varepsilon} \quad (7.4)$							
	A	φ	α	β	γ	ε	$\delta\%$
$\frac{UD}{I}$	708,1	0,1539	-0,5378	0,1817	-0,04091	0,1520	7,56
$\frac{N_1}{G}$	0,7081	0,1539	0,4622	0,1817	-0,04091	0,1520	7,56
$\frac{N_2}{G}$	0,4543	0,3686	0,4842	-0,02440	-0,1347	0,2332	8,71
η	0,6416	0,2147	0,02202	-0,2061	-0,09378	0,08120	2,93

Z przeprowadzonych obliczeń i analizy otrzymanych rezultatów wynika, iż można stosować dwie postacie wzorów aproksymujących:

- prostszą lecz mniej dokładną — zależność (7.4), tablica 3;
- bardziej złożoną, lecz dokładniejszą — zależność (7.5), tablica 4.

Z porównania otrzymanych rezultatów wynika, że przy wykorzystaniu zależności (7.5) błędy aproksymacji są około dwa razy mniejsze niż w przypadku stosowania zależności (7.4). Wyjątek stanowi sprawność palnika, gdzie rezultat jest odwrotny.

Tablica 4

Wartości współczynnika proporcjonalności i wykładników potęgowych we wzorach aproksymujących (7.5)

$\left. \begin{aligned} \frac{UD}{I} &= \\ \frac{N_1}{G} &= \\ \frac{N_2}{G} &= \\ \eta &= \end{aligned} \right\} AD^{\alpha} \left(\frac{I^2}{GD} \right)^{\alpha} \left(\frac{D^2}{G} \right)^{\beta} \left(\frac{L}{D} \right)^{\gamma} e^{\frac{L}{D}} \left(\frac{a}{D} \right)^{\varepsilon} \quad (7.5)$	$D \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$		$D \geq 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$		α	β	γ	λ	ε	$\delta\%$
	A	φ	A	φ						
$\frac{UD}{I}$	1874,5	0,3695	83,17	-0,2411	-0,5378	0,1817	0,2889	0,07604	0,1520	4,05
$\frac{N_1}{G}$	1,875	0,3695	0,08317	-0,2411	0,4622	0,1817	0,2889	-0,07604	0,1520	4,05
$\frac{N_2}{G}$	9,172	0,9464	0,05163	-0,03123	0,4842	-0,02440	0,2285	-0,08406	0,2332	4,57
η	4,830	0,5769	0,6208	0,2099	0,02202	-0,2061	-0,06050	-0,008021	0,08120	4,04

8. WNIOSKI

Z analizy przeprowadzonych pomiarów i obliczeń wynika, że charakterystyki wyładowania łukowego, tak napięciowo-prądowe, jak i energetyczne, otrzymane przy wykorzystaniu łukowego palnika plazmowego prądu stałego (plazmotronu) o układzie i geometrii elektrod stosowanych w rozwiązaniach krajowych, można przedstawić równaniem uogólnionym zawierającym kryteria podobieństwa.

Równania uogólnione w postaci:

$$\left. \begin{aligned} \frac{UD}{I} &= \\ \frac{N_1}{G} &= \\ \frac{N_2}{G} &= \end{aligned} \right\} A \cdot D^\varphi \left(\frac{I^2}{GD} \right)^\alpha \left(\frac{D^2}{G} \right)^\beta \left(\frac{L}{D} \right)^\gamma e^{\lambda \frac{L}{D}} \left(\frac{a}{D} \right)^\varepsilon, \quad (8.1)$$

$$\eta = A \cdot D^\varphi \left(\frac{I^2}{GD} \right)^\alpha \left(\frac{D^2}{G} \right)^\beta \left(\frac{L}{D} \right)^\gamma \left(\frac{a}{D} \right)^\varepsilon$$

pozwalają określać podstawowe parametry wyładowania łukowego, przy czym rezultaty obliczeń z techniczną dokładnością pokrywają się z danymi eksperymentalnymi. Uzyskane dla uogólnionej charakterystyki napięciowo-prądowej średnie kwadratowe błędy aproksymacji: bezwzględny $\delta U_t = 1,35 \text{ V}$ oraz procentowy $\delta U_{t\%} = 4,05\%$ mieszczą się w statystycznych przedziałach tolerancji ($\Delta \bar{U}_m = 2,31 \text{ V}$ oraz $\Delta \bar{U}_m^{(w)} = 5,54\%$) wyznaczonych podczas badań powtarzalności charakterystyk napięciowo-prądowych wyładowania łukowego stabilizowanego gazem [27]. Równocześnie obliczone średnie procentowe błędy aproksymacji charakterystyk energetycznych są tego samego rzędu lub nawet mniejsze, np. dla sprawności η .

Podkreślić należy, że dokładność aproksymacji danych doświadczalnych równaniami uogólnionymi jest zbliżona do wyników uzyskanych w pracy [28], gdzie stosowano zmodyfikowaną postać wzoru Notthinghama. Jednak uogólnione wzory (8.1) uwzględniają znacznie większą liczbę zmiennych parametrów palnika oraz posiadają postać wygodniejszą do analizy wpływu poszczególnych wielkości. Należy także nadmienić, że przedstawione w niniejszej pracy zależności obejmują nie tylko charakterystyki napięciowo-prądowe, ale również charakterystyki energetyczne palnika łukowo-plazmowego oraz że są precyzyjniejsze od opublikowanych dotychczas danych dotyczących uogólnienia charakterystyk wyładowania łukowego w plazmotronach. Przyjmując, że podawane przez innych autorów wyniki dotyczą maksymalnych błędów aproksymacji, np. 15% w [29, 30], 20 ÷ 30% w [31, 32], a nawet rzędu 50% w [33], to są one w zasadzie większe od otrzymanych w niniejszej pracy. Przy wykorzystaniu uogólnionych zależności (8.1) maksymalne błędy aproksymacji wynoszą odpowiednio: dla UD/I i N_1/G — 13,1%, dla N_2/G — 17,1% i dla η — 12,3%.

Podkreślić należy, że w rozważanej konstrukcji plazmotronu dominuje wpływ ścian ograniczających przepływ i wszelkie zjawiska występujące na granicy fazy gazowej i ścianek mają zasadnicze znaczenie. Dlatego też ograniczenie się do kryteriów biorących pod uwagę jedynie zjawiska przepływowe i energetyczno-ciepne w rdzeniu przepływu zawęża

zakres stosowalności otrzymanych zależności. We wzorach (8.1) nie występują np. takie liczby podobieństwa, jak liczba Nusselta czy liczba Stanton, związane z przejmowaniem energii cieplnej przez ściankę anody-dyszy. Liczb tych jednak nie można było otrzymać z przyjętych równań magnetohydrodynamiki; należałoby w tym celu uzupełnić układ równań MHD równaniem Newtona, opisującym zjawisko przejmowania ciepła.

Oczywistym jest, iż ta pierwsza próba, która ograniczyła się do analitycznego ujęcia wyników pochodzących z jednego palnika łukowo-plazmowego, a to z konieczności narzuciło stosunkowo niewielki zakres zmienności parametrów, nie uwzględnia wszystkich wielkości wywierających wpływ na badane zjawisko. Celowym wydaje się prowadzenie dalszych prac badawczych nad uogólnieniem charakterystyk wyładowania łukowego w plazmotronach, przy poszerzeniu zakresu zmian poszczególnych parametrów pracy palnika i wykorzystywaniu innych rodzajów gazu do stabilizacji wyładowania (szczególnie azotu oraz mieszanin argon-azot i argon-wodór).

Otrzymane wzory empiryczne będzie można stosować przy doborze odpowiednich parametrów pracy palnika oraz w badaniach modelowych podczas konstruowania plazmotronów o bardzo dużych mocach, które są coraz częściej stosowane w piecach plazmowych. Również zależności (8.1) można wykorzystywać przy badaniu wyładowania łukowego występującego w strumieniu gazu o ciśnieniu atmosferycznym lub wyższym w przypadku elektrycznego łuku łączeniowego (komory gaszeniowe wysokonapięciowych wyłączników pneumatycznych, niektóre typy bezpieczników).

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. W. Brzozowski, Z. Celiński, Plasma Generators (Plasmotrons, Arc Plasma Torches, Arc Heaters), Bull. de l'Acad. Pol. X, No 5, 7 (1962).
2. M. M. Krutianskij i in., Primenienije plazmiennogo nagriewa, Izd. Eniergija, Moskwa 1964.
3. Cz. Królikowski, R. Niewiedział, Możliwości i perspektywy wykorzystania palników łukowo-plazmowych w przemyśle, Mat. IV Konf. Nauk. Techn. Wyd. Elektr. Pol. Pozn., 1966.
4. G. A. Farnasow, Plazmiennaja pławka, Izd. Mietallurgija, Moskwa 1968.
5. R. Niewiedział, Próba uogólnienia charakterystyk wyładowania łukowego w palniku łukowo-plazmowym prądu stałego (plazmotronie) przy wykorzystaniu kryteriów podobieństwa, Praca doktorska, Polit. Pozn., 1971.
6. T. Puchałka, Z. Kierzkowski, Zagadnienia teorii podobieństwa i niektóre jej zastosowania, Zesz. Nauk. Pol. Pozn., Seria Elektryka, Nr 2 (9), 1961.
7. T. Puchałka, Z. Kierzkowski, Analiza równań i analiza wymiarowa oraz ich zastosowania do badania układów elektromechanicznych, Zesz. Nauk. Pol. Pozn., Seria Elektryka, Nr 3 (15), 1962.
8. S. Bernas, Modele elektryczne układów elektroenergetycznych, WNT, Warszawa 1965.
9. B. Staniszewski, Wymiana ciepła — podstawy teoretyczne, PWN, Warszawa 1963.
10. R. Niewiedział, O pewnym ujęciu charakterystyk napięciowo-prądowych wyładowania łukowego, Zesz. Nauk. Pol. Pozn., Seria Elektryka, Nr 12 (79), 1970.
11. R. Niewiedział, Model elektryczeskoj dugi stabilizirowannoj prodolnym gazowym potokom, Mat. Międz. Symp. „Elektryczny łuk łączeniowy”, Łódź 1970.
12. G. N. Abramowicz, Příkladnaja gazowaja dinamika, Izd. Nauka, Moskwa 1969.
13. S. Apanasewicz, Magnetogazodynamiczne ujęcie łuku elektrycznego, Biul. ORŁN, Łódź 1964.
14. Z. Celiński, Podstawy fizyki plazmy w zastosowaniach technicznych, WNT, Warszawa 1970.
15. G. H. A. Cole, Dynamika płynów, PWN, Warszawa 1964.
16. G. W. Sutton, A. Sherman, Engineering Magnetohydrodynamics, Mc Graw-Hill Book Comp., New York 1965.

17. O. I. Yasko, Correlation of the Characteristics of Electric Arcs..., Proc. IEE, Vol. 116, No 3, 1969.
18. P. K. Konakow, Teorija podobija i jeje primienienije w tieplotiechnike, Gosenergoizdat, Moskwa-Leningrad, 1959.
19. Pr. zbiorowa, Wymiana ciepła. Zadania i przykłady, PWN, Warszawa 1965.
20. O. I. Jasko, Obobszczenie charakteristiki eliektryczeskich dug, I.F.Ż., t. VII, No 12, 1964.
21. G. J. Dautow i in., Osobiennosti raboty gienieratorow nizkotiempieraturnoj plazmy..., Sb. Nizkotiempieraturnaja plazma, Izd. Mir, Moskwa 1967.
22. N. M. Bielianin, N. A. Żyriczew, Obobszczenie charakteristik dwuchkamiernogo eliektrudugowego podogriewatielja, I.F.Ż., t. XVI, No 2, 1969.
23. G. J. Dautow i in., Issliedowanije plazmotrona z miezelektrodnoj wstawkoj, Izw. SO AN SSSR, Ser. tiechn. nauk, w. 3, No. 10, 1965.
24. G. J. Dautow, M. F. Żukow, Niekotoryje obobszczenija issliedowanija eliektryczeskich dug, Ż.P.M. i T.F., No 2, 1965.
25. J. Śmigiełski, Analiza i badania przepływu gazu w podgrzewaczu łukowym, Prace Inst. Maszyn Przepływowych, zesz. 48, 1969.
26. R. Niewiedział, Wyznaczanie współczynników liczbowych w uogólnionych równaniach opisujących charakterystyki palnika plazmowego na maszynie matematycznej ODRA 1013 (opracowanie na prawach rękopisu), Poznań, 1971.
27. Cz. Królikowski, R. Niewiedział, J. Siwiec, Powtarzalność charakterystyk wyładowania łukowego prądu stałego palnika łukowo-plazmowego, Zesz. Nauk. Pol. Pozn., Seria Elektryka, nr 12 (79), 1970.
28. Cz. Królikowski, Analiza statecznej pracy palnika plazmowo-łukowego prądu stałego z łukiem pośrednim (wewnętrznym) przy wykorzystaniu charakterystyk napięciowo-prądowych, Zesz. Nauk. Pol. Pozn., Seria Rozprawy, Nr 22, 1967.
29. G. J. Dautow, M. F. Żukow, Kritierjalnoje obobszczienije charakteristik plazmotronow wichirowoj schiemy, Ż.P.M. i T.F., No 6, 1965.
30. S. S. Kutatieładze i in., Geomietriczeskij razmier w obobszcziennych charakteristikach plazmotronow, Ż.P.M. i T.F., No 4, 1967.
31. F. B. Jurewicz i in., Wolt-ampiernyje charakteriystyki i k.p.d. eliektrudugowego podogriewatielja..., I.F.Ż., t. XIII, No 6, 1967.
32. A. I. Żidowicz, Obobszczienije wolt-ampiernych charakteristik liniejnych eliektrudugowych podogriewatieliej..., I.F.Ż., t. XV, No 1, 1968.
33. A. I. Żidowicz i in., Tieploobmien mieźdu dugowym stołbom i stienkoj razriadnoj kamiery wichirowego liniejnego plazmotrona, I.F.Ż., t. XV, No 3, 1968.

R. NIEWIEDZIAŁ

GENERALISATION OF ARCING CHARACTERISTICS IN DIRECT CURRENT PLASMATRON

Summary

The purpose of this work is to present the characteristics of arcing in a direct current plasmatron by means of nondimensional generalized equations obtained on the basis of the theory of similarity. After the analysis of derived criterions of similarity, the form of generalized equations describing voltage-current, unitary power applied, unitary power output, and plasmatron efficiency characteristics were given.

Those experimentally determined characteristics of the plasmatron were approximated by means of generalized equations, and numerical coefficients in approximating equations were defined by Legendre's method, with the use of digital computer ODRA1013.

The obtained probable average errors for approximation are included in the statistical ranges of tolerance, and are lower than those reported in literature or obtained in the other methods.

R. NIEWIEDZIAL

GÉNÉRALISATION DES CARACTÉRISTIQUES DE LA DÉCHARGE DANS UN BRÛLEUR PLASMATIQUE À ARC À COURANT CONTINU

R é s u m é

Le but du présent travail est la présentation des caractéristiques de la décharge dans un brûleur plasmatique à arc à courant continu au moyen d'équations généralisées non dimensionnées obtenues à l'appui de la théorie des ressemblances. Après l'analyse des critères de ressemblance introduits, on a présenté une forme d'équations généralisées décrivant les caractéristiques: de tension du courant, de l'unité de puissance d'entrée, de l'unité de puissance effective et du rendement du brûleur. Les caractéristiques du brûleur sus-mentionnées déterminées expérimentalement ont été comparées par approximation aux équations généralisées, les coefficients des équations d'approximation ayant été déterminés par la méthode de Legendre, à l'aide d'une calculatrice électronique ODRA 1013. Les erreurs moyennes d'approximation au carré se placent dans les limites statistiques de tolérance et sont plus faibles par rapport à celles rencontrées dans la littérature et obtenues par d'autres méthodes.

R. NIEWIEDZIAL

VERALLGEMEINERUNG VON CHARAKTERISTIKEN DER BOGENENTLADUNG IN EINEM GLEICHSTROM-PLASMASTRAHLBRENNER

Z u s a m m e n f a s s u n g

Das Ziel der Arbeit ist die Darstellung von Charakteristiken der Bogenentladung in einem Gleichstrom-Plasmastrahlbrenner mittels dimensionsloser verallgemeinerter Gleichungen, die auf Grund der Ähnlichkeitstheorie angesetzt sind. Nach der Analyse von abgeleiteten Ähnlichkeitskriterien wird auch die Gestalt von verallgemeinerten Gleichungen angegeben, mit welchen die Spannungs-Strom-Charakteristik, die Charakteristik der spezifischen zugeführten Leistung, der spezifischen effektiven Leistung und des Brennerwirkungsgrades ausgedrückt werden. Es wird die Approximation der ermittelten oben genannten Charakteristiken des Plasmastrahlbrenners mittels verallgemeinerter Gleichungen durchgeführt, wobei die Zahlenfaktoren in den approximativen Gleichungen nach dem Legendre-Verfahren mit Digitalrechner ODRA1013 bestimmt werden. Die ermittelten mittleren quadratischen Approximationsfehler entsprechen den statistischen Toleranzintervallen und sind kleiner, als die in der Literatur bei anderen Verfahren angegebenen Fehler.

Р. НЕВЕЦЗЯЛ

ОБОБЩЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ПЛАЗМЕННОЙ ДУГОВОЙ ГОРЕЛКЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Р е з ю м е

Целью настоящей работы является изложение характеристик дугового разряда в плазменной дуговой горелке постоянного тока, при помощи безразмерных обобщенных уравнений, полученных на основании теории подобия. После проанализирования введенных критериев подобия, приводится вид обобщенных уравнений описывающих следующие характеристики: вольтамперную, удельной подводимой мощности, удельной полезной мощности и к. п. д. горелки. Вышеуказанные опытные характеристики горелки аппроксимированы обобщенными уравнениями, причем числовые коэффициенты в аппроксимированных уравнениях определялись методом Лежанта, при применении ЭВМ типа „ОДРА 1013”. Полученные средние квадратичные погрешности аппроксимации помещаются в статистических пределах допусков и являются меньшими погрешностями, чем приводимые в литературе и получаемые другими методами.

Pewna możliwość zwiększenia dokładności urządzeń pomiarowych układów automatyki

JERZY KALIŃSKI (WARSZAWA)

Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Zakład Doświadczalny Wilmer

Otrzymano 6.10.1971

W artykule poddano analizie urządzenie elektroniczne do pomiaru wielkości nieelektrycznych metodą wychyłową. Przedyskutowano wpływ zmian parametrów podstawowych zespołów składowych urządzenia na dokładność wyników pomiaru. Przedstawiono rozwiązanie urządzenia pomiarowego z automatyczną regulacją czułości minimalizującą wpływ czasu i oddziaływań środowiskowych na dokładność uzyskiwanych wyników.

1. WSTĘP

Rosnące wymagania dotyczące parametrów produktów końcowych licznych procesów produkcyjnych, jak np. tolerancji wymiarów, trwałości, odporności na narażenia mechaniczne i warunki przechowywania lub transportu oraz tym podobne, stawiają przed wytwórcami coraz bardziej zaostrzone wymagania w zakresie ścisłego utrzymywania technologii procesu produkcyjnego. Ścisłe utrzymywanie technologii procesu wymaga ciągłego śledzenia jego przebiegu i odpowiedniej regulacji parametrów istotnych dla produktów tego procesu. W tym celu dokonywane są pomiary parametrów procesu w jego węzłach technologicznych a uzyskane informacje wykorzystywane są do ich korekcji celem usunięcia ewentualnych rozbieżności w stosunku do obowiązującej receptury. Częstym rozwiązaniem jest też dostosowywanie dalszego przebiegu procesu do wartości zmierzonego parametru w kontrolowanym węźle technologicznym.

Znakomitą większość spośród mierzonych parametrów procesów stanowią wielkości fizyczne o charakterze nieelektrycznym, jak temperatura, ciśnienie, wilgotność, gęstość, kwasowość lub zasadowość, granulacja, skład chemiczny, proporcje składników lub tym podobne. Do pomiaru tych wielkości stosowane są najchętniej elektryczne metody pomiarowe.

Zasadą każdego pomiaru jest porównanie wielkości mierzonej z wielkością wzorcową o tym samym charakterze co wielkość mierzona. Charakterystyczne dla przebiegu procesu wielkości nieelektryczne przetwarzane są więc na wielkości elektryczne i dopiero po takim przetworzeniu mierzone przez porównanie z odpowiednim wzorcem wielkości elektrycznej. Dokładność przetworzenia i pomiaru określa najczęściej dokładność regulacji lub sterowania, a więc i parametry produktów końcowych procesu produkcyjnego.

W ślad za zwiększonymi wymaganiami na dokładność przetwarzania i pomiaru rosną również wymagania stawiane przetwornikom wejściowym urządzeń oraz metodom i układom pomiarowym przetworzonych wielkości. Od jednych wymagane jest zachowanie stałości właściwości w funkcji czasu i występujących oddziaływań środowiskowych, od drugich odpowiednia dokładność wyników. Wymagania te są tym ostrzejsze, im częściej ze względu na wydajność procesu stosowane są zamknięte systemy regulacji lub sterowania. W systemach takich okresowa kalibracja czułości urządzenia pomiarowego jest poważnie utrudniona, gdyż przerywa pętlę automatycznego działania systemu i zakłóca przebieg procesu.

Celem zapewnienia wymaganej technologią procesu dokładności pomiaru jego istotnych parametrów dąży się do stosowania metod pomiarowych nieczułych na zmiany parametrów zespołów składowych urządzenia pomiarowego, bądź też takich rozwiązań tych zespołów, które zapewniają założoną stałość właściwości całego urządzenia. Metodami takimi są na przykład metody zerowe (mostkowe, kompensacyjne, różnicowe), w których niedokładność pomiaru wartości przetworzonej wielkości elektrycznej zależy w pierwszym przybliżeniu od niedokładności wzorca i zdolności rozdzielczej wskaźnika zrównoważenia [16]. Wadami metod zerowych są jednak na ogół: duża stała czasu reakcji urządzenia na sygnał błędu, konieczność korzystania w zasadzie z pierwotnego wzorca przetworzonej wielkości elektrycznej oraz powiązanie tego wzorca z przetwornikiem wejściowym urządzenia pomiarowego, co naraża go na bezpośredni wpływ oddziaływań o charakterze mechaniczno-klimatycznym związanych z przebiegiem procesu.

Wad tych nie posiadają metody wychyłowe (wzorzec wtórny, umieszczony poza strefą oddziaływania procesu), których jednak wspólną podstawową wadą jest zależność dokładności wyniku od stałości parametrów (głównie czułości) wszystkich lub prawie wszystkich zespołów składowych urządzenia pomiarowego.

Celem niniejszej pracy jest przedstawienie rozwiązania urządzenia pomiarowego wykorzystującego wychyłową metodę pomiaru i wykazującego, jak się wydaje, szczególne zalety w przypadku stosowania go w zamkniętych systemach automatycznej kontroli i regulacji przebiegu przemysłowych procesów technologicznych [14]. W urządzeniu tym wpływ zmian czułości większości jego zespołów składowych jest sprowadzony do minimum. Podobne rozwiązania wykorzystywane są już od pewnego czasu w pirometrii dwubarwowej [7, 8, 10], spektroskopii [9], spektrofotometrii [11, 25] oraz przy cyfrowych pomiarach napięć stałych [31].

2. WYCHYŁOWE METODY POMIARU

Wychyłowe metody pomiaru wielkości nieelektrycznych metodami elektrycznymi polegają na szeregu kolejnych przetwarzań: wielkości mierzonej Y o charakterze nieelektrycznym na wielkość X o charakterze elektrycznym i w najprostszym przypadku, tej wielkości elektrycznej X na prąd i lub napięcie u . Po zmianie poziomu i/I lub u/U wartości I lub U wykazywane są bądź pod postacią wychylenia wskazówki miernika analogowego, bądź odczytu miernika cyfrowego α . Wielkość α stanowi wynik pomiaru wielkości Y i wykorzystywana jest jako informacja wyjściowa do procesu regulacji lub sterowania przebiegiem

procesu. Pożądaną wartość Y_0 mierzonej wielkości nieelektrycznej odpowiada oczywiście określona wartość α_0 wskazania miernika. Dopiero zaistnienie różnicy między zadaną wartością α_0 (Y_0) a chwilową wartością α (Y) uruchamia proces regulacji zwrotnej lub sterowania do przodu.

Istotnym parametrem urządzenia pomiarowego wielkości Y jest jego czułość określająca zmianę wskazania miernika wyjściowego α powodowaną określoną zmianą wartości wielkości mierzonej Y :

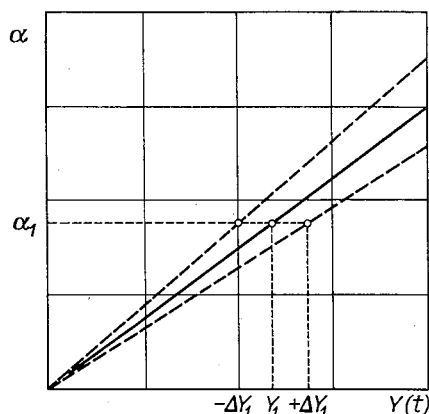
$$S = \lim_{\Delta Y \rightarrow 0} \frac{\Delta \alpha}{\Delta Y}, \quad (1)$$

Czułość wypadkowa S urządzenia jest oczywiście iloczynem czułości S_k wszystkich zespołów składowych urządzenia uczestniczących w przetwarzaniu informacji wejściowej:

$$S = \prod_{k=1}^N S_k. \quad (2)$$

Względna niedokładność pomiaru powodowana zmianami czułości wypadkowej urządzenia jest więc sumą niedokładności powodowanych zmianami czułości poszczególnych zespołów składowych tego urządzenia w funkcji czasu, zmian warunków zasilania i wpływów środowiskowych:

$$\frac{\Delta S}{S} = \sum_{k=1}^N \frac{\Delta S_k}{S_k}. \quad (3)$$



Rys. 1. Charakterystyka przetwarzania urządzenia pomiarowego $\alpha = \varphi[Y(t)]$

Rozpatrując wypadkową charakterystykę przetwarzania urządzenia pomiarowego $\alpha = \varphi(Y)$ w postaci np. linii prostej można łatwo stwierdzić, że zmiana czułości urządzenia równoważna jest zmianie nachylenia tej charakterystyki wokół jej punktu przecięcia z osią odciętych kartezjańskiego układu współrzędnych, jak to przedstawione jest na rysunku 1. Wartości α_1 odczytu wyniku pomiaru odpowiada po zmianie nachylenia charakterystyki przetwarzania już nie wartość rzeczywista wielkości Y równa Y_1 , lecz wartość

obciążona niedokładnością $+ \Delta Y_1$ lub $- \Delta Y_1$. W przypadku charakterystyki przetwarzania o kształcie odmiennym od liniowego zmiana czułości urządzenia równoważna jest zmianie nachylenia stycznej do tej charakterystyki w określonym punkcie pracy.

Każde urządzenie pomiarowe oparte o wychyłową metodę pomiaru i parametryczny przetwornik wejściowy fizycznej wielkości mierzonej na wielkość elektryczną zawiera co najmniej źródło sygnału poszukującego, zasilające ten przetwornik, zespół zmiany poziomu sygnału odpowiedzi przetwornika wejściowego oraz zespół zobrazowania wyniku pomiaru.

Źródłem sygnału poszukującego jest najczęściej generator o mocy i częstotliwości dostosowanej do typu i rodzaju przetwornika wejściowego. Zasila on przetwornik falą ciągłą lub modulowaną sygnałem małej częstotliwości.

Zmiana poziomu sygnału odpowiedzi przetwornika wejściowego na sygnał poszukujący uzyskiwana jest za pomocą wzmacniaczy prądu lub napięcia zmiennego (rzadziej stałego), szerokopasmowych lub wąskopasmowych. Częstotliwość rezonansowa tych ostatnich równa jest częstotliwości źródła sygnału poszukującego lub modulującego sygnał poszukujący. Wzmacniacze selektywne częstotliwościowo poprawiają wielokrotnie stosunek sygnału użytecznego (niosącego informację) do szumów i zakłóceń między wejściem i wyjściem wzmacniacza [27]. Stosowane są one w przypadku urządzeń pomiarowych o dużej czułości i zdolności rozdzielczej lub w przypadku silnie zakłóconych sygnałów odpowiedzi przetwornika (stosunek sygnału do szumu mniejszy od jedności). Dalsze poprawienie stosunku sygnału do szumu uzyskiwane jest poprzez fazoczułą detekcję sygnału wyjściowego wzmacniacza przed jego zobrazowaniem [3, 5, 18, 21, 33]. Źródłem sygnału odniesienia detektora fazoczułego jest generator sygnału poszukującego lub modulującego sygnał poszukujący.

Niedokładność wyników pomiarów uzyskiwanych za pomocą takiego urządzenia jest funkcją niestałości parametrów zespołów składowych urządzenia, a w szczególności zespołów toru przetwarzania sygnału odpowiedzi przetwornika wejściowego oraz źródła sygnału poszukującego lub modulującego sygnał poszukujący.

W przypadku sygnału poszukującego małej częstotliwości przyczynami takich niedokładności są niestałość amplitudy źródła sygnału poszukującego, niestałość czułości toru przetworników poziomu sygnału odpowiedzi oraz, jeżeli w torze tym stosowany jest zespół selektywny częstotliwościowo, niestałość częstotliwości źródła sygnału poszukującego względem częstotliwości rezonansowej tego zespołu.

W przypadku sygnału poszukującego wielkiej częstotliwości modulowanego sygnałem małej częstotliwości do wyżej wymienionych przyczyn dodają się co najmniej dwie dalsze: niestałość amplitudy źródła sygnału poszukującego wielkiej częstotliwości oraz niestałość sprawności detekcji (demodulacji).

Wpływ poszczególnych czynników na czułość urządzenia pomiarowego określa nachylenie jego charakterystyki przetwarzania $\alpha = \varphi(Y)$. Schemat blokowy urządzenia pomiarowego omawianego rodzaju przedstawiony jest na rysunku 2. Urządzenie to zawiera:

źródło sygnału poszukującego wielkiej częstotliwości o wartości chwilowej $u_\Omega = U_\Omega \cos \Omega t$,

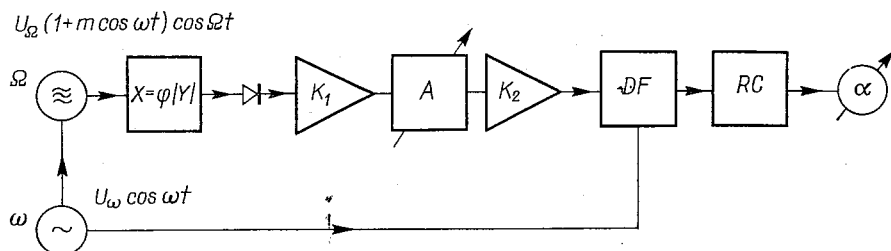
źródło sygnału modulującego sygnał poszukujący o wartości chwilowej $u_\omega = U_\omega \cos \omega t$, przetwornik wejściowy nieelektrycznej wielkości mierzonej $Y(t)$ na wielkość elektryczną $X(t)$:

$$X(t) = \varphi[Y(t)],$$

o wartości chwilowej sygnału odpowiedzi:

$$u_x = U_\Omega X(t) [1 + m \cos \omega t] \cos(\Omega t + \Phi),$$

gdzie oznaczono przez m współczynnik głębokości modulacji, a przez Φ kąt przesunięcia fazowego sygnału odpowiedzi przetwornika wejściowego względem sygnału zasilania tego przetwornika,



Rys. 2. Schemat blokowy elektronicznego urządzenia pomiarowego w układzie podstawowym

demodulator sygnału odpowiedzi przetwornika wejściowego, o wartości chwilowej sygnału wyjściowego:

$$u_{xd} = \eta k U_\omega X(t) \cos \omega t,$$

gdzie oznaczono przez η współczynnik proporcjonalności, a przez $k = m \frac{U_\Omega}{U_\omega}$ stałą modulacji,

szerokopasmowy wzmacniacz poziomego sygnału o czułości K_1 ,

rezystancyjny regulator czułości urządzenia o stosunku podziału doprowadzanego sygnału $A = \frac{R_z}{r + R_z}$, gdzie oznaczono przez r stałą, a przez R_z zmienną rezystancję dzielnika,

wąskopasmowy wzmacniacz poziomego sygnału o częstotliwości rezonansowej ω_w , dobroci $Q = \frac{\omega_w}{2\Delta\omega_w}$, czułości K_2 , charakterystyce amplitudowej:

$$K_2 = \frac{K_{2\max}}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_w} - \frac{\omega_w}{\omega} \right)^2}},$$

oraz charakterystyce fazowej:

$$\vartheta = -\arctg Q \left(\frac{\omega}{\omega_w} - \frac{\omega_w}{\omega} \right),$$

detektor fazoczuły, do którego doprowadzony jest sygnał wyjściowy toru przetworników poziomego sygnału odpowiedzi o wartości chwilowej $u_w = U_w \cos(\omega t + \vartheta)$ i sygnał

odniesienia ze źródła sygnału modulującego sygnał poszukujący. Sygnał wyjściowy detektora fazoczułego określony jest zależnością:

$$U_x = \nu U_w \cos \vartheta,$$

gdzie przez ν oznaczony jest współczynnik proporcjonalności,

układ całkujący o stałej czasu RC , oraz

wskaźnik sygnału wyjściowego detektora fazoczułego o liniowej charakterystyce przetwarzania $\alpha = \xi U_x$, gdzie przez ξ oznaczony jest współczynnik proporcjonalności.

Charakterystyka przetwarzania takiego urządzenia w przypadku wzajemnego nieoddziaływania na siebie jego zespołów składowych określona jest zależnością:

$$\alpha = \eta \nu \xi k K_1 U_w \frac{R_z}{r + R_z} \frac{K_{2\max}}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_w} - \frac{\omega_w}{\omega} \right)^2}} \cos \left[-\arctg Q \left(\frac{\omega}{\omega_w} - \frac{\omega_w}{\omega} \right) \right] X(t). \quad (4)$$

Z charakterystyki tej wynika, że α jest nie tylko funkcją $X(t) = \varphi[Y(t)]$, lecz również:

$$\alpha = \varphi[X(t), \eta, \nu, \xi, k, K_1, U_w, K_{2\max}, Q, r, R_z, \omega, \omega_w], \quad (5)$$

przy czym wszystkie dodatkowe symbole umieszczone w nawiasie oznaczają parametry charakterystyczne urządzenia pomiarowego. Każdy z tych parametrów zmienia się w funkcji czasu, napięć zasilających i oddziaływań środowiskowych, którym poddawane jest urządzenie pomiarowe w czasie eksploatacji.

Pierwotna charakterystyka przetwarzania urządzenia pomiarowego (wzorcowanie) wyznaczana jest w warunkach normalnych, tj. przy określonym napięciu zasilania U_z , temperaturze T , ciśnieniu P i wilgotności H oraz po określonym czasie działania t .

Każde odchylenie od warunków normalnych w czasie eksploatacji urządzenia prowadzi do wzrostu niedokładności wyników pomiaru, rosnących dodatkowo w funkcji czasu eksploatacji w wyniku starzenia się elementów składowych urządzenia. Wpływ zmian poszczególnych parametrów charakterystycznych urządzenia na wynik pomiaru nie jest jednakowy i obliczany jest jako pochodna cząstkowa funkcji przetwarzania względem tego parametru traktowanego jako zmienna.

Przyrosty zmiennych niezależnych funkcji przetwarzania powodowane są przez wszystkie, bądź też jedynie przez niektóre czynniki występujących oddziaływań. Wpływ poszczególnych oddziaływań na wynik pomiaru obliczany jest przez wyznaczanie pochodnej substancjalnej funkcji przetwarzania.

Z punktu widzenia całkowitej niedokładności wyniku pomiaru wpływ poszczególnych oddziaływań na ten wynik nie ma istotnego znaczenia. Interesujący jest dopiero efekt sumaryczny wszystkich występujących oddziaływań. Dlatego funkcję przetwarzania urządzenia można też przedstawić w postaci:

$$\alpha = \varphi[X(t), U_z, T, P, H, t], \quad (6)$$

przy czym wszystkie dodatkowe symbole umieszczone w nawiasie oznaczają poszczególne rodzaje oddziaływań. Zmiana wartości tych czynników w stosunku do wartości przyjętych jako punkt odniesienia (warunki normalne) powoduje powstanie określonej niedokładności

pomiaru, którą można wyznaczyć z wystarczającą na ogół dokładnością, wykorzystując pierwsze wyrazy rozwinięcia funkcji przetwarzania (6) w szereg Taylora [24]:

$$\alpha = \varphi[X(t), U_z, T, P, H, t] + \frac{\partial \alpha}{\partial U_z} \Delta U_z + \frac{\partial \alpha}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial \alpha}{\partial P} \Delta P + \frac{\partial \alpha}{\partial H} \Delta H + \frac{\partial \alpha}{\partial t} \Delta t, \quad (7)$$

gdzie oznaczono przez ΔU_z , ΔT , ΔP , ΔH i Δt odpowiednie przyrosty wszystkich zmiennych.

Pochodne cząstkowe funkcji przetwarzania dla każdej zmiennej oraz spodziewany zakres ich zmian muszą być znane, aby umożliwić obliczenie wartości niedokładności wyniku pomiaru powodowanej przez zespół występujących oddziaływań.

Jak z powyższych rozważań wynika, wskazanie α jest bardzo złożoną funkcją wielu zmiennych, co w wyniku prowadzi do powstawania niedokładności wyników pomiaru o charakterze przypadkowym. Niedokładność ta może być określona jedynie w sposób statystyczny. Wynikiem pomiaru jest więc zawsze informacja, że wielkość mierzona $X(t) = \varphi[Y(t)]$ zawiera się w określonym przedziale ufności z prawdopodobieństwem mniejszym od jedności i zależnym od przyjętego współczynnika ufności (np. błędu standardowego σ lub jego wielokrotności).

Powyższe rozważania o niedokładności wyników pomiaru dotyczą jedynie przetworzonej wielkości fizycznej $X(t)$ o charakterze elektrycznym i nie uwzględniają wpływu dwóch istotnych czynników: funkcji przetwarzania $X(t) = \varphi[Y(t)]$ oraz występowania czynników symulujących zmiany wielkości $Y(t)$. Niedokładność pomiaru i regulacji istotnego dla przebiegu procesu technologicznego parametru $Y(t)$ jest więc dodatkowo funkcją stałości parametrów przetwornika wejściowego urządzenia pomiarowego (stałość nachylenia i kształtu charakterystyki przetwarzania). Zależność ta narzuca ostre wymagania na rozwiązania konstrukcyjno-technologiczne przetworników wejściowych urządzeń pomiarowych. Wymagania te są tym ostrzejsze, że jedynie przy pomiarach nielicznych wielkości fizycznych przetworniki wejściowe mogą być objęte stabilizującą pętlą ujemnego sprzężenia zwrotnego.

Drugim istotnym czynnikiem oddziałującym na niedokładność wyników pomiaru i regulacji bądź sterowania jest wpływ czynników symulujących zmiany wartości wielkości mierzonej $Y(t)$ na wejściu przetwornika przy $Y = \text{const}$. Czynniki takimi są np. temperatura kontrolowanego materiału T ($X = \varphi(Y, T)$), jego gęstość G ($X = \varphi(Y, G)$), wartość pH ($X = \varphi(Y, pH)$), masa M ($X = \varphi(Y, M)$), szybkość przemieszczania się przez przestrzeń pomiarową przetwornika V ($X = \varphi(Y, V)$), wilgotność H ($X = \varphi(Y, H)$) itp. Czynniki te mogą nie mieć znaczenia dla przebiegu samego procesu, jednakże ich wpływ na istotny dla tego procesu wynik pomiaru wielkości Y wymaga ustalenia wartości tych wielkości i wprowadzenia odpowiednich korektur wyników względnie zwiększenia przedziału ufności urządzenia (przy tej samej wartości prawdopodobieństwa).

3. SPOSOBY PRZECIWDZIAŁANIA ZMIANOM CZUŁOŚCI URZĄDZENIA

Zmniejszanie niedokładności wyników pomiarów uzyskiwanych za pomocą urządzenia pomiarowego poddawanego określonym oddziaływaniom eksploatacyjnym osiągane jest przez:

ujemne sprzężenie zwrotne, obejmujące w miarę możliwości całe urządzenie pomiarowe z przetwornikiem wejściowym włącznie, lub jedynie poszczególne zespoły względnie ich grupy. W przypadku ujemnego sprzężenia zwrotnego między wyjściem i wejściem urządzenia ma ono charakter elektro-optyczny, elektro-mechaniczny, elektro-magnetyczny lub inny, uzależniony od typu urządzenia i rodzaju mierzonej wielkości nieelektrycznej,

kompensację wzajemną zmian parametrów zespołów w funkcji poszczególnych oddziaływań, stosowaną w przypadkach gdy zmiany te mają charakter powtarzalny,

ustalenie optymalnych warunków wzajemnej współpracy zespołów składowych urządzenia, eliminujące wzajemne oddziaływanie tych zespołów na swe parametry,

stabilizację warunków działania urządzenia poprzez jego termostatyzację, hermetyzację, amortyzację lub tym podobne,

okresową kalibrację czułości urządzenia za pomocą wzorców wielkości elektrycznej o tym samym charakterze co przetworzona wielkość mierzona, lub za pomocą wzorców wielkości nieelektrycznej o tym samym charakterze co wielkość mierzona $Y(t)$.

Stabilizacja czułości urządzenia za pomocą ujemnego sprzężenia zwrotnego wymaga jak wiadomo zapewnienia czułości urządzenia w pętli otwartej większej od czułości wymaganej do jego prawidłowego działania. Jeżeli przez S oznaczona jest wymagana czułość

urządzenia, przez $\delta = \frac{\Delta S}{S}$ dopuszczalne zmiany tej czułości w funkcji oddziaływań

środowiskowych i czasu, a przez $\delta' = \frac{\Delta S}{S}$ rzeczywiste lub przewidywane zmiany czułości

S powodowane obecnością w torze sygnału przetworników wrażliwych na te oddziaływania, przy czym:

$$\frac{\frac{\Delta S}{S}}{\frac{\Delta S}{S}} = \frac{\Delta S}{\Delta S} = \gamma > 1, \quad (8)$$

to celem sprowadzenia tych zmian do założonej wartości urządzenie musi być objęte pętlą ujemnego sprzężenia zwrotnego. Jeżeli rzeczywiste zmiany czułości urządzenia są γ razy większe od dopuszczalnych, to celem ich zmniejszenia czułość początkowa S urządzenia musi być γ razy zwiększona, a transmitancja czwórnika ujemnego sprzężenia zwrotnego β musi być tak dobrana, by:

$$1 + \gamma S \beta = \gamma, \quad (9)$$

czyli by:

$$\beta = \frac{\gamma - 1}{S\gamma}. \quad (10)$$

Czułość urządzenia w pętli zamkniętej wyniesie wtedy:

$$S' = \frac{1}{1 + S\gamma\beta} \gamma S = S, \quad (11)$$

a zmiany czułości w funkcji oddziaływań środowiskowych i czasu określone będą zależnością:

$$\frac{\Delta S'}{S'} = \frac{1}{1 + \gamma S \beta} \frac{\Delta \gamma S}{\gamma S} = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta \gamma S}{\gamma S}. \quad (12)$$

Jeżeli przy tym:

$$\frac{\Delta \gamma S}{\gamma S} \cong \frac{\Delta S}{S}, \quad (13)$$

czyli jeżeli zwiększenie czułości uzyskane zostało za pomocą przetwornika poziomu o dużej stałości czułości w funkcji czasu i oddziaływań środowiskowych, to wtedy:

$$\frac{\Delta S'}{S'} = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta s}{S}. \quad (14)$$

Zwiększenie czułości urządzenia o γ może być osiągnięte również przez włączenie dodatkowego przetwornika poziomu poza pętlą sprzężenia zwrotnego obejmującą urządzenie. W takim przypadku transmitancja czwórnika β określona jest zależnością:

$$1 + S\beta = \gamma, \quad (15)$$

czyli:

$$\beta = \frac{\gamma - 1}{S}, \quad (16)$$

a czułość urządzenia i jej zmiany w funkcji czasu i oddziaływań środowiskowych przez:

$$S' = \frac{1}{1 + S\beta} S = \frac{S}{\gamma}, \quad (17)$$

$$\frac{\Delta S'}{S'} = \frac{1}{1 + S\beta} \frac{\Delta S}{S} = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta s}{S}. \quad (18)$$

Przetwornik poziomu o czułości γ może być stopniem wzmacniającym z silnym ujemnym sprzężeniem zwrotnym, co przy wartości wyrażenia $(1 + S\beta)$ niewiele większej od jedności nie nastręcza trudności. Jeżeli jednak $(1 + S\beta) = \gamma$ jest znacznie większe od jedności, problem ten odgrywa istotną rolę komplikując rozwiązanie urządzenia w stopniu odpowiadającym opracowaniu przetwornika poziomu o dużej czułości, stałej w czasie i niezależnej od wpływów środowiskowych.

Strata czułości urządzenia w tym samym stosunku co poprawa stałości jego czułości jest podstawową wadą rozwiązań z ujemnym sprzężeniem zwrotnym stosowanym w celu poprawienia stałości czułości urządzenia pomiarowego. Zależność (9) lub (15) określa jednocześnie krotność straty czułości urządzenia i współczynnik poprawy stałości tej czułości w funkcji występujących oddziaływań środowiskowych i czasowych.

W powyższych rozważaniach założono, że czwórnik ujemnego sprzężenia zwrotnego nie zawiera elementów czynnych i zachowuje stałą wartość transmitancji w funkcji czasu i oddziaływań środowiskowych.

Stabilizacja mocy (amplitudy) źródła sygnału poszukującego lub modulującego sygnał poszukujący uzyskiwana jest za pomocą elementów nieliniowych typu inercyjnego lub

bezinercyjnego. W przypadku źródeł sygnału małej częstotliwości ograniczanie zmian amplitudy sygnału uzyskiwane jest najczęściej poprzez zastosowanie elementów inercyjnych. Stosowane są przy tym dwa podstawowe typy rozwiązań. W pierwszym sygnał wyjściowy źródła jest prostowany i po przejściu przez układ całkujący reguluje punkt pracy elementu generującego lub transmitancję obwodu sprzężenia zwrotnego względnie obwodu sprzęgającego, doprowadzającego sygnał do wyjścia źródła. W drugim sygnał wyjściowy źródła nie jest prostowany lecz oddziałuje bezpośrednio na wartość termorezystancji elementu nieliniowego i zmienia odpowiednie transmitancje, podobnie jak w pierwszym przypadku.

W przypadku źródeł wielkiej częstotliwości ograniczenie zmian amplitudy uzyskiwane jest także za pomocą elementów nieliniowych typu bezinercyjnego. Ze wzrostem częstotliwości sygnału poszukującego rosną trudności związane z automatyczną regulacją poziomu sygnału wyjściowego źródła, a układy regulacyjne odpowiednio się komplikują.

Wszystkie układy automatycznej regulacji poziomu sygnału wyjściowego źródeł małej, wielkiej i bardzo wielkiej częstotliwości zawierają ponadto elementy podatne na ten sam rodzaj oddziaływań, których wpływom na parametry zespołu mają przeciwdziałać.

Zapewnienie warunków prawidłowej współpracy zespołów składowych urządzenia pomiarowego realizowane jest w sposób uzależniony od rodzaju współpracujących zespołów (np. dopasowanie na maksimum sprawności, na minimum szumów). Ma ono szczególne znaczenie w przypadku, gdy urządzenie pomiarowe zawiera przetwornik poziomu sygnału u/U lub i/I o selektywnej charakterystyce częstotliwościowej. Z zależności (4) wynika, że wpływ wzajemnego rozstrojenia częstotliwości rezonansowej przetwornika poziomu ω_w i źródła sygnału poszukującego lub modulującego sygnał poszukujący ω na czułość urządzenia szybko rośnie ze wzrostem różnicy tych częstotliwości. Wzrost ten uzasadniony jest nakładaniem się na siebie wpływów charakterystyki amplitudowej przetwornika poziomu i charakterystyki fazowej detektora fazoczułego. Różnica obu częstotliwości utrzymywana jest na wartości zbliżonej do zera poprzez stosowanie specjalnych elementów składowych obwodów ustalających częstotliwość źródła sygnału i częstotliwość rezonansową przetwornika poziomu [32]. Taki sam efekt uzyskiwany jest przez zapewnianie współbieżności zmian obu częstotliwości w funkcji czasu i występujących oddziaływań środowiskowych. Oba sposoby wymagają żmudnego projektowania i sprawdzania prawidłowości osiągniętych wyników.

Skuteczniejszy i pewniejszy w działaniu wydaje się być opracowany przez autora sposób i układ automatycznego dostrajania częstotliwości źródła sygnału do aktualnej częstotliwości rezonansowej przetwornika poziomu [13, 17]. Nie wymaga on specjalnych elementów składowych obwodów ani układów stabilizacji częstotliwości obu zespołów i utrzymuje na stałej i bliskiej zera wartości różnicę ich częstotliwości.

Ustalanie warunków działania urządzenia, stanowiące pośrednią formę przeciwdziałania zmianom czułości realizowane jest przez stabilizację napięć zasilania zespołów i całości urządzenia, termostatazację niektórych zespołów, hermetyzację wnętrza urządzenia, amortyzację szczególnie wrażliwych na wibracje i udary zespołów itp. Ten sposób przeciwdziałania jest jednak uciążliwy, powoduje rozbudowę urządzenia pomiarowego, zwiększa jego wymiary, wagę oraz pobór energii i poprawiając stałość czułości pogarsza współczynnik niezawodności tak samego urządzenia, jak i systemu, w którym jest ono zastosowane. Wpływ czasu nie jest oczywiście eliminowany.

Okresowa kalibracja czułości urządzenia pomiarowego uzyskiwana jest w dwojaki sposób. Pierwszy z nich polega na wprowadzeniu do wejścia toru przetworników poziomu sygnału odpowiedzi przetwornika wejściowego określonej części sygnału poszukującego (lub modulującego sygnał poszukujący) i takiej regulacji parametrów jednego z zespołów lub źródła, która doprowadza do uzyskania określonego wskazania zespołu zobrazowania. Drugi z nich polega na chwilowym zastąpieniu w przetworniku wejściowym urządzenia wielkości mierzonej przez wielkość wzorcową o tym samym charakterze i odpowiedniej regulacji parametrów jednego z zespołów, tak jak w pierwszym sposobie.

Drugi spośród wymienionych sposobów kalibracji czułości urządzenia stosowany jest szczególnie w rozwiązaniach wykorzystujących jako sygnał poszukujący sygnał wielkiej częstotliwości modulowany sygnałem małej częstotliwości, gdyż umożliwia objęcie kontrolą źródła sygnału wielkiej częstotliwości, modulatora oraz demodulatora.

Połączenie stabilizacji parametrów zespołów, grup zespołów lub całego urządzenia oraz warunków działania tego urządzenia z okresową kalibracją jego czułości zapewnia uzyskanie wymaganych dokładności wyników pomiaru określonych parametrów procesu i regulacji jego przebiegu. Efekt ten uzyskiwany jest jednak, jak to już wspomniano, kosztem poważnej rozbudowy urządzenia pomiarowego ze wszystkimi związanymi z tym konsekwencjami do skomplikowania obsługi eksploatacyjnej włącznie. Przy włączeniu urządzenia pomiarowego do systemu automatycznej regulacji lub sterowania przebiegiem procesu kalibracja czułości urządzenia w czasie trwania procesu jest poważnie utrudniona. W takim przypadku wymagana jest taka stabilizacja parametrów urządzenia, by zmiany czułości powodujące zmiany dokładności wyników pomiaru i regulacji bądź sterowania nie przekroczyły dopuszczalnych wartości w okresie międzykalibracyjnym wyznaczonym technologią procesu.

4. METODA NAPRZEMIENNEGO WZORCOWANIA I POMIARU

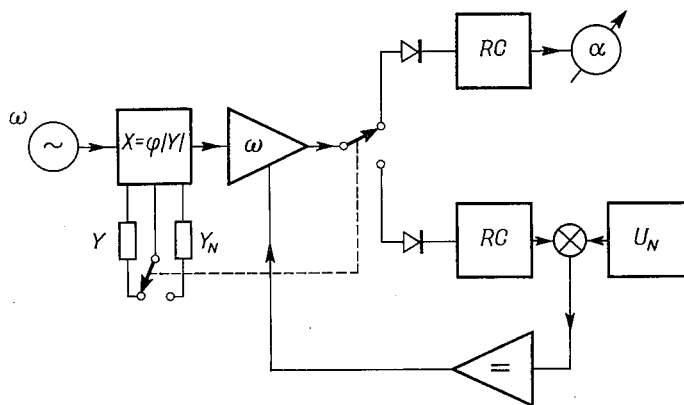
Wpływ zmian czułości zespołów składowych wychyłowego urządzenia pomiarowego na wyniki pomiarów uzyskiwanych za pomocą tego urządzenia redukowany jest do minimum, jeżeli do przetwornika wejściowego doprowadzane są na przemian wielkość mierzona i wielkość wzorcową, a czułość urządzenia przy wielkości wzorcowej ustalana jest na określonej wartości.

Taki sam efekt uzyskiwany jest przez doprowadzanie do wejścia toru przetworników sygnału odpowiedzi przetwornika wejściowego kolejno sygnału mierzonego i kontrolnego. Źródło sygnału poszukującego zasila w takim rozwiązaniu jednocześnie dwa przetworniki, wielkości mierzonej i wielkości wzorcowej, a ich sygnały wyjściowe doprowadzane są do wejścia toru przetworników poprzez odpowiedni klucz dwustanowy.

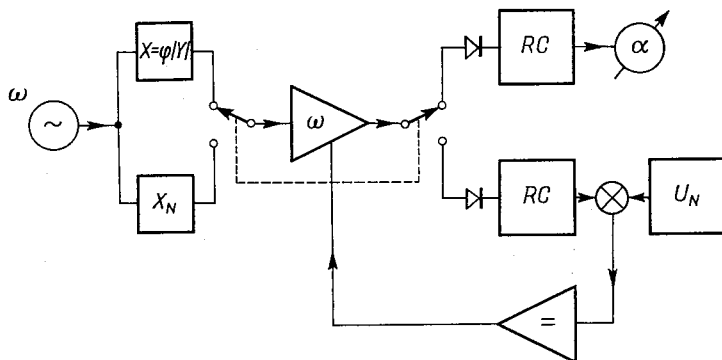
Uprozczone schematy blokowe takich dwóch wariantów rozwiązań przedstawiono na rysunkach 3 i 4.

Sygnał mierzony doprowadzony jest do wejścia toru przetworników poziomu na przemian z sygnałem kontrolnym uzyskanym za pomocą jednego z dwóch wymienionych wyżej sposobów. Oba te sygnały zostają kolejno wzmocnione i doprowadzone do drugiego zespołu klucza dwustanowego i kolejno do dwóch układów pamięciowych, *RC* lub *FET-C*

[2, 28]. Poziom sygnału kontrolnego U_n po przejściu przez cały tor przetworników zapamiętywany jest przez odpowiedni układ pamięciowy i porównywany z sygnałem wzorcowym U_N . Różnica obu tych sygnałów poprzez wzmacniacz sygnału błędu reguluje czułość



Rys. 3. Schemat blokowy elektronicznego urządzenia pomiarowego w układzie minimalizującym niedokładność wyników — rozwiązanie I



Rys. 4. Schemat blokowy elektronicznego urządzenia pomiarowego w układzie minimalizującym niedokładność wyników — rozwiązanie II

toru przetworników lub amplitudę źródła sygnału poszukującego w taki sposób, by swą wartość sprowadzić do wartości bliskiej zera:

$$\lim |\Delta U| \rightarrow 0, \quad (19)$$

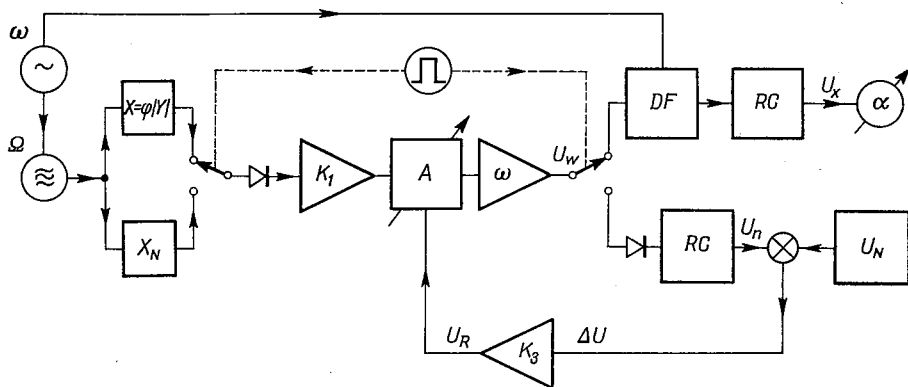
$$U_n \rightarrow U_N.$$

Poziom sygnału mierzonego U_x po przejściu przez ten sam tor przetworników zapamiętywany jest przez drugi układ pamięciowy i wykazywany przez zespół zobrazowania, analogowy bądź cyfrowy. Przełączanie wielkość mierzona-wielkość wzorcowa względnie sygnał mierzony-sygnał kontrolny dokonywane jest synchronicznie z przełączaniem wyjścia toru przetworników z jednego układu pamięciowego na drugi za pomocą na przykład przełączników półprzewodnikowych z tranzystorami polowymi [1, 4, 12, 19, 22, 26]. Jeżeli

w torze przetworników poziomu znajdują się zespoły o charakterystykach selektywnych częstotliwościowo lub inne układy inercyjne powodujące powstawanie stanów przejściowych w czasie przełączania sygnałów o różnych amplitudach, impulsy przełączające wyjście toru przetworników są odpowiednio opóźnione w czasie. Dzięki temu do układów pamięciowych doprowadzone są sygnały mierzony i kontrolny o skróconych czasach trwania, lecz o amplitudach odwzorowujących ściśle poziomy odpowiednich sygnałów wejściowych.

W systemach automatycznej regulacji zwrotnej poziom sygnału mierzonego informujący o wartości wielkości mierzonej $Y(t)$ utrzymywany jest na ogół na stałej wartości (układy stałowartościowe). Sygnał kontrolny może więc być tak dobrany, by poziomy obu sygnałów były równe, w wyniku czego omijana jest konieczność niejednoczesnego przełączania nawet przy istnieniu zespołów inercyjnych w torze przetworników.

Techniczną realizację podanej wyżej zasady pomiaru stanowi urządzenie, którego schemat blokowy przedstawiono na rysunku 5.



Rys. 5. Schemat blokowy elektronicznego urządzenia pomiarowego według metody naprzemiennego wzorcowania i pomiaru

W porównaniu ze schematem blokowym urządzenia klasycznego przedstawionym na rysunku 2 jest ono uzupełnione o:

wzorec wielkości elektrycznej X_N o stałej wartości, zasilany z tego samego źródła sygnału poszukującego, którego sygnał wyjściowy określony jest zależnością:

$$u_n = U_\Omega X_N (1 + m \cos \omega t) \cos \Omega t,$$

przełącznik dwustanowy, przełączany impulsami prostokątnymi o okresie T , doprowadzający do detektora na przemian sygnał u_x w czasie od 0 do $\frac{T}{2}$ i sygnał u_n w czasie od $\frac{T}{2}$ do T ,

źródło sygnałów przełączających U_{KL} ,

drugi przełącznik dwustanowy, przełączany synchronicznie z przełącznikiem wejściowym, rozdzielający sygnał wyjściowy toru przetworników między zespół zobrazowania

w czasie od 0 do $\frac{T}{2}$ i zespół komparatora i wzmacniacza sygnału błędu w czasie od $\frac{T}{2}$ do T ,

detektor liniowy zespołu komparatora o współczynniku proporcjonalności λ ,

układ całkujący o stałej czasu RC ,

źródło sygnału wzorcowego U_N , oraz

komparator sygnału wyjściowego układu całkującego i sygnału wzorcowego ze wzmacniaczem sygnału różnicowego ΔU o czułości K_3 .

Sygnał wyjściowy wzmacniacza błędu U_R steruje wartością rezystancji R_z regulatora czułości urządzenia [6, 29].

Rozpatrując powyższy układ w okresie od 0 do $\frac{T}{2}$ uzyskuje się zależność matematyczną określającą charakterystykę przetwarzania urządzenia zgodnie z wyrażeniem (4). W czasie od $\frac{T}{2}$ do T natomiast sygnał wyjściowy toru przetworników doprowadzony jest do zespołu komparatora, w którym jest prostowany i zapamiętywany. Sygnał wyjściowy układu pamięci przy $RC \gg \frac{T}{2}$ jest równy:

$$U_n = \eta \lambda k K_1 U_\omega \frac{R_z}{r + R_z} \frac{K_{2\max}}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_w} - \frac{\omega_w}{\omega} \right)^2}} X_N. \quad (20)$$

Sygnał ten porównywany jest z sygnałem wzorcowym U_N , a różnica obu tych sygnałów:

$$\Delta U = U_n - U_N$$

wzmacniana jest K_3 -krotnie:

$$U_R = K_3 \Delta U = K_3 \left(\eta \lambda k K_1 U_\omega \frac{R_z}{r + R_z} \frac{K_{2\max}}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_w} - \frac{\omega_w}{\omega} \right)^2}} X_N - U_N \right) \quad (21)$$

i steruje wartością rezystancji R_z zmieniając stosunek podziału dzielnika A i sprowadzając ΔU do wartości zbliżonej do zera. Przy odpowiednio dużej wartości K_3 można przyjąć że:

$$U_R = K_3 \Delta U \cong 0, \quad (22)$$

a ponieważ $K_3 \neq 0$, to:

$$\eta \lambda k K_1 U_\omega \frac{R_z}{r + R_z} \frac{K_{2\max}}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_w} - \frac{\omega_w}{\omega} \right)^2}} X_N - U_N = 0. \quad (23)$$

Wyznaczając odpowiadającą tej równości wartość R_z i podstawiając ją do zależności (4) otrzymuje się wyrażenie:

$$\alpha = \frac{\nu \xi}{\lambda} \cos \left[-\arctg Q \left(\frac{\omega}{\omega_w} - \frac{\omega_w}{\omega} \right) \right] \frac{U_N}{X_N} X(t), \quad (24)$$

stanowiące funkcję przetwarzania urządzenia pomiarowego z układem automatycznej regulacji czułości.

Stosując w układzie komparatora zamiast detektora liniowego detektor fazoczuły względnie wspomniany wyżej układ automatycznego dostrajania częstotliwości źródła sygnału modulującego do chwilowej częstotliwości rezonansowej wzmacniacza selektywnego, wyrażenie (24) uprości się do postaci:

$$\alpha = \frac{\nu \xi}{\lambda} \frac{U_N}{X_N} X(t), \quad (25)$$

stanowiącej ostateczną formę charakterystyki przetwarzania urządzenia pomiarowego.

Z zależności (25) wynika bezpośrednio, że przy przyjęciu łatwo realizowanych założeń i w zakresie charakterystyki $R_z = \varphi(U_R)$ o stałym znaku pochodnej i określonych granicach zmian jej wartości, wynik pomiaru przetworzonej wielkości elektrycznej $X(t)$ nie zależy od:

amplitudy (mocy) źródła sygnału poszukującego wielkiej częstotliwości U_Ω ,

amplitudy źródła sygnału modulującego sygnał poszukujący U_ω ,

sprawności detekcji detektora sygnału wielkiej częstotliwości η ,

współczynnika głębokości modulacji m ,

czułości przetworników poziomu sygnału odpowiedzi przetwornika wejściowego K_1 i $K_{2\max}$,

stosunku podziału rezystancyjnego regulatora czułości urządzenia A ,

częstotliwości źródła sygnału poszukującego Ω ,

częstotliwości źródła sygnału modulującego sygnał poszukujący ω ,

szerokości pasma przenoszenia przetwornika poziomu sygnału ω_w ,

okresu przełączania T ,

czułości wzmacniacza sygnału błędu K_3 oraz

stałej czasu układu całkującego RC ,

zaś wpływ sprawności detekcji sygnałów małej częstotliwości odpowiednio w zespole zobrażenia ν i zespole komparatora λ wzajemnie się kompensuje.

Przy stałej wartości współczynnika proporcjonalności wskazań miernika wyjściowego ξ jedynie dwie wartości, wartość sygnału wzorcowego U_N i wartość wielkości wzorcowej X_N , muszą być utrzymane stałe lub pozostawać w stałym stosunku celem zapewnienia stałej czułości urządzenia pomiarowego niezależnie od wszelkiego rodzaju narażeń eksploatacyjnych oddziaływujących na urządzenie. Regulacja czułości urządzenia uzyskiwana jest poprzez zmianę wartości sygnału wzorcowego U_N .

Warunkiem oczywistym prawidłowego działania układu automatycznej regulacji czułości jest dobranie takiego początkowego stosunku podziału dzielnika regulowanego sygnałem U_R , by maksymalne możliwe zmiany czułości wypadkowej urządzenia w funkcji występujących oddziaływań nie przekroczyły przewidzianej rezerwy czułości.

Z zależności (11) lub (17) wiadomo, że stosunek czułości urządzenia pomiarowego przy otwartej pętli ujemnego sprzężenia zwrotnego do tejże czułości przy pętli zamkniętej równy jest współczynnikowi poprawy stałości czułości γ .

Taka sama poprawa stałości czułości całego urządzenia pomiarowego przy metodzie naprzemiennego wzorcowania i pomiaru uzyskiwana jest przy stracie czułości równej lub niewiele większej od rzeczywistych zmian czułości urządzenia w pętli otwartej, oznaczonych

przez ΔS . Stąd maksymalna konieczna czułość urządzenia w pętli otwartej przy rzeczywistych lub przewidywanych wahaniach czułości o $\pm \Delta S$ może wynosić jedynie $S + \Delta S$ zamiast $\gamma S \pm \Delta S$, jak w rozwiązaniu z ujemnym sprzężeniem zwrotnym obejmującym całe urządzenie.

Stosunek czułości w pętli otwartej $\gamma S \pm \Delta S$ urządzenia stabilizowanego za pomocą ujemnego sprzężenia zwrotnego do czułości $S + \Delta S$ tegoż urządzenia stabilizowanego za pomocą układu automatycznej regulacji czułości można określić mianem *współczynnika korzyści* χ , którego wartość wynosi:

$$\chi = \frac{S\gamma}{S + \Delta S} = \frac{\gamma}{1 + \frac{\Delta S}{S}}. \quad (26)$$

Z dyskusji zależności (26) wynika, że $\chi = \gamma$, jeżeli stosunek $\frac{\Delta S}{S}$ jest znacznie mniejszy od jedności, czyli jeżeli zmiany czułości ΔS są niewielkie w porównaniu z wymaganą czułością S urządzenia.

Korzyści stosowania układu automatycznej regulacji czułości rosną ze wzrostem stosunku $\frac{\Delta S}{S}$, tzn. ze wzrostem wpływu oddziaływań czasowych i środowiskowych na parametry zespołów składowych urządzenia pomiarowego.

5. ZAKOŃCZENIE

Przedstawione rozwiązanie realizuje zasadę automatycznej kompensacji zmian czułości zespołów składowych urządzenia pomiarowego o niestabilizowanych parametrach i do prawidłowego działania wymaga jedynie utrzymania stałych wartości dwóch wielkości: wzorca elektrycznej wielkości mierzonej X_N (o dowolnej wartości) i sygnału wzorcowego U_N . Tak pierwszy jak i drugi warunek są łatwe do spełnienia. W odróżnieniu od metod zerowych, wielkość wzorcowa X_N jest bowiem wielkością o stałej wartości, zaś uzyskanie stałej wartości sygnału odniesienia jest zagadnieniem elementarnym.

Na podkreślenie zasługuje fakt, że metoda naprzemiennego wzorcowania i pomiaru pozwala na zasadnicze uproszczenie rozwiązań układowych większości zespołów składowych urządzenia pomiarowego bez zwiększenia niedokładności wyników pomiarów używanych za pomocą tego urządzenia w ciężkich, przemysłowych warunkach jego eksploatacji. Eliminuje ona konieczność:

stosowania ujemnych sprzężeń zwrotnych w poszczególnych zespołach przetworników poziomu sygnału, stabilizujących czułość kosztem tej czułości,

stabilizacji amplitudy (mocy) źródeł sygnałów poszukującego i modulującego sygnał poszukujący,

stabilizacji częstotliwości źródła sygnału modulującego sygnał poszukujący i częstotliwości rezonansowej przetwornika poziomu,

stabilizacji warunków działania urządzenia oraz

okresowej kalibracji czułości urządzenia i jej odpowiedniej regulacji.

Ten ostatni punkt jest szczególnie istotny w przypadku włączenia urządzenia pomiarowego do zamkniętej pętli działania systemu automatycznej regulacji lub sterowania przebiegiem przemysłowego procesu technologicznego.

Dodatkową zaletą jest łatwość sygnalizacji przekroczenia przez urządzenie przewidzianego zakresu zmian czułości zespołów i niemożności jej automatycznego skorygowania (närastanie U_R od wartości bliskiej zera do wartości nasycenia).

Zgodnie z zależnościami (26) znaczenie metody wzrasta, jeżeli w układzie przetwornika wejściowego lub w dalszych zespołach toru przetwarzania sygnału znajdują się elementy szczególnie podatne na oddziaływanie narażeń czasowych i środowiskowych, trudne do objęcia pętlą ujemnego sprzężenia zwrotnego. Do elementów takich należą w pierwszym rzędzie wszelkiego typu źródła i detektory promieniowania wielkiej, bardzo wielkiej i ultra wielkiej częstotliwości, jak np. promieniowania jądrowego, rentgenowskiego, mikrofalowego, ultrafioletowego, widzialnego, podczerwonego itp. W przypadku zmian częstotliwości źródła sygnału poszukującego wielkiej częstotliwości w czasie pomiaru powyższe rozwiązanie umożliwia uniezależnienie wyników od charakterystyk widmowych źródeł i detektorów w szerokim zakresie ich zmian, zależnym jedynie od przewidzianej rezerwy czułości urządzenia.

Przedstawioną wyżej metodę i rozwiązanie autor zrealizował w technice mikrofalowej, uzyskując rezultaty zgodne z rozważaniami teoretycznymi [15].

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. L. O. Chua, Theory and Design of Electronic Relays, Proceedings of the IEEE, t. 58, nr 11, s. 1818—1828, listopad 1970.
2. R. H. Dennard, Field-Effect Transistor Memory, US Patent nr 3 387 286, czerwiec 1968.
3. E. A. Faulkner, D. W. Harding, A High-Performance Phase Sensitive Detector, Journal of Scientific Instruments, t. 43, s. 97—99, 1966.
4. K. H. Fischer, R. D. Liedel, Halbleiter-Analogschalter, NTZ, zesz. 1, s. 37—42, 1971.
5. F. M. Gardner, Phaselock Technique, John Wiley and Sons, New York-London-Sydney, 1966.
6. L. Goller, Feldeffektranzistoren als steuerbare, lineare Widerstände, NTZ, t. 23, zesz. 10, s. 507—511, 1970.
7. K. Gołębiowski, Pirometr bichromatyczny, Sprawozdanie IMŻ, 1963.
8. G. J. Hecht, Two-Wavelength Near Infrared Pyrometer, Temperature, t. 3, cz. 2, s. 407—417, 1962.
9. Ch. L. Hicks, M. R. Mellon, Optical Power Measurements Made Easy, HP Journal, t. 22, nr 11, s. 10—16, lipiec 1971.
10. W. E. Hill, Two-Color Pyrometer, Temperature, t. 3, cz. 2, s. 419—423, 1962.
11. Hiroaki Baba, Yoshiho Shindo, Rapid Scanning Spectrophotometer of Double Beam Mode, US Patent nr 3 506 358, kwiecień 1970.
12. G. O. Huth, R. A. Schulz, A. J. Wolterman, Field-Effect Electronic Switch, US Patent nr 3 532 899, lipiec 1966.
13. J. Kaliński, Sposób automatycznego dostrajania generatora do częstotliwości rezonansowej wzmacniacza selektywnego lub odwrotnie oraz układ do realizacji tego sposobu, zgłoszenie patentowe nr P-143 878, październik 1970.
14. J. Kaliński, Sposób automatycznej kontroli i regulacji czułości urządzenia pomiarowego zawierającego źródło sygnału poszukującego i tor przetworników sygnału odpowiedzi oraz układ do realizacji tego sposobu, zgłoszenie patentowe nr P-146 346, luty 1971.
15. J. Kaliński, Układ przetwornika mikrofalowego dostarczający informacji o wartości przetwarzanej wielkości i o parametrach układu przetwarzającego, zgłoszenie patentowe nr P-149 089, lipiec 1971.

16. J. Kaliński, Nullindikator für industrielle automatisch abgleichbare Mikrowellenmessbrücken von extrem grossen Auflösungsvermögen, ATM, J-923-1/2, z. 431, s. 243—246, grudzień 1971, z. 432, s. 9—14, styczeń 1972.
17. J. Kaliński, An Automatic Correlation Circuit for Voltage Controlled Oscillators and Selective Amplifiers, Electronic Engineering, w druku.
18. B. S. Leela, R. Shaukar, A Diode Phase-Sensitive Detector, Electronic Engineering, t. 37, nr 52, s. 681—683, październik 1965.
19. J. P. Moreau, Utilisation des Transistors M.O.S. en commutation analogique, Note d'Application Technique, Sescosem, marzec 1969.
20. F. N. Pereira, D. D. Hallet, A. C. Hollis, A New Double Beam Optical Lever Refractometer and the Variation of the Refractive Index of NaCl With Temperature, Review of Scientific Instruments, t. 42, nr 4, s. 490—493, 1971.
21. B. V. Rollin, A Phase-Sensitive Detector for Long Integration Time, Journal of Scientific Instruments, t. 41, s. 239, 1964.
22. I. Roth, Solid State Switch, US Patent nr 3 532 903, wrzesień 1967.
23. D. L. Poyer, Automatic Gain Control Circuit Employing FET, US Patent nr 3 532 254, luty 1969.
24. E. Romer, Miernictwo przemysłowe, PWN, Warszawa 1970.
25. D. D. Sell, A Sensitive Spectrophotometer for Optical Reflectance and Transmittance Measurements, Applied Optics, t. 9, nr 8, s. 1926—1930, sierpień 1970.
26. R. G. Sleater, Semiconductor Relay Switching Circuit, US Patent nr 3 517 217, czerwiec 1970.
27. A. Smoliński, Zasady wzmacniania, t. II/III, PWT, Warszawa 1956.
28. L. M. Terman, MOSFET Memory Circuits, Proceedings of the IEEE, t. 59, nr 7, s. 1044—1058, lipiec 1971.
29. W. G. Townsend, A. J. Strachan, A Voltage Variable Resistor MOST, Microelectronic and Reliability, t. 9, nr 6, s. 491—496, 1970.
30. J. Wade, Signal-Controlled Attenuator With FET For Maintaining Constant Alteranting Signal, US Patent nr 3 502 903, sierpień 1967.
31. D. Wheable, Optimisation of the Dual Ramp Voltmeter, The Radio and Electronic Engineer, t. 40, nr 2, s. 59—68, sierpień 1970.
32. A. M. Wiggins, G. A. Harris, Frequency Selective Amplifier and Oscillator Circuits Employing Piezoelectric Elements to Control Frequency, US Patent nr 3 421 109, styczeń 1969.
33. P. Williams, An Improved Phase-Sensitive Detector, Journal of Scientific Instruments, t. 42, s. 474—476, 1965.

J. KALIŃSKI

POSSIBILITY OF INCREASING THE ACCURACY OF AUTOMATIC SYSTEMS MEASURING SETS

Summary

A typical automatic process control system consists of a transducer to convert the non-electric process parameter $Y(t)$ into an electric signal $X(t)$ and an electronic circuit to amplify and detect the signal, delivering an output signal which contains information on the value of $Y(t)$. The output can be further processed to maintain constant the respective process parameter or to initiate further control action.

The paper presents a solution of an electronic measuring circuit intended for use in automatic control systems and brings a discussion of its features from the point of view of highest stability and measurement accuracy.

The circuit consists of a parametric input transducer, a source of AF-modulated RF test signal, frequency-selective response level transducer and a phase-sensitive detector with analog or digital read-out.

Listed are some parameters which may affect the measurement accuracy; some acknowledged methods of counter-acting are given, and their advantages and disadvantages discussed.

A method and a practical circuit solution are presented intended to minimise climatological and ageing effects upon the final measurement accuracy.

The method is compared with the one based on sensitivity stabilization by means of negative feedback.

J. KALIŃSKI

UNE CERTAINE POSSIBILITÉ D'ACCROISSEMENT DE LA PRÉCISION DES INSTALLATIONS DE MESURAGE DES SYSTÈMES DE L'AUTOMATIQUE

Résumé

Dans les systèmes de l'automatique industrielle les installations électroniques collaborent avec les transducteurs des grandeurs non-électriques mesurées $Y(t)$ sur les grandeurs électriques $X(t)$. Les grandeurs non-électriques $Y(t)$ constituent les paramètres du processus technologique, et les grandeurs électriques constituent les informations sur les valeurs de ces grandeurs non-électriques. Ces informations sont utilisées pour la régulation de valeur constante des paramètres de processus ou bien pour le guidage de la suite du processus.

Dans l'article on a présenté et discuté la solution standard de l'appareil de mesurage du point de vue de l'inexactitude du mesurage. Pour la base on a pris l'appareil contenant:

transducteur d'entrée paramétrique,

source de signal cherchant grande fréquence modulé par le signal de petite fréquence,

transducteur du niveau de signal de réponse avec une caractéristique de fréquence selective de la transmission,

détecteur sensible à la phase et

indicateur analogue ou bien indicateur à lecture numérique de la valeur de signal de départ du détecteur sensible à la phase.

On a discuté l'influence des paramètres particuliers de l'appareil sur l'inexactitude de mesurage ainsi que les méthodes connues de la réaction contre ces influences. On a présenté la méthode et la solution du système réduisant au minimum l'influence de l'instabilité des paramètres de l'appareil sur les résultats de mesurage. On a comparé cette méthode avec la stabilisation de sensibilité de l'appareil à l'aide de contre-réaction négative.

J. KALIŃSKI

EINE MÖGLICHKEIT ZUR VERGRÖßERUNG DER GENAUIGKEIT DER MEßEINRICHTUNGEN AUTOMATISCHER SYSTEME

Zusammenfassung

In automatischen Systemen arbeiten elektronische Einrichtungen gemeinsam mit Umsetzern der die Parameter des Prozesses darstellenden, bemessenen nichtelektronischen Werte $Y(t)$, mit elektronischen Größen $X(t)$, indem sie Ausgangssignale bringen und somit Auskunft über den Größenwert $Y(t)$ geben. Diese Signale werden als Ausgangspunkt einer wertbeständigen Regulierung bzw. zur Steuerung des weiteren Prozeßverlaufs ausgenutzt.

Im Aufsatz wurden jene Grundlösungen für elektronische Meßeinrichtungen dargestellt und erwogen, die vom Gesichtspunkt der Bemessungseinrichtungen in Kontrollsystemen und bei automatischer Regelung bzw. Steuerung des Verlaufs technologischer Industrievorgänge angewandt werden.

Als Standardeinrichtung wurden angenommen: einen parametrischen Eingangsumsetzer enthaltende Einrichtung, eine vom Niederfrequenzsignal modellierte Hochfrequenz-Suchsignalquelle, Pegelrücksignal mit frequenzselektiver Übertragungscharakteristik sowie phasenempfindlicher Detektor des Ausgangssignals dieses Umsetzers mit analogen bzw. Zahlenindex für dessen Wert.

Es wurde der Einfluß einzelner Parameter dieser Einrichtung auf die Bemessungsgenauigkeit, als auch bekannte, diesen Beeinflussungen entgegenarbeitende Methoden samt ihren Vor- und Nachteilen diskutiert.

Man befaßte sich weiterhin mit der Methode und den Lösungen, die den Einfluß von Parameter-unbeständigkeiten der Einrichtung in Zeitfunktion und Mediumeinwirkungen hinsichtlich erhaltener Meßergebnisse minimalisieren.

Anschließend wurde ein Vergleich dieser Methode mit der Empfindlichkeitsstabilität der Einrichtung mittels negativer Rückkopplung durchgeführt.

Е. КАЛИНСКИ

НЕКОТОРАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ УВЕЛИЧЕНИЯ ТОЧНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ В СИСТЕМАХ АВТОМАТИКИ

Р е з ю м е

В системах автоматики электронные устройства работают совместно с преобразователями измеряемых неэлектронных величин $y(t)$, являющихся параметрами процесса, в электрические величины $y(t)$ и дают выходные сигналы, являющиеся информацией о значении величины $y(t)$. Эти сигналы используются в качестве исходной точки для регулирования постоянной величины или управления дальнейшим ходом процесса.

В статье представлено и обсуждено основное решение электронного измерительного устройства, применяемого в системах контроля и автоматического регулирования или управления ходом промышленных технологических процессов с точки зрения точности измерения.

В качестве стандартного устройства принято устройство, содержащее параметрический входной преобразователь, источник поискового сигнала большой частоты, модулированного сигналом низкой частоты, преобразователь уровня сигнала ответа с селективной по частоте характеристикой передачи и фазочувствительный детектор выходного сигнала этого преобразователя с аналоговым или цифровым показателем его значения.

Обсуждено влияние отдельных параметров устройства на точность измерения и известные способы противодействия этим влияниям, их преимущества и недостатки.

Представлен метод и схематическое решение, сводящее к минимуму влияние непостоянства параметров устройства в функции времени и влияния среды на точность получаемых результатов измерений.

Проведено сравнение этого метода со стабилизацией чувствительности при помощи отрицательной обратной связи.

Właściwości tranzystora polowego typu MOSFET jako zmiennego rezystora sterowanego napięciem

JANUSZ DROSZCZ (GDAŃSK)

*Zjednoczone Zakłady Urządzeń Jądrowych „Polon”
Zakład Doświadczalny, Ekspozytura w Gdańsku*

Otrzymano 29.10.1971

W artykule omówiono właściwości tranzystorów typu MOSFET, jako zmiennych rezystorów sterowanych napięciem. Zbadano charakterystyki przewodności kanału w funkcji napięcia sterującego w różnych warunkach pracy tranzystora.

W zakończeniu artykułu podano praktyczne układy stosowane w izotopowej technice pomiarowej, jako przykład wykorzystania omówionych właściwości tranzystora.

1. UWAGI WSTĘPNE

Tranzystory polowe z izolowaną bramką typu MOSFET (metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor) ze względu na swoje zalety znajdują coraz szersze zastosowanie w różnych dziedzinach elektroniki.

Szczególnie szybki rozwój produkcji tych elementów daje się zauważyć na przestrzeni kilku ostatnich lat, co wiąże się z pokonaniem trudności technologicznych związanych z uzyskiwaniem stabilnych warstw powierzchniowych półprzewodników.

Do najcenniejszych zalet tranzystorów MOSFET należy zaliczyć: niezwykle dużą oporność wejściową rzędu $10^{14} \Omega \div 10^{15} \Omega$, mały poziom szumów, dużą odporność na działanie promieniowania jonizującego oraz łatwość w wykonywaniu cienkowarstwowych tranzystorów polowych (TFT) o właściwościach podobnych do MOSFET-ów, w postaci układów scalonych. Te właściwości tranzystorów MOSFET pozwoliły na zastosowanie ich w układach wejściowych wzmacniaczy elektrometrycznych stosowanych w technice jądrowej [1, 2, 3], jak również w układach wysokiej częstotliwości i układach przełącznikowych maszyn cyfrowych i analogowych [4].

W wymienionych zastosowaniach tranzystory MOSFET wykorzystane są głównie jako elementy aktywne i kluczujące. Interesujące mogą być również możliwości zastosowania tranzystorów polowych jako rezystorów o regulowanej napięciem przewodności. Jeśli się weźmie pod uwagę, że technologia wykonywania cienkowarstwowych tranzystorów i kondensatorów typu MOS jest już w zasadzie opanowana, to wytworzony tą samą metodą element o zmiennej oporności zwiększa zakres możliwości konstruowania nowych układów scalonych.

W artykule podjęto próbę zbadania i określenia warunków w których tranzystor MOSFET działa jako element o liniowej charakterystyce przewodności w funkcji napięcia sterującego.

W zakończeniu artykułu podano przykład wykorzystania opisanych właściwości tranzystora w prostym przetworniku napięciowo-częstotliwościowym przeznaczonym do pomiarów bardzo małych prądów jonizacyjnych.

2. OKREŚLENIE CHARAKTERYSTYK ZMIAN PRZEWODNOŚCI KANAŁU MOSFET-a W FUNKCJI NAPIĘCIA STERUJĄCEGO

Przewodność kanału tranzystora polowego z izolowaną bramką można określić wychodząc z ogólnego równania prądu drenu [5]:

$$I_D = \frac{C_o \cdot \mu}{L^2} \left[(U_{BZ} - U_p) \cdot U_{DZ} - \frac{U_{DZ}^2}{2} \right], \quad (1)$$

stąd przewodność:

$$G_{DZ} = \frac{I_D}{U_{DZ}} = \frac{\mu \cdot C_o}{L^2} \left[(U_{BZ} - U_p) - \frac{U_{DZ}}{2} \right], \quad (2)$$

gdzie:

- G_{DZ} — przewodność kanału dren-źródło,
- I_D — prąd drenu,
- U_{DZ} — napięcie dren-źródło,
- C_o — pojemność bramka-kanał,
- μ — ruchliwość nośników w kanale,
- L — długość kanału,
- U_{BZ} — napięcie bramka-źródło,
- U_p — napięcie progowe odcięcia kanału.

Z równania (2) wynikają dwie możliwości uzyskania liniowej zależności pomiędzy przewodnością G_{DZ} i napięciem sterującym U_{BZ} (przy założeniu, że C_o , μ , L oraz U_p są stałe):

1° przez stosowanie małych napięć dren-źródło w porównaniu z napięciem bramka-źródło:

$$U_{DZ} \ll (U_{BZ} - U_p), \quad (3)$$

2° przez zastosowanie sprzężenia zwrotnego pomiędzy elektrodą drenu i bramki, takiego, by połowa napięcia drenu dodawała się do napięcia wejściowego U'_{BZ} [6]:

$$U_{BZ} = U'_{BZ} + \frac{1}{2} U_{DZ}. \quad (4)$$

Przyjęcie założenia (3), upraszcza równanie (2) do postaci:

$$G_{DZ} = \frac{\mu \cdot C_o}{L^2} (U_{BZ} - U_p). \quad (5)$$

Jeśli następnie założymy, że wartości μ , C_o , L i U_p są stałe (w pewnych warunkach takie założenie jest słuszne), wówczas przewodność kanału G_{DZ} , dana równaniem (5), będzie liniową funkcją napięcia sterującego U_{BZ} .

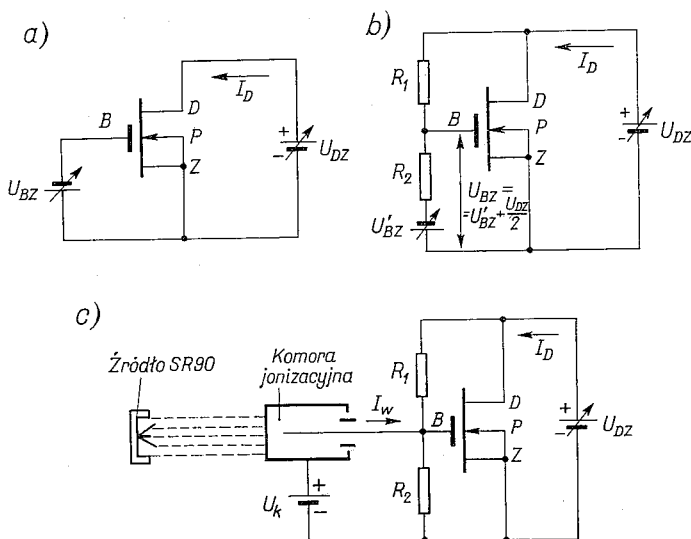
Taki sam rezultat można otrzymać podstawiając równanie (4) do (2); wówczas:

$$G_{DZ} = \frac{\mu \cdot C_o}{L^2} \left[\left(U'_{BZ} + \frac{1}{2} U_{DZ} - U_p \right) - \frac{U_{DZ}}{2} \right], \quad (6)$$

stąd po uporządkowaniu:

$$G_{DZ} = \frac{\mu \cdot C_o}{L^2} (U'_{BZ} - U_p). \quad (7)$$

Jak widać z porównania (7) z (5), zależności te są identyczne, gdyż $U'_{BZ} = U_{BZ}$ po odrzuceniu sprzężenia zwrotnego.

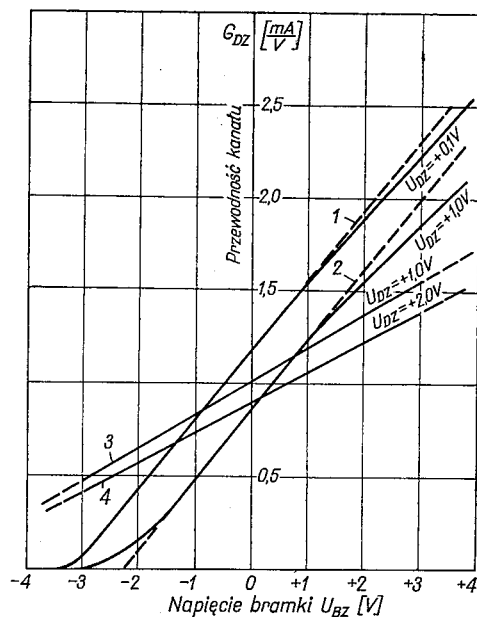


Rys. 1. Układy połączeń tranzystora MOSFET przy pomiarach:

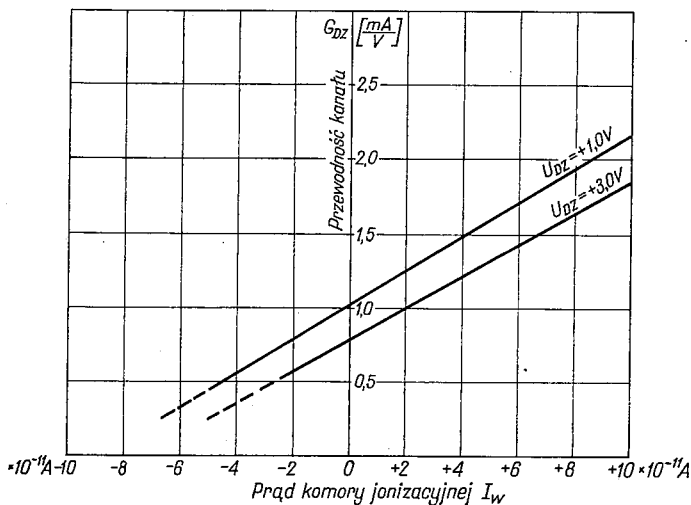
a) bez sprzężenia zwrotnego, b) ze sprzężeniem zwrotnym i pobudzeniem napięciowym, c) ze sprzężeniem zwrotnym i pobudzeniem prądowym

Na rysunku 1b i 1c pokazano układy połączeń tranzystorów typu MOSFET z zastosowanym sprzężeniem zwrotnym, spełniające warunek (4) na uzyskanie liniowości charakterystyki $G_{DZ} = f(U_{BZ})$.

W układzie doświadczalnym zastosowano oporniki $R_1 = R_2 = 5 \cdot 10^{10} \Omega$. Tak duże wartości oporności potrzebne są do uzyskania odpowiedniego napięcia wejściowego U_{BZ} przy pobudzaniu układu ze źródła prądowego o bardzo dużej oporności wewnętrznej (np. komory jonizacyjnej). Układ ze sprzężeniem zwrotnym przebadano w dwóch wersjach pobudzenia: napięciowego (rys. 1b) i prądowego (rys. 1c). W celu stworzenia możliwie rzeczywistych warunków pracy układu pomiary w układzie z rys. 1b przeprowadzono z udziałem źródła promieniowania beta (Sr 90), komory jonizacyjnej typu KBM-10/40 i układu z tranzystorem polowym MOSFET typu 3 SK 20. Wyniki pomiarów przedsta-



Rys. 2. Przewodność kanału tranzystora MOSFET (3SK20H) zmierzona w układzie: z rys. 1a — krzywe 1 i 2, z rys. 1b — krzywe 3 i 4



Rys. 3. Przewodność kanału tranzystora MOSFET typu 3SK20H zmierzona w układzie z rys. 1c

wiono w postaci charakterystyk $G_{DZ} = f(U_{BZ})$ dla układu 1a i 1b — na rys. 2, a dla układu 1c — na rys. 3.

Porównanie rezultatów zastosowania warunków (3) i (4) dla uzyskania liniowych przebiegów $G_{DZ} = f(U_{BZ})$, pokazuje rys. 2. Krzywe 1 i 2, pomierzone w układzie bez sprzężenia zwrotnego (układ z rys. 1a), przy napięciach drenu $U_{DZ} = 100 \text{ mV}$ i $U_{DZ} = 1 \text{ V}$, ilustrują w jak znacznym stopniu nierówność (3) wpływa na długość liniowego

odcinka charakterystyki $G_{DZ} = f(U_{BZ})$. W przypadku krzywej 1 odcinek liniowy charakterystyki jest 1,5-krotnie dłuższy od odcinka liniowego krzywej 2. Krzywe 3 i 4 zostały zdjęte w układzie pomiarowym z zastosowanym sprzężeniem zwrotnym (układ z rys. 1b). Jak widać, liniowość charakterystyki jest zachowana w całym zakresie sterowania tranzystora i nie zależy od wielkości napięcia drenu U_{DZ} .

Uzyskanie szerokiego zakresu liniowości charakterystyk przewodności spowodowało jednak zmniejszenie zakresu regulacji przewodności kanału. Drugą wadą tego układu jest konieczność stosowania dodatkowego opornika wysokoomowego, co nie jest wygodne ze względów konstrukcyjnych i ekonomicznych.

Analizując dalej uzyskane krzywe 1 i 2 z rys. 2 widzimy, że największe odchylenia od liniowości charakterystyk przewodności występują przy niskich napięciach bramki $U_{BZ} \simeq U_p$ i przy dużych wartościach napięć bramki $U_{BZ} \gg U_p$. Nieliniowość przewodności w dolnej części krzywych wynika z przechodzenia punktu pracy tranzystora z części triodowej charakterystyk statycznych do części pentodowej. Przewodność G_{DZ} , zmieniająca się w części triodowej zgodnie z zależnością (2) przy spełnieniu warunku $U_{DZ} \ll U_{BZ} - U_p$, zaczyna się zmieniać przy $U_{DZ} \simeq U_{BZ} - U_p$ wg równania:

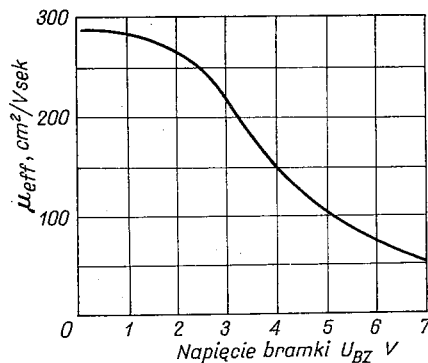
$$G'_{DZ} = \frac{\mu \cdot C_o}{2 \cdot L^2} \cdot U_{DZ}, \quad (8)$$

a więc przewodność G'_{DZ} przestaje zależeć od napięcia bramki U_{BZ} .

Z pomiarów tranzystora polowego MOSFET można wnioskować, że liniowość dolnej części charakterystyki przewodności jest zadawalająca przy spełnieniu warunku:

$$U_{DZ} \leq 10(U_{BZ} - U_p). \quad (9)$$

Odchylenie od liniowości charakterystyk $G_{DZ} = f(U_{BZ})$ przy dużych wartościach napięć bramki ($U_{BZ} \gg U_p$) powodowane jest wpływem silnego pola elektrycznego na ruchliwość μ nośników prądu w kanale.



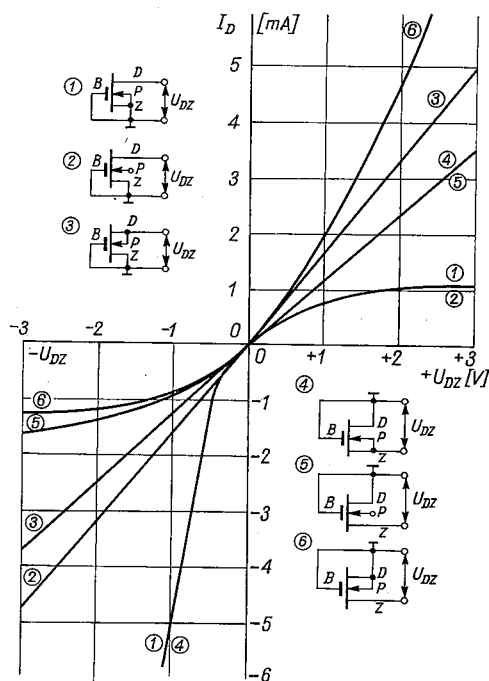
Rys. 4. Zależność ruchliwości nośników od napięcia bramki według [8]

Wpływ pola elektrycznego na efektywną ruchliwość μ_{eff} nośników pokazuje rys. 4 [8]. Przy małych natężeniach pola odpowiadających małym napięciom bramki, ruchliwość μ_{eff} jest prawie stała, następnie silnie maleje ze wzrostem natężenia pola. Zjawisko to tłumaczyć można zwiększeniem się rozproszenia powierzchniowego nośników prądu pod

wpływem działania silnego pola i jest ono zależne również od drogi swobodnej nośników i od grubości utworzonego kanału na powierzchni półprzewodnika. Można się więc spodziewać, że w stałej temperaturze odchylenie od liniowości charakterystyki $G_{DZ} = f(U_{BZ})$ będzie stałe, gdyż zależy ono od cech konstrukcyjno-technologicznych tranzystora.

2.1. Wpływ układu połączeń elektrod i polaryzacji tranzystora

Tranzystory polowe z kanałem wdyfundowanym mają elektrodę bramki umieszczoną niesymetrycznie względem elektrod drenu i źródła. Ma to na celu zwiększenie napięcia przebicia między źródłem i drenem oraz zmniejszenie pojemności bramka-dren. Położenie punktu odcięcia kanału będzie więc w tej wersji konstrukcyjnej zależało od układu połączeń elektrod i polaryzacji tranzystora. Stwarza to możliwość zwiększenia obszaru triodowego charakterystyk wyjściowych tranzystora, przez co można uzyskać dobrą liniowość zmiany przewodności w funkcji napięcia sterującego przy dużych wartościach napięcia drenu jak też przy jego dodatniej i ujemnej polaryzacji.

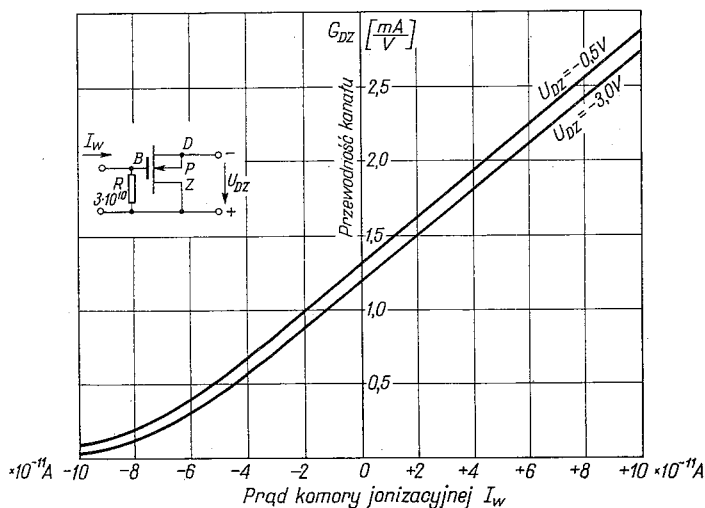


Rys. 5. Charakterystyki wyjściowe tranzystora MOSFET typu 3SK20H zmierzone w kilku wersjach układowych połączeń elektrod i polaryzacji tranzystora

Na rys. 5 przedstawiono wyniki pomiaru tranzystora z kanałem wdyfundowanym w postaci charakterystyk $I_D = f(U_{DZ})$ dla sześciu różnych kombinacji połączeń elektrod i polaryzacji tranzystora. Z otrzymanych krzywych widać, że najlepszą liniowość i duży jej zakres, zarówno przy dodatniej jak i ujemnej polaryzacji drenu posiada układ połą-

czeń 3. Pozostałe układy dają duży zakres liniowości przy polaryzacjach drenu: tylko dodatnich — krzywe 4, 5 i 6, lub tylko ujemnych — krzywą 2.

Wyniki pomiarów tranzystora MOSFET w najbardziej korzystnym układzie połączeń i polaryzacji elektrod pokazuje rys. 6. Pomiary przeprowadzono w układzie ze źródłem promieniowania, komorą jonizacyjną i układem tranzystora z opornikiem wysokoomowym



Rys. 6. Przewodność kanału tranzystora MOSFET typu 3SK20H

na wejściu. Prąd jonizacyjny komory I_w zmieniony był, zależnie od położenia źródła promieniowania i polaryzacji komory w granicach od 0 do $\pm 10^{-10} \text{ A}$. Dawało to przy oporniku wejściowym o wartości $R_{wej} = 3,5 \cdot 10^{10} \Omega$ zmianę napięcia wejściowego U_{BZ} w granicach $\pm 3,5 \text{ V}$.

Jak widać z wykresu, zmianom tym towarzyszyła zmiana przewodności kanału G_{DZ} w granicach od 0,2 mS do 2,8 mS, przy czym liniowość otrzymanego przebiegu $G_{DZ} = f(I_w)$ można uznać za zadawalającą w granicach sterowania prądem komory jonizacyjnej I_w od $-7 \cdot 10^{-11} \text{ A}$ do $+1 \cdot 10^{-10} \text{ A}$, co odpowiada zmianie napięcia wejściowego U_{BZ} od $-2,5 \text{ V}$ do $+3,5 \text{ V}$. Zmiany napięcia drenu U_{DZ} w granicach od $-0,5 \text{ V}$ do $-3,0 \text{ V}$ powodują w całym zakresie pomiarowym zmianę przewodności kanału mniejszą od 10%.

2.2. Wpływ temperatury

Oprócz wyżej opisanych czynników największy wpływ na stabilność wartości przewodności kanału tranzystora MOSFET ma zmiana temperatury otoczenia.

Wpływ temperatury na przewodność kanału objawia się przez zmianę ruchliwości μ nośników prądu i wartości napięcia progowego U_p .

Zgodnie z równaniem (5) można napisać:

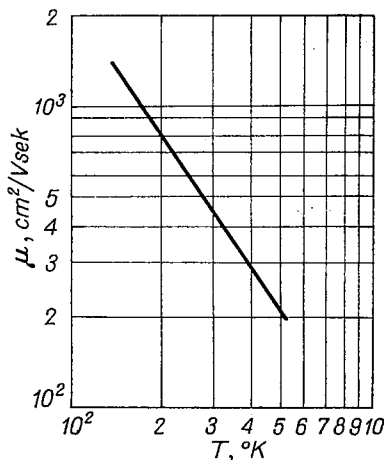
$$G_{DZ}(T) = \frac{\mu(T) \cdot C_o}{L^2} \cdot [U_{BZ} - U_p(T)]. \quad (10)$$

Określmy współczynnik temperatury zmiany przewodności kanału przez:

$$\alpha_T = \frac{dG_{DZ}}{G_{DZ}} \cdot \frac{1}{dT}. \quad (11)$$

Podstawiając równanie (10) do (11) i następnie różniczkując względem temperatury, otrzymamy:

$$\begin{aligned} \alpha_T &= \frac{1}{G_{DZ}} \cdot \left\{ \frac{d\mu(T)}{dT} \cdot \frac{C_o}{L^2} [U_{BZ} - U_p(T)] - \frac{C_o}{L^2} \mu(T) \frac{dU_p(T)}{dT} \right\} = \\ &= \frac{1}{G_{DZ}} \cdot \frac{\mu(T) \cdot C_o}{L^2} [U_{BZ} - U_p(T)] \cdot \left[\frac{1}{\mu(T)} \cdot \frac{d\mu(T)}{dT} + \frac{1}{U_p(T) - U_{BZ}} \cdot \frac{dU_p(T)}{dT} \right] = \\ &= \frac{1}{\mu(T)} \cdot \frac{d\mu(T)}{dT} + \frac{1}{U_p(T) - U_{BZ}} \cdot \frac{dU_p(T)}{dT}. \quad (12) \end{aligned}$$



Rys. 7. Zależność ruchliwości nośników od temperatury według [7]

Charakter zmian ruchliwości μ w funkcji temperatury T pokazuje rysunek 7 [7]. Jak z tego rysunku wynika, ze wzrostem temperatury w zakresie $200^\circ \text{K} \div 450^\circ \text{K}$ ruchliwość maleje według funkcji:

$$\mu(T) = \mu_o \cdot T^{-\frac{3}{2}}, \quad (13)$$

wobec czego

$$\frac{d\mu(T)}{dT} = -\frac{3}{2} \cdot \frac{\mu(T)}{T}. \quad (14)$$

Dla określenia wpływu temperatury na zmianę wartości napięcia progowego U_p , dobre przybliżenie daje zależność [8]:

$$U_p(T) = U_p(T_o) \exp \left[-\frac{E}{kT} \right], \quad (15)$$

która po zróżniczkowaniu względem temperatury da wyrażenie:

$$\frac{dU_p(T)}{dT} = \frac{E}{K} \cdot \frac{U_p(T)}{T^2}. \quad (16)$$

Porównując otrzymane zależności (14) i (16), można stwierdzić, że wzrost temperatury powoduje zmniejszenie przewodności kanału na skutek zmniejszenia się ruchliwości nośników prądu. Jednocześnie jednak zwiększa się ilość swobodnych nośników wywołana jonizacją atomów półprzewodnika, co wywołuje wzrost przewodności kanału i zmianę wartości napięcia progowego U_p .

Występowanie tych dwóch zjawisk o przeciwnym wpływie na przewodność kanału jest bardzo ważną cechą działania tranzystorów polowych. Pozwala ona bowiem na dobranie takich warunków pracy, przy których współczynnik temperatury może być zerowy ($\alpha_T = 0$).

Wartość napięcia bramka-źródło, przy którym można uzyskać zerowy współczynnik temperaturowy ($U_{BZ/\alpha_T=0}$), otrzymamy podstawiając równania (14) i (16) do równania (12).

Następnie przyrównując prawą stronę równania (12) do zera i porządkując ją względem napięcia U_{BZ} , otrzymamy:

$$U_{BZ/\alpha_T=0} = U_p(T_0) \cdot \left[1 - \frac{2}{3} \cdot \frac{E}{kT} \right]. \quad (17)$$

Stosując katalogowe warunki pracy tranzystora MOSFET nie popełnimy dużego błędu przyjmując $E \simeq kT/2$ [8]. Wówczas równanie (17) upraszcza się do postaci:

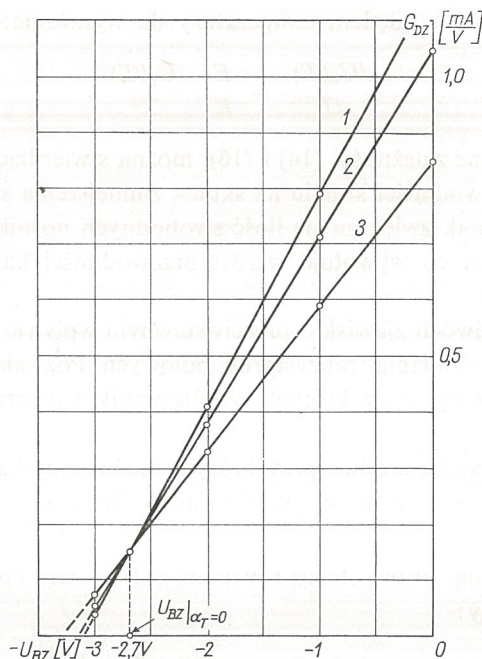
$$U_{BZ/\alpha_T=0} = \frac{2}{3} U_p(T_0). \quad (18)$$

Powyższe równanie, daje możliwość przybliżonego określenia wartości napięcia bramki, przy którym przewodność kanału tranzystora polowego nie będzie zależała od temperatury.

Na rys. 8, przedstawiono wyniki pomiarów przewodności kanału tranzystora MOSFET w funkcji napięcia sterującego, przy trzech różnych temperaturach. Jak widać z przebiegu charakterystyk $G_{DZ} = f(U_{BZ})$, w miarę wzrostu temperatury przewodność maleje. Równocześnie jednak punkt odcięcia kanału $U_p(T_0)$ przesuwa się w stronę większych ujemnych wartości napięć bramki. W rezultacie krzywe przewodności mają wspólny punkt przecięcia, któremu odpowiada zerowy współczynnik temperaturowy przewodności ($\alpha_T = 0$).

Z uzyskanych pomiarów wynika, że punkt ten występuje przy napięciu bramki $U_{BZ/\alpha_T=0} = -2,7$ V.

Posługując się wzorem (18) można obliczyć (przy założeniu $U_p(T_0) \simeq 3,5$ V), że wartość $U_{BZ/\alpha_T=0} = -2,33$ V. Różnica pomiędzy wartością obliczoną i zmierzoną wynika z trudności dokładnego wyznaczenia wartości napięcia odcięcia kanału $U_p(T_0)$, gdyż tranzystory charakteryzuje bardzo długi „ogon” dolnej części charakterystyki przewodności. Na rozbieżność wyniku teoretycznego i praktycznego mają również wpływ przyjęte założenia i uproszczenia prowadzące do wyznaczenia równania (18).



Rys. 8. Wpływ temperatury na charakterystykę $G_{DZ} = f(U_{BZ})$

1 — temperatura $+22^{\circ}\text{C}$, 2 — temperatura $+50^{\circ}\text{C}$, 3 — temperatura $+125^{\circ}\text{C}$, $U_{DZ} = 100 \text{ mV}$, układ pomiarowy z rys. 1a.

Znajomość wartości napięcia bramki, przy którym uzyskuje się zerowy współczynnik temperaturowy, ma duże znaczenie przy projektowaniu wzmacniaczy z tranzystorami polowymi, gdyż pozwala ona na uniezależnienie ich działania od wpływu temperatury.

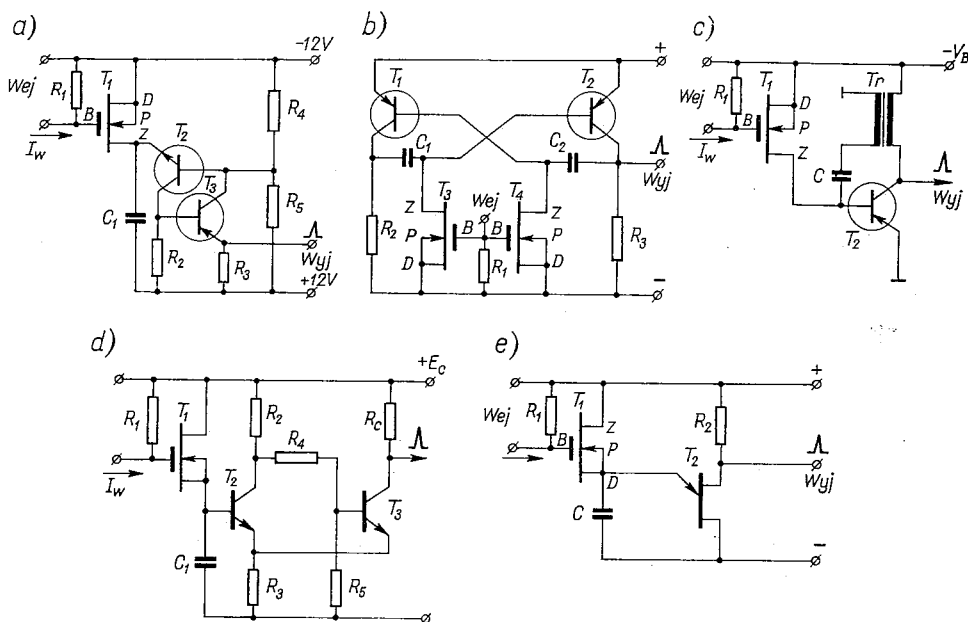
Przy zastosowaniu tranzystorów MOSFET jako elementów o zmiennej przewodności, napięcie bramki zmieniane jest w dużych granicach. Jednak przez wybór odpowiedniego zakresu tych zmian w pobliżu punktu o zerowym współczynniku temperaturowym ($U_{BZ/\alpha_T=0}$), można znacznie ograniczyć wpływ temperatury na zmiany przewodności kanału.

3. PRZYKŁADY UKŁADÓW PRZETWÓRNIKÓW Z TRANZYSTORAMI POLOWYMI MOSFET

Opisane w poprzednich rozdziałach właściwości tranzystorów polowych MOSFET mogą być wykorzystane do przetwarzania słabych sygnałów stałoprądowych na przebiegi impulsowe. Ma to szczególne znaczenie w izotopowej technice pomiarowej stosowanej w urządzeniach przemysłowych.

Obecnie spotyka się coraz więcej układów automatyki przemysłowej, w których wykorzystuje się promieniowanie radioaktywne do pomiaru takich wielkości fizycznych, jak gramatura, ciśnienie, poziom zapełnienia zbiorników itp. W tym przypadku detektorem promieniowania jest zwykle komora jonizacyjna. Wartość prądu jonizacji komory waha się w granicach $10^{-13} \text{ A} \div 10^{-10} \text{ A}$. Tak mały prąd nie nadaje się do przesyłania na większe odległości, zaś warunki pomiarowe nie zawsze pozwalają na umieszczenie wzmacniaczy bezpośrednio przy głowicy pomiarowej.

Dobre rozwiązanie tego problemu daje zastosowanie przetwarzania sygnału stałoprądowego na impulsowy, przy czym częstotliwość powtarzania impulsów powinna być proporcjonalna do wartości prądu jonizacji. Dodatkową zaletą układu przetwarzającego powinna być jego niezawodność i małe wymiary gabarytowe.



Rys. 9. Układy przetworników napięciowo-częstotliwościowych

a) z parą tranzystorów *pnp-npn*, b) z tranzystorami bipolarnymi, c) z generatorem samodławnym, d) z układem Schmitta, e) z tranzystorem jednorządźcowym

Na rys. 9 pokazano kilka wersji przetworników napięciowo-częstotliwościowych mogących spełnić wyżej podane wymagania. Wspólną cechą tych układów jest włączenie tranzystora polowego MOSFET w obwód drgań relaksacyjnych, typowych generatorów *RC*. Zmiana napięcia na wejściu tranzystora polowego, wywołana przepływem prądu jonizacji przez opornik wysokoomowy (R_1), powoduje zmianę przewodności kanału dren-źródło, co z kolei zmienia cykl drgań generatora relaksacyjnego. W efekcie częstotliwość drgań generatora będzie proporcjonalna do wartości napięcia wejściowego i do wartości prądu jonizacji (I_w).

Na rys. 9a pokazano układ generatora drgań relaksacyjnych *RC* zbudowanego na parze tranzystorów *pnp-npn* [11].

Częstotliwość drgań własnych generatora z rys. 9a, można określić wzorem:

$$f = \frac{1}{K \cdot r_{DZ} \cdot C_1}, \quad (19)$$

gdzie:

K — wartość stała,

r_{DZ} — oporność kanału dren-źródło,

C_1 — pojemność kondensatora.

Z równania (5) mamy:

$$G_{DZ} = \frac{1}{r_{DZ}} = \frac{\mu \cdot C_o}{L^2} (U_{BZ} - U_p), \quad (20)$$

wobec czego, podstawiając (20) do (19), otrzymamy:

$$f = \frac{\mu \cdot C_o}{K \cdot C_1 \cdot L^2} (U_{BZ} - U_p). \quad (21)$$

Jak wynika z przeprowadzonej w poprzednich rozdziałach dyskusji, można założyć, że w pewnym zakresie pracy wartości μ , C_o , L i U_p są stałe. Wówczas zależność częstotliwości drgań generatora od zmian napięcia bramki można opisać równaniem linii prostej, o postaci:

$$f = aU_{BZ} - b, \quad (22)$$

gdzie a i b — wartości stałe.

Pamiętając, że napięcie bramki U_{BZ} powstaje w wyniku przepływu prądu jonizacji komory I_w przez opornik wysokoomowy R_1 ($U_{BZ} = I_w \cdot R_1$), równanie (22) można przedstawić następująco:

$$f = k_1 \cdot I_w - k_2, \quad (23)$$

k_1 , k_2 — wartości stałe.

Zgodnie z równaniem (23), częstotliwość drgań generatora relaksacyjnego jest wprost proporcjonalna do wartości prądu jonizacji komory. Zatem układ przedstawiony na rys. 9a, stanowi bardzo prosty przetwornik prądowo-częstotliwościowy.

Liniową zależność częstotliwości drgań od napięcia wejściowego można również uzyskać w przypadku układów przetworników pokazanych na rys. 9b, c, d i e. Rysunki te przedstawiają kilka wersji generatorów relaksacyjnych w układach: multiwibratora astabilnego z tranzystorami bipolarnymi (rys. 9b), generatora samodławnego (rys. 9c), przerzutnika Schmitta (rys. 9d) i generatora relaksacyjnego z tranzystorem jednozłączowym (rys. 9e).

Istnieje więc dość duży wybór układów, za pomocą których można zrealizować prosty przetwornik napięciowo-prądowy.

Dokładniejsze omówienie działania i parametrów poszczególnych układów nie mieści się w zakresie tematu tego artykułu. Należy jednak zwrócić uwagę na duże możliwości rozwojowe tego typu przetworników, a zwłaszcza przetwornika z tranzystorem jednozłączowym (rys. 9e). Przetwornik ten może być wykonany w postaci scalonego układu monolitycznego, gdyż technologia nanoszenia na wspólne podłoże polowych tranzystorów cienkowarstwowych (TFT), tranzystorów jednozłączowych i elementów RC jest już dostatecznie opanowana [9, 10].

Korzyści, jakie mogą wyniknąć z tak wykonanego układu przetwornika mogą być ogromne, gdyż pozwolą na zwiększenie niezawodności, polepszenie parametrów i zmniejszenie kosztów urządzeń stosowanych w izotopowej technice pomiarowej.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. W. Stefański, A. Szymański, Współczesne tendencje rozwoju wzmacniaczy elektrometrycznych, PTJ, s. Aparatura, nr 28 (286), 1966.
2. J. B. McCaslin, Some Uses and Characteristics of MOS Transistors for Health Physics Applications, Raport UCRL-16446, July 1965.
3. W. Katkiewicz, Zasady projektowania przenośnych monitorów na tranzystorach z izolowaną bramką, Raport CLOR-67/D, Warszawa 1967.
4. Z. Korzec, Tranzystory polowe, WNT, Warszawa 1969.
5. P. Trappe, Das Gleichstromverhalten des Feldeffekt-Transistors, Nachrichtentechnik 17 (1967), H. 3, s. 92—98.
6. A. Biletti, Operation of a MOS Transistors as a Variable Resistor, Proc. of the IEEE, 1966, N. 8, s. 1093—1094.
7. H. C. de Graaff, Temperature Influence on the Channel Conductance of MOS Transistors, Electronics Letters, May 1967, Vol. 3, N. 5, s. 195—196.
8. R. Zuleeg, Temperature Compensation Effect in MOS Transistors, Proc. IEEE, 1965, Vol. 53, N. 7, s. 732.
9. M. Białko, Układy mikroelektroniczne, WKŁ, Warszawa 1969.
10. A. Ambroziak, Półprzewodnikowe układy scalone, PWN, Warszawa 1966.
11. J. Droszcz, Konwerter napięciowo-częstotliwościowy w izotopowej technice pomiarowej, Post. Techn. Jądr., 15, s. 155—160, Warszawa 1971.

J. DROSZCZ

PROPERTIES OF A FIELD EFFECT MOSFET-TYPE TRANSISTOR
AS A VARIABLE RESISTOR OF VOLTAGE CONTROL

Summary

The article discussed the properties of MOSFET transistors as variable resistors of voltage control. The channel conductivity characteristics in control voltage function, at variable work conditions of the transistor were examined. At the end of the article, practical systems used in isotopic measurement engineering were given, as examples for practical use of the above discussed transistor's properties.

J. DROSZCZ

EIGENSCHAFTEN DES MOSFET-TRANSISTORS
ALS SPANNUNGSGESTEUERTEN RESISTORS

Zusammenfassung

In der Bearbeitung werden Eigenschaften der MOSFET-Transistoren als spannungsgesteuerte Resistoren besprochen. Es wurden Eigenschaften der Leitfadenkanäle in Funktion der Steuerspannung in verschiedenen Arbeitsbedingungen des Transistors überprüft und erzielte Resultate angegeben.

Am Ende dieses Aufsatzes wurden in kernphysikalischer Messtechnik gebräuchliche praktische Schaltungen als Beispiele für die Ausnutzung oben besprochener Eigenschaften des Transistors angeführt.

Я. ДРОЩ

**ХАРАКТЕРНЫЕ ЧЕРТЫ ТРАНЗИСТОРА MOSFET ПРИМЕНЯЕМОГО
В КАЧЕСТВЕ ПЕРЕМЕННОГО РЕЗИСТОРА УПРАВЛЯЕМОГО НАПРЯЖЕНИЕМ**

Р е з ю м е

В статье обсуждены характерные черты транзисторов типа MOSFET применяемых в качестве переменных резисторов, управляемых напряжением. Исследованы характеристики проводимости канала в функции управляющего напряжения в различных условиях работы транзистора.

В заключение статьи приведены схемы применяемые практически в изотопной измерительной технике в качестве примеров по использованию изложенных особенностей транзистора.

Tranzystorowa realizacja żyratora

MICHAŁ BIAŁKO (GDAŃSK), ZBIGNIEW TOMASZEWSKI (GDYNIA)

Instytut Technologii Elektronicznej Politechniki Gdańskiej

Otrzymano 26.1.1972.

W artykule przedstawiono podstawowe własności żyratora oraz problem jego stabilności. Rozpatrzono żyratory budowane ze źródeł prądowych sterowanych napięciem (ZPSN i RZPSN). Podano szereg wskazówek dotyczących konstrukcji źródeł ZPNS i RZPSN. Zamieszczono również wyniki pomiarów żyratora wykonanego z elementów indywidualnych, który uzyskano w wyniku połączenia dwóch RZPSN. Omówiono także sposób eliminacji dwustanowości napięć na wejściach żyratora.

1. WPROWADZENIE

Burzliwie rozwijające się w ostatnim dziesięcioleciu technologie mikroelektroniczne i związane z tym trudności w wytwarzaniu mikroelektronicznych cewek indukcyjnych zmusiły specjalistów z zakresu teorii układów elektronicznych do intensywnego poszukiwania metod symulacji indukcyjności w układach elektronicznych. Celowo zwrócono tutaj uwagę na układowe analogi indukcyjności, albowiem inne rozwiązania, w tym głównie z zakresu przyrządów półprzewodnikowych, mają jak na razie znaczenie tylko teoretyczne.

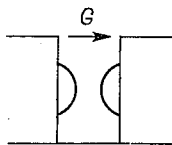
Obecnie znana jest duża liczba elektronicznych układowych analogów indukcyjności różniących się między sobą własnościami tak elektrycznymi, jak i eksploatacyjnymi. Stanowią one podgrupę ogólniejszej klasy układów, występującej w literaturze pod nazwą konwerterów dodatnio impedancyjnych (PII). Wspólną cechą charakterystyczną tej klasy jest to, że wszystkie te układy służą do inwersji admitancji (impedancji) na impedancję (admitancję), przy czym współczynnik inwersji jest stałą mającą postać immitancji. Ta głównie cecha decyduje o możliwości zastosowania tych układów w syntezie filtrów aktywnych.

Jednym z najlepszych znanych dotychczas układowych analogów indukcyjności jest żyrator. Wprowadzony przez Tellegena w 1948 roku stał się obecnie jednym z podstawowych elementów współczesnej teorii układów aktywnych. Jest to elementarny układ elektroniczny opisywany macierzą admitancyjną $[Y]$;

$$Y = \begin{bmatrix} 0 & \pm G \\ \mp G & 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

o symbolu graficznym jak na rys. 1.

W praktyce występują jednakże pewne odchylenia od modelu idealnego, przez co macierz nieidealnego żyratora zawiera dodatkowe elementy wynikające z niemożliwości zapewnienia stabilnych, zerowych wartości wejściowych admitancji zwarciovych y_{11} i y_{22} .



Rys. 1. Symbol graficzny żyratora

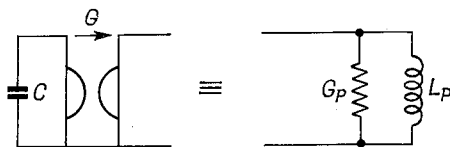
Proponowane dawniej rozwiązanie tego problemu polegające na kompensacji pasożytniczych składników g_{11} i g_{22} poprzez dołączenie przewodności ujemnych $-g_{11}$ i $-g_{22}$ jest w praktyce nie do przyjęcia ze względu na dużą czułość sumaryczną parametrów żyratora na zmiany tych przewodności.

Macierz nieidealnego żyratora można wobec tego zapisać w następującej postaci:

$$Y = \begin{bmatrix} g_{11} + jb_{11} & g_{12} + jb_{12} \\ -g_{21} + jb_{21} & g_{22} + jb_{22} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Założono przy tym, że pracuje się w zakresie napięć zmiennych, dla których żyrator może być traktowany jako układ liniowy. W ogólnym przypadku elementy g_{ij} i b_{ij} są wymiernymi funkcjami częstotliwości.

Dysponując pełną macierzą (2) można z formalnego punktu widzenia przeprowadzić dokładną analizę własności żyratora. Otrzymane w wyniku tego zależności są jednakże tak dalece nieprzejryste, że uniemożliwia to podanie wniosków końcowych w zwartej postaci. Z drugiej zaś strony można w zakresie małych częstotliwości pominąć wpływ elementów biernych b_{ij} , w wyniku czego macierz żyratora staje się rzeczywistą. Jeżeli przy



Rys. 2. Układ symulacji indukcyjności stratnej

tym obciąży się żyrator pojemnością C , jak to pokazano na rys. 2, można w tym układzie symulować indukcyjność stratną. Wynika to z charakteru admitancji wejściowej Y_{we} , która wyraża się następującym związkiem:

$$Y_{we} = y_{11} - \frac{y_{12}y_{21}}{y_{22} + Y_0} = g_{11} + \frac{g_{12}g_{21}}{g_{22} + sC}. \quad (3)$$

Wykazano [1], że admitancję Y_{we} można przedstawić jako:

$$Y_{we} = G_p + \frac{1}{j\omega L_p}, \quad (4)$$

gdzie:

$$L_p = \frac{1}{g_{11} T_0} \cdot \frac{1 + \Omega^2}{\Omega}, \quad (5)$$

$$G_p = g_{11} \frac{1 + T_0 + \Omega^2}{1 + \Omega^2}, \quad (6)$$

$$T_0 = \frac{g_{12} g_{21}}{g_{11} g_{22}}; \quad \Omega = \frac{\omega}{\frac{g_{22}}{C}} = \frac{\omega}{\omega_g}. \quad (7), (8)$$

Warto zauważyć, że w rozważanym zakresie częstotliwości wielkość T_0 określona wzorem (7) równa jest stosunkowi zwrotnemu żyrotora, a mianowicie:

$$T_0 \triangleq 1 + \frac{\Delta}{\Delta_0}, \quad (7a)$$

gdzie:

Δ — wyznacznik macierzy (2) gdy $b_{ij} = 0$,

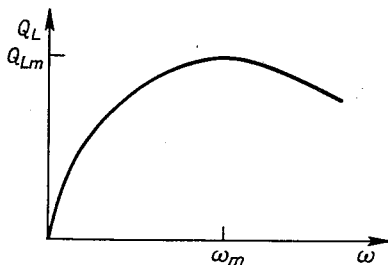
Δ_0 — wartość Δ dla $g_{21} = 0$.

Dobroć symulowanej indukcyjności jest dana wzorem:

$$Q_L = \frac{1}{\omega G_p L_p} = \frac{\Omega \cdot T_0}{1 + T_0 + \Omega^2}, \quad (9)$$

albo:

$$Q_L = \frac{\omega g_{12} g_{21} \cdot C}{g_{11} g_{22}^2 + g_{12} g_{21} g_{22} + g_{11} \omega^2 C^2}. \quad (9a)$$



Rys. 3. Wykres zależności $Q_L(\omega)$ w zakresie małych częstotliwości

Funkcja ta osiąga maksimum równe:

$$Q_{Lm} = Q_L(\omega_m) = \frac{\sqrt{T_0}}{2} \quad (10)$$

dla częstotliwości:

$$\omega_m = \omega_g \sqrt{T_0} \quad \text{dla } T_0 \gg 1. \quad (11)$$

Zależność (9) wygodniej jest przedstawić w postaci:

$$Q_L = Q_{L_m} \frac{2 \frac{\omega}{\omega_m}}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^2}. \quad (12)$$

Na rys. 3 przedstawiono przebieg tej funkcji w zakresie małych częstotliwości.

Zakres częstotliwości większych

Analiza żyratora w zakresie większych częstotliwości wymaga przyjęcia pełnego opisu żyratora nieidealnego, czyli macierzy (2). Prowadzi to jednak do wyrażeń bardzo zawiłych a przez to mało przejrzystych, dlatego też poniżej przedstawiono analizę uproszczoną, która nie prowadzi jednakże do jakościowych zmian. Otóż, biorąc pod uwagę, że żyrator jest z natury układem wymagającym bliskich zeru wartości elementów y_{11} i y_{22} , można poczynić następujące założenie:

$$g_{11} = g_{22} = b_{11} = b_{22} = 0. \quad (13)$$

W wyniku tego, po uwzględnieniu warunku (13) otrzymuje się z zależności (3) wyrażenie na indukcyjność symulowaną:

$$L_p = \frac{C}{g_{12}g_{21} + b_{12}b_{21}} = \frac{L'_p \cdot L''_p}{L'_p + L''_p}, \quad (14)$$

gdzie:

$$L'_p = \frac{C}{g_{12}g_{21}} \quad \text{oraz} \quad L''_p = \frac{C}{b_{12}b_{21}}. \quad (15), (16)$$

Warto zauważyć, że indukcyjność L_p jest wielkością wypadkową występującą z równoległego połączenia indukcyjności L'_p i L''_p , z których pierwsza „tworzona” jest przez elementy g_{12} i g_{21} , natomiast druga, pasywna, jest skutkiem istnienia elementów biernych b_{12} i b_{21} .

Wspomniana wyżej zawiłość wyrażeń analitycznych spowodowała, że nie przytoczono również pełnych zależności na dobroć symulowanej indukcyjności, ograniczając się jedynie do analizy uproszczonej. Jednak przyjęte w tym przypadku uproszczenia są w zakresie interesujących nas częstotliwości spełnione dość dobrze, tak że uzyskane wyrażenia opisują właściwości żyratora z wystarczającą dokładnością. W poniższej analizie założono mianowicie, że macierz żyratora można przedstawić w postaci:

$$Y = \begin{bmatrix} g_1 & \frac{g_{12}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0}} \\ \frac{-g_{21}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0}} & g_1 \end{bmatrix}. \quad (17)$$

Przyjęto więc tutaj jednobiegunowe przybliżenie funkcji wymiernych $y_{ij}(s)$, natomiast funkcje y_{22} i y_{11} zastąpiono stałymi, przy czym $g_{11} = g_{22} = g_1$. Należy podkreślić, iż wszystkie elementy macierzy (17) można z łatwością określić w drodze pomiarów, przy czym ω_0 jest 3dB-ową górną częstotliwością graniczną, a konduktancje g_{ij} są małoczęstotliwościowymi parametrami macierzy (17).

Można udowodnić [13], że dobroć symulowanej indukcyjności w zakresie większych częstotliwości (Q_{Lw}) wyraża się wzorem:

$$Q_{Lw} = \frac{1}{Q_L^{-1} - 2 \frac{\omega}{\omega_0}}, \quad (18)$$

gdzie Q_L określone jest zależnością (9a).

Indukcyjność symulowana jest przy tym równa:

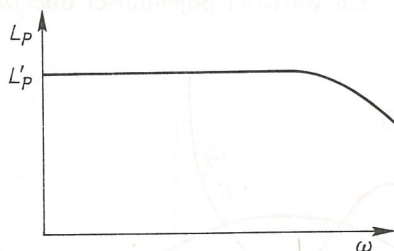
$$L_p = L'_p \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_L} \right)^2}, \quad (19)$$

gdzie:

L'_p — określone wyrażeniem (15),

$$\omega_L = \frac{g_{12}g_{21}}{g_1 \cdot C}.$$

Wyrażenie (19) jest szczególną postacią wzoru (14), w którym funkcje g_{12} i g_{21} oraz b_{12} i b_{21} określono zgodnie z przyjętą macierzą aproksymującą (17). Na rys. 4 przedstawiono przebieg funkcji L_p .



Rys. 4. Wykres zależności $L_p(\omega)$

Ze wzoru (18) wynika, że dobroć Q_{Lw} może osiągać bardzo duże wartości zarówno dodatnie jak i ujemne, a w granicznym przypadku może dążyć do nieskończoności; innymi słowy układ może stać się niestabilnym. Zapewnienie bezwzględnej stabilności wymaga zatem spełnienia następującej nierówności:

$$Q_L^{-1} > \frac{2\omega}{\omega_0}. \quad (18a)$$

Wprowadzając oznaczenie ω_∞^2 dla częstotliwości, przy której $Q_{Lw} \rightarrow \infty$, otrzymuje się w wyniku rozwiązania zależności (19) warunek:

$$\omega < \omega_\infty = \frac{1}{\sqrt{C \left(\frac{2}{\omega_0 g_1} - \frac{C}{g_{12}g_{21}} \right)}}, \quad (20)$$

który oznacza, że dla każdej częstotliwości $\omega < \omega_\infty$ układ pozostaje stabilny. Jeżeli ω_∞ jest wielkością rzeczywistą oznacza to, że funkcja Q_{Lw} ma jeden punkt nieciągłości, a zatem układ jest potencjalnie niestabilny. Jeżeli natomiast ω_∞ nie istnieje jako liczba rzeczywista, Q_{Lw} jest funkcją ciągłą dla wszystkich dodatnich ω , wykazującą maximum lokalne. Z powyższego wynika związek na wielkość pojemności obciążenia żyratora, powyżej której układ jest absolutnie stabilny, a mianowicie aby $Q > 0$ musi być spełniony związek:

$$-C^2 \frac{1}{g_{12}g_{21}} + C \frac{2}{\omega_0 g_1} < 0, \quad (21)$$

z czego wynika:

$$C > \frac{2g_{12}g_{21}}{\omega_0 g_1}. \quad (22)$$

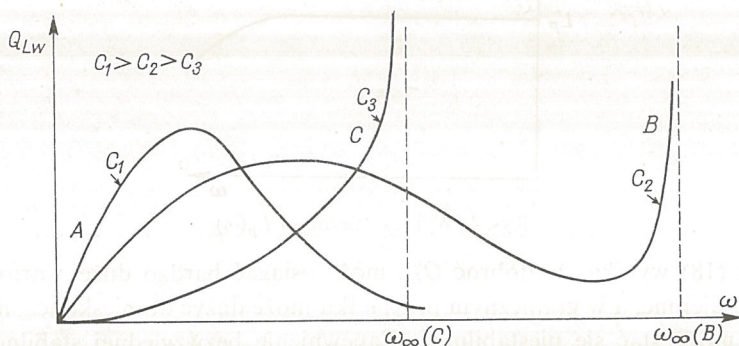
Badając dalej zależność (20), można określić minimalną wartość ω_∞ . W tym celu należy zróżniczkować funkcję (20) względem C i przyrównując pochodną do zera otrzymuje się, po rozwiązaniu tego równania:

$$\omega_{\infty \min} = \omega_\infty(C_{\min}) = \frac{\omega_0}{\sqrt{T_0}}, \quad (23)$$

przy czym:

$$C_{\min} = \frac{g_{12}g_{21}}{\omega_0 g_1}. \quad (24)$$

W oparciu o uzyskane wyniki można teraz wykreślić szkicowo przebieg Q_{Lw} w szerokim zakresie częstotliwości, dla trzech wartości pojemności obciążenia. Przedstawiono to na rys. 5.



Rys. 5. Wykres zależności $Q_{Lw}(\omega)$ dla trzech wartości pojemności C

Z rysunku 5 widać, że w zależności od wielkości pojemności obciążenia, Q_{Lw} jest funkcją malejącą: jedno ekstremum (przypadek A), dwa punkty ekstremalne (przypadek B), albo w ogóle nie posiadającą ekstremum lokalnego (przypadek C). Na podstawie tych rozważań można sformułować następujące stwierdzenia:

a) gdy $C > \frac{2g_{12}g_{21}}{\omega_0 g_1}$, Q_{Lw} jest funkcją ciągłą mającą jeden punkt ekstremalny i jest to maksimum lokalne. Występuje ono dla częstotliwości określonej zgodnie ze wzorem (11);

b) gdy $\frac{g_{12}g_{21}}{\omega_0 g_1} < C < \frac{2g_{12}g_{21}}{\omega_0 g_1}$, funkcja Q_{Lw} ma jeden punkt nieciągłości oraz posiada dwa punkty ekstremalne: maksimum i minimum lokalne;

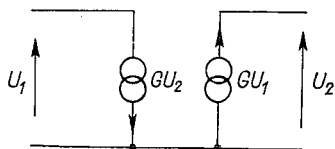
c) gdy $C < \frac{g_{12}g_{21}}{\omega_0 g_1}$, funkcja Q_{Lw} ma jeden punkt nieciągłości i jest monotonicznie rosnąca.

Z przytoczonych wyżej rozważań wynika praktyczny wniosek, że ze względu na wymaganą bezwzględną stabilność pracy żyratora, pojemność obciążenia powinna każdorazowo spełniać warunek a).

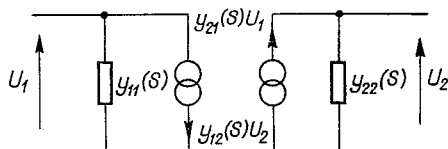
Podsumowaniem przeprowadzonych tutaj rozważań jest jeszcze inny zasadniczy wniosek: realizacje techniczne żyratora powinny zapewniać możliwie maksymalne zbliżenie się do macierzy (1), przy czym istotne jest zwrócenie uwagi na fakt, że dobroć Q_L jest proporcjonalna do $\sqrt{T_0}$. Zauważmy też ponownie, że zgodnie z wyrażeniem (7) i (7a) T_0 ujmuję wszystkie elementy macierzy (2) rozważanej w zakresie małych częstotliwości. Dodając, że żyrator jest zazwyczaj wykorzystywany w tym właśnie zakresie, staje się jasnym, iż głównym zadaniem konstruktora jest maksymalizacja stosunku zwrotnego T_0 . Z drugiej jednak strony ze wzrostem T_0 wiąże się nierozłącznie wzrost szumów, poziomu mocy traconej, rozmiarów itd., co zmusza konstruktora do poszukiwań rozwiązań kompromisowych.

2. UKŁADY ŻYRATORA TRANZYSTOROWEGO

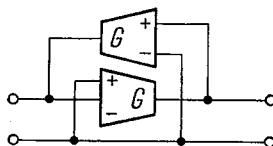
Spośród wielu realizacji najpopularniejsze jest rozwiązanie polegające na zastosowaniu źródeł prądowych sterowanych napięciowo. Dlatego też w dalszej części artykułu rozpatruje się zagadnienia związane z konstrukcją ZPSN (źródło prądowe sterowane napięciowo) i RZPSN (różnicowe źródło prądowe sterowane napięciowo). Należy jednak z naciskiem



Rys. 6. Realizacja żyratora w oparciu o ZPSN



Rys. 7. Schemat czwórnika równoważnego rzeczywistego żyratora



Rys. 8. Realizacja żyratora w oparciu o RZPSN

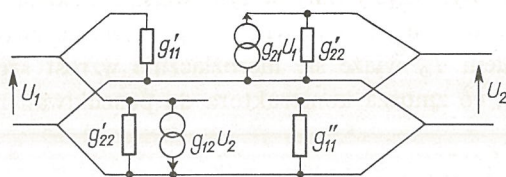
podkreślić, że inne rozwiązania, zwłaszcza budowane w oparciu o wzmacniacze operacyjne, charakteryzują się także dobrymi właściwościami (np. żyrator Riordana).

Układ idealnego żyratora można zrealizować w postaci równoległego połączenia dwóch ZPSN-ów, jak pokazano na rys. 6. W układzie rzeczywistym wystąpią jeszcze pasożytnicze

admitancje y_{11} i y_{22} , przy czym wszystkie elementy macierzy będą, jak już powiedziano, funkcjami częstotliwości. Równoważny układ można zatem przedstawić w sposób pokazany na rys. 7. Układy żyratora można również zrealizować łącząc dwa elementy RZPSN [12], jak przedstawia rys. 8.

2.1. Realizacja źródła prądowego sterowanego napięciowo

Głównym celem, do którego należy dążyć konstruując żyrator jest, jak wspomniano, maksymalizacja stosunku zwrotnego T_0 . Innymi słowy, ZPSN-y powinny jak najbardziej zbliżyć się do idealnych. Warto w tym miejscu zwrócić uwagę na fakt, że wielkość uzyskiwanego w danym układzie stosunku zwrotnego może być potraktowana jako bezpośrednia miara porównawcza różnych realizacji żyratorów. Można jednakże wprowadzić także inny współczynnik, określający ogólnie własności ZPSN-ów, a mianowicie współczynnik



Rys. 9. Układ równoważny żyratora zbudowanego z elementów ZPSN (RZPSN)

dobroci źródła. W tym celu należy rozważyć układ pokazany na rys. 9. Jest to jak widać układ żyratora, zbudowany z dwóch ZPSN-ów, słuszny w zakresie małych częstotliwości.

Macierz admitancyjną tego czwórnika można przedstawić w następującej postaci:

$$Y = \begin{bmatrix} g'_{11} + g'_{22} & g_{12} \\ -g_{21} & g'_{22} + g'_{11} \end{bmatrix}. \quad (25)$$

Przez porównanie macierzy (25) i (2) można zapisać:

$$g'_{11} + g'_{22} = g_{11} \quad \text{oraz} \quad g'_{22} + g'_{11} = g_{22}.$$

W przypadku, gdy spełnione będą poniższe związki, układ z rys. 9 można traktować jako żyrator:

$$\begin{aligned} g'_{11} + g'_{22} &\ll g_{12}; & g'_{22} + g'_{11} &\ll g_{21} \\ g_{12} &= g_{21}. \end{aligned} \quad (26)$$

Aby spełnione były założenia (26) ZPSN musi spełniać następujące związki

$$g'_{11} \rightarrow 0, \quad g'_{22} \rightarrow 0, \quad (27)$$

co można zapisać jako:

$$q = \frac{g_{21}}{g'_{11} + g'_{21}} \rightarrow \infty. \quad (28)$$

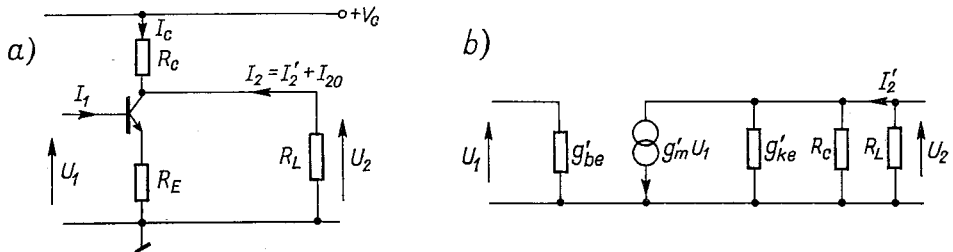
We wzorze (28) symbol q oznacza właśnie wyżej wspomniany współczynnik dobroci źródła, który można w przypadku równych źródeł powiązać za stosunkiem zwrotnym T_0 :

$$T_0 = \frac{g_{21}g_{12}}{(g'_{11} + g''_{22})(g'_{22} + g''_{11})} = q^2 \quad (29)$$

dla $g'_{11} = g''_{11}$ i $g'_{22} = g''_{22}$.

Reasumując, można — co jest stwierdzeniem dość oczywistym — powiedzieć, że własności żyratora są tym lepsze, im większa jest dobroć źródeł użytych do jego realizacji. Metody realizacji źródeł o dużych dobrociach q są przedmiotem rozważań prowadzonych w dalszej części tego artykułu.

Jedną z najprostszych realizacji ZPSN jest układ z jednym tranzystorem. Układ ten mający w swej pierwotnej postaci znaczenie tylko teoretyczne, zawiera jednakże podstawową koncepcję układową, która po kolejnych modyfikacjach pozwala konstruować ZPSN o dużej dobroci.



Rys. 10: a) Układ prostego ZPSN, b) Schemat zastępczy, słuszny w zakresie małych częstotliwości

Rozważając układ z rys. 10 można zapisać następujące związki:

$$I'_2 \cong \frac{R_c \cdot U_1}{R_E(R_c + R_L)} = g_{21} \cdot U_1. \quad (30)$$

Całkowity prąd płynący przez obciążenie R_L zawiera jednakże dodatkowy składnik, wynikający z rozplywu składowej stałej prądu kolektora na prądy I_{E0} i I_{20} . Zatem sumaryczny prąd I_2 będący sumą składników: liniowego I_2 i stałego I_{20} , to znaczy:

$$I_2 = I'_2 + I_{20} = g_{21}U_1 + I_{20}, \quad (31)$$

jest nieproporcjonalną funkcją napięcia sterującego, ponieważ:

$$I_2(0) = I_{20} \neq 0. \quad (32)$$

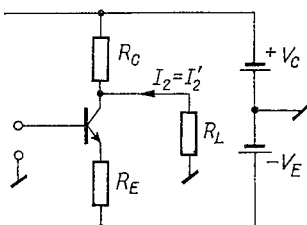
Należy podkreślić, że stosując dwa źródła zasilające tranzystor w układzie pokazanym na rys. 11, można uzyskać zerowy potencjał kolektora (przy braku sygnału), nie można jednak spełnić zależności (32), gdyż przy zerowym potencjale na wejściu napięcie kolektor-emiter równe jest napięciu baza-emiter. Tranzystor w takich warunkach pracuje w stanie bliskim nasyceniu, tracąc tym samym właściwości elementu aktywnego.

Biorąc pod uwagę małosygnałowe parametry tego czwórnika, można korzystając ze schematu zastępczego (rys. 10a) słusznego w zakresie małych częstotliwości napisać nastę-

pujące wyrażenia na admitancję wejściową i wyjściową układu:

$$Y_{we} = \frac{I_1}{U_1} = \frac{1}{\beta_0 R_E} = g'_{11}, \quad (33)$$

$$Y_{wy} = \frac{I_2}{U_2} = \frac{1}{R_c} = g'_{22}. \quad (34)$$

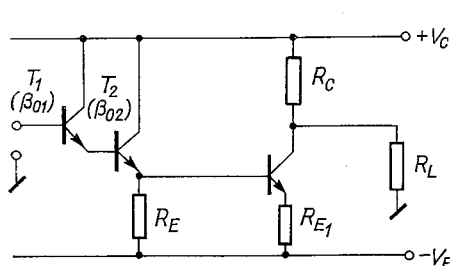


Rys. 11. Schemat układu zmodyfikowanego

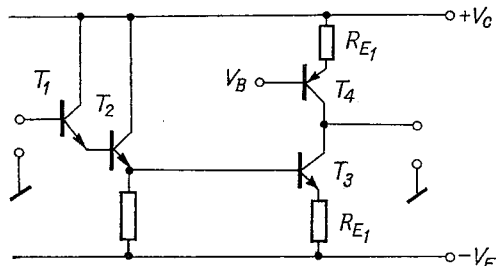
W układzie tym współczynnik dobroci źródła q równy:

$$q = \frac{1}{\frac{R_E \left(\frac{R_L}{R_c} + 1 \right)}{\frac{1}{\beta_0 R_E} + \frac{1}{R_c}}} \quad (35)$$

powinien, dla zapewnienia dużych wartości dobroci symulowanej indukcyjności, osiągać możliwie duże wartości. Wybór wartości R_E musi być przy tym kompromisowy z uwagi na to, że jednocześnie spełnienie warunku dużej wartości g_{21} i małej wartości g'_{11} jest niemożliwe. W praktyce wartość opornika R_E zawiera się w granicach $1/3 \div 3 \text{ k}\Omega$, co jest uwarunkowane koniecznością zapewnienia pracy tranzystorów w obszarze aktywnym.



Rys. 12. Schemat układu ZPSN o zwiększonej oporności wejściowej



Rys. 13. Schemat układu o zwiększonej oporności wejściowej i wyjściowej

Z przeprowadzonych wyżej rozważań wynika, że dobroć tego układu osiąga stosunkowo małe wartości, co gwarantuje uzyskanie symulowanych indukcyjności o niewielkich dobrociach (rzędu $10 \div 15$). Wynika to ze zbyt dużych wartości przewodności g'_{11} i g'_{22} . Zmniejszenie przewodności g'_{11} można uzyskać w układzie pokazanym na rys. 12, będącym

pierwszą modyfikacją układu z rys. 10. Jak widać, zastosowano tutaj stopień wejściowy w układzie Darlingtona, w którym jak wiadomo można uzyskać przewodność wejściową równą:

$$Y_{we} = g'_{11} = \frac{1}{\beta_{01} \cdot \beta_{02} \cdot R_E}. \quad (36)$$

Zastosowanie dwójki Darlingtona rozwiązuje w dostatecznym stopniu problem przewodności g'_{11} , która obecnie jest znacznie mniejsza od przewodności g'_{22} . Kolejna modyfikacja układu z rys. 10 powinna zatem zapewnić zmniejszenie elementu g'_{22} . Taką skuteczną metodą, mającą przy tym wiele innych zalet, jest zastosowanie w miejsce opornika R_c tranzystora pracującego w charakterze obciążenia dynamicznego. Modyfikację tą przedstawiono na rys. 13.

Tranzystor spełnia w tym układzie podwójną rolę. Dla sygnałów zmiennych przedstawia sobą oporność równą:

$$R'_c = \frac{g_{ke}}{1 + g_m R_{E1}},$$

która jako oporność przyrostowa tranzystora pracującego w obszarze aktywnym jest bardzo duża. Natomiast z punktu widzenia prądów stałych $T4$ reprezentuje sobą sumę oporności statycznej tranzystora i opornika R_E . Stosując w miejsce tranzystorów $T3$ i $T4$ parę tranzystorów komplementarnych, uzyskuje się też całkowitą (w idealnym przypadku) eliminację prądów I_{CE0} , zapewniając tym samym lepszą stałość potencjału na wyjściu układu. Dalsza poprawa stałości tego potencjału możliwa jest przez zastosowanie pary tranzystorów $n-p-n/p-n-p$ wytworzonych na wspólnym podłożu, tzw. matched pair, przez co zapewnia się prawie identyczne rozkłady temperatur w obu tranzystorach. W scalonych układach monolitycznych zagadnienie zapewnienia stałości potencjału na wyjściu układu nie jest tak poważnym problemem, jak w układach warstwowych hybrydowych.

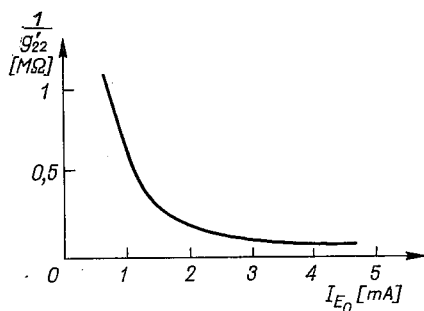
Powracając do zagadnienia przewodności wyjściowej, należy podkreślić silną jej zależność od spoczynkowego prądu emitera, czyli od punktu pracy stopnia wyjściowego.

Przykładowo na rys. 14 przedstawiono wykres zależności $\frac{1}{g'_{22}} = f(I_{E0})$ dla pary komple-

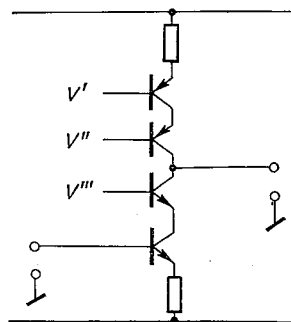
mentarnej BC107/BC177, przy czym $R_E = 1 \text{ k}\Omega$ oraz $V_c = V_E = 4,5 \text{ V}$. Jak widać z rys. 14 oporność wyjściowa rośnie w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalnie do wartości prądu emitera I_{E0} . Chcąc więc uzyskać małą wartość g'_{22} należy prąd I_{E0} uczynić możliwie małym. Z drugiej strony, praca z małymi prądami emitera zwięża liniowy zakres dynamiczny tranzystora. W praktyce kompromisowym rozwiązaniem jest przyjęcie wartości prądu emitera z przedziału $0,5 \div 1 \text{ mA}$. Dalsze zmniejszenie przewodności g'_{22} można uzyskać w układzie przedstawionym na rys. 15. Układ ten ma jednak tę niedogodność, że wymaga zwiększonej liczby elementów aktywnych, co z punktu widzenia całkowitego poboru mocy oraz jego ewentualnych realizacji techniką warstwową jest zjawiskiem niekorzystnym. Dla przykładu, w tablicy 1 zamieszczono wyniki pomiarów takiego stopnia, zbudowanego w oparciu o tranzystory BC107/BC177. W układzie źródła, w którym w stopniu wejściowym zastosowano dwójkę Darlingtona (rys. 12) oraz czterotranzystorowy

stopień wyjściowy uzyskano współczynnik q rzędu 2000. Warto zauważyć, że pozwala to na realizację indukcyjności o dobroci $Q_L = 1000$.

Innym, ważnym parametrem określającym źródło, jest górna pulsacja graniczna ω_0 , którą dla danego układu źródła można wyznaczyć w drodze pomiarów albo na podstawie



Rys. 14. Wykres zależności $\frac{1}{g'_{22}} = f(I_{E0})$ dla pary komplementarnej BC107/177



Rys. 15. Schemat stopnia końcowego z zastosowaniem czterech tranzystorów

analizy układu. Trzeba jednakże podkreślić, iż dokładne wyznaczenie tej wielkości jest praktycznie wykonalne dla struktur układowych zawierających niewielką liczbę elementów aktywnych. Bardziej złożone układy wymagają użycia maszyn cyfrowych.

Tablica

I_{E0} [mA]	g'_{22} [μ S]
0,5	0,17
1	0,38
2	0,78
3	0,97

Niemniej jednak istnieją metody, za pomocą których można stosunkowo łatwo określić pulsację ω_0 , z wystarczającą dla celów praktycznych dokładnością. Szczególne przy tym zalety ma metoda polegająca na badaniu bieguna dominującego. Wprowadzie wymaga ona spełnienia tzw. warunku dominacji, określanego na podstawie znajomości funkcji przenoszenia układu, jednak w większości układów spotykanych w praktyce można założyć, że jest on spełniony w dostatecznym stopniu. Pulsacja graniczna ω_0 określona jest wówczas znanym wyrażeniem:

$$\omega_0 = \left(\sum_{i=1}^n R_{oi} C_i \right)^{-1}.$$

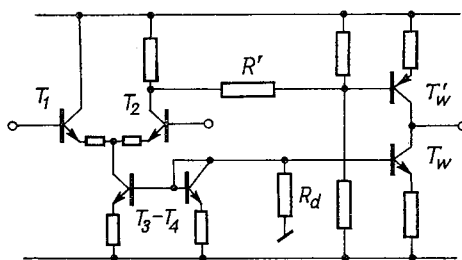
We wzorze tym C_i oznacza i -tą pojemność w układzie (w schemacie zastępczym mieszane- π zazwyczaj ujmujemy pojemności C_{be}' i C_{tk}) oraz R_{oi} oznacza oporność widzianą przez C_i przy pozostałych pojemnościach przyrównanych do zera.

2.2. Realizacja różnicowego źródła prądowego sterowanego napięciowo — RZPSN

Na wstępie artykułu wspomniano o możliwości realizacji żyratora w oparciu o elementy RZPSN. Obecnie krótko omówione zostaną podstawowe zagadnienia związane z ich budową.

Istotną zaletą stosowania RZPSN do budowy żyratora jest możliwość wykorzystania jednego z wejść: odwracającego albo nieodwracającego fazę. Eliminuje to konieczność wprowadzenia dodatkowego stopnia tranzystorowego odwracającego fazę, w przypadku gdy żyrator budowany jest ze ZPSN. Ponadto warto zauważyć, że w przypadku stosowania RZPSN do budowy żyratora wymagane są dwa identyczne układy, co z punktu widzenia ich scalenia ma znaczenie zasadnicze.

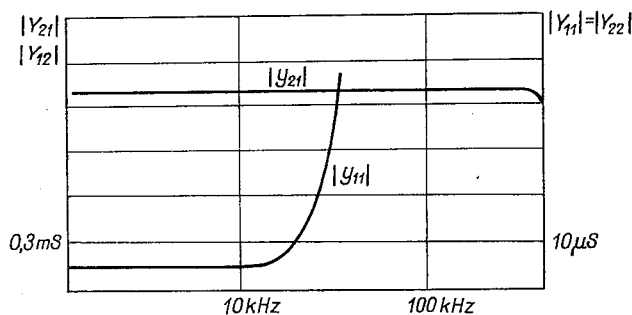
Główną z konstrukcyjnego punktu widzenia cechą odróżniającą ZPSN od RZPSN jest charakter stopnia wejściowego, który w RZPSN musi być stopniem różnicowym. Stopień ten może być budowany w oparciu o klasyczny układ wzmacniacza różnicowego, z tym że powinien on zapewniać dodatkowo możliwie dużą oporność wejściową. Na rys. 16



Rys. 16. Schemat układu wykonanego z elementów indywidualnych

przedstawiono układ źródła, w którym zastosowano prosty stopień różnicowy spełniający powyższe wymagania w dostatecznym stopniu. Ze względu na żądaną dużą oporność wejściową, stopień pracuje z prądami emitera równymi $50 \mu\text{A}$. Szczegółowy opis właściwości tranzystorów pracujących w zakresie mikrowatowym można znaleźć w pracy [4].

Dalsze zwiększenie oporności wejściowej można uzyskać przez zastąpienie każdego z tranzystorów $T1$ i $T2$ dwójką Darlingtona. Warto zauważyć, że w układzie źródła z rys. 16 zdecydowano się na oddzielne spolaryzowanie tranzystora Tw' , przy czym wtrącono dodatkowo opornik R' . Zmniejszyło to jak się okazało wpływ stopnia wejściowego na pracę stopnia wyjściowego. Optymalna, dobrana eksperymentalnie wartość opornika R' wynosiła 100 omów i nie była krytyczna. Doboru tego dokonano w sposób następujący: dla ustalonego prądu emitera stopnia wejściowego (ustawienie opornika regulowanego R_d) zbadano dla kilku wartości opornika R' (parametr) zależność $U_{wy} = f(T)$ zmieniając temperaturę w zakresie od $10 \div 60^\circ\text{C}$. Po otrzymaniu wykresu zależności, wartość opornika wybrano z przedziału, w którym ta funkcja wykazywała płaskie minimum.



Rys. 17. Wykres zmian parametrów $|y_{ij}|$ układu żyratora wykonanego z elementów RZPSN (rys. 16)

Na rys. 17 przedstawiono wyniki pomiarów parametrów y_{ij} macierzy admittancyjnej żyratora zbudowanego z dwóch RZPSN, których schemat pokazano na rys. 16. W układzie tym uzyskano umiarkowaną wartość współczynnika dobroci q równą 100.

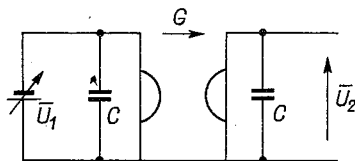
3. ŻYRATOR ZŁOŻONY Z ELEMENTÓW ZPSN I RZPSN

Jak wspomniano, realizacja budowanego w oparciu o elementy ZPSN i RZPSN sprowadza się do prostych równoległych połączeń tych układów. Należy jednak podkreślić, że w tym układzie połączeń możliwe jest uzyskanie żyratora uziemionego. Żyrator taki jest trójnikiem, w którym wspólny dla obu wejść zacisk jest uziemiony. Jest to niewątpliwie ograniczenie, jeśli się zważy na fakt, że za pomocą uziemionego żyratora nie można symulować indukcyjności nieuziemionej (ang. floating), stanowiącej niezbędny element wielu filtrów a w szczególności dolnoprzepustowych i pasmowo-przepustowych. Pewne jednakże modyfikacje układu, podane przez Holmesa (1966), Sheahan'a (1966), Yanagisawę (1967) i Rao (1969), pozwalają na realizację żyratora nieuziemionego. Biorąc jednak pod uwagę fakt, iż kaskadowe połączenie dwóch idealnych żyratorów uziemionych stanowi transformator idealny, który umożliwia symulację indukcyjności nieuziemionej, wyżej wspomniana niedogodność nie umniejsza zalet żyratora jako symulatora indukcyjności.

W obu jednak przypadkach, a mianowicie: w procesie tworzenia samego żyratora z elementów ZPSN (RZPSN) oraz przy kaskadowym łączeniu żyratorów celem uzyskania transformatora, istotnym problemem stają się stałoprądowe relacje między węzłami połączeniowymi. Połączenie dwóch elementów ZPSN (RZPSN) nie może spowodować zmiany punktów pracy żadnego ze stopni w obu źródłach, w przeciwnym bowiem wypadku mogłoby to spowodować wytrącenie punktu pracy żyratora z obszaru liniowego (normalnego obszaru pracy żyratora). Aby spełnić te wymagania wystarczy zapewnić jednakowy poziom napięcia stałego na wejściu i wyjściu każdego z żyratorów. Poziom ten w szczególnym przypadku może być poziomem zerowym.

Aby bliżej wyjaśnić te zagadnienia, rozważa się układ pokazany na rys. 18, pozwalający na pomiar zależności stałego napięcia $\bar{U}_2$ na zaciskach wyjściowych w funkcji pobudzenia napięciem stałym na pozostałej parze zacisków. Dla napięć zmiennych zaciski obu wejść

zwarto dużymi pojemnościami ($1 \mu\text{F}$). Zgodnie z tym co już powiedziano, żyrator jako element liniowy powinien zapewniać zerowy (lub niezerowy ale stały) potencjał na obu parach zacisków wejściowych, przy braku pobudzenia. Zatem przy właściwej polaryzacji

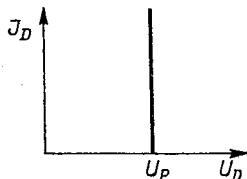


Rys. 18. Układ do pomiaru charakterystyk $\bar{U}_2 = f(\bar{U}_1)$ oraz $\bar{U}_1 = \varphi(\bar{U}_2)$

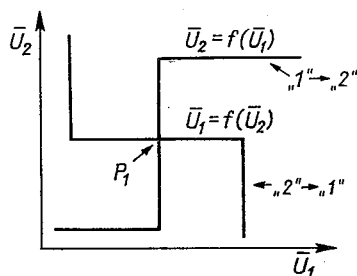
odwrotne połączenie dwóch ZPSN (RZPSN) nie zmienia warunków pracy żadnego ze źródeł. Dodatkowo, silne ujemne sprzężenie zwrotne, którym objęte jest każde ze źródeł, wpływa stabilizująco na stałość tego potencjału. Wskutek działania tego sprzężenia w układzie ustala się pewien stan stabilny, któremu odpowiadają zerowe (niezerowe) wartości napięć stałych na zaciskach żyratora.

Może się jednak zdarzyć, w przypadku niewłaściwego doboru warunków pracy poszczególnych stopni, że w układzie mogą wystąpić dwa a nawet trzy stany stabilne, odpowiadające różnym poziomom napięć stałych.

Układ z rys. 18 umożliwia pomiar charakterystyk $\bar{U}_2 = f(\bar{U}_1)$ oraz $\bar{U}_1 = f(\bar{U}_2)$ pozwalając tym samym na ocenę stabilności poziomów napięć stałych. Charakterystyki te, dla przypadku idealizowanych charakterystyk złącz tranzystora zgodnie z rys. 19, przedsta-



Rys. 19. Idealizowana charakterystyka złącz tranzystora



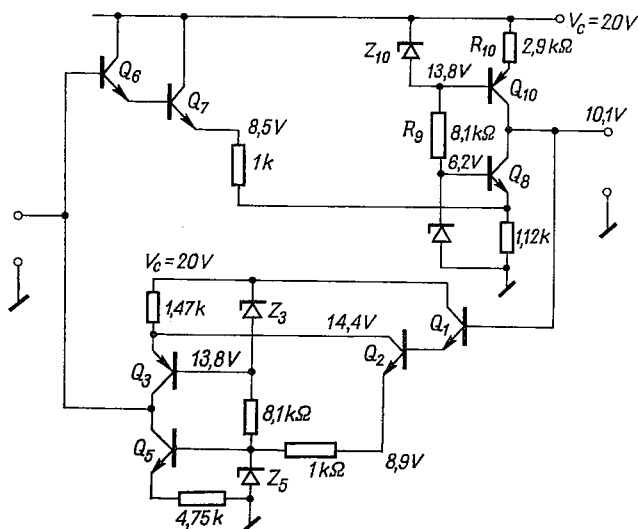
Rys. 20. Idealizowane charakterystyki $\bar{U}_2 = f(\bar{U}_1)$
 $\bar{U}_1 = \varphi(\bar{U}_2)$

wiono na rys. 20. Punkt P_1 może znajdować się w początku układu współrzędnych (przypadek zerowego potencjału), lub leżeć na jednej z dwóch prostych przechodzących przez początek układu a nachylonych do jego osi pod kątem 45 stopni. Proste te są miejscem geometrycznym punktów mających równe współrzędne, czyli spełniających warunek równości potencjałów wejścia i wyjścia źródła.

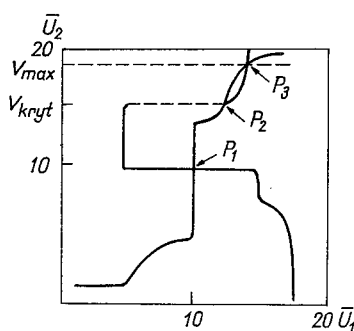
Warto zauważyć, że w tym układzie pomiarowym, ze względu na zerową oporność wewnętrzną generatora, sprzężenie zwrotne nie występuje, wskutek czego na zaciskach wejściowych wymusza się żadaną wartość napięcia $\bar{U}_1$.

W układzie praktycznym występują jednakże pewne odchylenia od charakterystyk idealnych. T. May (1970) zmierzył tego rodzaju charakterystyki dla prostego żyratora

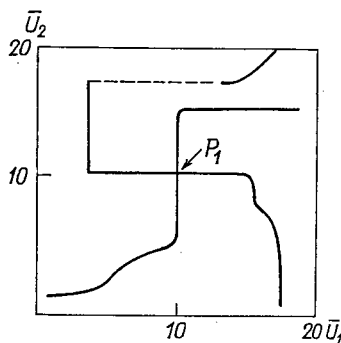
celem takiego doboru elementów (wartości oporników), aby wyeliminować dwustanowość napięć wyjściowych. Schemat badanego żyratora przedstawiono na rys. 21. Na rys. 22 i 23 przedstawiono charakterystyki układu przed zmianą elementów i po ich zmianie. Widać, że w układzie pierwotnym występują dwa stany stabilne P_1 i P_3 (P_2 jest stanem niestabilnym).



Rys. 21. Schemat żyratora badanego przez Maya



Rys. 22. Wyniki pomiarów zależności $\bar{U}_2(\bar{U}_1)$, $\bar{U}_1(\bar{U}_2)$ przed zmianą R_9 i R_{10}



Rys. 23. Wyniki pomiarów zależności $\bar{U}_2(\bar{U}_1)$, $\bar{U}_1(\bar{U}_2)$ po zmianie R_9 i R_{10}

nym). Dodatkowo można zauważyć, że warunkiem likwidacji drugiego, niezerowego stanu stabilnego jest spełnienie następującej nierówności;

$$\bar{U}_{\text{kryt}} - \bar{U}_{\text{max}} > 0, \quad (37)$$

gdzie:

$\bar{U}_{\text{kryt}}$ — jest napięciem zależnym od doboru napięcia Zenera i opornika R_a ,

$\bar{U}_{\text{max}}$ — jest napięciem nasycenia charakterystyki $\bar{U}_2 = f(\bar{U}_1)$,

przez co zapewnia się przecięcie charakterystyk tylko w punkcie P_1 . Spełnienie tego warunku jest możliwe przez odpowiednio wcześniejsze odcięcie jednego z tranzystorów, a więc przez dobór wartości oporników w obwodzie jego zasilania.

W przypadku układu z rys. 23 wykazano [11], że warunek (37) jest spełniony, gdy tranzystor Q_{10} dla napięć większych od napięcia $V_{cc} - V_z$ jest odcięty; V_z oznacza napięcie Zenera diod stabilizujących. Wykazano [11], że dla wartości oporników spełniających poniższą nierówność układ ma jeden punkt stabilny:

$$\frac{R_9}{R_{10}} < \frac{V_{cc}}{V_z} - 2. \quad (38)$$

W ogólnym przypadku nie można oczywiście wskazać na konkretny tranzystor, którego punkt pracy należałoby zmienić, można jednakże podać ogólne zasady postępowania. Sprowadza się ono do systematycznej kontroli napięć kolektor-emiter w całym zakresie badanych napięć. Pozwala to na zlokalizowanie tranzystora, którego warunki pracy należy zmienić tak, aby zapewnić jego odcięcie na poziomie napięć wynikającym ze spełnienia nierówności (37). Wstępną lokalizacją tego tranzystora może być jakościowa analiza pracy układu.

Innym, nie mniej istotnym zagadnieniem związanym z pracą żyratora tranzystorowego jest ograniczony zakres dynamiki napięć sygnału. Oznacza to, że istnieje taka wartość napięcia sygnału (np. wartość skuteczna), powyżej której elementy macierzy admitancyjnej nie mogą być dalej uważane za stałe, gdyż w rzeczywistości parametry żyratora są nieliniowymi funkcjami napięcia sygnału. Pociąga to za sobą poważne konsekwencje, z których jako główne wymienić należy: zmianę kształtu krzywych rezonansowych filtru żyratorowego, zniekształcenia nieliniowe, trudności w zestrajaniu filtrów żyratorowych itd., przy czym zasadniczą rolę odgrywa w tym nieliniowy charakter funkcji $y_{21}(U_s)$ i $y_{12}(U_s)$. Znajomość tych charakterystyk, które mogą być łatwo zmierzone, pozwala na określenie zakresu liniowości żyratora ze stosunkowo dobrym przybliżeniem.

Szersze omówienie zagadnień wypływających z nieliniowego charakteru parametrów żyratora wykracza jednak poza ramy tego artykułu.

Poza wspomnianymi wyżej zagadnieniami istnieją jeszcze inne, o niemniej zasadniczym znaczeniu, które z racji szerszego omówienia w literaturze nie są tutaj omawiane. Chodzi tu głównie o zagadnienie szumów żyratora, omówienie którego znaleźć można w pracach [7], [8].

4. PODSUMOWANIE

Przedstawione w zarysie podstawowe właściwości żyratora jako symulatora indukcyjności, a także możliwości jego praktycznej realizacji wykazują, że żyrator jest jednym z najodpowiedniejszych elementów w zastosowaniu do budowy skalonych filtrów dolno-przepustowych i innych przeznaczonych do pracy przy bardzo małych częstotliwościach. Filtry takie są szeroko stosowane w teletransmisji, sejsmologii i elektromedycynie. Z innych, równie istotnych zastosowań należy wymienić możliwość użycia żyratorów do budowy kanałowych filtrów teletransmisyjnych o dużych dobrociach biegunów transmitancji.

Wyniki uzyskane w tej dziedzinie przez Orcharda i Sheahana [9] są bardzo zachęcające. Oprócz tych zastosowań, żyrator może się okazać dobrym modulatorem częstotliwości w zakresie małych częstotliwości, gdzie zapewnienie liniowej modulacji o dużym indeksie jest zadaniem trudnym.

Te i inne, cenne jego zalety dowodzą, że jest to element ze wszech miar zasługujący na uwagę, tym bardziej że w świetle wprowadzonych ostatnio na rynek amerykański nowych typów wzmacniaczy operacyjnych tzw. drugiej generacji (np. LM 701), a przypominających układ RZPSN/RZNSN [12], budowa żyratora sprowadza się do prostego połączenia równoległego dwóch takich wzmacniaczy.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. M. Białko, On Q-factor and Q Sensitivity of an Inductor Simulated by a Practical Gyrator, *Electr. Lett.*, April 1967, s. 168.
2. M. Białko, Some Properties of Transistor Gyrator Circuits, *Arch. Elektr.*, z. 2, 1968, s. 257—261.
3. M. Białko, Selective Network With Nonideal Gyrator, *Elektr. Lett.*, 1966, Dec., s. 471.
4. M. Białko, Właściwości tranzystorów pracujących w zakresie mikrowatowym, *ZNPG-Elektronika*, nr 106, XVIII, 1967.
5. M. Białko, Properties of Nonideal Transistor Gyrator Circuits, *Bull. Acad. Pol. Sci.*, Vol. XV, 1967, s. 169—176.
6. D. Herchner und W. Minner, Die Wirkungsweise und das Verhalten eines integrierten, direktgekoppelten Gyrators, *Frequenz*, Band 24, Nr. 8, 1970.
7. D. Blom, J. O. Voorman, Noise and Dissipation in Electronic Gyrator, *Ph. Re. Rep.*, Vol. 26, No 2, s. 103—113, 1971.
8. D. Blom, J. O. Voorman, Noise in Gyrator-Capacitor Filters, *Ph. Re. Rep.*, Vol. 26, No 2, s. 103—113, 1971.
9. H. J. Orchard, D. F. Sheahan, Inductorless Bandpass Filters, *IEEE J.*, SC-5, No. 3, 1970.
10. R. W. Newcomb, *Integrated Circuits Synthesis*, Prentice Hall, N.Y., 1968.
11. J. T. May, A Study of the Non-ideal Properties of the Grounded Capacitor Loaded Gyrator, Ph. D. Dissertation, Univ. Tennessee, Knoxville, June 1970.
12. W. Sieńko, Active RC Synthesis Model Using the DVCCS/DVCVS Element, *Bull. Acad. Pol. Sci.*, Vol. XIX, No. 9, 1971.
13. H. Leich, Analyse et synthèse des filtres avec gyrateurs, *Travail de Docteur de Sci. Appl.*, Faculte Polytechnique de Mons, Belgia, 1971.

M. BIAŁKO, Z. TOMASZEWSKI

A TRANSISTOR GYRATOR REALISATION

Summary

Fundamental properties of a gyrator and the problem of its stability are described in the paper. Gyrators realized of the DVCCS and VCCS are considered. Some information regarding the practical realisation of VCCS and DVCCS is given. The results of the gyrator parameter measurements are also included. The problem of bias-level-latch-up is considered as well.

M. BIAŁKO, Z. TOMASZEWSKI

RÉALISATION D'UN GYRATEUR TRANSISTORISÉ

Résumé

On a présenté les performances fondamentales des gyrateurs et les problèmes de leur stabilité. On a analysé des gyrateurs construits à l'aide des sources de courant commandées par une tension (DVCCS et VCCS). On a donné aussi plusieurs indications sur la construction de sources DVCCS et VCCS. On a montré les résultats des mesures de performance de gyrateur construit à l'aide de deux sources différentiales DVCCS. Les méthodes d'élimination d'effet de bistabilité des tensions continues d'entrée sont aussi discutées.

M. BIAŁKO, Z. TOMASZEWSKI

TRANSISTORISCHE REALISATION EINES GYRATORS

Zusammenfassung

In vorliegender Bearbeitung werden grundlegende Eigenschaften eines Gyrators sowie Probleme seiner Stabilität erwogen. Es wurden nur Gyratoren analysiert, die aus spannungsgesteuerten Stromquellen gebaut wurden. Ausserdem wurden Weisungen betreffs Konstruktion der DVCCS- und VCCS-Quellen gegeben. Auch Ergebnisse experimentaler Prüfmessungen eines aus DVCCS-Quellen gebauten Gyrators wurden angeführt. Man bespricht auch die Beseitigungsmöglichkeiten der Doppelspannungspegelarbeit des Gyrators.

М. БЯЛКО, З. ТОМАШЕВСКИ

ТРАНЗИСТОРОВАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ЖИРАТОРА

Резюме

В статье представлены главные свойства работы жиратора, а также проблемы его устойчивости. Рассматриваются жираторы построенные из источников тока управляемых напряжением. Представлено несколько указаний относящихся к конструкции источников DVCCS и VCCS. Указаны результаты экспериментальных измерений параметров жиратора из элементов DVCCS. Обсужден также способ элиминации двухсостоянности постоянных напряжений на входах жиратора.

TREŚĆ

W. Kuźniar: Pomiar napięć uderowych metodami prostownikowo-kondensatorowymi . . .	607
K. Schoepp: Analiza harmoniczna pola elektromagnetycznego w szczelinie przetwornikowej jawnobiegunowej maszyny synchronicznej	653
R. Niewiedział: Uogólnienie charakterystyk wyładowania łukowego w łukowym palniku plazmowym prądu stałego	677
J. Kaliński: Pewna możliwość zwiększenia dokładności urządzeń pomiarowych układów automatyki	705
J. Droszcz: Właściwości tranzystora polowego typu MOSFET jako zmiennego rezystora sterowanego napięciem	725
M. Białko, Z. Tomaszewski: Tranzystorowa realizacja żyratora	739

CONTENTS — TABLE DES MATIÈRES — INHALT

W. Kuźniar: Surge Voltage Recording by Means of Some Rectifier-Capacitor Arrangements Mittels Stromrichter-Kondensatoren durchgeführte Stoss Spannungsmessungen	607
K. Schoepp: Harmonic Analysis of Electromagnetic Field in Salient Pole Air Gap of Synchro- nous Machine	675
R. Niewiedział: Analyse der Oberwellen des elektromagnetischen Feldes in Luftspalt einer Schenkelpolsynchro- maschine	675
R. Niewiedział: Generalisation of Arcing Characteristics in Direct Current Plasmotron	703
Généralisation des caractéristiques de la décharge dans un brûleur plasmétique à arc à courant continu	704
Verallgemeinerung von Charakteristiken der Bogenentladung in einem Gleichstrom-Plasma- strahlbrenner	704
J. Kaliński: Possibility of Increasing the Accuracy of Automatic Systems Measuring Sets	722
Une certaine possibilité d'accroissement de la précision des installations de mesurage des systèmes de l'automatique	723
Eine Möglichkeit zur Vergrößerung der Genauigkeit der Messeinrichtungen automatischer Systeme	723
J. Droszcz: Properties of a Field Effect MOSFET-type Transistor as a Variable Resistor of Voltage Control	737
Eigenschaften des MOSFET-Transistors als spannungsgesteuerten Resistors	737
M. Białko, Z. Tomaszewski: A Transistor Gyrator Realisation	756
Réalisation d'un gyrateur transistorisé	757
Transistorische Realisation eines Gyrateurs	757

СОДЕРЖАНИЕ

В. Кузьняр: Измерения ударных напряжений выпрямительно-конденсаторными ме- тодами	652
К. Шепп: Гармонический анализ электромагнитного поля в воздушном зазоре явнополюс- ной синхронной машины	676

Р. Неведзял: Обобщение характеристик дугового разряда в плазменной дуговой горелке постоянного тока	704
Е. Калинински: Некоторая возможность увеличения точности электронных измерительных устройств в системах автоматики	724
Я. Дрош: Характерные черты транзистора MOSFET применяемого в качестве переменного резистора управляемого напряжением	738
М.Бялко, З. Томашевски: Транзисторовая реализация жиратора	757