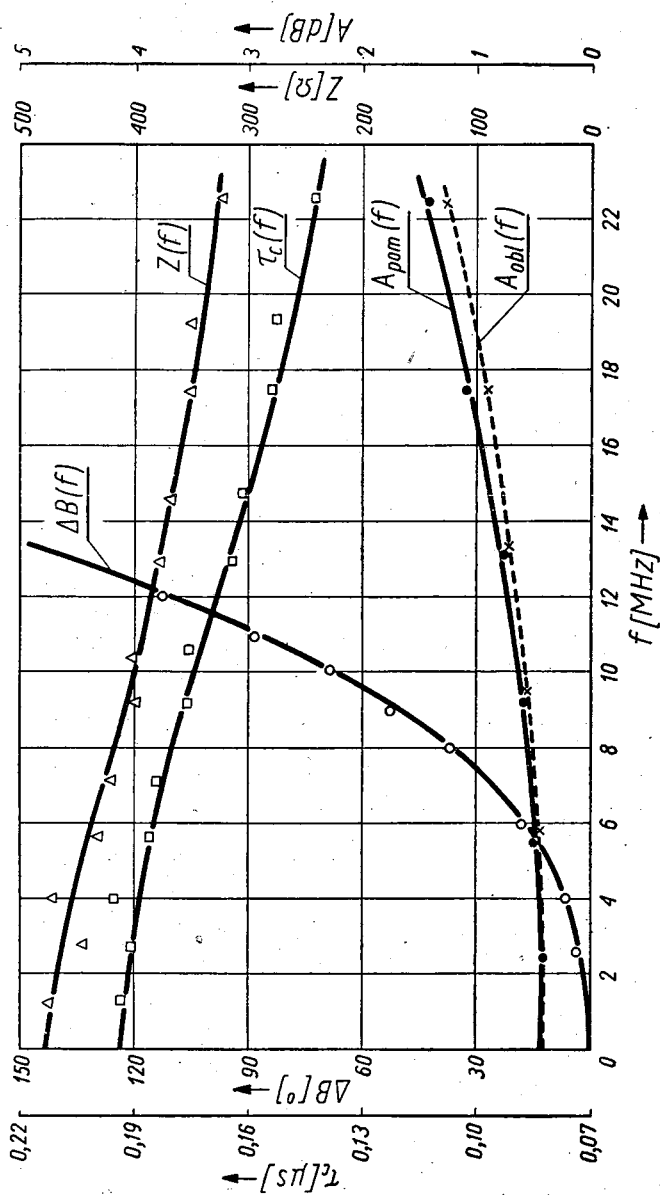
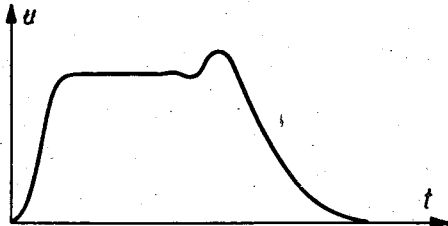




Rys. 10. Przebieg częstotliwościowy oporności falowej, opóźnienia, błędu fazy oraz tłumienia pomierzonego linii nr 7. Linia przerywaną zaznaczono tłumienie obliczone, powodowane nasłórkowością

echa. Przesuwając punkt zwarcia ekranu wzdłuż linii można uzyskać zniesienie się do przynajmniej jednej — największej oscylacji. Wielkość tej nieciągłości można regulować długością i grubością druczika zwierającego brzegi ekranu.



Rys. 11. Impuls formowany przez zwarcie na końcu linii nr 7

Inny przykład konstrukcji stanowi linia nr 20 zastosowana do synchroskopu nanosekundowego dla opóźnienia impulsów startowych.

Dla linii tej przyjęto następujące założenia:

opóźnienie całkowite $\tau_{c0} = 200$ ns, oporność falowa $Z_0 = 250 \Omega$, długość $l = 30$ cm i liniowy zakres fazy $\Delta f = 50$ MHz, przy dopuszczalnej amplitudzie przebiegu $e = 0,1$.

Z założeń tych wynika:

$$\begin{aligned} L_{c0} &= 50 \mu\text{H}, & L_0 &= 1,66 \mu\text{H/cm}, \\ C_{c0} &= 800 \text{ pF}, & C_0 &= 26,7 \text{ pF/cm}. \end{aligned}$$

Iloczyn opóźnienia przez pasmo $\tau_{c0} \Delta f = 10$; z zależności na rys. 6 dla tej wartości oraz dla $e = 0,1$ wynika wartość stosunku długości linii do jej średnicy $\frac{l}{D} = 25$. Stąd średnica spirali $D = 1,2$ cm.

Z rys. 5 można obecnie wyznaczyć dla powyższych warunków wartości stosunku jednostkowej pojemności kompensacyjnej do jednostkowej pojemności spirali — ekran — $\frac{C_b}{C_0}$, jak również stosunek długości

paska kompensacyjnego do średnicy spirali — $\frac{\eta}{D}$.

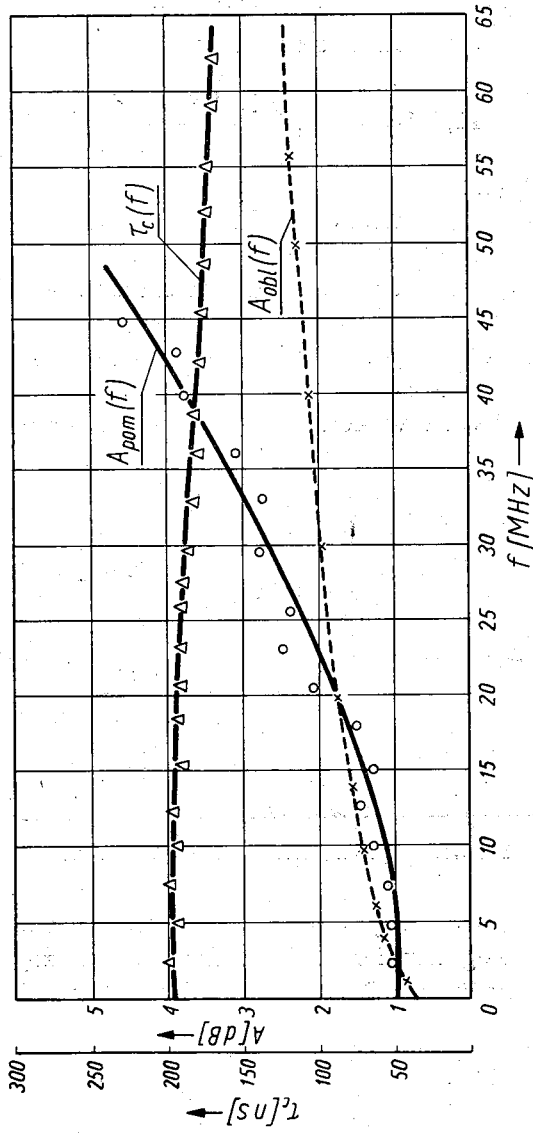
Wartości te wynoszą:

$$\frac{C_b}{C_0} = 0,89,$$

$$\frac{\eta}{D} = 1,5,$$

stąd długość pasków kompensacyjnych $\eta = 1,5$, $D = 1,8$ cm oraz $C_b = 0,89$, $C_0 = 23,8$ pF/cm.

W celu zrealizowania obliczonej indukcyjności jednostkowej należy nawinąć spiralę o n zwojach na 1 cm linii wg wzoru (6). Dla linii nr 20 $n = 10,9$ zw/cm, czyli skok uzwojenia $h = 0,915$ mm. W rozwiązaniu



Rys. 12. Przebieg częstotliwościowy opóźnienia oraz tłumienia pomierzonego linii nr 20. Linia przerywaną zaznaczono tłumienie obliczone, powodowane naskórkowością

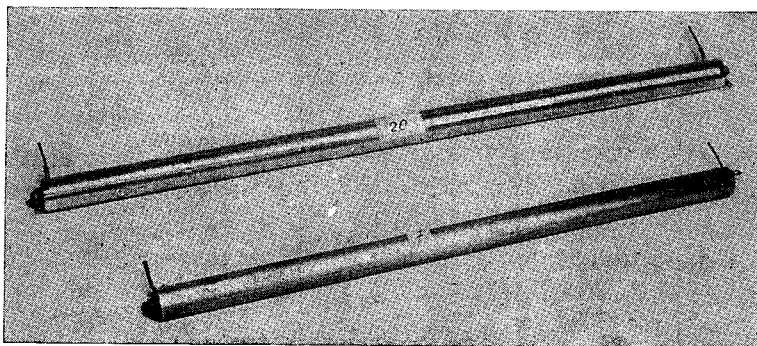
konstrukcyjnym postanowiono spiralę nawinąć drutem srebrzonym o średnicy $d = 0,5$ mm bez izolacji, przy czym właściwy odstęp pomiędzy zwojami utrzymać za pomocą dostatecznego naciągu drutu na rdzeniu spirali oraz kleju. Ekran w postaci dwóch pasków oraz paski kompensacyjne zostały umieszczone wewnątrz spirali na rdzeniu i oddzielone od spirali warstwą folii styrofleksowej o grubości 22μ .

Szerokość ekranu można wyznaczyć ze wzoru (10)

$$P = 11,4 \cdot 10^{12} \cdot C_0 \cdot \sqrt{\frac{h}{d}} \left(\frac{S}{\epsilon} + \frac{d}{25} \right);$$

z obliczenia $P = 1,05$ cm.

Po wykonaniu próbnego odcinka linii długości 3 cm z pomiaru wynika konieczność zastosowania $P = 1,14$ cm. Konstrukcyjnie wykonano to jako dwa paski ekranu o szerokości 5,7 mm umieszczone diametralnie. Szerokość dwóch pasków kompensacyjnych wyniosła odpowiednio 5,1 mm każdy. Paski kompensacyjne przecinane są co odległość $\eta = 18$ mm, tak że początki i końce jednego szeregu pasków wypadają w połowie długości drugiego szeregu pasków. Po wykonaniu linia została pomierzona w ukła-



Rys. 13. Widok zewnętrzny linii nr 7 i nr 20

dzie z rys. 8. Wyniki pomiarów przedstawia rys. 12, gdzie dla porównania podano również przebieg tłumienia obliczony z pierwszej części wzoru (12). Widok zewnętrzny linii nr 7 i nr 20 przedstawia rys. 13.

Politechnika Warszawska
Katedra Układów Elektronicznych

WYKAZ LITERATURY

1. Wierzejski W.: Podstawowe własności jednorodnych linii spiralnych. Zeszyty Naukowe Politechniki Warszawskiej, Elektryka nr 24, 1961.
2. Wierzejski W.: Kompensacja zniekształceń fazowych w liniach spiralnych. Zeszyty Naukowe Politechniki Warszawskiej, Elektryka nr 24, 1961.

3. Potier Gaston: Les lignes a retard et leur utilisation. Gauthier-Villars, Paris 1953.
4. Blewett J. P., Rubel I. H.: Video Delay Lines. PIRE, 1580, 1947.
5. Carley W. S.: Distributed Constant Delay Lines with Characteristic Impedance Higher than 5000 Ohms. Conv. Record IRE National Convention, 1953.
6. Di Toro M. J.: General Transmission Theory of Distributed Helical Delay Lines with Bridging Capacitance. Conv. Record IRE National Convention, 1953.
7. Erickson R. A., Sommer H.: The Compensation of Delay Distortion in Video Delay Lines. PIRE 38, 1036, 1950.
8. Hodelin I. A.: Coaxial Cable with High Characteristic Impedance. Radio Franc., February, 23, 1949.
9. Berkley C.: Continuously Variable Pulse Signal Delay System. Conv. Record IRE National Convention, 1953.
10. Wheeler H. A.: The Interpretation of Amplitude and Phase Distortion in Term of Pared Echoes. PIRE 359, June 1939.
11. Davis W. J.: Flexible Ferromagnetic Plastic Materials. Leaflet „The Polymer Corp., przedruk z Electrical Manufacturing, March 1956, p. 131.
12. High Impedance Delay Lines with Magnetic Core-Leaflet. Columbia Technical Corporation.
13. Kallman H. E.: Equilised Delay Lines. PIRE 34, 646, 1946.

W. WIERZEJSKI

DESIGNING AND MEASUREMENTS OF HOMOGENOUS HELICAL DELAY LINES

Summary

This paper deals with the design and measuring problems of homogenous delay lines. A survey is made of construction possibilities of the helical lines with phase error compensation or without it. The methods of parameters and dimensions calculations of both kinds of lines are given, allowing to obtain the assumed frequency characteristics and pulse respons. The measuring methods and systems for parameters and characteristics control are presented and finally examples of designed and produced lines given.

W. WIERZEJSKI

PROJECTION ET MESURES DES HOMOGÈNES LIGNES HELICALES

Résumé

L'article concerne des problèmes de construction des lignes homogènes helicales, à retard. On donne divers possibilités de construction des lignes helicales avec et sans compensation des distorsion de phase. L'article permet de calculer deux types des lignes pour obtenir des caracteristiques demandées.

Les methodes de mesure et de contrôle de leur parametres sont données. Enfin on montre des exemples des lignes calculées et construites.

W. WIERZEJSKI

PROJEKTIERUNG UND VERMESSUNGEN EINARTIGER SPIRALLEITUNGEN

Zusammenfassung

Der Beitrag behandelt Probleme, die mit dem Konstruieren einartiger Spiralleitungen verbunden sind. Es werden darin die Möglichkeiten von Konstruktionslösungen für Spiralleitungen sowohl mit Kompensation der Phasenfehler, als auch ohne Kompensation besprochen. Man behandelt dann auch die Methoden des Projektierens dieser beiden Leitungsarten, bei bedingten: Frequenz- und Impulscharakteristiken und berichtet über Messungsmethoden, deren Anwendung die Prüfung ihrer Parameter ermöglichen.

Zum Schluß werden Exempel projektierter und ausgeführter Leitungen angeführt.

В. ВЕЖЕЙСКИ

ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ИЗМЕРЕНИЯ ОДНОРОДНЫХ СПИРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Резюме

В статье рассмотрены проблемы связанные с конструированием однородных спиральных линий. Рассматривается возможность различных конструкций линий с компенсацией фазовых искажений и без компенсации. Даны методы проектирования обеих типов линий для получения данной частотной и импульсной характеристики и измерительные методы делающие возможным контролировать их параметры.

В последней части статьи приведено примеры запроектированных и изготовленных линий.

621.3.013 : 621.313.33

MIROSLAW DĄBROWSKI

Wpływ napięć magnetycznych w zębach stojana i wirnika na kształt krzywej pola w szczelinie maszyny asynchronicznej

Rękopis dostarczono 10.1.1963

Pod wpływem napięć magnetycznych w zębach stojana i wirnika, krzywa pola w szczelinie ulega spłaszczeniu w porównaniu z krzywą wzbudzenia. Do obliczenia maksymalnej indukcji w szczelinie, występującej przy założeniu sinusoidalnej krzywej przepływu, E. Arnold wprowadził współczynnik zapełnienia α podziałki biegunowej. Wartość współczynnika α uzależniał on od stopnia nasycenia obwodu magnetycznego określonego równaniem (7). Zależność $\alpha = f(k_{ns})$ nie jest jednoznaczna, jednak — o ile autorowi wiadomo — ani Arnold, ani żaden z późniejszych badaczy nie określił granic wartości, które może przybierać współczynnik α przy danej wartości współczynnika nasycenia k_{ns} .

W pracy wyjaśniono przyczyny niejednoznacznej zależności między α oraz k_{ns} . Wykazano, że — ze względu na „prostoliniowy udział” napięć magnetycznych w zębach — współczynnik nasycenia należy obliczać z zależności (10). Posługując się analityczną aproksymacją krzywej $B = f(V_\delta + V_{z1} + V_{z2})$ (wyrażoną w jednostkach względnych) wg równania (16) oraz wprowadzając dwa parametry określające kształt krzywej, tj. współczynniki k_{ns} i m_1 — rys. 7, otrzymano równania (32) i (36) przedstawiające zależności $\alpha = f(k_{ns}; m_1)$.

Wyniki obliczeń zestawiono w tablicy 3 oraz przedstawiono na rys. 8 i na rys. 10. Dla dwu silników porównano wyniki obliczeń współczynników α otrzymanych następującymi metodami:

- a) przez graficzne całkowanie krzywej pola;
- b) według metody Arnolda;
- c) według metody podanej w pracy.

1. WSTĘP

Przebieg krzywej pola w szczelinie, tj. zależność $B = f(x)$ wzdłuż podziałki biegunowej, zależy przede wszystkim od przebiegu krzywej wzbudzenia $\Theta = f(x)$. Ze względu na napięcia magnetyczne w żelazie oraz na skutek ułożkowania stojana i wirnika kształt krzywej pola odbiega od kształtu krzywej wzbudzenia. W dalszym ciągu będzie rozpatrywany wpływ napięć magnetycznych zębów na odkształcenie krzywej pola. Rozważania te mogą mieć praktyczne znaczenie w przypadkach małych napięć magnetycznych jarzm.

Jeżeli oznaczyć przez $\Theta(x)$ przepływ objęty przez linię pola przechodzącą przez szczelinę w miejscu o współrzędnej x , to — zgodnie z prawem przepływu — można napisać:

$$\Theta(x) = \int_L \bar{H} d\bar{l} = 2V_p(x) + 2V_{z1}(x) + 2V_{z2}(x), \quad (1)$$

gdzie:

- $\bar{H}$ — wektor natężenia pola wzdłuż linii L ,
- $V_p(x)$ — napięcie magnetyczne w szczelinie powietrznej w punkcie o współrzędnej x ,
- $V_z(x)$ — napięcia magnetyczne zębów stojana lub wirnika dla linii pola przechodzącej przez szczelinę w miejscu o współrzędnej x ,

przy czym

$$V_p(x) = 0,8 \delta k_c B_p(x) \quad (2)$$

oraz

$$V_z(x) = \int_0^{h_z} H_z(h) dh = \int_0^{h_z} \varphi(B_z) dh, \quad (3)$$

gdzie:

- δ — szczelina powietrzna (niezależna od x),
- k_c — współczynnik Cartera,
- $H_z(h)$ — natężenie pola w zębie stojana lub wirnika wzdłuż linii pola przechodzącej przez szczelinę w miejscu o współrzędnej x .

Zależność między natężeniem pola H_z a indukcją B_z w zębie wyraża funkcja $\varphi(B_z)$.

Prawą stronę równania (1) można przedstawić jako funkcję współrzędnej x za pośrednictwem indukcji w szczelinie $B_p(x)$. Gdyby dodatkowo szczelina powietrzna δ albo długość drogi w zębach h_{z1} lub h_{z2} były zależne od x , to prawa strona równania (1) zależałaby od x bezpośrednio i za pośrednictwem indukcji $B_p(x)$.

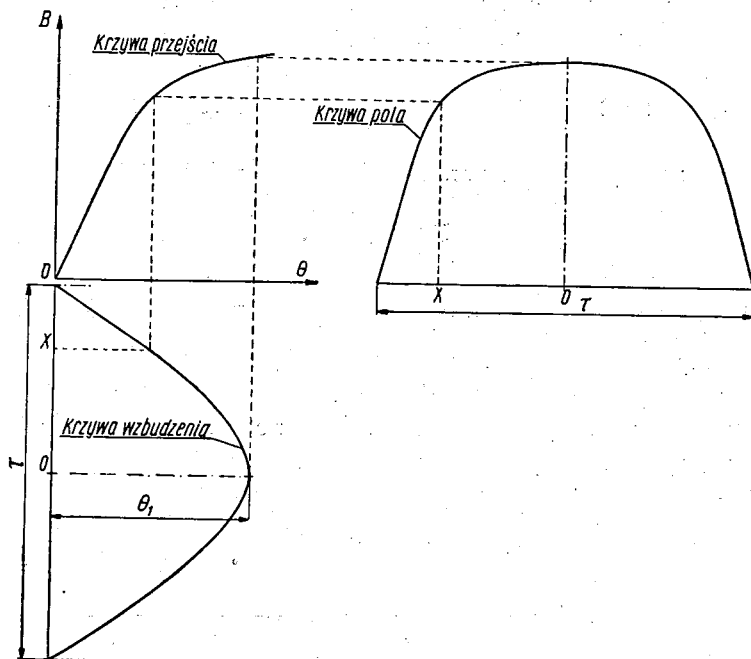
Dla rozpatrywanego przypadku można zatem zapisać

$$\Theta(x) = f[B_p(x)]. \quad (4)$$

Dla znalezienia kształtu krzywej pola można wyznaczyć wpierw zależność $\Theta = f(B_p)$, niezależnie od współrzędnej x , a następnie dla danego przebiegu $\Theta(x)$ znaleźć $B_p(x)$. Związek $\Theta = f(B_p)$, a raczej jego odwrotność, tj. $B_p = f(\Theta)$, nazywa się krzywą przejścia. Krzywą tę wyznacza się punkt po punkcie, zakładając kolejne wartości B_p i obliczając dla nich napięcia magnetyczne w szczelinie i w zębach. Posługując się krzywą przejścia można w dowolnym punkcie w szczelinie wyznaczyć wartość indukcji w zależności od wzbudzenia w tym punkcie. Na rysun-

ku 1 podana jest przykładowo krzywa przejścia oraz podany jest sposób graficznego wyznaczenia krzywej pola dla zadanej krzywej wzbudzenia.

Przytoczona metoda wyznaczania kształtu krzywej pola nie znalazła zastosowania przy praktycznych obliczeniach obwodów magnetycznych. Do obliczenia prądu magnesującego jest potrzebna znajomość maksy-



Rys. 1. Graficzny sposób wyznaczenia krzywej pola

malnej indukcji w szczelinie, a nie cały przebieg krzywej pola. Podstawą do obliczenia indukcji jest zwykle strumień Φ w szczelinie. Ze strumienia Φ oblicza się w prosty sposób indukcję średnią w szczelinie

$$B_{sr} = \frac{\Phi}{\tau L_i}, \quad (5)$$

gdzie:

τ — podziałka biegunowa,

L_i — długość idealna maszyny.

W praktycznych obliczeniach chodzi zatem o to, aby dla zadanej indukcji średniej znaleźć indukcję maksymalną w szczelinie.

W literaturze jest podanych kilka metod pozwalających na przybliżone rozwiązanie tego zagadnienia. Jedną z najszerzej stosowanych jest metoda podana przez E. Arnolda [1]¹⁾ przytoczona z drobnymi modyfikacjami również przez W. Nürnberga [2]. Metoda Arnolda pozwala na

¹⁾ Liczby w nawiasach prostokątnych podają pozycje spisu literatury zamieszczonego za tekstem artykułu.

stosunkowo dokładne wyznaczenie indukcji maksymalnej bez potrzeby obliczania całej charakterystyki przejścia. Ponieważ ta metoda będzie punktem wyjścia do dalszych rozważań autora, to zostanie ona bliżej opisana w rozdziale drugim. Inne metody uwzględniają tylko wpływ trzeciej harmonicznej krzywej pola na wartość indukcji maksymalnej, a niektóre z nich, jak na przykład metoda Blomquista [3] wymagają obliczenia całej krzywej przejścia.

2. METODA ARNOLDA WYZNACZANIA B_m

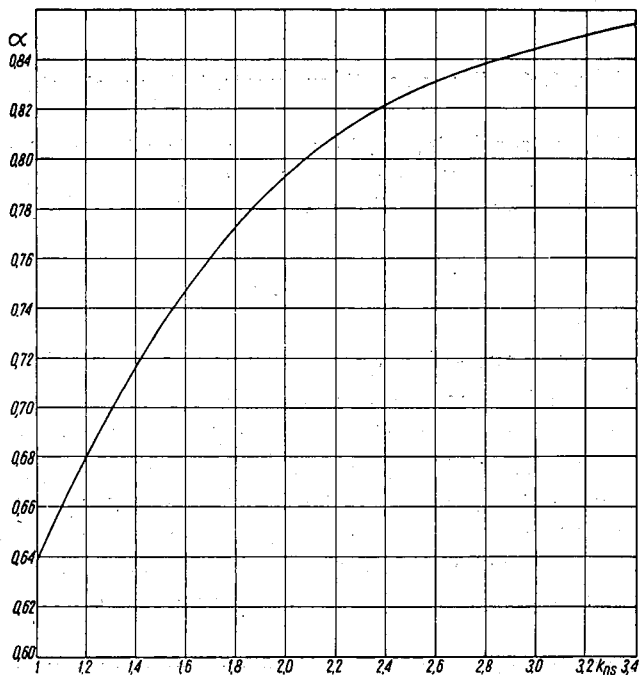
Indukcję maksymalną wyznacza Arnold z zależności:

$$B_m = \frac{\Phi}{a \tau L_i}, \quad (6)$$

gdzie $a = \frac{B_{sr}}{B_m}$ — współczynnik wypełnienia podziałki biegunowej. Poza-
ostate oznaczenia, jak poprzednio.

Istota metody leży w sposobie określania wartości współczynnika a . Współczynnik ten odczytuje się z krzywej podanej przez Arnolda, przytoczonej na rys. 2. Krzywa na rys. 2 przedstawia zależność $a = f(k_{ns})$, gdzie k_{ns} — współczynnik nasycenia określony równaniem

$$k_{ns} = \frac{V_p + V_{z1} + V_{z2}}{V_p}. \quad (7)$$



Rys. 2. Zależność $\alpha = f(k_{ns})$ według Arnolda

Metoda Arnolda nie uwzględnia wpływu napięć magnetycznych jarzm na kształt krzywej pola w szczelinie.

Jak wynika z równania (7), do obliczenia k_{ns} trzeba znać wartości napięć magnetycznych w szczelinie i w zębach. Do obliczenia tych napięć konieczna jest indukcja B_m . Widać stąd, że obliczenie B_m można przeprowadzić tylko drogą kolejnych przybliżeń. Po założeniu prawdopodobnej wartości k_{ns} znajduje się z wykresu na rys. 2 wartość α , oblicza się B_m i napięcia magnetyczne, a następnie sprawdza się, czy wynikający z otrzymanych napięć magnetycznych k_{ns} pokrywa się z założonym współczynnikiem nasycenia. Przeliczenie ponawia się aż do otrzymania praktycznej zgodności założonego współczynnika nasycenia z obliczonym.

Zależność $\alpha = f(k_{ns})$ została przez Arnolda znaleziona na podstawie wykreślnego wyznaczania przebiegu krzywych pola wg sposobu podanego w rozdz. 1. Krzywe pola wyznaczane były przy założeniu sinusoidalnych krzywych wzbudzenia. Arnold zwracał uwagę na okoliczność niejednoznacznej zależności współczynnika α od k_{ns} i wskazywał na to, że podane przez niego wartości α są pewnymi wartościami średnimi, występującymi przy zadanym k_{ns} . Jednak, o ile autorowi wiadomo, ani Arnold, ani żaden z późniejszych badaczy nie podał ilościowych granic, w których może się zawierać α przy określonej wartości k_{ns} . Próbę ilościowego ujęcia granic α podano w rozdz. 4 niniejszej pracy.

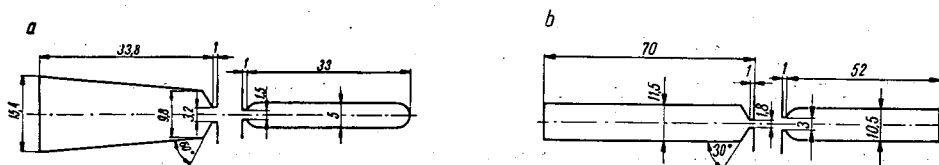
3. GRANICE ZMIENNOŚCI α PRZY STAŁYM k_{ns} . OCENA JAKOŚCIOWA

Przed ilościowym ujęciem granic zmienności α przy stałym k_{ns} zostaną przeprowadzone rozważania, które pozwolą na wyjaśnienie przyczyn niejednoznacznej zależności α od k_{ns} .

Rozważania przeprowadzono na przykładzie dwóch wykonywanych maszyn:

- I — silnik asynchroniczny o wirniku klatkowym i znamionach:
40 kW, 220/380 V, 2960 obr/min, 50 Hz;
- II — silnik asynchroniczny o wirniku klatkowym i znamionach:
130 kW, 6000 V, 1480 obr/min, 50 Hz.

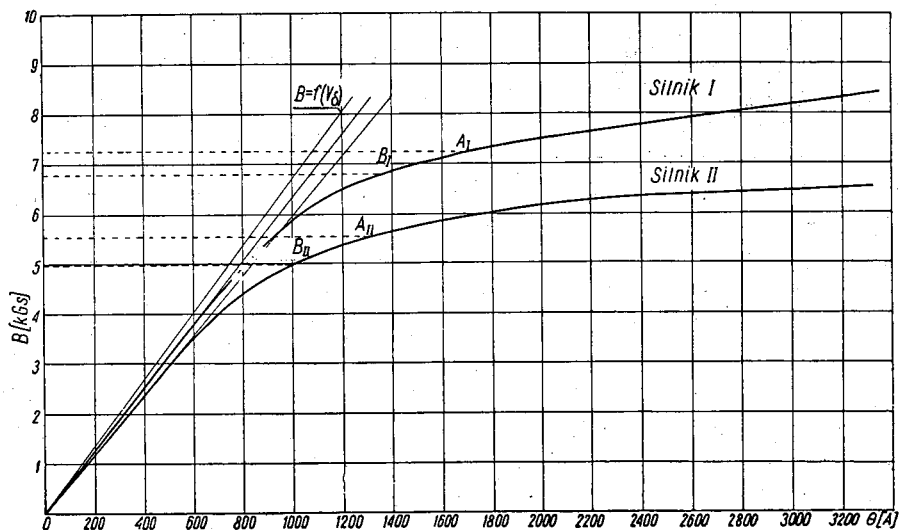
Dla tych silników obliczono charakterystyki przejścia. Wymiary żłobków oraz pozostałe wymiary obwodów magnetycznych, potrzebne



Rys. 3. Wymiary obwodów magnetycznych silników asynchronicznych wziętych do obliczeń przykładowych

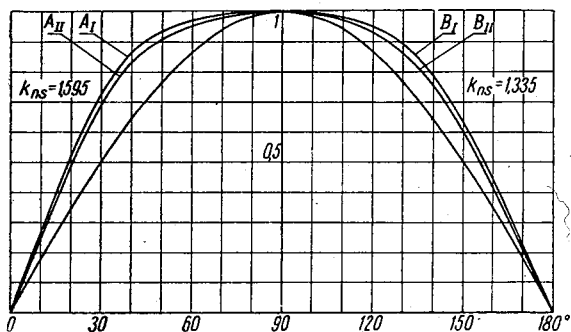
- a) Silnik I: $Z_1 = 36$; $D = 205$ mm; $\delta = 0,85$ mm; $Z_2 = 28$
- b) Silnik II: $Z_1 = 84$; $D = 525,5$ mm; $\delta = 0,85$ mm; $Z_2 = 72$

do obliczenia charakterystyk, podano na rys. 3. Charakterystyki wykreślono na rys. 4. Punkty odpowiadające warunkom pracy znamionowej oznaczono na charakterystykach przez A_I i A_{II} . W punktach tych występują współczynniki nasycenia — obliczone z równania (7) — rów-



Rys. 4. Krzywe przejścia silników przykładowych

ne 1,595. Na krzywych zaznaczono również punkty B_I i B_{II} , w których współczynniki nasycenia wynoszą 1,335. Dla wszystkich wymienionych punktów znaleziono wykreślenie krzywe pola. Krzywe te wykreślono na rys. 5. Ponieważ krzywe pola są symetryczne względem osi podziałki bie-



Rys. 5. Graficznie wyznaczone krzywe pola silników przykładowych

gunowej, to wystarczy podać ich przebieg wzdłuż $1/2$ podziałki. Aby łatwiej porównać kształty krzywych pola, przyjęto dla wszystkich krzywych na rys. 5 indukcję maksymalną równą 1. Po lewej stronie osi symetrii wykreślono krzywe dla $k_{ns} = 1,595$, natomiast po prawej

stronie dla $k_{ns} = 1,335$. W przyjętym układzie współrzędnych współczynniki α wyrażą się zależnością

$$\alpha = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} B(x) dx. \quad (8)$$

Wartości α wyznaczono przez graficzne całkowanie krzywych pola. Otrzymane wartości zestawiono w tabl. 1 wraz z liczbami odczytanymi z rys. 2 dla odpowiednich k_{ns} . W przytoczonych przykładach występują stosunkowo nieznaczne różnice między współczynnikami obliczonymi

Tabela 1
Współczynniki α krzywych pola z rys. 5

$\backslash k_{ns}$	1,335	1,595	
Silnik			
I	0,710	0,752	wg obliczeń (graficzne cał- kowanie)
II	0,689	0,733	
	0,705	0,747	wg Arnolda

i wyznaczonymi z krzywej wg Arnolda. W innych, rozpatrzonych przez autora, przypadkach różnice te dochodzą do 5%. Szczególnie duże rozbieżności występują między wartościami α otrzymanymi dla małych maszyn dwubiegunowych i dużych maszyn wielobiegunowych.

Przytoczone przykłady pozwolą na wyjaśnienie przyczyn różnic między wartościami α przy tym samym k_{ns} . Z podanych na rys. 4 krzywych przejścia widać, że prosta odpowiadająca napięciu magnetycznemu szczeliny nie jest styczna do początkowej części krzywej przejścia. Napięcie magnetyczne zębów daje także swój „prostoliniowy” udział. Posługując się oznaczeniami jak na rys. 6 należałoby określić współczynnik nasycenia stosunkiem

$$k'_{ns} = \frac{ac}{ab}. \quad (9)$$

W porównaniu ze współczynnikiem nasycenia określonym przez Arnolda skorygowany współczynnik wyrazi się zależnością

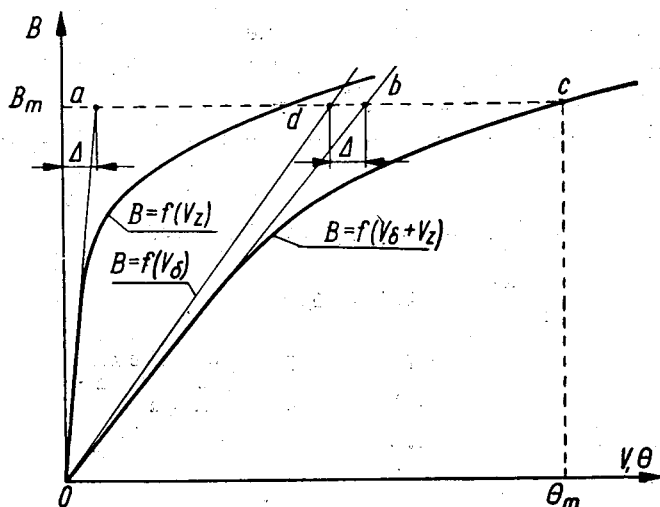
$$k'_{ns} = \frac{ac}{ad + db} = \frac{V_p + V_{z1} + V_{z2}}{V_p + \Delta}. \quad (10)$$

Wielkość Δ zaznaczona jest na rys. 6.

Tak określony współczynnik nasycenia jest bardziej miarodajny do określenia kształtu krzywej pola niż współczynnik zdefiniowany rów-

naniem (7). W celu obliczenia wartości Δ trzeba aproksymować analitycznie początkowy odcinek krzywej magnesowania żelaza. Z dostateczną dokładnością początkowy odcinek krzywej magnesowania można zastąpić prostą o równaniu

$$H = 0,3 B \cdot 10^{-3}, \quad (11)$$



Rys. 6. Wpływ „prostoliniowego udziału” napięć magnetycznych w zębach na współczynnik nasycenia

gdzie:

H — natężenie pola w A/cm,

B — indukcja w Gs.

Dla obliczenia napięcia magnetycznego zęba należy wyznaczyć średnią indukcję w zębie B_{sr} . Wtedy korzystając z zależności (11):

$$\begin{aligned} V_{z1} &= 0,3 B_{z1sr} \cdot h_{z1} \cdot 10^{-3}, \\ V_{z2} &= 0,3 B_{z2sr} \cdot h_{z2} \cdot 10^{-3}. \end{aligned} \quad (12)$$

Poprawka Δ wyrazi się zależnością

$$\Delta = 0,3 (B_{z1sr} \cdot h_{z1} + B_{z2sr} \cdot h_{z2}) \cdot 10^{-3}. \quad (13)$$

Za B_{z1sr} i B_{z2sr} należy podstawić średnie wartości indukcji w zębach występujące przy pracy znamionowej. Wartość poprawki można oszacować przyjmując, że średnie indukcje w zębach są jednakowe i równe $2B_p$. Wtedy mianownik wyrażenia (10) przybierze postać

$$\begin{aligned} V_p + \Delta &= 0,8 k_c \delta B_p + 0,3 \cdot 2 B_p (h_{z1} + h_{z2}) \cdot 10^{-3} = \\ &= V_p \left(1 + 0,75 \frac{h_{z1} + h_{z2}}{k_c \delta} 10^{-3} \right) = V_p (1 + \Delta'). \end{aligned} \quad (14)$$

Natomiast procentowa różnica względna między k_{ns} a k'_{ns} wynosi

$$\frac{k_{ns} - k'_{ns}}{k_{ns}} 100 = \frac{\Delta'}{1 + \Delta'} 100 \approx \Delta' \cdot 100 = 0,075 \frac{h_{z1} + h_{z2}}{k_c \delta} [\%]. \quad (15)$$

Widać stąd, że uwzględnienie poprawki może być istotne w tych maszynach, które posiadają wysokie żłobki i małą szczelinę. Względna różnica między k_{ns} a k'_{ns} może w takich maszynach dochodzić do 5%.

Dla rozpatrywanych dwóch obwodów magnetycznych obliczono współczynniki nasycenia z zależności (10). Dla otrzymanych wartości k'_{ns} odczytano z wykresu na rys. 2 odpowiadające im wartości α i zestawiono je w tablicy 2. Porównanie liczb z tablic 1 i 2 prowadzi do wniosku, że dla skorygowanych k'_{ns} otrzymuje się z rys. 2 wartości bardziej zbliżone do rzeczywistych.

Tabela 2

Współczynniki nasycenia k'_{ns} w porównaniu ze współczynnikami k_{ns} dla krzywych magnesowania z rys. 4

Silnik	Punkt wg rys. 4	k_{ns} wg równ. (7)	k'_{ns} wg równ. (10)	α z rys. 2 dla k'_{ns}
I	A_I	1,595	1,531	0,738
	B_I	1,335	1,283	0,697
II	A_{II}	1,595	1,462	0,727
	B_{II}	1,335	1,220	0,685

Druga przyczyna niejednoznacznej zależności α od k_{ns} wynika z niejednoznacznego związku między k'_{ns} i kształtem krzywej przejścia. Przy tym samym k'_{ns} krzywa przejścia może mniej lub bardziej zakrzywiać się w pobliżu punktu pracy znamionowej. Miarą tego zakrzywiania się może być współczynnik kierunkowy stycznej do krzywej przejścia w punkcie pracy znamionowej. Przy tym ujęciu kształt krzywej przejścia określany byłby dwoma parametrami: współczynnikiem nasycenia k'_{sn} oraz współczynnikiem kierunkowym stycznej w punkcie pracy znamionowej m_1 .

4. GRANICE ZMIENNOŚCI α PRZY STAŁYM k'_{sn}

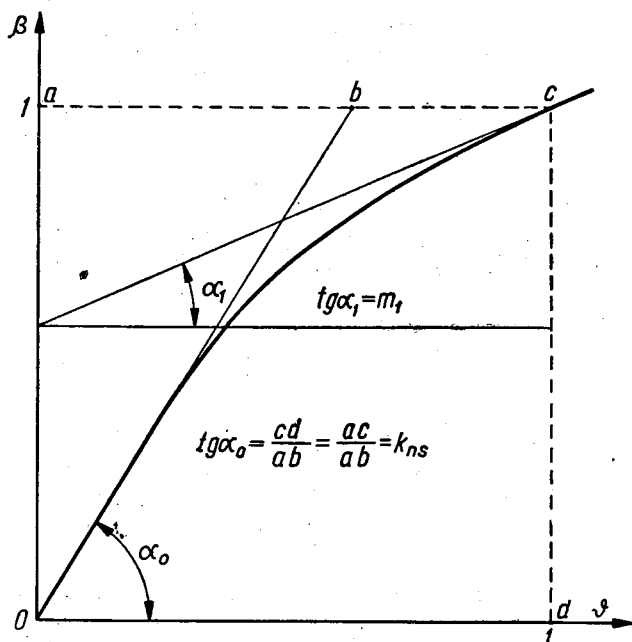
W celu przeprowadzenia ilościowej analizy granic zmienności α przy stałym k'_{ns} konieczne jest analityczne wyrażenie krzywej przejścia. Dla uogólnienia rozważań posługiwać się będziemy krzywą przejścia wyrażoną w jednostkach względnych. Za jednostki podstawowe przyjęto indukcję znamionową B_n i odpowiadający jej przepływ Θ_n . Na rys. 7 jest

wykreślona przykładowo charakterystyka przejścia w jednostkach względnych. Krzywą tę wyrażono analitycznie równaniem

$$\beta = \frac{a\vartheta^2 + b\vartheta}{c + \vartheta}, \quad (16)$$

gdzie:

- β — indukcja w jednostkach względnych,
- ϑ — przepływ w jednostkach względnych,
- a, b, c — parametry równania.



Bys. 7. Krzywa magnesowania wykreślona w jednostkach względnych

Rozważania nad równaniem (16) były przedmiotem innej pracy autora [4], w której zostały wyprowadzone również zależności między parametrami równania a, b, c oraz parametrami charakteryzującymi kształt krzywej przejścia. Parametrami kształtu wybrano współczynniki kierunkowe stycznych do krzywej przejścia w punktach o współrzędnych $(0, 0)$ i $(1, 1)$. Między współczynnikiem kierunkowym stycznej w punkcie $(0, 0)$ a określonym w poprzednim rozdziale współczynnikiem nasycenia k'_{ns} istnieje prosta zależność. Zgodnie z oznaczeniami podanymi na rys. 7 można napisać

$$k'_{ns} = \frac{ac}{ab} = \frac{1}{ab} = \frac{cd}{ab} = \operatorname{tg} \alpha_0 = m_0. \quad (17)$$

Ponieważ w dalszym ciągu będzie używany tylko skorygowany współczynnik nasycenia, opuszczony zostanie w zapisie znak „prim”.

Parametry, a , b , c wyrażają się w zależności od k_{ns} i m_1 równaniami [4]:

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{k_{ns} m_1 (2 k_{ns} - 1) - 1}{2 k_{ns} (k_{ns} - 2) + m_1 (2 k_{ns} - 1) - 1}, \\ b &= \frac{2 k_{ns}^2 (1 - m_1) - k_{ns} (2 - m_1) + 1}{2 k_{ns} (k_{ns} - 2) + m_1 (2 k_{ns} - 1) - 1}, \\ c &= \frac{k_{ns} - m_1 (2 k_{ns} - 1)}{2 k_{ns} (k_{ns} - 2) + m_1 (2 k_{ns} - 1) - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Jeżeli przyjąć, że przepływ jest rozłożony wzdłuż podziałki biegunowej τ wg funkcji

$$\Theta = \Theta_m \cos \frac{\pi}{\tau} x,$$

natomiast w przyjętym układzie jednostek względnych i przy założeniu $\tau = \pi$

$$\vartheta = \cos x, \quad (19)$$

to po podstawieniu do równania (16) otrzyma się dla krzywej pola $\beta = f(x)$ równanie

$$\beta = \frac{a \cos^2 x + b \cos x}{c + \cos x}. \quad (20)$$

Współczynnik wypełnienia podziałki biegunowej α jest w rozpatrywanym przypadku równy

$$\alpha = \frac{\beta_{sr}}{\beta_m} = \beta_{sr}. \quad (21)$$

Ze względu na symetrię krzywej pola β_{sr} można obliczyć przeprowadzając całkowanie funkcji (20) w granicach od 0 do $\pi/2$.

Zatem

$$\alpha = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \beta(x) dx = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{a \cos^2 x + b \cos x}{c + \cos x} dx. \quad (22)$$

Obliczenie współczynnika α sprowadza się do wyznaczenia całek typu

$$A_n = \int \frac{\cos^n x}{c + \cos x} dx. \quad (23)$$

Całki te można obliczyć posługując się wzorem rekurencyjnym.

$$\int \frac{\cos^n x}{c + \cos x} dx = \int \cos^{n-1} x dx - c \int \frac{\cos^{n-1} x}{c + \cos x} dx. \quad (24)$$

Po wprowadzeniu oznaczenia

$$A_0 = \int \frac{dx}{c + \cos x} \quad (25)$$

otrzyma się po prostych obliczeniach

$$A_1 = \int \frac{\cos x}{c + \cos x} dx = x - cA_0, \quad (26)$$

$$A_2 = \int \frac{\cos^2 x}{c + \cos x} dx = \sin x - cx + c^2 A_0. \quad (27)$$

Całka nieoznaczona A_0 wyraża się różnymi funkcjami w zależności od wartości parametru c [5]:

$$A_0 = \frac{2}{\sqrt{c^2 - 1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{c^2 - 1}}{c + 1} \operatorname{tg} \frac{x}{2} \quad \text{dla } c^2 > 1 \quad (28)$$

oraz

$$A_0 = \frac{1}{\sqrt{1 - c^2}} \ln \frac{\sqrt{1 - c^2} \operatorname{tg} \frac{x}{2} + c + 1}{\sqrt{1 - c^2} \operatorname{tg} \frac{x}{2} - c - 1} \quad \text{dla } c^2 < 1.$$

Natomiast całki oznaczone w granicach od 0 do $\pi/2$:

$$A_{00} = \frac{2}{\sqrt{c^2 - 1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{c^2 - 1}}{c + 1} \quad \text{dla } c^2 > 1 \quad (29)$$

oraz

$$A_{00} = \frac{1}{2\sqrt{1 - c^2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - c^2}}{1 - \sqrt{1 - c^2}} \quad \text{dla } c^2 < 1.$$

Całki oznaczone (26) i (27) są natomiast w tych samych granicach równe:

$$A_{10} = \frac{\pi}{2} - cA_{00} \quad (30)$$

oraz

$$A_{20} = 1 - c \frac{\pi}{2} + c^2 A_{00}. \quad (31)$$

Po podstawieniu tych całek do równania (22) i wykonaniu prostych przekształceń otrzyma się dla a zależność

$$a = \frac{2}{\pi} \left[a + (ac - b) \left(cA_{00} - \frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (32)$$

gdzie:

A_{00} — z równań (29),

a, b, c — z równań (18).

A_{00} jest funkcją tylko parametru c , zaś parametry a, b, c są zależne od k_{ns} i m_1 , zatem wyrażenie (32) przedstawia złożoną funkcję dwóch zmiennych $a = f(k_{ns}, m_1)$.

Należy jeszcze rozpatrzyć przypadek, w którym parametry a, b, c obliczane z równań (18) stają się nieoznaczone. Przypadek ten był rozważany w pracy [4]. W pracy tej wykazano, że wtedy między m_1 a k_{ns} zachodzi zależność

$$m_1 = \frac{2k_{ns}(2 - k_{ns}) - 1}{2k_{ns} - 1}. \quad (33)$$

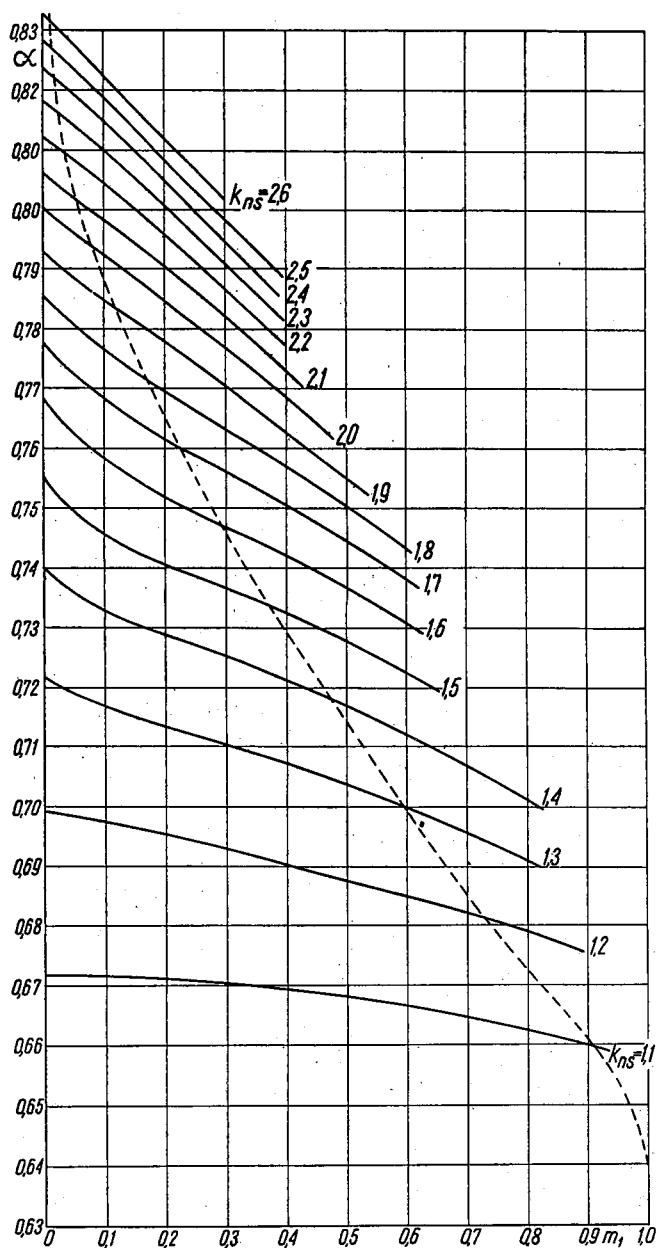
Równanie aproksymujące zmienia się natomiast do postaci

$$\beta = \frac{2k_{ns}(1 - k_{ns})}{2k_{ns} - 1} \vartheta^2 + \frac{2k_{ns}^2 - 1}{2k_{ns} - 1} \vartheta. \quad (34)$$

Tabela 3

Wartości współczynnika a wg równania (32)

$m_1 \backslash k_{ns}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
1	0,637	0,637	0,637	0,637	0,637	0,637	0,637	0,637	0,637	0,637
1,1	0,672	0,6715	0,671	0,6705	0,6695	0,668	0,6665	0,6645	0,6625	0,660
1,2	0,699	0,697	0,695	0,693	0,6905	0,688	0,685	0,682	0,679	
1,3	0,7215	0,716	0,713	0,711	0,707	0,704	0,700	0,696		
1,4	0,740	0,732	0,729	0,726	0,722	0,717	0,712	0,707		
1,5	0,755	0,746	0,742	0,737	0,732	0,728	0,723			
1,6	0,768	0,758	0,752	0,747	0,7425	0,737	0,731			
1,7	0,777	0,768	0,762	0,7565	0,7505	0,744				
1,8	0,785	0,777	0,770	0,763	0,757	0,750				
1,9	0,7925	0,785	0,778	0,7705	0,763	0,7555				
2,0	0,799	0,792	0,7845	0,777	0,768	0,760				
2,1	0,806	0,7985	0,7905	0,782	0,773					
2,2	0,8125	0,8045	0,796	0,787	0,777					
2,3	0,818	0,810	0,800	0,791	0,7815					
2,4	0,8235	0,8145	0,805	0,7950	0,785					
2,5	0,828	0,819	0,809	0,799	0,7895					
2,6	0,8325	0,8225	0,8125	0,8025						
2,7	0,837	0,827	0,816	0,807						
2,8	0,840	0,831	0,820	0,8095						
2,9	0,842	0,8345	0,823	0,812						



Rys. 8. Wykres zależności $\alpha = f(m_1)$ dla różnych wartości k_{ns}

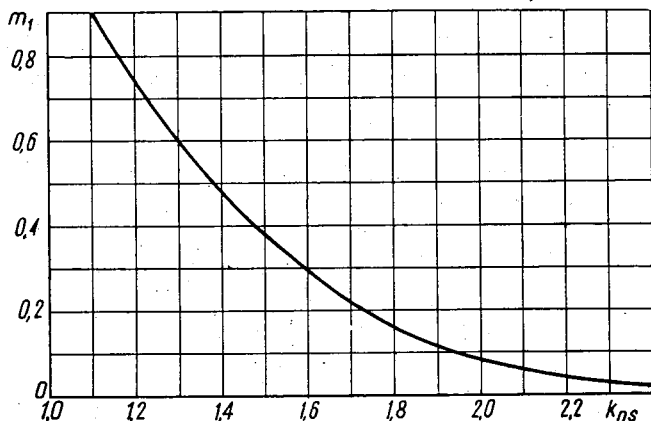
Wyznaczenie α sprowadza się więc do obliczenia całek:

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 x \, dx &= \frac{\pi}{4}, \\ \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos x \, dx &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Wstawiając równanie (34) do (22) i uwzględniając wyniki (35) otrzymamy się po prostych przekształceniach dla α

$$\alpha = \frac{0,2732 k_{ns}^2 + k_{ns} - 0,6366}{k_{ns} - 1}. \quad (36)$$

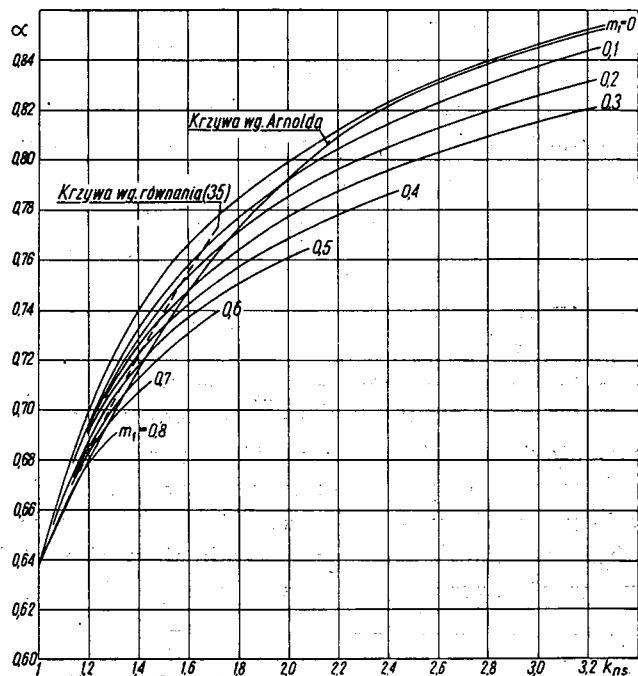
Z równań (32) i (36) można obliczyć wartości α dla wszystkich możliwych par k_{ns} i m_1 . Równanie (32) pozwala ponadto na ocenę granic, w których zmienia się α przy stałym k_{ns} i zmiennym m_1 . Autor przeprowadził te obliczenia. Wyniki obliczeń podaje tablica 3. Na rys. 8 wykreślono przebiegi $\alpha = f(m_1)$ przy różnych wartościach k_{ns} . Linia przerywaną połączono na tym rysunku punkty przeniesione z rys. 2. Linia ta pozwala na wyciągnięcie wniosku, że podana przez Arnolda zależność α od k_{ns} dotyczy maszyn, w których charakterystyki przejścia posiadają różne współczynniki m_1 zależnie od k_{ns} . Na rys. 9 wykreślono



Rys. 9. Zależność $m_1 = f(k_{ns})$ dla krzywych przejścia, z których otrzymuje się zależność przedstawioną na rys. 2

no zależność między parametrami m_1 i k_{ns} krzywych przejścia, którymi posługiwał się Arnold wyznaczając zależność $\alpha = f(k_{ns})$. W rzeczywistości nie można twierdzić, że taka zależność między wymienionymi parametrami istnieje. Analizując rzeczywiste krzywe przejścia można tylko zauważyć, że w większości przypadków większemu k_{ns} towarzyszy mniejszy współczynnik m_1 .

Z przebiegu krzywych podanych na rys. 8 widać, że granice zmienności α są tym większe, im większy jest współczynnik nasycenia k_{ns} . Dla lepszego porównania otrzymanych wyników z wartościami α wg Arnolda podano na rys. 10 wykresy $\alpha = f(k_{ns})$ przy różnych m_1 .



Rys. 10. Zależność $\alpha = f(k_{ns})$ dla różnych wartości m_1

Tabela 4

Porównanie wartości współczynników α otrzymanych opisanymi w tekście metodami

Sposób wyznaczenia	Silnik I		Silnik II	
	A	B	A	B
Wg graficznego całkowania	0,752	0,710	0,733	0,689
Wg Arnolda dla k_{ns}	0,747	0,705	0,747	0,705
Wg metody analitycznej dla wyznaczonych k'_{ns} i m_1	0,747	0,710	0,734	0,693

W celu sprawdzenia dokładności przedstawionej metody obliczenia posłużono się przytoczonymi w poprzednim rozdziale charakterystykami przejścia z rys. 4. Dla punktów A_I , A_{II} , B_I , B_{II} wyznaczono k'_{ns} oraz m_1 ,

a następnie obliczono ze wzoru (32) wartości α . Wyniki obliczeń są zestawione w tabl. 4.

Na uwagę zasługuje duża zgodność współczynników obliczonych ze wzoru (32) i z bezpośredniego graficznego całkowania krzywych pola — tablica 1. Wynik ten pozwala sądzić, że obrona analityczna aproksymacja krzywej przejścia za pomocą funkcji (16) i (18) jest dostatecznie dobra.

5. WNIOSKI

Na podstawie wyników przeprowadzonych rozważań można wyciągnąć następujące wnioski.

Przy obliczaniu obwodu magnetycznego wg metody Arnolda i posługiwaniu się zależnością $\alpha = f(k_{ns})$ z rys. 2 niecelowe jest ponawianie przeliczeń aż do całkowitej zgodności między założonym i obliczonym współczynnikiem k_{ns} . Obliczenie można uznać za zakończone, jeżeli różnica między tymi współczynnikami nie przekracza 5%. Maksymalną indukcję w szczelinie można obliczyć z większą dokładnością, jeżeli zamiast współczynnika określonego równaniem (7) posługiwać się skorygowanym współczynnikiem k'_{ns} wg równania (11). Jeszcze dokładniejsze obliczenie indukcji wymaga uwzględnienia wpływu m_1 na α . Wtedy zamiast krzywą z rys. 2 można posługiwać się wykresami podanymi na rysunkach 8 i 10.

Politechnika Łódzka

Katedra Maszyn Elektrycznych i Transformatorów

WYKAZ LITERATURY

1. Arnold E., la Cour J. L.: Die Wechselstromtechnik, tom V, cz. 1, 1923.
2. Nürnberg W.: Die Asynchronmaschine. Springer Verlag, 1962.
3. Blomquist T.: Die Eisensättigung der Drehstrommotoren. ETZ, 1923, s. 546.
4. Dąbrowski M.: Aproksymacja krzywej magnesowania obwodu magnetycznego z żelazem. Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej, Elektryka nr 10, 1962.
5. Ryżik I. M., Gradsztejn I. S.: Tablicy całek, summ, rzędów i pochodnych. G.I.T.T.L., Moskwa 1951.

M. DĄBROWSKI

INFLUENCE DES TENSIONS MAGNÉTIQUES DANS LES DENTS DE STATOR ET DE ROTOR SUR LA FORME DE LA CARACTÉRISTIQUE DU CHAMP DANS LA FENTE DE LA MACHINE ASYNCHRONE

Résumé

Sous l'influence des tensions magnétiques dans les dents la caractéristique du champ la fente s'aplatit en comparaison à la caractéristique d'excitation. Pour

calculer l'inductivité maximale dans la fente, apparaissant en acceptant la forme sinusoïdale de la caractéristique de parcours, E. Arnold a introduit le coefficient de remplissage α de l'arc polaire. Il a considéré la dépendance de la valeur de ce coefficient du degré de saturation du circuit magnétique, déterminé par l'équation (7). La fonction $\alpha = f(k_{ns})$ n'est pas unisignifiante, mais — autant que l'auteur sache — ni Arnold, ni aucun chercheur jusqu'à présent n'a déterminé les limites dont peut atteindre le coefficient α ayant donnée la valeur de coefficient de saturation k_{ns} .

On a expliqué dans l'ouvrage des causes de plusieurs significations de la dépendance entre α et k_{ns} . On a prouvé, qu'en considération d'une „part rectiligne” des tensions magnétiques dans les dents, il faut calculer le coefficient de saturation de la dépendance (10). En utilisant une approximation analytique de la caractéristique $B = f(V_p + V_{z1} + V_{z2})$ (exprimée en unités relatives) d'après l'équation (16) et en introduisant aussi deux paramètres déterminant la forme de la caractéristique, c. à d. les coefficients k_{ns} et m_1 — fig. 7, on a obtenu des équations (32) et (36) exprimant les dépendances $\alpha = f(k_{ns}; m_1)$.

Les résultats des calculs sont présentés sur le tableau 3 ainsi que sur les figures 8 et 10. On a comparé les résultats des calculs en cas de deux moteurs en utilisant, afin d'évaluer les coefficients α , les méthodes suivantes:

- a) intégration graphique de la caractéristique du champ,
- b) méthode d'Arnold et
- c) méthode présentée dans l'ouvrage.

M. DĄBROWSKI

EINFLUSS DER MAGNETISCHEN STANDER- UND LAUFERZAHNSPANNUNGEN AUF DIE FELDKURVE IM LUFTSPALT DER ASYNCHRONEN MASCHINE

Zusammenfassung

In Vergleich zu der Felderregerkurve ist die Feldkurve, infolge des Einflusses magnetischer Zähnspannungen, abgeplattet. Für die Berechnung der maximalen Induktion im Luftspalt, die unter Voraussetzung der sinusoidalen Felderregerkurve auftritt, führte E. Arnold den Feldfüllfaktor α ein. Den Wert dieses Faktors α hängte er vom Sättigungsgrad k_{ns} nach die Gleichung (7) ab. Die Abhängigkeit $\alpha = f(k_{ns})$ ist nicht eindeutig, jedoch wie dem Verfassers bekannt ist — hat weder Arnold, noch keiner von den späteren Forschern die Grenzwerte festgelegt, die der Faktor α bei gegebenem Sättigungsgrad k_{ns} annehmen kann.

In vorliegendem Aufsatz wurden die Ursachen der nicht eindeutigen Abhängigkeit zwischen α und k_{ns} geklärt. Es wurde gezeigt, dass mit der Berücksichtigung „des geradelinigen Antelles” der magnetischen Zähnspannungen, der Sättigungsgrad nach der Formel (10) errechnet werden soll. Mit Hilfe analytischer Approximation in relativen Einheiten ausgedrückter Übertrittskennlinie nach Gleichung (16), sowie durch Einführung von zwei Parametern, die die Form der Kennlinie bezeichnen, d.h. die Parametern k_{ns} und m_1 — Abb. 7, erhielt man die Gleichungen (32) und (36), die die Abhängigkeit $\alpha = f(k_{ns}, m_1)$ darstellen.

Die Rechenergebnisse von α wurden in Tabelle 3 und in den Abb. 8 und 10 dargestellt. Die Rechenergebnisse der Feldfüllfaktoren für zwei Motoren wurden miteinander verglichen, die mittels folgenden Methoden erhalten wurden:

- a) durch graphisches Integration der Feldkurve,
- b) der Arnold'schen Methode,
- c) nach der Methode, die in vorliegendem Aufsatz angegeben wurde.

М. ДОМБРОВСКИ

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ЗУБЦАХ СТАТОРА И РОТОРА НА ФОРМУ КРИВОЙ ПОЛЯ В ЩЕЛИ АСИНХРОННОЙ МАШИНЫ

Резюме

Под влиянием магнитных напряжений в зубцах кривая поля в зазоре подвергается сплющиванию по сравнению с кривой возбуждения. Для расчёта максимальной индукции в зазоре, выступающей при заданной синусоидальной форме кривой м. д. с., Э. Арнольдом был введен коэффициент заполнения α полюсного деления. По Э. Арнольду значение коэффициента α зависит от степени насыщения магнитной цепи, определённого уравнением (7). Зависимость $\alpha = f(k_{ns})$ не является однозначной, однако — как это известно автору — ни Арнольд, ни любой из следующих исследователей не определил граничных значений, которые могут быть приобретены коэффициентом α при данном значении коэффициента насыщения k_{ns} .

В статье выяснены причины неоднозначной зависимости между α и k_{ns} . Показано, что из-за „простолинейного участия” магнитных напряжений в зубцах — коэффициент насыщения следует рассчитывать по зависимости (10). Используя аналитическую аппроксимацию кривой $B = f(V_\delta + V_{z1} + V_{z2})$ [выраженной в относительных единицах по уравнению (16)], а также вводя два параметра, определяющие форму кривой, то есть коэффициенты k_{ns} и m_1 — рис. 7, получено уравнения (32) и (36) представляющие зависимости $\alpha = f(k_{ns}, m_1)$.

Результаты расчётов сведены в таблице 3, а также представлены на рисунках 8 и 10. Для двух двигателей сравнены результаты расчётов коэффициентов α , полученных по следующим методам:

- a) путём графического интегрирования кривой поля,
- b) по методу Арнольда,
- в) по приведенному в статье методу.

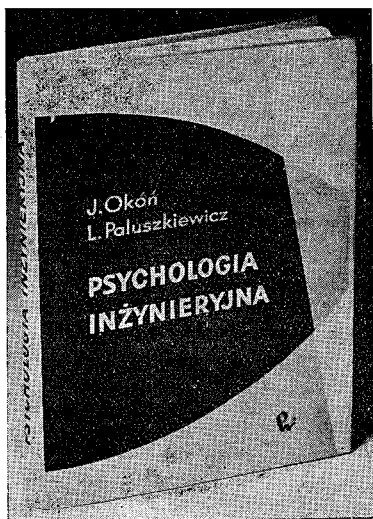
Uwaga. W czasie druku zauważono następujące błędy: na rys. 7 powinno być k'_{ns} , na rys. 8 kolejne wartości α są 0,80, 0,81 (nie zaś 0,80, 0,80), na rys. 10 powinno być Krzywa wg równania (36) — a nie (35).

Jan Okoń i Longin Paluszkiewicz

PSYCHOLOGIA INŻYNIERYJNA

DOSTOSOWANIE MASZYN I URZĄDZEŃ DO CZŁOWIEKA

s. 256, zł 23,—



Autorzy omawiają podstawową problematykę psychologii inżynierskiej i metody jej badań, urządzenia sygnalizacyjne i sterujące, urządzenia stanowiska pracy i środowisko fizyczne pracy.

ZBIGNIEW JASICKI, ALEKSANDER KORDUS

Niektóre zagadnienia generatora magnetohydrodynamicznego z tunelem o stałym przekroju

Rękopis dostarczono 20.2.1963

Przedstawiono opis generatora magnetohydrodynamicznego zbudowanego w Politechnice Poznańskiej. Scharakteryzowano pracę generatora z kanałem o stałym przekroju i ciągłych elektrodach w stałym i niejednorodnym polu magnetycznym. Następnie przedstawiono konstrukcję kanału, wpływ zanieczyszczeń, układy elektrod i teoretycznie uzyskiwane moce. Podano wyniki doświadczeń przeprowadzonych z elektrodami podzielonymi na trzy sekcje (rysunki 4 i 5) i sformułowano wpływy uboczne, powodujące znaczne rozbieżności w stosunku do teorii.

1. WSTĘP

Jedną z najważniejszych dróg do powiększenia sprawności przemiany energii cieplnej w elektryczną jest wykorzystanie zjawiska indukcji magnetohydrodynamicznej. Praktyczne wykorzystanie tego zjawiska wydaje się być najbliższe realizacji dla celów elektroenergetyki i dlatego wiele ośrodków naukowych na całym świecie przeprowadza intensywne badania. W ostatnich latach ukazało się wiele publikacji na temat magnetohydrodynamiki, jednak większość z nich omawia problem ze strony teoretycznej. Mniej artykułów przedstawia trudności i wyniki ze strony praktycznej realizacji.

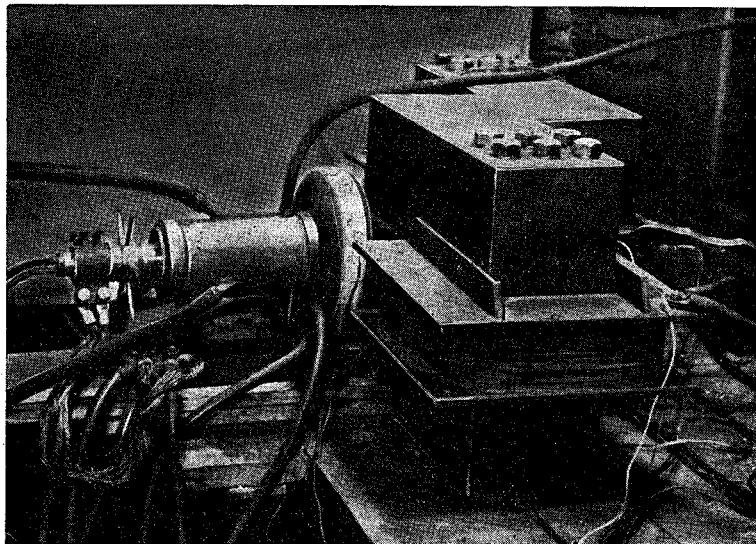
W niniejszym artykule pragniemy przedstawić niektóre zagadnienia, które wystąpiły przy budowie i próbach laboratoryjnych generatora mhd zbudowanego w Politechnice Poznańskiej (przy poparciu finansowym i materiałowym Instytutu Energetyki i Zakładów Metalowych H. Cegielski).

2. KONSTRUKCJA GENERATORA

W pierwszym generatorze, który miał umożliwić przeprowadzenie badań fizykalnych i materiałowych, zastosowano jako czynnik roboczy argon o czystości 92% z posiewem jonizacyjnym w postaci węglanu potasu. Ilość doprowadzonego gazu wynosiła w próbach końcowych 0,065 kg/sek, a posiewu od 0,1 do 2% potasu. Gaz był ogrzewany w plazmotronie przez wymianę ciepła w łuku elektrycznym. Posiew wprowa-

dzano do gazu przed plazmotronem wykorzystując działanie ssące rozprężającego się za dyszą gazu. Ciśnienie na wlocie do plazmotronu około 3 ata.

Widok ogólny generatora pokazano na rys. 1. Z lewej strony widoczny jest plazmotron. Korpus jego wykonany jest z mosiądzu i chłodzony jest wodą. Elektrody wykonane są z węgla grafityzowanego. Jedna z nich



Rys. 1. Widok ogólny generatora magnetohydrodynamicznego

wykonana jest w kształcie cylindra zbieżnego i łączy się z tunelem generatora; znajduje się na niej cewka skupiająca strugę gazu częściowo zjonizowanego. Druga elektroda jest w kształcie bolca (chłodzonego wodą) i odizolowanego od korpusu. Plazmotron zasilano ze spawalniczej przetwornicy o mocy około 100 kW.

Dla uzyskania odpowiedniej długości szczeliny magnetycznej zastosowano dwa elektromagnesy zestawione równoimiennymi biegunami. Każdy z nich posiada szczelinę magnetyczną o szerokości 15 cm, długości 25 cm i wysokości od 3,2 do 4 cm.

Rdzeń elektromagnesu jest wykonany ze staliwa, a nabiegunniki ze stopu Hiperco. Ilość amperozwojów 82 tys. Indukcja magnetyczna w szczelinie od 12 do 14,5 kGs.

Tunel generatora wykonano z tlenku aluminium Al_2O_3 o przekroju prostokątnym z zaokrąglonymi krótszymi bokami. Przekrój wynosił około 450 mm² i był stały na całej długości. Elektrody wykonano z grafitu. Całość obudowana była blachą mosiężną.

Pomiary temperatur przeprowadzono badając nadtopienia drutów z materiałów o różnych punktach topliwości, później natomiast metodą oporową i metodami optycznymi.

3. PRACA GENERATORA Z TUNELEM O ELEKTRODACH CIĄGLYCH

Z najczęściej omawianych typów tuneli: o stałej prędkości gazu, o stałym ciśnieniu gazu i stałym przekroju najmniej korzystny jest ten ostatni. Wskutek zmieniającej się w nim szybkości gazu indukują się w poszczególnych częściach elektrod różniące się wartościami napięcia. Powoduje to prądy wirowe, które płyną w kierunku osiowym tunelu. Mimo tych wad taki właśnie typ tunelu obrano ze względu na najprostszą do zrealizowania konstrukcję i trudności w praktycznym znalezieniu parametrów wpływających na kształt tunelu o stałej szybkości lub ciśnieniu gazu.

Jon gazowy ogólnie, a w szczególności elektron posiadający znacznie większą ruchliwość, który znajdzie się w polu magnetycznym, jest odchylany w swoim torze i przy stałej prędkości jonu i stałym polu magnetycznym będzie zataczał koła, których promień można określić:

$$r = \frac{mv_j}{qB}, \quad (1)$$

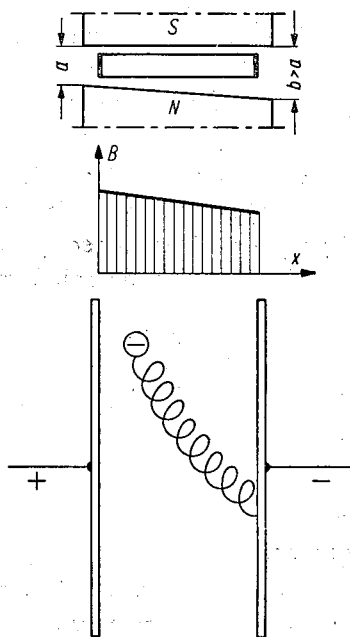
gdzie:

- m — masa jonu,
- q — ładunek jonu,
- v_j — szybkość jonu,
- B — indukcja magnetyczna.

Wskutek dodatkowej prędkości jonu w kierunku wylotu, narzuconej szybkością strugi gazowej, będzie on poruszał się po kole o większym promieniu, biegnąc w kierunku wylotu (v_j większe), a po kole o mniejszym promieniu biegnąc w kierunku przeciwnym (v_j mniejsze) — w efekcie będzie się poruszał po linii spiralnej zbliżającej się do elektrody. Jednak część jonów może nie dojść do elektrody przed zakończeniem tunelu. Proces ten można polepszyć przez zastosowanie niejednorodnego pola magnetycznego (rys. 2). Pole takie można uzyskać stosując skośne nabiegunniki elektromagnesów, przekrój szczeliny magnetycznej nie jest wtedy prostokątny. Zastosowanie nabiegunników skośnych w generatorze P.P. dało widoczną poprawę w osiągniętych wynikach. Oczywiście w rzeczywistości ruch jonu będzie znacznie bardziej skomplikowany z uwagi na zderzenia z cząsteczkami, niejednorodność strugi gazu, wpływ indukowanych pól elektrycznych itd.

Konstrukcja tunelu generatora jest jednym z najważniejszych zagadnień wymagających rozwiązania. O ile na elektrody można jeszcze z dostatecznym spełnieniem wymagań zastosować grafit, o tyle kłopotliwe są materiały izolacyjne o odpowiednio wysokiej temperaturze topnienia i odpowiedniej odporności na gwałtowne zmiany temperatur. Materiały łatwo dostępne są albo w postaci proszku, np. tlenek magnezu (MgO), lub też stają się przewodzące w wysokich temperaturach, np. tlenek cyrkonu

(ZrO_2). Tunel omawianego generatora wykonany był z tlenku glinu (Al_2O_3). Nie jest to tworzywo dobre, ponieważ posiada stosunkowo niską temperaturę topnienia (około 2300°K) i również zmniejsza swój opór przy wzroście temperatury (np. kostka o objętości 1 cm^3 zmniejsza swój opór z wartości $100\text{ M}\Omega$ przy temperaturze 20°C do $0,9\text{ M}\Omega$ przy temperaturze 1500°C). Pierwsze tunele wykonane były jako całkowita rura



Rys. 2. Ruch jonu ujemnego w szczelinie o zmiennej indukcji magnetycznej

o przekroju prostokątnym. W tym rozwiązaniu wewnętrzne powierzchnie były bardzo chropowate, nieproste, i jakościowo dokładne zamontowanie elektrod grafitowych było niezmiernie trudne. W dalszych doświadczeniach stosowano tunele rozbieralne; ich montaż, a szczególnie oczyszczanie było dokładniejsze. Tunele te o znacznie gładziej wewnętrznej powierzchni wykazywały jednak bardzo małą odporność na udary cieplne i przy próbach trwających nawet kilkanaście tylko sekund ulegały pęknięciom w wielu miejscach. Wskutek zastosowania całkowitej obejmy z blachy mosiężnej tunel mógł dalej pracować.

Dla przyszłych generatorów mhd muszą być zastosowane nowe materiały ceramiczne. Materiały te oprócz wysokiej odporności cieplnej i stałej oporności elektrycznej powinny pozwalać na budowę cienkich ścianek w celu poprawy pracy przy gwałtownym wzroście temperatury. Należy zwrócić uwagę na węgliki tytanu (TiC) i boru (B_6C), borydy chromu i cyrkonu oraz azotek boru (BN).

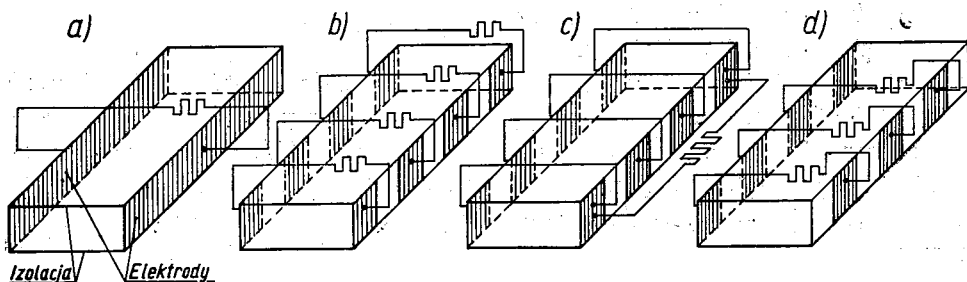
Osobnym zagadnieniem jest sprawa zanieczyszczeń tunelu. W wyniku wysokiej temperatury, nadpalania elektrod i reakcji chemicznych za-

chodzących między gazem, posiewem i materiałem użytym do budowy plazmotronu i tunelu powstawał ciemny sproszkowany osad składający się z C — 65,4%, Al_2O_3 — 27,2%, SiO_2 — 3,7%, MgO — 2,1%, CaO — 1,3%, S — 0,3%. Osad ten bardzo szybko pogarszał oporność izolacji między elektrodami tunelu nawet w stanie zimnym. O ile przed próbą oporność wynosiła 200 k Ω , to już po dwóch próbach 15-sekundowych malała do 150 Ω . Jednocześnie tworzył się osad na elektrodach. Osad ten posiadał własności izolacyjne. Jego skład chemiczny był: C — 56,4%, K_2CO_3 — 41,4%, Al_2O_3 — 1,4%, CaO — 0,4%, CuO — 0,3%, S — 0,1%. Opór warstwy o grubości 1 mm wynosił około 5 k Ω/cm^2 . Osad ten zwiększał opór wewnętrzny generatora i pozornie zmniejszał przewodność elektryczną gazu.

W omawianym tunelu generatora mhd osiągnięto napięcie biegu jałowego do 8 V i prąd zwarcia do 0,8 A.

4. PRACA GENERATORA Z TUNELEM O ELEKTRODACH SEKCJONOWANYCH

Jak wspomniano wyżej, praca tunelu o stałym przekroju nie jest doskonała. Elektrody ciągłe na całej długości fakt ten jeszcze pogarszają. Przez podział elektrod na sekcje można zmniejszyć wartość prądów wirowych jak również częściowo wykorzystać składową osiową prądów wywołanych efektem Halla. Na rys. 3 przedstawiono kilka różnych ukła-



Rys. 3. Układy elektrod i obciążenie ich w tunelu generatora mhd
a) elektrody ciągłe, b) elektrody sekcjonowane, c) elektrody z osiowym zbieraniem prądu,
d) elektrody sekcjonowane przesunięte

dów elektrod i sposoby ich obciążenia dla tunelu o stałym przekroju. Typ (a) już omówiono, typ (b) posiada lepszą sprawność, ponieważ segmenty izolacyjne nie dopuszczają do rozwoju prądu wzdłuż podłużnej osi. Jednak długość elektrody i izolacyjnego segmentu powinna być mała w porównaniu z szerokością kanału. Istnienie wielu elementów obciążeniowych stwarza duże niedogodności. W tunelu (c) każda para elektrod jest zwarta, a obciążenie znajduje się między elektrodami wejściowymi a wyjściowymi. Odbiór energii elektrycznej wykonywany jest na

rachunek osiowego napięcia i prądu. Korzystny jest tutaj jak największy efekt Halla.

Zaniedbując wpływ rozmiarów sekcji elektrod na prąd i napięcie, można założyć, że we wszystkich typach prąd równoległy do pola magnetycznego jest równy zero, w typie (a) siła elektromotoryczna wzdłuż osi tunelu jest równa zero, w typie (b) prąd wzdłuż osi tunelu jest równy zero, a w typie (c) siła elektromotoryczna prostopadła do osi tunelu i pola magnetycznego jest równa zero. Wtedy moc generatora P na jednostkę objętości tunelu można wyrazić:

$$\text{typ (a)} \quad P = \frac{1 + \beta_i \beta_e}{1 + \beta_e^2} \sigma_0 v^2 B^2 n(1 - n), \quad (2)$$

$$\text{typ (b)} \quad P = \frac{1}{1 + \beta_i \beta_e} \sigma_0 v^2 B^2 n(1 - n), \quad (3)$$

$$\text{typ (c)} \quad P = \frac{\beta_e}{(1 + \beta_e^2)(1 + \beta_i \beta_e)} \sigma_0 v^2 B^2 n(1 - n). \quad (4)$$

We wzorach powyższych oznaczono:

σ_0 — przewodność elektryczna gazu,

v — prędkość strumienia gazu,

n — stosunek oporu obciążeniowego do obciążeniowego i wewnętrznego,

$\beta_e = \mu_e B$ — współczynnik Halla dla elektronów,

μ_e — ruchliwość elektronu,

$\beta_i = \mu_i B$ — współczynnik Halla dla jonów,

μ_i — ruchliwość jonu.

Analiza wzorów wskazuje, że praca powinna się w ogólności odbywać przy $\beta_e \beta_i < 1$, decyduje jednak β_e . Dla pracy przy większych oporach zewnętrznych i ze sprawnością nie mniejszą niż 80% generator (a) powinien posiadać $\beta_e < 1$; generator (b) może posiadać dowolną wartość β_e , a generator (c) — $\beta_e > 10$. Dla celów praktycznych można β_e określać wzorem:

$$\beta_e = K \frac{B}{p}, \quad (5)$$

gdzie:

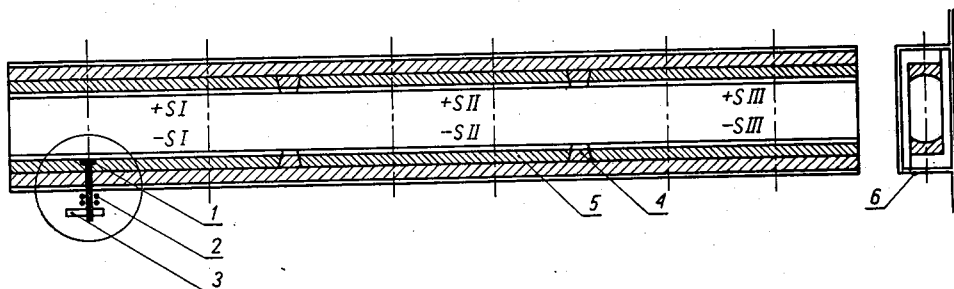
p — ciśnienie w atm,

K — współczynnik zależny od temperatury i składu gazu.

Wartość K wynosi dla temperatur rzędu 1800—2800 °K: dla azotu i spalin z dodatkiem metali alkalicznych 1,5—2,0, dla helu z dodatkiem metali alkalicznych 2,0—3,0, dla argonu z dodatkiem metali alkalicznych 20—50.

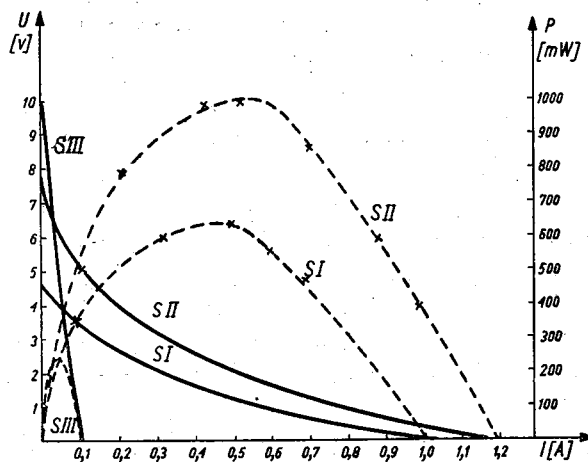
Z powyższego wynika, że przy praktycznie spotykanych ciśnieniach i indukcjach magnetycznych dla gazów spalinowych i helu mogą być typy (a) i (b), dla argonu natomiast korzystniejszy jest typ (c).

Na rys. 3 pokazano jeszcze jeden typ tunelu (d), który posiada również elektrody dzielone, nie są one jednak usytuowane naprzeciw siebie, lecz przesunięte o pewną wartość. Tunel ten posiada pewne cechy typu (b) i (c).



Rys. 4. Konstrukcja tunelu generatora mhd Politechniki Poznańskiej
1 — sworzeń grafitowy, 2 — sprężyna dociskowa, 3 — obejma z zaciskiem, 4 — segment izolacyjny, 5 — elektroda, 6 — blacha mosiężna

W drugiej fazie badań generatora P.P. zastosowano tunel o elektrodach podzielonych na 3 sekcje. Konstrukcję tunelu przedstawia rys. 4. Ze względów wykonawczych długość elektrod jest większa od segmentów izolacyjnych. Czynna długość elektrody (tj. znajdująca się w polu magnetycznym) wynosi 16 cm. Drobniejszego podziału nie zastosowano



Rys. 5. Zależność napięcia i mocy od prądu dla trzech sekcji tunelu
— wartość napięć, — — — wartości mocy

z uwagi na trudności pomiarowe i obciążeniowe. Mimo nie całkowicie zgodnego z teorią rozwiązania otrzymano wyniki lepsze od poprzednich. Na rys. 5 przedstawiono wartości napięć i mocy w funkcji prądu poszczególnych sekcji. Analizując krzywe można stwierdzić, że pokrywają się one z teorią. Najwyższe napięcie indukowało się w sekcji III (naj-

większa szybkość gazu), jednak prądy były tam najmniejsze, ponieważ temperatura gazu już jest mniejsza i przewodność elektryczna gazu maleje. Temperatura gazu wynosiła na początku tunelu 2300—2800 °K, na wylocie około 1700 °K. Mimo stosunkowo wysokich temperatur otrzymano małą przewodność gazu S.I. — 0,58 S/m; S.II. — 0,31 S/m; S.III. — 0,06 S/m.

Podejrzewa się, że wprowadzony przed plazmotron posiew nie rozpraszał się dokładnie w gazie, lecz zbierał się w skupiska nie spełniając tym samym swego zadania.

Dla pomiarów napięć i prądów obciążeniowych poszczególnych sekcji skonstruowano elektroniczny przekaźnik programowy, który przy pomocy styczników przełącza samoczynnie obwody obciążeniowe i przyrządy pomiarowe. Przekaźnik steruje również lampkami sygnalizującymi — wskazującymi aktualny do odczytu przyrząd. Przyrządy pomiarowe ze względu na ograniczony czas w ostatnich próbach były filmowane, a następnie wskazania ich były odczytywane.

Czas próby, który początkowo wynosił około 1 min, ograniczono później do 15 sek dla oszczędności tuneli. Okres rozruchu generatora jest krótki i wynosi około 5 sek. Praca bez cewki skupiającej powodowała znacznie większe odbieranie ciepła przez elektrodę plazmotronu i czas rozruchu wynosił wtedy około 20 sek.

Dla zbadania efektu Halla przyłożono obciążenie między elektrody bardzo daleko przesunięte, mianowicie między -S.I. i +S.II., otrzymano napięcie tego samego rzędu co na połączeniu -S.I. i +S.I., a prądy o połowę mniejsze. Dalsze badanie tego zjawiska wydaje się konieczne.

5. ZAKOŃCZENIE

Porównanie otrzymanych wyników ze wskaźnikami teoretycznymi wskazuje wyraźnie na to, że idealne przebiegi przyjmowane do obliczeń odpowiadają w małym stopniu stanom faktycznym. Niezbędne są długotrwałe i pracochłonne doświadczenia nad zbadaniem różnych wpływów ubocznych. Pragniemy tutaj kilka z tych wpływów sformułować:

a) ochładzające działanie ścianek tunelu (zmniejszające temperaturę strumienia gazu),

b) tarcie strugi gazowej o ścianki tunelu (nierównomierny rozkład prędkości w przekroju tunelu),

c) nierównomierność indukcji magnetycznej,

d) wpływ osadów zanieczyszczających na własności izolacyjne ścianek tunelu i zwiększenie oporu wewnętrznego elektrod,

e) wpływ efektu Halla,

f) wpływ efektów brzegowych na elektrodach (kształt elektrod),

g) zmiana przewodności gazu wywołana zmianami temperatury i nierównomiernością rozdziału posiewu jonizacyjnego w strudze gazowej,

h) nieznane własności gazu w bardzo wysokich temperaturach (stosunek ciepła właściwego, lepkość itd.),

i) wpływ warunków istniejących w tunelu na przyelektrodowe spadki napięcia.

Droga do praktycznej realizacji generatorów magnetohydrodynamicznych jest jeszcze daleka, jednak perspektywy tak nęcące, że ścisła koordynacja badań na tym polu prowadzonych wydaje się być jak najbardziej pożądana.

*Politechnika Poznańska
Katedra Elektroenergetyki*

WYKAZ LITERATURY

1. Spitzer L.: *Physics of Fully Ionized Gases*. Interscience Publishers, INC, New York 1956.
2. Harris L. P., Cobine J. P.: The Significance of the Hall Effect for Three MHD Generator Configurations. — *Trans. ASME*, 1961, A83, Nr 4, 392—396.
3. Opracowanie naukowe materiałów wysokoogniotrwałych do prób bezpośredniej zamiany energii cieplnej w elektryczną. Instytut Materiałów Ogniotrwałych, Gliwice, Sprawozdanie nr 310, 1961.
4. Jasicki Zb.: O bezpośredniej przemianie energii cieplnej w elektryczną w generatorach magnetohydrodynamicznych. Materiały Konferencji „Nowe źródła energii”, SEP, 4—5 maja 1962.
5. Kordus A.: Generator magnetohydrodynamiczny Politechniki Poznańskiej i Instytutu Energetyki. Materiały Konferencji „Nowe źródła energii”, SEP, 4—5 maja 1962.
6. Jasicki Zb.: Einige theoretische und konstruktive Fragen der magnetohydrodynamischen Generatoren. Referat wygłoszony na Internazionalen Kolloquium w Ilmenau (NRD), 23—26 października 1962.

Z. JASICKI, A. KORDUS

SOME PROBLEMS OF THE MAGNETOHYDRODYNAMIC GENERATOR WITH CONSTANT CROSS-SECTION OF THE CHANNEL

Summary

The description of the magnetohydrodynamic generator constructed at the Engineering College in Poznań. The work of the generator with constant cross-section canal and continual electrodes in the direct and variable magnetic field. The construction of the canal, influence of impurities, electrode systems and theoretically obtained powers. The results of experiences achieved with electrodes derided in 3 sections (fig. 4 and 5). Secondary influence which gives considerable differences in comparison with the theory.

Z. JASICKI, A. KORDUS

CERTAINS PROBLÈMES CONCERNANT LE GÉNÉRATEUR MAGNÉTOHYDRO-DYNAMIQUE AVEC UN TONNEL À SECTION CONTINUE

Résumé

Description du générateur à M.H.D. construit à l'Ecole Polytechnique de Poznań. Fonctionnement du générateur à canal de section constante et aux électrodes continues, au champ magnétique de densité soit constante soit variable. Construction du canal et des électrodes, puissance théorique. Résultats des essais sur les électrodes divisées en trois parts. Influences casuelles à la divergence de résultats expérimentaux et de calculs théoriques.

Z. JASICKI, A. KORDUS

EINIGE PROBLEME DES MAGNETOHYDRODYNAMISCHEN GENERATORS MIT KANAL VOM KONSTANTEN QUERSCHNITT

Zusammenfassung

Beschreibung des magnetohydrodynamischen Generators der Technischen Hochschule in Poznań. Arbeit des Generators mit einem Kanal von konstantem Durchmesser und ununterbrochenen Elektroden im konstantem und im Wert wechselnden magnetischem Felde. Konstruktion des Kanals, einfluss der Verunreinigung, Anordnung der Elektroden und theoretisch erlangte Leistungen. Die Resultate der Experimente mit Elektroden in 3 Elemente geteilt (zeichnung 4 u. 5). Nebeneinflüsse welche veranlassen grosse Ebweichung von der Theorie.

З. ЯСИЦКИ, А. КОРДУС

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА С КАНАЛОМ С ПОСТОЯННЫМ СЕЧЕНИЕМ

Резюме

Описание магнитогидродинамического генератора сконструированного Политехническим Институтом в Познани. Работа генератора с определенным сечением сопла, непрерывными электродами, при постоянной и измеряющейся величине магнитного поля. Конструкция сопла, влияние засорения, расположение электродов и теоретически получаемые мощности. Результату испытаний с электродами делеными на три секции (черт. 4 и 5).

Посторонние влияния вызывающие значительные отклонения практически получаемых величин в сравнении с теоретическими расчётами.

CZESŁAW KRÓLIKOWSKI, STEFAN SEIDEL

Plazmotron (palnik łukowy) jako źródło gazów częściowo zjonizowanych

Rękopis dostarczono 20.2.1963

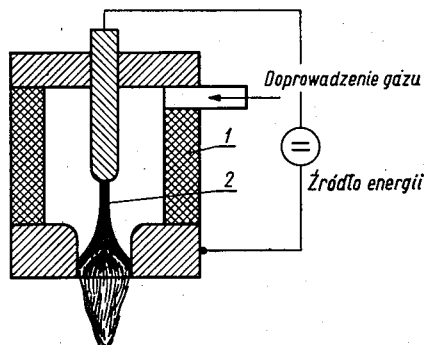
Omówiono podstawowe zagadnienia związane z otrzymywaniem strumienia gazów częściowo zjonizowanych dla celów magnetohydrodynamicznych. Przedstawiono pewne zależności termodynamiczne dla elektrody dyszy typu de Laval'a oraz przeprowadzono próbę ustalenia bilansu cieplnego dla plazmotronu stosowanego przy generatorze mhd.

1. WSTĘP

Prawidłowa praca plazmotronu, którego ideę przedstawiono na rysunku 1, jest związana z rozwiązaniem kilku zasadniczych zagadnień, jak np. stabilizacja łuku elektrycznego, dobór właściwego kształtu i materiału elektrod, wytworzenie odpowiedniego pola skupiającego, wybór rodzaju zastosowanego gazu itp.

2. STABILIZACJA ŁUKU ELEKTRYCZNEGO W PLAZMOTRONIE

Łuk elektryczny w warunkach normalnych, tzn. w otoczeniu powietrza atmosferycznego, przy normalnym ciśnieniu, pali się jak wiadomo,



Rys. 1. Urządzenie z łukiem rozdzielonym do wytwarzania strugi częściowo zjonizowanych gazów

1 — izolacja, 2 — łuk elektryczny

bardzo niestabilnie. Jego stabilizacja może być przeprowadzona różnymi metodami. Do najbardziej rozpowszechnionych można zaliczyć:

- 1) stabilizację lejkową (dyszową),
- 2) stabilizację strumieniem gazu,
- 3) stabilizację ściankami z materiału trwałego.

Stabilizacja lejkowa polega na tym, że łuk elektryczny przechodzi przez środek lejka wytworzonego albo z ciała ciekłego, albo z ciała gazowego.

Znane konstrukcje plazmotronów łukowych posiadają w zasadzie stabilizację łuku elektrycznego przy pomocy strumienia gazów. Stosowanie jako stabilizatora strumienia wody okazało się w zasadzie wystarczające, jednak stosowane wówczas, jako najlepsze, elektrody węglowe upalały się dość szybko, przez co urządzenie mogło pracować do kilkudziesięciu sekund.

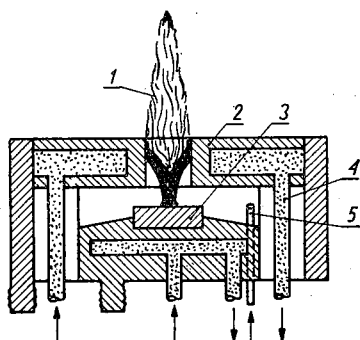
Upalające się elektrody wpływały poza tym na to, że struga częściowo zjonizowanego gazu była w dość poważnym procencie zanieczyszczona. Zanieczyszczenia te, osadzając się na ściankach kanału roboczego generatora m.h.d., zmniejszały czynny przekrój kanału oraz opór ścianek izolujących, a osadzone na elektrodach zwiększały przyelektrodowe spadki napięć.

Jeśli chodzi o stabilizację strumieniem gazu, to spotykane są powszechnie dwie odmiany:

- 1) stabilizacja lejkiem gazowym,
- 2) stabilizacja warstwą gazową.

W urządzeniu stabilizowanym lejkiem gazowym elektrody powinny być wykonane z materiału odpornego na bardzo wysokie temperatury (np. wolfram z 1% dodatkiem toru). Elektrody takie nie upalają się, a struga gazu nie posiada wydatnych zanieczyszczeń. Lejek gazowy dobrze lokalizuje łuk elektryczny z dala od bocznych ścianek dyszy i umożliwia przebywanie gazu przez dłuższy czas w łuku elektrycznym.

Przykład takiego rozwiązania przedstawiono na rysunku 2.



Rys. 2. Urządzenie do wytwarzania strugi gazów częściowo zjonizowanych. Łuk elektryczny stabilizowany lejkiem gazowym

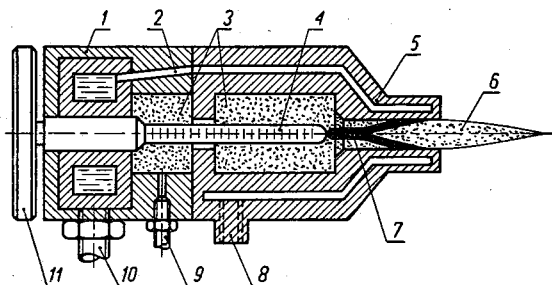
1 — struga częściowo zjonizowanego gazu, 2 — katoda, 3 — anoda, 4 — chłodzenie wodne, 5 — doprowadzenie gazu po styecznej

Metoda stabilizacji łuku elektrycznego warstwą gazową jest przedstawiona na rysunku 3.

Katoda wykonana jest w postaci walca, anoda zaś stanowi elektrodę-dyszę. Układ taki sprawia, że gaz formowany jest tu w kształt cylindra i w takiej formie dochodzi do początku dyszy.

Doświadczenia wykazują, że na ogół nie ma konieczności nadawania gazowi ruchu wirowego. Konieczne staje się to przy stosowaniu łuku wysokonapięciowego.

Stabilizacja strugą gazową ma jednak tę wadę, że może wyrzucać kolumnę łukową poza otwór dyszy, szczególnie w tych przypadkach, gdy dysza jest krótka. Może to wpłynąć na skrócenie właściwego strumienia częściowo zjonizowanych gazów, wprowadzonych do kanału roboczego generatora magnetohydrodynamicznego.



Rys. 3. Urządzenie do wytwarzania strugi gazów częściowo zjonizowanych. Łuk elektryczny stabilizowany cylindryczną warstwą gazową
 1 — izolacja nylonowa, 2 — koszulka wodna, 3 — gaz roboczy, 4 — katoda wolframowa, 5 — anoda, stop miedzi, 6 — płomień gazu, 7 — łuk elektryczny, 8 — odprowadzenie wody i biegun elektrody, 9 — doprowadzenie gazu, 10 — doprowadzenie wody i biegun elektrody, 11 — izolacyjna śruba regulacyjna

Rozwinięta część łuku elektrycznego na kształt „parasola”, działa wówczas na dość dużą powierzchnię elektrody — dyszy co powoduje, łącznie z ciepłem oddanym strumieniowi gazu, że działanie niszczące łuku zostanie poważnie ograniczone.

Metoda stabilizacji ściankami polega m.in. na tym, że łuk elektryczny pali się między elektrodami umieszczonymi w cylindrze. Przez cylinder ten zostaje przepuszczony gaz, który jest jakby częścią składową łuku elektrycznego, wypełniając przestrzeń między ściankami.

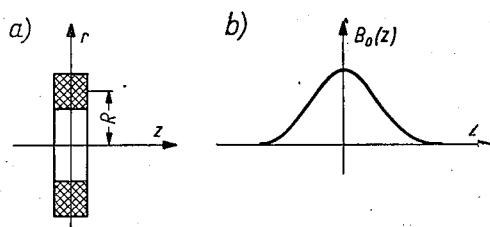
3. CEWKA SKUPIAJĄCA

Praktyka wykazała, że jakkolwiek oddzielenie przez strumień gazu szkodliwego działania kolumny łukowej na ścianki elektrody — dyszy jest możliwe, to jednak wypływający z dyszy częściowo zjonizowany gaz rozszerza się przy wypływie stosunkowo silnie, ogrzewając nadmiernie części połączeń między dyszą a właściwym kanałem roboczym generatora.

Dla skupienia więc strugi częściowo zjonizowanych gazów i w ten sposób ograniczenia strat cieplnych występujących przy bezpośrednim zetknięciu się gorącego strumienia z otoczeniem, zastosowano cewkę skupiającą noszącą nazwę „magnetycznej soczewki elektronowej”.

Ze względu na ograniczoność miejsca zastosowano soczewkę skupiającą wytworzoną przez cewkę tzw. krótką, w osi której indukcja magnetyczna ma przebieg przedstawiony na rys. 4.

Doświadczenia wykazały, że zastosowanie cewki skupiającej wpływa poważnie na ograniczenie strat ciepłych elektrody — dyszy, a poza tym



Rys. 4. Rozkład indukcji pola magnetycznego cewki skupiającej krótkiej

skupiona i skierowana struga częściowo zjonizowanych gazów daje także lepsze wyniki elektryczne w układzie samego generatora magnetohydrodynamicznego.

Wprowadzone obce pole magnetyczne cewki może jednak oddziaływać na pole magnetyczne wytworzone przez prądy wirowe powstające w strumieniu częściowo zjonizowanych gazów. Wpływ tego oddziaływania może być scharakteryzowany przez tzw. magnetyczną liczbę Reynoldsa R_{em} , którą można wyrazić zależnością

$$R_{em} = \mu \cdot \sigma \cdot w \cdot d, \quad (1)$$

gdzie:

μ — przenikalność magnetyczna $\left[\frac{\Omega \text{ sek}}{\text{cm}} \right]$,

σ — przewodność elektryczna strumienia gazów $\left[\frac{1}{\Omega \text{ cm}} \right]$,

w — prędkość strumienia [cm/sek],

d — średnica rury względnie średnica zastępcza [cm].

Przykładowo można podać, że magnetyczna liczba Reynoldsa w stosowanych przez nas plazmotronach wynosiła przy założeniu:

$$\mu \approx \mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-9} \left[\frac{\Omega \text{ sek}}{\text{cm}} \right] \text{ (wartość przybliżona),}$$

$$\sigma = 1 \cdot 10^{-2} \left[\frac{1}{\Omega \text{ cm}} \right],$$

$$w = 500 \text{ m/sek} = 50000 \text{ [cm/sek]},$$

$$d = 22 \text{ mm} = 2,2 \text{ cm},$$

$$R_{em} = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-9} \cdot 1 \cdot 10^{-2} \cdot 50000 \cdot 2,2 = 1,38 \cdot 10^{-5}.$$

Tak mała liczba Reynoldsa wykazuje, że pola magnetyczne wytworzone przez prądy wirowe strumienia gazów praktycznie nie oddziałują na zewnętrzne pole magnetyczne.

W układzie generatorów m.h.d. istotniejszą sprawę stanowi raczej stopień oddziaływania pola magnetycznego cewki na strumień częściowo zjonizowanych gazów.

W tym celu wprowadza się współczynnik P będący iloczynem magnetycznej liczby Reynoldsa R_{em} oraz stosunku ciśnienia magnetycznego $\frac{B^2}{2\mu}$ do ciśnienia statycznego strumienia gazu p .

W przypadku gdy współczynnik $P > 1$, siły pola magnetycznego obcego będą oddziaływać na strumień częściowo zjonizowanych gazów.

W przypadku gdy $P < 1$, oddziaływanie w zasadzie nie występuje. Mamy więc:

$$R_{em} \cdot \frac{B^2}{2\mu} / p = P, \quad (2)$$

gdzie:

B — indukcja magnetyczna $\left[\frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} \right]$,

μ — przenikalność magnetyczna $\left[\frac{\Omega \text{ sek}}{\text{m}} \right]$,

p — ciśnienie statyczne strumienia gazu $\left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]$.

Przykładowo współczynnik P wynosił w naszym urządzeniu $P = 1,13 \cdot 10^{-6}$. Wartość ta wskazuje na to, że pole magnetyczne cewki nie oddziałuje na strumień częściowo zjonizowanych gazów.

Doświadczenia przeprowadzone przez F. Fishmana i innych [3] wykazały, że już przy wartościach $P > 0,5$ występowały w strumieniu częściowo zjonizowanych gazów pewne efekty świetlne, które — wg przypuszczeń — były związane z promieniowaniem hamowanych elektronów.

Obserwując strumień częściowo zjonizowanych gazów stwierdzono, że za cewką skupiającą światłość jego była znacznie większa niż przed cewką. Poza tym strumień wykazywał tendencję odrywania się od ścian kanału. Potwierdziły to także nasze doświadczenia.

4. WPŁYW RODZAJU GAZU ROBOCZEGO NA PRACĘ PLAZMOTRONU

Doświadczenia przeprowadzone przez J. Browninga [1], a potwierdzone przez nas wykazały, że rodzaj gazu ma poważny wpływ na wartość napięcia palącego się łuku elektrycznego.

Dla przykładu można podać, że przy zastosowaniu azotu wprowadzonego poosiowo — bez zawirowania — napięcie na łuku wynosiło około 65 V, natomiast przy zastosowaniu wodoru około 120 V [1].

Wykorzystanie argonu jako gazu roboczego prowadzi do obniżenia napięcia łuku do ok. 40 V w przypadku gdy argon jest doprowadzony do ł-

ku z odpowiednim zawirowaniem, oraz ustala się w granicach 25 V, gdy jest doprowadzony bez zawirowania — prosto.

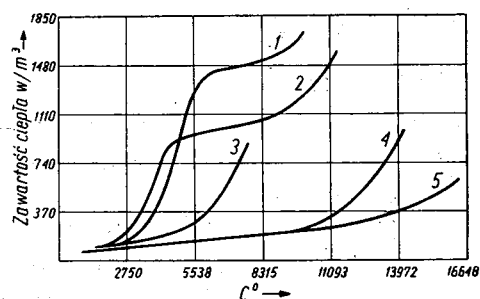
Większe trudności z utrzymaniem odpowiedniego napięcia na łuku wstępują wówczas, gdy do gazu zostanie wprowadzony, przed łukiem elektrycznym, posiew jonizacyjny np. w postaci proszku K_2CO_3 , który powoduje obniżenia się napięcia łuku do wartości jeszcze niższych — rzędu 15—20 V.

Rodzaj zastosowanego gazu ma wpływ na szereg innych zjawisk, z których, w tym miejscu, należałoby jeszcze wymienić zjawisko dysocjacji.

Okazuje się, że gazy dwuatomowe bądź bardziej złożone zaczynają się w pełni rozszczepiać przy temperaturze 5300 °C. Rozszczepienie to kończy się przy temperaturze 6400 °C [1].

W obszarze dysocjacji występuje dla gazów dwu i wieloatomowych stosunkowo stromy wzrost krzywej entalpii, co powoduje, że strumień częściowo zjonizowanych gazów przy dość znacznej ilości ciepła znajduje się w stosunkowo niskiej temperaturze (rzędu 5000 °K).

Zależność (ilości ciepła) entalpii różnych gazów od temperatury przedstawiono na rysunku 5.



Rys. 5. Zależność entalpii od temperatury dla różnych gazów

1 — azot, 2 — wodór, 3 — dwutlenek węgla, 4 — argon, 5 — hel

Z rysunku 5 można wywnioskować, że np. azot przy temperaturze 5300 °C posiada taką samą ilość ciepła jak argon w temperaturze 13600 °C.

Wynika więc stąd, że dla celów przekazywania ciepła gazy dwuatomowe są korzystniejsze w zastosowaniach od gazów jednoatomowych (np. cięcie metali).

W układach magnetohydrodynamiki sprawa ma się nieco inaczej, gdyż tu najważniejszym czynnikiem jest nie tyle ilość ciepła w jednostce objętości gazu, ile temperatura, od wartości której zależy stopień jonizacji gazu doprowadzanego do tunelu roboczego.

Ochładzający się gaz przechodząc przez obszar dysocjacji będzie oddawał otoczeniu duże ilości ciepła, co w układzie generatora mhd. jest raczej zjawiskiem niekorzystnym.

Krzywe przedstawione na rysunku 5 wykazują, że dwa spośród rozpatrywanych gazów, tzn. argon i hel charakteryzują się tym, że przy bardzo wysokich temperaturach posiadają w jednostce objętości nieduże

ilości ciepła. Gazy te przy ochładzaniu i przechodzeniu przez obszar dysocjacji będą więc oddawały otoczeniu małe ilości ciepła, co — jeśli chodzi o tunel roboczy generatora — jest zjawiskiem bardzo korzystnym.

Argon i hel znalazły więc w laboratoryjnych urządzeniach magneto-hydrodynamicznych najczęstsze zastosowanie.

5. ZASILANIE PLAZMOTRONÓW

Do zasilania plazmotronów używa się najchętniej przetwornic spawarkowych prądu stałego, które, w warunkach laboratoryjnych, są najtańszym i chyba najwygodniejszym źródłem energii. Źródło takie zastosowano także do zasilania naszego plazmotronu.

Okazuje się, że oprócz szeregu zalet, jak pewność działania, możliwość regulacji prądu, a w pewnych granicach i napięcia, oraz łatwość obsługi, źródło takie posiada i wady.

Do najistotniejszych wad takiego zasilania należy zaliczyć to, że struga częściowo zjonizowanych gazów z powodu pulsacji prądu zasilającego posiada także pulsacje o wartości zależnej od typu zastosowanej przetwornicy. Stosując do zasilania przetwornice spawalnicze należy się spodziewać częstotliwości rzędu 180 Hz [2]. Natomiast częstotliwości wytwarzane przez sam łuk elektryczny są wyższe i mogą osiągać wartości do 10 kHz. Drgania te nakładając się na siebie powodują drgania strumienia gazów w kanale roboczym generatora mhd.

6. PLAZMOTRON STOSOWANY W GENERATORZE MAGNETOHYDRODYNAMICZNYM POLITECHNIKI POZNAŃSKIEJ

Przy badaniach nad zjawiskami magneto-hydrodynamiki stosowano u nas dwa rodzaje plazmotronów, różniące się zasadniczo elektrodą — dyszą.

Układ elektrod pierwszego plazmotronu typu PK-1 przedstawiono na rysunku 6.

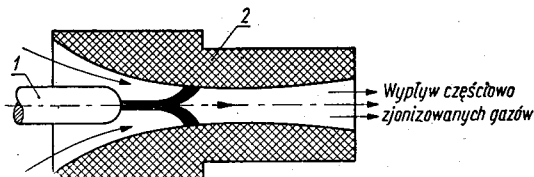
W układzie tym anoda i katoda wykonane są z węgla grafityzowanego typu EGH-30. Układ został w ten sposób wykonany, że gaz (argon) może być doprowadzony do palącego się łuku albo poosiowo, albo promieniowo w stosunku do elektrody walcowej.

Doświadczenia wykazały, że w przypadku poosiowego doprowadzenia gazu napięcie na łuku ustalało się na wartościach dość niskich, rzędu 20 do 25 V (napięcie biegu jałowego urządzenia zasilającego 70 V). Łuk palił się raczej mało stabilnie, a konieczna moc doprowadzana do plazmotronu występowała przy bardzo dużych natężeniach prądu (ponad 3000 A).

Zmiana doprowadzenia gazu przez jego zawinięcie spowodowała, że napięcie palącego się łuku wzrosło do wartości 40—50 V. W ten sposób,

przy mniejszym natężeniu prądu, moc doprowadzona do plazmotronu mogła się zmieniać w granicach 80—120 kW.

Dla celów doświadczalnych kanał elektrody — dyszy zmieniał swój kształt od przekroju okrągłego do częściowo owalnego bądź prostokątnego, przechodzącego w kanał roboczy właściwego generatora.



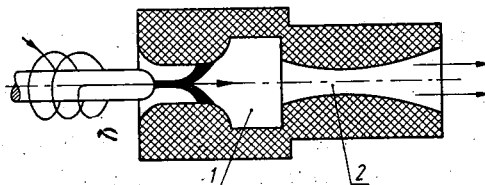
Rys. 6. Układ elektrod plazmotronu typu PK-1

1 — elektroda walcowa, 2 — elektroda-dysza

Praca z zastosowanymi dwoma rodzajami elektrod — dysz o przekroju początkowym okrągłym, równym przekrojowi końcowemu owalnemu oraz o przekroju początkowym okrągłym mniejszym od przekroju końcowego owalnego lub prostokątnego w stosunku 1 : 2,25 wykazała, że drugi rodzaj elektrody — dyszy dawał lepsze efekty zarówno termodynamiczne, jak też i elektryczne w samym generatorze.

Wypływający strumień częściowo zjonizowanego gazu miał wyższą temperaturę (rzędu do 2800 °K), a upalający się koniec elektrody walcowej nie wpływał bardzo wyraźnie na zwiększenie się pulsacji tego strumienia, spowodowanej m. in. nierównomiernym nagrzewem przepływającego gazu.

Zasadniczym jednak mankamentem tego układu było to, że zmiany doprowadzanej mocy do plazmotronu, spowodowane zmianą długości pa-



Rys. 7. Układ elektrod plazmotronu typu PK-2

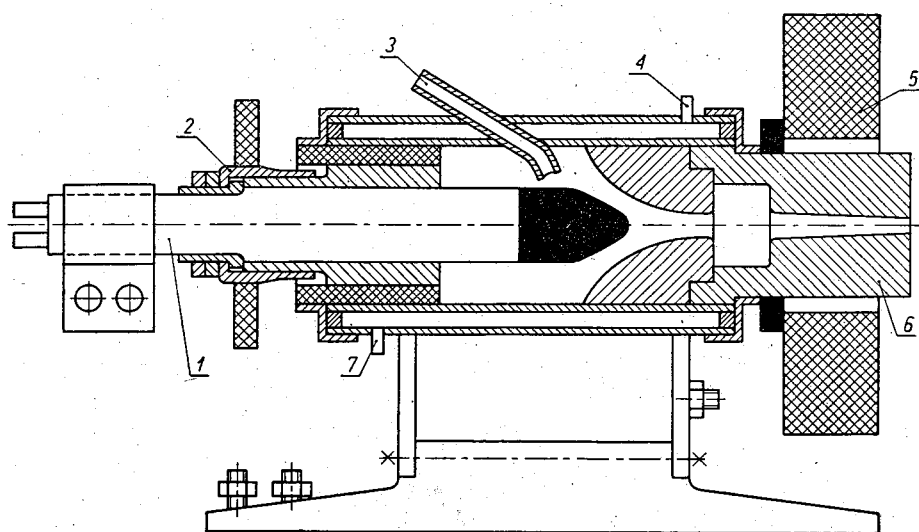
1 — komora wyrównawcza, 2 — dysza de Laval

łającego się łuku, przez upalanie się elektrody walcowej (mimo regulacji — dotychczas ręcznej) wpływały dość znacznie na niestabilność wypływającej strugi gazowej.

Niestabilność ta została poważnie ograniczona przez zastosowanie elektrody — dyszy, z tzw. komorą wyrównawczą, przedstawionej na rysunku 7.

Rysunek 8 przedstawia ogólny przekrój plazmotronu typu PK. Korpus plazmotronu wykonany jest z mosiądzu i jest chłodzony wodą. Chłodzenie posiada także metalowa część elektrody walcowej, zakończona węglem grafityzowanym typu EGH-30.

Plazmotron może być zasilany z przetwornicy spawalniczej prądu stałego przy maksymalnym natężeniu prądu do 3000 A. Moc doprowadzona do plazmotronu może wynosić krótkotrwale do 200 kW.



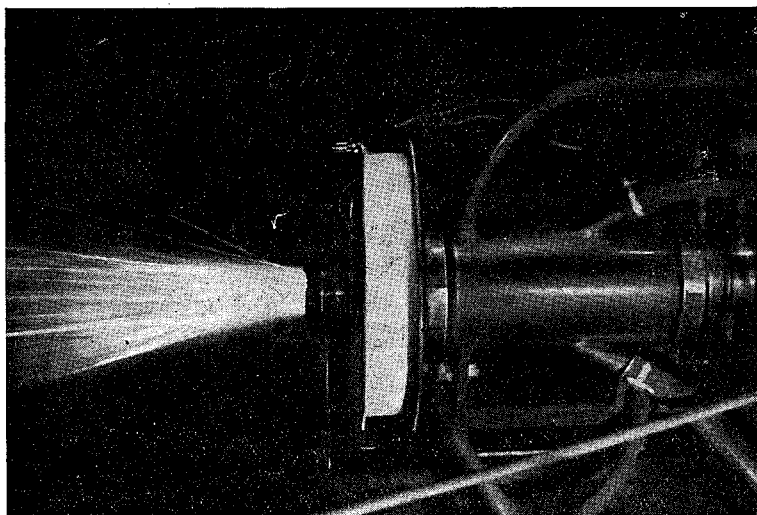
Rys. 8. Przekrój osiowy plazmotronu typu PK

1 — elektroda metalowo-węglowa, 2 — posuw elektrody, 3 — doprowadzenie gazu, 4 — doprowadzenie wody, 5 — cewka skupiająca, 6 — elektroda węglowa, 7 — wylot wody

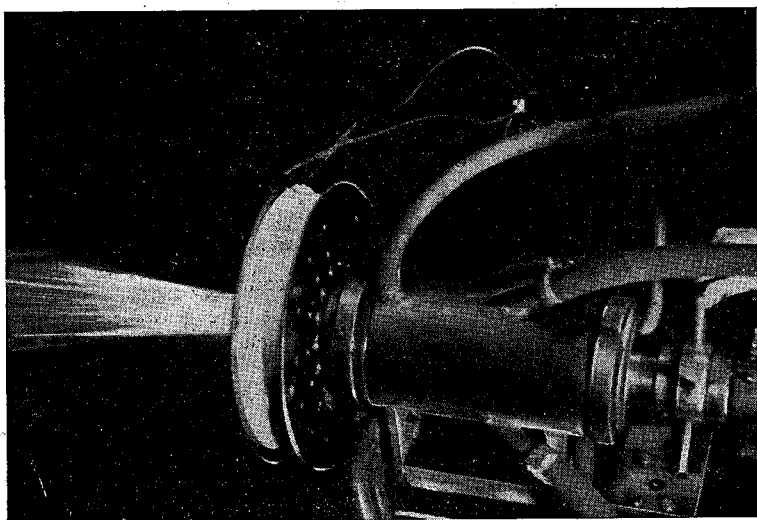
Gaz (argon) jest doprowadzany trzema przewodami gumowymi rozmieszczonymi na obwodzie plazmotronu co 120° . Kąt nachylenia przewodów doprowadzających gaz w stosunku do osi plazmotronu wynosi 30° .

Na elektrodzie — dyszy jest umieszczona cewka skupiająca o indukcji magnetycznej $B = 1500$ Gs, mająca na celu skupienie strumienia częściowo zjonizowanych gazów oraz nadanie cząsteczkom elektrycznie czynnym kierunku osiowego. Poza tym jest ograniczone silne nagrzewanie się (nie chłodzonej) elektrody-dyszy oraz są w niej zmniejszone straty ciepłne.

Na rysunkach 9 i 10 pokazano plazmotron typu PK pracujący bez generatora mhd. Plazmotron przedstawiony na zdjęciu 9 pracował z elektrodą-dyszą bez komory wyrównawczej, natomiast plazmotron ze zdjęcia 10 pracował z elektrodą-dyszą z komorą wyrównawczą.



Rys. 9. Plazmotron typu PK-1 w czasie pracy



Rys. 10. Plazmotron typu PK-2 w czasie pracy

7. ANALIZA PRACY DYSZY ORAZ PLAZMOTRONU PRZY RÓŻNYCH PARAMETRACH WEJŚCIOWYCH

Praca plazmotronu zastosowanego w laboratoryjnych generatorach magneto hydrodynamicznych odbywa się bardzo często przy różnych parametrach wejściowych.

Z tego też m. in. powodu poniżej zostaną przedstawione na wykresach zależności umożliwiające przeprowadzenie szybkiej analizy pracy plazmotronu i wyciągnięcie odpowiednich wniosków.

Rozważania zostaną przeprowadzone przy założeniu, że zastosowano elektrodę-dyszę przedstawioną na rysunku 7 oraz że kanał generatora magnetohydrodynamicznego posiada przekrój zbliżony do owalnego lub też prostokątnego.

6.1. Ustalenie zależności $\frac{P_m}{P_2} = f\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$ oraz $\frac{W_2}{W_m} = f\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$

Wiadomo, że dla dyszy de Laval'a zależności powyższe można przedstawić przy pomocy wzorów:

$$\frac{F_m}{F_2} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \quad (3)$$

oraz

$$\frac{W_2}{W_m} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}, \quad (4)$$

gdzie:

F_m, F_2 — przekrój krytyczny i przekrój wylotu elektrody-dyszy w cm^2 ,

P_m, P_1, P_2 — ciśnienie krytyczne, ciśnienie na wlocie i wylocie z elektrody-dyszy w kg/cm^2 ,

W_m, W_2 — prędkość krytyczna i prędkość na wylocie w m/sek ,

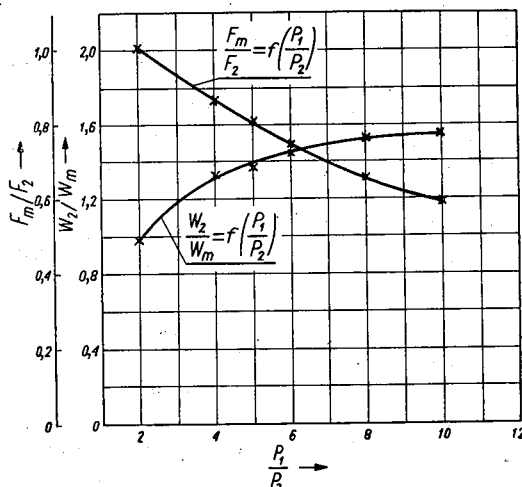
$k = \frac{C_p}{C_v}$ — współczynnik określający stosunek ciepła właściwego przy stałym ciśnieniu do ciepła właściwego przy stałej objętości.

Zakładając, że gazem roboczym jest argon, dla którego $k = \frac{C_p}{C_v} = 1,65$, oraz że ciśnienia $\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$ będą zmieniać się w granicach $\frac{P_1}{P_2} = 2 \div 10$, otrzymamy odpowiednie wartości $\frac{F_m}{F_2}$ oraz $\frac{W_2}{W_m}$ zestawione w tabelicy 1 oraz przedstawione na rysunku 11.

Tabela 1

Lp.	$k = 1,65$		
	P_1/P_2	F_m/F_2	W_2/W_m
1	2,0	1,010	0,988
2	4,0	0,870	1,310
3	5,0	0,815	1,380
4	6,0	0,749	1,440
5	8,0	0,652	1,510
6	10,0	0,594	1,560

Ponieważ przekrój kanału wylotowego dyszy jest zależny od przekroju kanału roboczego generatora i jest w naszych warunkach stały ($F_2 = \text{const} = 3,6 \text{ cm}^2$), minimalny przekrój (F_m) dyszy będzie malał ze



Rys. 11. Zależność $\frac{W_2}{W_m} = f\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$ oraz $\frac{F_m}{F_2} = f\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$

wzrostem ciśnienia na wlocie P_1 , gdyż ciśnienie P_2 na wyjściu z plazmotronu (wejście do kanału roboczego generatora) przyjęto stałe, o wartości $P_2 = 1,2 \text{ ata}$.

Z rysunku 11 wynika, także, że prędkość strugi gazowej na wylocie (W_2) będzie także rosła (w zakresie stosowanych przez nas ciśnień) ze wzrostem ciśnienia P_1 .

6.2. Ustalenie zależności $G_{\max}^*/F_m$ w funkcji temperatury T_1

Zależność powyższą wyznaczyć się przy założeniu, że $P_2 = 1,2 \text{ ata} = \text{const}$, natomiast ciśnienie na wejściu waha się w granicach $P_1 = (2,4 - 12,0) \text{ ata}$.

Korzystając z zależności na maksymalny przepływ gazu

$$G_{\max}^* = F_m \cdot \psi_{\max} \cdot P_1 \cdot \sqrt{\frac{1}{R}} \cdot \sqrt{\frac{1}{T_1}} \quad (\text{kg/s}) \quad (5)$$

będzie

$$\frac{G_{\max}^*}{F_m} = \psi_{\max} \sqrt{\frac{1}{R}} P_1 \sqrt{\frac{1}{T_1}} \left[\frac{\text{kg}}{\text{s cm}^2} \right], \quad (5a)$$

gdzie:

Ψ_{max} — maksymalny współczynnik przepływu $\left[\frac{\text{kg}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}}{\text{kg}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{sek}} \right]$,

T_1 — temperatura gazów wypływających w $^{\circ}\text{K}$,

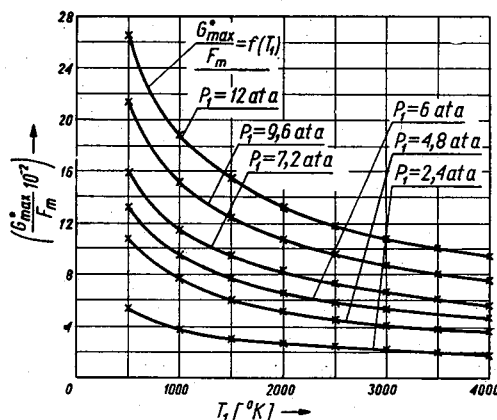
G_{max}^* — maksymalny przepływ gazu w kg/sek ,

R — stała gazowa w $\frac{\text{kGm}}{\text{kg stop}}$.

Przyjmując $\Psi_{max} = 2,266$, $R = 21,23$ zależność (5a) zestawiono w tablicy 2 i wykreślono na rysunku 12.

Tablica 2

Lp.	P_1 ata T_1 $^{\circ}\text{K}$	$G_{max}^*/F_m \cdot 10^{-2}$							
		500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000
1	2,4	5,3	3,74	3,06	2,65	2,37	2,17	2,00	1,87
2	4,8	10,6	7,48	6,12	5,30	4,74	4,34	4,00	3,74
3	6,0	13,2	9,35	7,65	6,62	5,92	5,42	5,00	4,70
4	7,2	15,9	11,25	9,20	7,98	7,12	6,50	6,00	5,65
5	9,5	21,2	14,96	12,24	10,60	9,48	8,68	8,00	7,48
6	12,0	26,4	18,70	15,30	13,24	11,84	10,82	10,00	9,40



Rys. 12. Zależność $\frac{G_{max}^*}{F_m} = f(T_1)$ przy $P_2 = 1,2$ ata = const oraz P_1 jako parametr dla dyszy przedstawionej na rys. 7

Zależności przedstawione na rysunku 12 pozwalają na ustalenie maksymalnego przepływu przy $F_m = \text{const}$ oraz przy odpowiedniej wartości ciśnienia P_1 w komorze mieszającej (na wejściu do dyszy de Laval) oraz odpowiedniej temperaturze w tej komorze T_1 , która zależy między innymi od mocy doprowadzonej do łuku.

6.3. Ustalenie zależności prędkości krytycznej W_m w funkcji temperatury T_m

W miejscu przewężenia elektrody-dyszy, prędkość krytyczną odpowiadającą prędkości dźwięku w danych warunkach można ustalić z zależności:

$$W_m = \sqrt{\mu_{rt} \cdot k \cdot R \cdot T_m} \text{ [m/sek]}, \quad (6)$$

gdzie:

μ_{rt} — fizyczny równoważnik technicznej jednostki masy w $\frac{\text{kgm}}{\text{kG} \cdot \text{sek}^2}$,

T_m — temperatura w przekroju krytycznym w $^{\circ}\text{K}$.

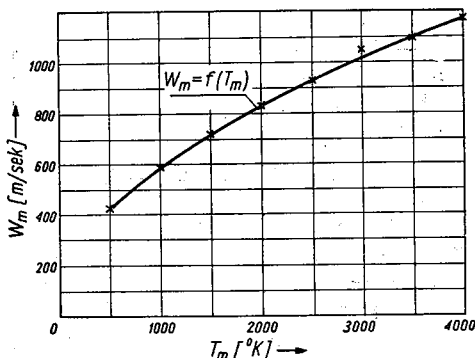
Przyjmując $\mu_{rt} = 9,80 \frac{\text{kgm}}{\text{kG} \cdot \text{sek}^2}$, $R = 21,23 \frac{\text{kGm}}{\text{kg} \cdot \text{stop}}$, $k = 1,65$ otrzymamy

$$W_m = 18,5 \cdot \sqrt{T_m} \text{ (m/s)} \quad (6a)$$

Zależność tę zestawiono w tablicy 3, a przedstawiono na rysunku 13.

Tablica 3

$T_m [^{\circ}\text{K}]$	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000
$W_m \text{ [m/sek]}$	414,0	588,0	718,0	828,0	925,0	1017,0	1095,0	1165,0



Rys. 13. Zależność prędkości krytycznej od temperatury strumienia gazu w miejscu przewężenia dyszy

6.4. Ustalenie zależności ilości przepływającego gazu G^* w funkcji temperatury T_1 przy stałej wartości mocy doprowadzonej do łuku

Zakładając, że sprawność wymiany ciepła wynosi w przybliżeniu $\eta_p = 0,78$, ilość przepływającego gazu G^* w funkcji temperatury T_1 przy określonej wartości mocy doprowadzonej do łuku będzie:

$$G^* = \frac{860 \cdot P_l \cdot \mu_p \cdot 1}{C_p \cdot 3600 \cdot T_1} \text{ (kg/sek)} \quad (7)$$

lub

$$G^* = 1,49 \frac{P_l}{T_1} \text{ (kg/sek)}, \quad (7a)$$

gdzie:

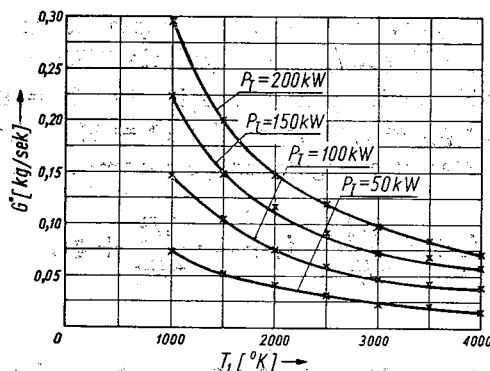
 P_l — moc doprowadzona do łuku w kW, C_p — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu w $\frac{\text{kcal}}{\text{kg stop}}$, T_1 — temperatura gazów wylotowych w °K.

Zależność tę zestawiono w tablicy 4, a wykreślono na rysunku 14.

Tablica 4

Lp.	P_l [kW]	T_1 [°K]	G^* [kg/sek]						
			1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000
1	50		0,0745	0,0496	0,0380	0,0297	0,0248	0,0214	0,0186
2	100		0,1490	0,1010	0,0740	0,0595	0,0496	0,0425	0,0371
3	150		0,2240	0,1490	0,1120	0,0890	0,0745	0,0640	0,0559
4	200		0,2980	0,2000	0,1480	0,1195	0,0955	0,0850	0,0742

Zależności przedstawione przy pomocy wykresów na rysunkach 11—14 umożliwiają przeprowadzenie szybkiej analizy odnośnie parametrów pracy plazmotronu przy zmiennych zadanych parametrach wejściowych.



Rys. 14. Zależność ilości przepływającego gazu G^* na sekundę w funkcji temperatury przy mocy łuku jako parametru

Metoda przedstawiona w niniejszym opracowaniu jest co prawda przybliżona, niemniej pozwala w obecnym stanie na wyznaczenie rzędu wielkości występujących w układzie plazmotronu (przede wszystkim temperatury gazu i jego prędkości).

7. PRÓBA USTALENIA PRZYBLIŻONEGO BILANSU CIEPLNEGO PLAZMOTRONU TYPU PK

Przy ustalaniu przybliżonego bilansu cieplnego plazmotronu wzięto pod uwagę:

- 1) energię doprowadzoną do łuku elektrycznego — Q_l ,
- 2) straty energii na doprowadzeniach do elektrod — ΔQ_p ,
- 3) straty energii spowodowane chłodzeniem wodnym korpusu plazmotronu oraz elektrody walcowej — ΔQ_{ch} ,
- 4) straty energii spowodowane pojemnością cieplną elektrod — ΔQ_{ce} ,
- 5) straty energii spowodowane pojemnością cieplną korpusu plazmotronu — ΔQ_{kp} ,
- 6) straty energii spowodowane stopieniem i wyparowaniem materiału elektrody walcowej — ΔQ_w .

W związku z powyższym otrzymano następującą zależność:

$$Q_l = Q_g + \Delta Q_p + \Delta Q_{ch} + \Delta Q_{ce} + \Delta Q_{kp} + \Delta Q_w \quad (8)$$

lub

$$Q_l = Q_g + \Sigma \Delta Q,$$

gdzie Q_g — energia cieplna wypływającej strugi gazowej.

Sprawność cieplna plazmotronu będzie więc:

$$\mu_p = \frac{Q_l - \Sigma \Delta Q}{Q_l} \cdot 100 \% \quad (9)$$

Przyjmując średni czas pracy plazmotronu $t_{sr} = 20$ sek poszczególne straty cieplne zestawiono w tablicy 5.

Sprawność cieplna przy średniej ilości ciepła doprowadzonej do plazmotronu, wynoszącej 476 kcal/próbie, wyniesie 78%.

Jednostkowa ilość ciepła przy przepływie $G^* = 0,06$ kg/sek oraz sprawności wymiany $\mu_{sr} = 0,78$ wyniesie: $q^* = 310,0$ kcal/kg. Korzystając orientacyjnie z bilansu energetycznego plazmotronu

$$i_2 + A \frac{W_2^2}{2\mu_{rt}} = i_1 + A \frac{W_1^2}{2\mu_{rt}} + q^*, \quad (10)$$

gdzie:

i_1, i_2 — entalpia gazu doprowadzonego i wypływającego w $\frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$,

q^* — energia cieplna doprowadzona do łuku w $\frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$,

A — cieplny równoważnik pracy mechanicznej w $\frac{\text{kcal}}{\text{kGm}}$,

oraz z ustalonych wielkości przy próbach można wyznaczyć prędkość wpływu strugi gazowej, którą ze względu na bardzo wysoką tempera-

Tablica 5

Lp.	Rodzaj strat	Dane do obliczeń	Wartość strat kcal/próbie	Uwagi
1.	Straty na doprowadzeniach do elektrod	$l = 6,4 \text{ m}$ (4 przewody równoległe) $s = 70 \text{ mm}^2 \text{ Cu}$ $I_{sr} = 2500 \text{ A}$	$\Delta Q_p = 2,40$	
2.	Straty spowodowane chłodzeniem wodnym a) korpusu plazmotronu	$G^* = 0,1 \text{ kg/sek}$ $W = 0,0401 \text{ m/sek}$ $F_w = 25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ $v = \frac{1}{999} \text{ m}^3/\text{kg}$ $\nu = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{sek}$		Obliczono $Re = 1750$ (ruch laminarny) $\alpha = 76,8 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h}^\circ\text{C}}$
		$F_{ch} = 415 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ $\Delta t = 70^\circ\text{C}$	$\Delta Q_k = 1,23$	
	b) elektrody walcowej	$G^* = 0,05 \text{ kg/sek}$ $w = 0,0715 \text{ m/sek}$ $F_w = 7 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$	$\Delta Q_e = 1,27$	Obliczono $Re = 1650$ (ruch laminarny)
		$F_{ch} = 188,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ reszta jak wyżej	$\Delta Q_{ch} = 2,50$	$\alpha = 178 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h}^\circ\text{C}}$
3.	Straty spowodowane pojemnością cieplną a) elektrody-dyszy b) elektrody walcowej	$m = 2,2 \text{ kg}$ $c = 0,17 \text{ kcal/kg }^\circ\text{C}$ $\Delta t_{sr} = 70^\circ\text{C}$	$\Delta Q_d = 26,20$	
		$m = 0,28 \text{ kg}$ $\Delta t_{sr} = 200^\circ\text{C}$	$\Delta Q_{ew} = 9,55$ $\Delta Q_{ce} = 35,75$	
4.	Straty spowodowane pojemnością cieplną mosiężnego korpusu	$m = 11,1 \text{ kg}$ $c = 0,092 \text{ kcal/kg }^\circ\text{C}$ $\Delta t_{sr} = 40^\circ\text{C}$	$\Delta Q_{kp} = 20,50$	
5.	Straty spowodowane a) stopieniem materiału elektrody walcowej b) wyparowaniem materiału elektrody walcowej	$m = 2 \text{ g}$ $c_t = 0,915 \text{ kcal/g}$	$\Delta Q_t = 1,83$	
		$m = 2 \text{ g}$ $c_p = 20 \text{ kcal/g [4]}$	$\Delta Q_p = 40,00$ $\Delta Q_w = 41,83$	
Straty całkowite będą więc $\Delta \Sigma Q = 103,08 \text{ kcal/próbie}$				

Oznaczenia zastosowano w tablicy 5:

- c — ciepło właściwe w $\frac{\text{kcal}}{\text{kg stop}}$
 c_t — ciepło topienia w $\frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$
 c_p — ciepło parowania w $\frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$
 Δt_{sr} — średni przyrost temp. w $^\circ\text{C}$
 m — masa w kg
 w — prędkość wody chłodzącej w m/sek
 F_w — przekrój przepływu wody chłodzącej w m^2
 v — objętość właściwa wody chłodzącej w m^3/kg
 F_{ch} — powierzchnia chłodzenia w m^2
 ν — współczynnik lepkości kinematycznej wody w m^2/sek

ture trudno jest każdorazowo pomierzyć (brak urządzeń pomiarowych odpornych na tak wysoką temperaturę).

Przyjmując $i_1 = 35,0$ kcal/kg, $T_1 = 288$ °K, $c_p = 0,1255 \frac{\text{kcal}}{\text{kg stop}}$, $W_1 = 62,0$ m/sek (ustalono przy pomocy rurki Prandla), $\frac{2 \mu_{rt}}{A} = 8380$; $T_2 = 2650$ °K (wyznaczono metodą oporową) otrzyma się $W_2 = 470$ m/sek.

Obliczona tą drogą prędkość wypływu zgadza się z wystarczającą dokładnością z prędkością wyznaczoną przy pomocy rurki Prandla, która ze względu na brak odpowiedniego materiału została bardzo szybko zniszczona. Prędkość ta wskazuje także na to, że przy danych wyjściowych w naszych warunkach, tzn. mocy doprowadzonej do łuku, wymaganej ilości przepływającego gazu, przekroju kanału roboczego, ciśnienia na wejściu do kanału roboczego, praca plazmotronu, mimo zastosowania dyszy de Laval, odbywać się będzie na razie w warunkach podkrytycznych z możliwością przejścia na warunki nadkrytyczne.

Politechnika Poznańska
Katedra Urządzeń Elektrycznych
i Wysokich Napięć

WYKAZ LITERATURY

1. Browning James A.: Techniques for Producing Plasma Gets. Thermal Dynamic Corp., Hanover, New Hampshire 1958—1959.
2. Blackman V. H.: Magnetohydrodynamics Flow Experiment of a Steady State Nature. MHD Research, Inc. Newport Beach California, 1958—1959.
3. Fishman F., Lothrop J. i inni: Two Dimensional Compressible Magnetohydrodynamic Flow. AVCO Report Nr 39.
4. Finkelburg W.: Anodenfall, Anodenabbau und Theorie des Hochstromkohlenbogens. Z. f. Phys. Bd 116, 1940.
5. Ochęduszek St.: Teoria maszyn ciepłych, cz. I, PWT, Warszawa 1953.
6. Michiejew M.: Zasady wymiany ciepła. PWN, Warszawa 1953.

C. KRÓLIKOWSKI, S. SEIDEL

PLASMOTRON AS SOURCE OF PARTIALLY IONIZED GASES

Summary

There have been some basic problems discussed here which are connected with receiving a stream of partially ionized gases for m.h.d. purposes.

Also existing certain thermodynamic relations have been presented for electrode — nozzle of de Laval type, at the same time the test was made in order to fix thermal balance of plasma — jet applied in the m.h.d. generator.

C. KRÓLIKOWSKI, S. SEIDEL

PLASMOTRON COMME SOURCE DES GAZ PARTIELLEMENT IONISÉES

Résumé

Cette étude expose quelques problèmes principaux de la génération du plasma pour la magnétohydrodynamique dans les brûleurs à l'arc électrique.

Rapports thermodynamiques pour l'électrode en forme de la tuyère de Laval sont traités.

On a examiné le bilan thermique pour le brûleur du plasma d'un générateur à M.H.D.

C. KRÓLIKOWSKI, S. SEIDEL

LICHTBOGENPLASMABRENNER (PLASMA-JET) ALS QUELLE DES TEILWEISE JONISIERTES GASSTRAHLES

Zusammenfassung

Es wurden die wichtigsten Probleme verbunden mit erhalten eines teilweise jonisierten Gasstrahl für M.H.D. zwecke besprochen. Es wurden einige thermodynamische Gleichungen für die Elektrodendüse des de Laval tip vorgeschelt und eine Probe zur Feststellung des thermischen Bilans für den Plasmotron für M.H.D. zwecke durchgeführt.

Ц. КРУЛИКОВСКИ, С. СЕЙДЕЛЬ

ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК (ДУГОВАЯ ГОРЕЛКА) ЧАСТИЧНО ИОНИЗИРОВАННЫХ ГАЗОВ

Резюме

Начальные проблемы связаны с получением потока частично ионизированных газов необходимых генератором магнитогиродинамическом.

Сообразовано некоторые зависимости электрод сопла Лавала и проведено испытания, определения теплового баланса необходимого плазменным устройством магнитогиродинамического генератора.

Les demandes concernant les conditions d'achat de toutes les revues scientifiques polonaises doivent être adressées à

L'ENTREPRISE D'EXPORTATION ET D'IMPORTATION
„RUCH“

Warszawa 1, Rue Wilcza 46

Le contenu de prochains numéros des revues scientifiques ainsi que leurs prix sont indiqués dans le bulletin: „POLISH SCIENTIFIC PERIODICALS” que vous trouverez dans les bibliothèques et grandes maisons de diffusion de presse de votre pays.

Les demandes et commandes de toutes les publications scientifiques polonaises doivent être adressées aux firmes:

Australie	— Contal, 94 Elisabeth Street, Melbourne C 1
Autriche	— Verlags- und Kommissionsbuchhandlung Rudolf Fischl, Wien I, Schönlaterngasse 13
Belgique	— Du Monde Entier, 5 Place St. Jean, Bruxelles 1
Brésil	— Editorial Vitória Limitada, Rua Juan Pablo Duarte 50 sobrado, Caixa Postal 165 CZ-OO, Rio de Janeiro
Canada	— S. Proszowski, 722. Queen Street W. Toronto 3, Ontario
Danemark	— Ejnar Munksgaard Ltd., Prags Boulevard 47, Copenhagen S
Angleterre	— Blackwell's, Broad Street, Oxford
Republique Fédérale Allemande	— Kubon und Sagner, 8 München 34, Schliessfach 68
Finlande	— Akateeminen Kirjakauppa, Keskuskatu 2, Helsinki
France	— La Boutique Polonaise, 25, Rue Drouot, Paris IX-e
Hollande	— Meulenhoff and Co. N. V., Beulingstraat 2, P. O. Box 197, Amsterdam C
Italie	— Libreria Commissionaria Sansoni, S. P., Via Gino Capponi, No 26, Firenze, Casella Postale 552
Japon	— „Nauka” Ltd., 2, Kanda-Zinbocho, 2-Chome, Chiyoda-Ku, Tokyo
Norwège	— Narvesens Litteratur Tjeneste, P. O. Box 115, Oslo
Suisse	— Pinkus and Co., Zürich 1, Froschaugasse 7
Suède	— Ab Nordiska Bokhandeln, Drottningatan 7-9, Stockholm 1
Amérique	— Stechert-Hafner, Inc., 31, East 10th Street, New York 3, N. Y. Fam Book Service, 69 Fifth Avenue-Suite 8 F, New York 3, N. Y.
Israël	— „Spedron” F. Birnbaum, 27, Allenby Road, Tel-Aviv „Księgarnia Polska”, E. Neustein, 94, Allenby Road, Tel-Aviv.

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

TOM X · ZESZYT 3

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1964

RADA REDAKCYJNA

PROF. JANUSZ GROSZKOWSKI, PROF. JANUSZ LECH JAKUBOWSKI,
PROF. BOLESŁAW KONORSKI, PROF. IGNACY MAŁECKI
PROF. PAWEŁ NOWACKI, PROF. PAWEŁ SZULKIN

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny
PROF. WITOLD NOWICKI

Sekretarz
JULIUSZ MIERZEJEWSKI

ADRES REDAKCJI

*Warszawa, Politechnika, Plac Jedności Robotniczej 1,
Katedra Teletransmisji Przewodowej, Gmach Mechaniki*

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Warszawa, Miodowa 10

Nakład 700 (570 + 130)	Oddano do składania 27.IV.1964 r.
Ark. wyd. 19,5, ark. druk. 16,25 + 1 wklejka	Podpisano do druku we wrześniu 1964 r.
Papier ilustr. kl. III, 80 g, 70×100	Druk ukończono we wrześniu 1964 r.
Zamówienie nr 697/64	Cena zł 25,— Z-21

621.3.083.5/6:621.314.222.8

WOJCIECH FULIŃSKI

Nowe układy kompensacyjno-różnicowe do sprawdzania przekładników napięciowych

Rękopis dostarczono 30. 3. 1963

W artykule przedstawiono krytycznie istniejące metody do sprawdzania przekładników napięciowych oraz wskazano na możliwości rozwoju, optymalnej z punktu widzenia metrologicznego, metody kompensacyjno-różnicowej. Opisano zrealizowane przez autora dwa układy: pierwszy stanowiący ulepszenie układu powstałego w ostatnich latach i drugi, który jest nowym układem kompensacyjno-różnicowym do sprawdzania przekładników napięciowych.

Dotychczasowy układ kompensacyjno-różnicowy do sprawdzania przekładników napięciowych ulepszono przez wprowadzenie, słusznej z punktu widzenia metrologicznego, modyfikacji w obwodzie pomiaru uchybu napięciowego. Zastosowany w tym obwodzie pomocniczy transformator prądowy uprościł znacznie zmianę zakresów obszaru mierniczego Δu , nie zmniejszając dokładności pomiaru. W nowym układzie kompensacyjno-różnicowym do sprawdzania przekładników napięciowych użyto jako wzorca kondensatora gazowego wysokiego napięcia oraz wprowadzono specjalną metodę wyznaczania parametrów tego układu. Jest on szczególnie użyteczny przy pomiarze uchybów przekładników bardzo wysokich napięć.

Pomiary sprawdzające wielu przekładników przy pomocy wykonanych przez autora układów kompensacyjno-różnicowych potwierdziły duże zalety tych układów.

1. WSTĘP

Powszechnie stosowane układy pomiarowe do sprawdzania przekładników, tj. układy kompensacyjne wg Scheringa i Albertiego oraz różnicowe wg Hohlego, są w obecnej chwili już niezupełnie wystarczające z punktu widzenia dokładności i właściwości metrologicznych. Dowodem tego jest pojawienie się w ostatnich latach (1957 r.) układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników wg Kellera. Układ ten łączy zasady dwu poprzednich metod i jednocześnie sumuje ich zalety, a eliminuje ich wady.

W oparciu o analizę układu A. Kellera autor przedstawia możliwości rozwoju metody kompensacyjno-różnicowej do sprawdzania przekładników napięciowych. Sprawdzanie przekładników bardzo wysokich napięć

dotychczasowymi metodami jest trudne i uciążliwe. Wydaje się, wobec rozwoju linii najwyższych napięć, że sprawa uzyskania prostego i dokładnego sposobu sprawdzania przekładników napięciowych na bardzo wysokie napięcia jest godna uwagi.

2. KRYTYCZNA OCENA ISTNIEJĄCYCH METOD SPRAWDZENIA PRZEKŁADNIKÓW NAPIĘCIOWYCH

2.1. Układ kompensacji równoległej

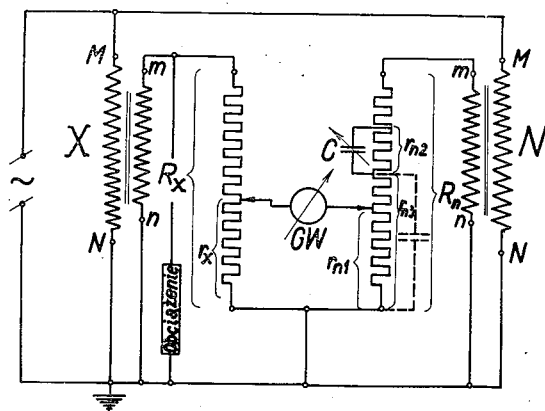
Układ kompensacji równoległej do sprawdzania przekładników napięciowych został wprowadzony w PTR w 1917 r. przez Scheringa i Albertiego [1]. Urządzenie to oparto na analogicznej zasadzie, co układ tych samych autorów do sprawdzania przekładników prądowych. Naturalnie wynikły tu dodatkowe trudności wobec faktu, że na normalę porównawczą musi być przyłożone wysokie napięcie. Pierwotnie jako wzorce porównawcze stosowano oporniki o dużej oporności, bezindukcyjne i bezpojemnościowe, a jednocześnie dokładnie określone co do wartości. Później zastąpiono dzielnik wysokiego napięcia przekładnikiem wzorcowym. W tym przypadku wtórne uzwojenie przekładnika wzorcowego zasila jedynie obwód pomiarowy. Obwód ten stanowi bardzo małe obciążenie przekładnika wzorcowego. Ewentualne małe błędy przekładników wzorcowych mogą być uwzględnione w ostatecznej korekcji. Można w miejsce przekładnika wzorcowego lub opornościowego dzielnika napięcia użyć pojemnościowego dzielnika napięcia. Składa się on z kondensatora na wysokie napięcie i z szeregowo z nim włączonego regulowanego precyzyjnego kondensatora mikowego. Przy wzrastających napięciach znamionowych wykonanie przekładników wzorcowych jest coraz trudniejsze i droższe. W tych przypadkach zaleca się stosowanie w obwodzie pojemnościowego dzielnika napięcia gazowego kondensatora o pojemności od 50 do 100 pF [1], [2].

Układ kompensacyjny do sprawdzania przekładników napięciowych wg Scheringa-Albertiego przedstawia rys. 1. W układzie użyto przekładnika wzorcowego N . Uzwojenie wtórne przekładnika badanego X łączy się z dzielnikiem napięcia R_x . Uzyskany spadek napięcia na części dzielnika kompensuje się spadkiem napięcia na dzielniku R_n dołączonym do wtórnej strony przekładnika wzorcowego. W układzie pomiarowym reguluje się r_{n1} i r_x , które są opornikami precyzyjnymi. Opornik R_n , który jest dzielnikiem napięcia we wtórnym obwodzie przekładnika wzorcowego, podzielono na dwie części r_{n2} i r_{n3} , do których dołącza się na przemian precyzyjny kondensator dekadowy. Osiąga się w ten sposób możliwość pomiaru dodatnich i ujemnych uchybów kątowych.

Z wartości pojemności wielodekadowego kondensatora C ustala się wzajemne przesunięcie kątowe spadków napięcia na dzielnikach R_x i R_n .

Jako wskaźników zera używa się galwanometrów wibracyjnych lub układów elektronicznych.

Uchyb napięciowy oblicza się wg zależności wynikających z następujących rozważań:



Rys. 1. Schemat układu kompensacyjnego do sprawdzania przekładników napięciowych wg Scheringa i Albertiego

Prądy w opornikach R_x i R_n określają wyrażenia

$$I_x = \frac{U_{2x}}{R_x},$$

$$I_n = \frac{U_{2n}}{R_n},$$

gdzie:

U_{2x} — napięcie wtórne przekładnika badanego,

U_{2n} — napięcie wtórne przekładnika wzorcowego.

Pomijając prąd w kondensatorze C , w przypadku równowagi spadków napięć na r_x i r_n , można napisać równanie

$$U_{2x} \frac{r_x}{R_x} = U_{2n} \frac{r_{n1}}{R_n}, \quad (1)$$

$$U_{2x} = U_{2n} \frac{r_{n1}}{R_n} \frac{R_x}{r_x}; \quad (2)$$

uchyb napięciowy może być obliczony ze wzoru

$$\Delta_u = \frac{U_{2x} - U_{2n}}{U_{2n}} \cdot 100 \%. \quad (3)$$

Podstawiając wzór (2) do wzoru (3) uzyskuje się wyrażenie

$$\Delta_u \% = \left(\frac{r_{n1}}{R_n} \cdot \frac{R_x}{r_x} - 1 \right) \cdot 100 \%. \quad (4)$$

Na podstawie tego wzoru obliczamy szukany uchyb napięciowy. W ograniczonych przedziałach mierniczych można odczytywać uchyby napięciowe wprost ze skali w procentach.

Uchyby kątowe δ_u wyznacza się w oparciu o wykresy wektorowe dla stanu równowagi układu. Otrzymuje się przy tym następujące zależności. Dla dodatniego uchybu kąowego (kondensator dołączony do r_{n2}) wyrażenie na $\text{tg } \delta_u$ przybierze postać

$$\text{tg } \delta_u = \frac{r_{n2}^2 \omega \cdot C}{R_n + (R_n - r_{n2}) r_{n2}^2 \omega^2 C^2}. \quad (5)$$

Wyrażenie $(R_n - r_{n2}) r_{n2}^2 \omega^2 C^2$ można pominąć, jako małe w stosunku do R_n , dzięki czemu ostatnie równanie upraszcza się następująco:

$$\text{tg } \delta_u = \frac{r_{n2}^2 \omega \cdot C}{R_n}. \quad (6)$$

Jeżeli C podstawimy w μF , to dla $f = 50 \text{ Hz}$

$$\delta_u = \frac{r_{n2}^2 2\pi f C}{R_n 0,00029 \cdot 10^6} = 1,08 \frac{r_{n2}^2 C}{R_n} \text{ min.} \quad (7)$$

Dla ujemnego uchybu kąowego (kondensator dołączony do r_{n3}) otrzymuje się wzór

$$\text{tg } \delta_u = -r_{n3} \omega \cdot C + \frac{r_{n2}^2 \omega C}{R_n + (R_n - r_{n3}) r_{n3}^2 \omega^2 C^2}. \quad (8)$$

Wyrażenie $(R_n - r_{n3}) r_{n3}^2 \omega^2 C^2$ można pominąć jako małe w stosunku do R_n , a wówczas

$$\text{tg } \delta_u = -r_{n3} \omega C + \frac{r_{n2}^2 \omega C}{R_n} = -r_{n3} \omega C \left(1 - \frac{r_{n2}^2}{R_n}\right). \quad (9)$$

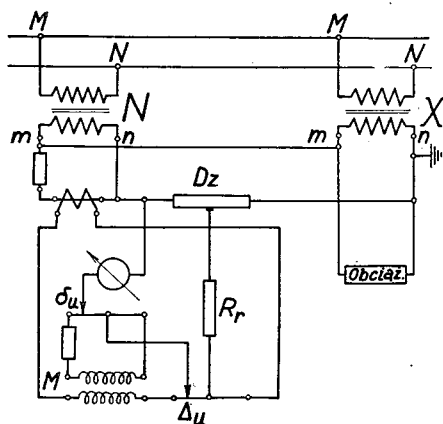
Jeżeli C podstawimy w μF , to dla $f = 50 \text{ Hz}$ ujemny uchyb kąowy w minutach oblicza się wg wzoru

$$\begin{aligned} \delta_u &= -\frac{r_{n3} 2\pi 50 C}{0,00029 \cdot 10^6} \left(1 - \frac{r_{n2}^2}{R_n}\right) \text{ min,} \\ \delta_u &= -1,08 r_{n3} C \left(1 - \frac{r_{n2}^2}{R_n}\right) \text{ min.} \end{aligned} \quad (10)$$

Niewątpliwą zaletą układu Scheringa-Albertiego jest możliwość sprawdzania przekładników napięciowych przy pomocy dzielników napięcia, jak również możliwość sprawdzania przekładnika o innej przekładni niż przekładnia przekładnika wzorcowego. Wadą zaś tego układu jest konieczność użycia regulowanego, wielodekadowego kondensatora do pomiaru uchybu kąowego, konieczność wyliczania uchybów oraz to, że uchyb pomiaru wchodzi bezpośrednio do wartości mierzonych.

2.2. Układ różnicowy

W. Hohle podał w 1933 r. układ różnicowy do pomiarów uchybów przekładników napięciowych, który jest podobny do układu tego samego autora dla sprawdzania przekładników prądowych. Układ ten wymaga również użycia przekładnika wzorcowego, który posiada tę samą przekładnię co przekładnik badany. Wtórne uzwojenia są tak połączone, że uzyskuje się do zmierzenia różnicę wtórnych napięć obu przekładników. Można udowodnić, że składowa tej różnicy, będąca w fazie z napięciem wtórnym przekładnika wzorcowego, jest miarą uchybu napięciowego przekładnika badanego, składowa prostopadła do napięcia wtórnego jest miarą uchybu kąтового. Naturalnie wynika z tego, że uchyby przekładnika wzorcowego są do pominięcia.



Rys. 2. Schemat układu pomiarowego do sprawdzania przekładników napięciowych wg Hohlego

Istnieje kilka wariantów układu różnicowego, z których jeden przedstawiono na rys. 2. Wtórne uzwojenia przekładnika wzorcowego i badanego połączone są przeciwsobnie poprzez dzielnik napięcia Dz . Przy założeniu, że przekładnik wzorcowy jest bezbłędny, spadek napięcia na dzielniku Dz jest proporcjonalny do uchybów przekładnika badanego. Część tego spadku napięcia mierzy się kompensatorem o współrzędnych prostokątnych, w którym poszczególne współrzędne wzorcuje się w wartościach uchybu napięciowego i kąowego. Kompensator zasila się przez przekładnik wzorcowy. Uchyby odczytuje się na skalach drutów ślizgowych w wartościach dodatnich lub ujemnych, przeważnie w dwu lub trzech zakresach mierniczych.

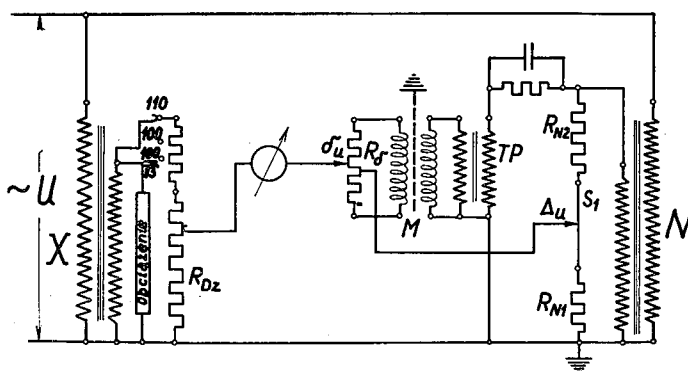
Zaletą układu różnicowego wg Hohlego jest przede wszystkim to, że uchyb pomiaru nie obarcza wielkości mierzonych, a jedynie ich różnicę, tzn. jest drugorzędny. Wielką zaletą tego układu jest również możliwość

bezpośredniego odczytu uchybów na skalach drutów ślizgowych. Natomiast dużą wadą jest konieczność używania przy pomiarze przekładników wzorcowego i badanego o tych samych przekładniach znamionowych.

Opisany układ jest bardzo wygodny oraz stosunkowo dokładny i dlatego buduje go wiele firm różnych krajów, na ogół w połączeniu z układem do sprawdzania przekładników prądowych, jako przenośny, podręczny przyrząd w obudowie walizkowej. Ostatnio rozpoczęła produkcję tego typu przyrządów warszawska fabryka przekładników A-1 [26].

2.3. Układ kompensacyjno-różnicowy

Podany przez A. Kellera [4] w 1957 r. układ kompensacyjno-różnicowy do sprawdzania przekładników napięciowych łączy dwie poprzednio opisane zasady pomiaru i jednocześnie eliminuje wady obu metod. Schemat układu A. Kellera przedstawia rys. 3. Punktem wyjścia dla tego układu jest układ Scheringa-Albertiego. Do wtórnej strony przekładników badanego i wzorcowego przyłączono jednakowe dzielniki napięcia wykonane



Rys. 3. Schemat układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników napięciowych wg Kellera

z oporności czynnych. W układzie porównuje się spadki napięć w wartości ok. 1 V, uzyskane na częściach ww. dzielników napięcia. Ewentualną różnicę między wektorami tych spadków napięć kompensuje się dwoma składowymi napięciami. Pierwsza, zgodna z wektorem wtórnego napięcia przekładnika wzorcowego, którą uzyskuje się na drucie ślizgowym S_1 , jest proporcjonalna do uchybu napięciowego, druga uzyskana na potencjometrze R_s , prostopadła do poprzedniej, jest proporcjonalna do uchybu kąтового. Ostatnią składową otrzymuje się przez przyłożenie wtórnego napięcia przekładnika wzorcowego do transformatora pomocniczego TP i w następstwie do indukcyjności wzajemnej M oraz potencjometru R_s . Napięcia kompensujące wytwarza więc tu przekładnik wzorcowy. Obwody pomiarowe każdego z dzielników napięcia zawierają oporności

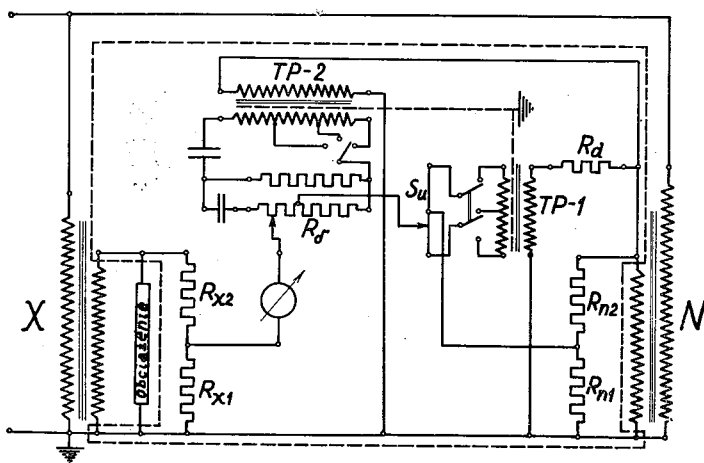
czynne o wartościach $100\ \Omega$ na volt. Dzielnik napięcia we wtórnym obwodzie przekładnika badanego nastawia się zawsze dla odpowiedniego stosunku przekładni obu przekładników. W ten sposób znamionowe przekładnie przekładników wzorcowego i badanego nie muszą być takie same, co stanowi zaletę w stosunku do układu różnicowego. Natomiast w porównaniu z układem Scheringa-Albertiego układ wg Kellera ma tę przewagę, że mierzy różnicę wartości mierzonej i wzorcowej, a wtedy uchyb pomiaru jest drugorzędny, oraz że umożliwia bezpośredni odczyt uchybów w kilku zakresach mierniczych. Różne zakresy dla pomiaru uchybu kąowego uzyskuje się przez zmianę ilości zwojów uzwojenia wtórnego indukcyjności wzajemnej, a dla pomiaru uchybu napięciowego przez bocznikowanie drutu ślizgowego S_1 .

W ostatnich latach firma Hartmann-Braun buduje przyrządy do sprawdzania przekładników napięciowych w oparciu o zasadę wyżej przedstawionej metody kompensacyjno-różnicowej.

3. ULEPSZONY UKŁAD KOMPENSACYJNO-RÓŻNICOWY DO SPRAWDZANIA PRZEKŁADNIKÓW NAPIĘCIOWYCH

3.1. Zasada działania

W oparciu o układ A. Kellera wykonano w Katedrze Pomiarów Elektrycznych Politechniki Wrocławskiej kompensator do sprawdzania przekładników napięciowych, którego schemat przedstawiono na rys. 4.



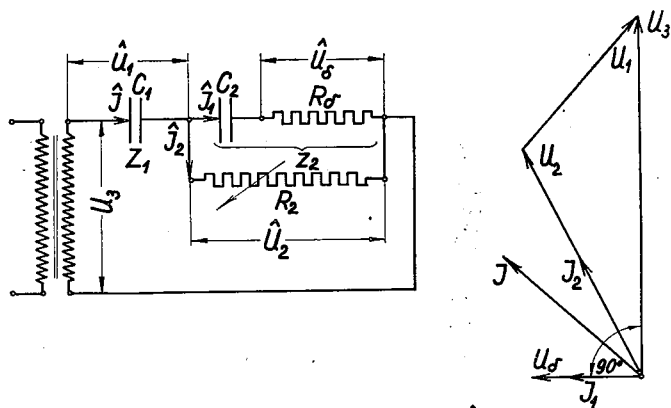
Rys. 4. Schemat układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników napięciowych opracowany przez autora

Zasadnicza zmiana w nowym układzie w stosunku do układu Kellera dotyczy obwodu pomiarowego uchybu napięciowego. W obwodzie tym zastosowano pomocniczy transformator prądowy, połączony szeregowo

z odpowiednią opornością czynną i zasilany przez wtórne napięcie przekładnika wzorcowego.

Drugą zmianą, nieco mniej istotną, jest inny sposób uzyskania współrzędnej prostopadłej w stosunku do składowej uchybu napięciowego. Stwierdzono bowiem bardzo dużą niedogodność w zastosowaniu indukcyjności wzajemnej przy zasilaniu jej strony pierwotnej przekładnikiem wzorcowym. Wobec ograniczonej wartości prądu pobieranego przez stronę pierwotną, ze względu na ograniczony pobór mocy z przekładnika wzorcowego oraz z uwagi na wartość kompensacyjnych napięć, osiągnięcie odpowiednich spadków napięć na R_δ , które by odpowiadały odpowiednim zakresom obszaru mierniczego δ_u jest trudne. Duże spadki napięcia na R_δ są przyczyną, z uwagi na duży prąd wtórny indukcyjności wzajemnej M , dużej straty napięcia w oporności wewnętrznej M . Dlatego Keller wprowadził prądowy przekładnik pomocniczy TP (rys. 3), o prądzie wtórnym 2 A, dzięki czemu mógł łatwiej wykonać odpowiednią indukcyjność wzajemną.

Autor wybrał inną możliwość uzyskania współrzędnej prostokątnej. Zamiast prądowego transformatora pomocniczego, jak u Kellera, zastosował pomocniczy transformator napięciowy, który zasilą odpowiedni obwód oporności czynnych i pojemności zgodnie z rys. 5.



Rys. 5. Układ opornościowo-pojemnościowy umożliwiający uzyskanie składowej prostokątnej. Obok wykres wektorowy dla tego układu

Należy tu zwrócić uwagę na fakt, że w szeregu najnowszych układów, wykonanych między innymi i w Polsce, nie używa się również indukcyjności wzajemnej dla uzyskania współrzędnej prostokątnej, a jedynie układu pojemnościowo-oporowego. Za przykład może posłużyć układ różnicowy do sprawdzania przekładników napięciowych prof. Szpora [3] oraz produkowany od niedawna przez Zakłady A-1 w Warszawie [26], kompensator Hohlego do sprawdzania przekładników.

Napięcie kompensujące, które jest proporcjonalne do uchybu kąto-
wego, uzyskuje się na oporniku R_δ . Wyprowadzenie związków liczbowych
zastosowanego układu uzasadnia możliwość pominięcia błędów napięcio-
wego transformatora pomocniczego, jak również i stratności dielektrycz-
nej kondensatorów.

Używając oznaczeń jak na rys. 5 otrzymujemy wzór na natężenie prą-
du w części nierozgałęzionej:

$$\hat{I} = \hat{I}_1 + \hat{I}_2 = \hat{I}_1 + \hat{I}_1 \frac{\hat{Z}_2}{R_2} = \hat{I}_1 \left(\frac{R_2 + \hat{Z}_2}{R_2} \right). \quad (11)$$

Napięcie na zaciskach obwodu określa zależność

$$\hat{U}_3 = \hat{U}_1 + \hat{U}_2 = \hat{I}_1 \cdot \hat{Z}_2 + \hat{I}_1 \left(\frac{R_2 + \hat{Z}_2}{R_2} \right) \hat{Z}_1, \quad (12)$$

$$\hat{U}_3 = \hat{I}_1 \left(\hat{Z}_2 + \frac{R_2 + \hat{Z}_2}{R_2} \hat{Z}_1 \right),$$

$$\frac{\hat{U}_3}{\hat{I}_1} = \hat{Z}_2 + \frac{R_2 + \hat{Z}_2}{R_2} \hat{Z}_1 = \frac{R_2 \hat{Z}_2 + (R_2 + \hat{Z}_2) \hat{Z}_1}{R_2},$$

$$\frac{\hat{U}_3}{\hat{I}_1 R_\delta} = \frac{\hat{U}_3}{\hat{U}_\delta} = \frac{R_2 \hat{Z}_2 + R_2 \hat{Z}_1 + \hat{Z}_2 \hat{Z}_1}{R_2 R_\delta}. \quad (13)$$

Aby spadek napięcia $\hat{U}_\delta$ wyprzedzał $\hat{U}_3$ o kąt 90° , zespolony stosunek $\frac{\hat{U}_3}{\hat{U}_\delta}$
musi mieć tylko składową urojoną, tzn. składowa rzeczywista musi być
równa zeru. Wartość zespoloną tego stosunku wyznaczymy podstawia-
jąc za

$$\hat{Z}_1 = \frac{1}{j\omega C_1}, \quad \hat{Z}_2 = R_\delta + \frac{1}{j\omega C_2}. \quad (14)$$

Wtedy wyrażenie (13) przyjmie postać

$$\frac{\hat{U}_3}{\hat{U}_\delta} = 1 - \frac{1}{\omega^2 C_1 C_2 R_2 R_\delta} - j \left(\frac{1}{\omega C_2 R_\delta} + \frac{1}{\omega C_1 R_\delta} + \frac{1}{\omega C_1 R_2} \right). \quad (15)$$

Ostatnie równanie musi mieć jedynie wielkość urojoną. W takim przy-
padku

$$\omega^2 C_1 C_2 R_2 R_\delta = 1, \quad (16)$$

stąd

$$R_2 = \frac{1}{\omega^2 C_1 C_2 R_\delta}. \quad (17)$$

Wzór ten daje możliwość obliczenia wartości oporności czynnej R_2 przy
danych C_1 , C_2 , R_δ oraz danej częstotliwości.

Z wyrażenia (15) otrzymujemy zależność, z której łatwo obliczyć U_3 , napięcie wtórne na napięciowym transformatorze pomocniczym TP-2 (rys. 4), przy założonym spadku napięcia na U_δ , mianowicie

$$p = \frac{U_\delta}{U_3} = \frac{1}{\frac{1}{\omega C_1 R_\delta} + \frac{1}{\omega C_2 R_\delta} + \frac{1}{\omega C_1 R_2}}, \quad (18)$$

gdzie p jest to przekładnia układu pokazanego na rys. 5. Przekładnię tę można również obliczyć przy założeniu, że $C_1 = C_2 = C$, ze wzoru

$$p = \frac{\omega C R_2 R_\delta}{2R_2 + R_\delta}. \quad (19)$$

Z równań (17) i (19) wylicza się dwie wielkości niewiadome R_2 i p , jeżeli pozostałe są dane. W wykonanym przez autora kompensatorze zastosowano układ pojemnościowo-oporowy o pojemnościach $C_1 = C_2 = 2 \mu\text{F}$, oporności $R_\delta = 150 \Omega$, tak że przy częstotliwości $f = 50 \text{ Hz}$ wartości ww. wielkości wynoszą

$$R_2 = 16850 \Omega, \quad p = 0,049.$$

Napięcie U_3 dla poszczególnych zakresów mierniczych obwodu pomiarowego uchybu kąтового osiąga następujące wartości:

zakres I	− 6 min ÷ + 12 min,	$U_\delta = 5,24 \text{ mV}$,	$U_3 = 100,7 \text{ mV}$,
zakres II	− 60 min ÷ + 120 min,	$U_\delta = 52,4 \text{ mV}$,	$U_3 = 1007 \text{ mV}$,
zakres III	− 180 min ÷ + 360 min,	$U_\delta = 158,4 \text{ mV}$,	$U_3 = 3240 \text{ mV}$.

Kąt stratności dielektrycznej ε zastosowanych w układzie kondensatorów może być przyczyną, jak się później okaże, mało istotnych zmian w przedstawionych uprzednio zależnościach. Oporność zastępcza, wynikająca ze stratności kondensatora C_2 , może być włączona do R_δ tak, że jedynie kąt stratności kondensatora C_1 odgrywa pewną rolę. Poza tym może tu odgrywać pewną rolę oporność czynna pomocniczego transformatora napięciowego TP-2.

Przez podstawienie wyrażenia

$$\dot{Z}_1 = \frac{1}{j\omega C_1} (1 + j \operatorname{tg} \varepsilon) \quad (20)$$

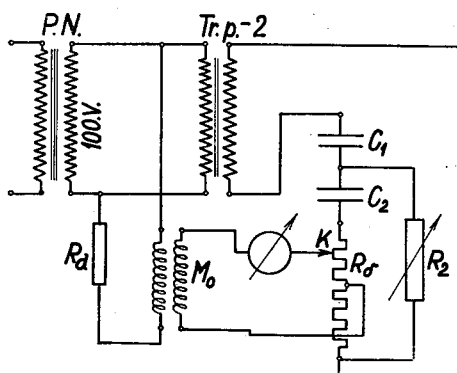
do równania wyjściowego uzyskuje się po przekształceniach, dla warunku 90° przesunięcia fazowego między U_3 i U_δ , następujące równanie

$$\omega^2 C_1 C_2 R_2 R_\delta = 1 - C_2 \operatorname{tg} \varepsilon. \quad (21)$$

Równoważąca oporność R_2 uzyskana więc ze wzoru (17) jest za duża. W praktyce dla orientacyjnych, prowizorycznych obliczeń wzór ten całkowicie wystarcza, gdyż dokładne nastawienie 90° przesunięcia fazowego osiąga się drogą pomiaru.

3.2. Metoda pomiarowego ustalania 90° przesunięcia fazowego między wektorami $\vec{U}_{2N}$ i $\vec{U}_\delta$

W celu uzyskania przesunięcia fazowego między wektorami $\vec{U}_{2N}$ a $\vec{U}_\delta$, wynoszącego dokładnie 90° , użyto schematu przedstawionego na rys. 6. Wzorcową indukcyjność wzajemną M_0 o wartości 0,01 H przyłączono do przekładnika wzorcowego poprzez oporność czynną $R_d = 10 \text{ k}\Omega$. Uzyskany wektor $\vec{U}_{2N}$ po wtórnej stronie wzorcowej indukcyjności wzajemnej M_0 kompensuje się spadkiem napięcia na R_δ . Moduł tego spadku napięcia zmienia się przy pomocy ruchomego styku K , zaś argument przez zmianę oporności R_2 . W ten sposób nie tylko uzyskano parametry



Rys. 6. Schemat układu umożliwiającego ustalenie między wektorami $\vec{U}_{2N}$ i $\vec{U}_\delta$ przesunięcia fazowego 90°

oporności układu, ale stwierdzono niezależność ustalonego doświadczalnie przesunięcia 90° od zmian napięcia przyłożonego na transformator pomocniczy w zakresie 10% do 120% U_n . Jest to więc próba sprawdzająca charakterystykę transformatora pomocniczego. Zmianę spadku napięcia U_δ na oporności R_δ uzyskuje się przez wprowadzenie zaczeń na transformatorze pomocniczym TP-2; dzięki temu w wykonanym kompensatorze uzyskano trzy zakresy w obszarze mierniczym uchybu kąтового.

Wybór wyżej opisanego układu, dostarczającego składową mierzącą uchyb kątowy, uzasadnia się w konkluzji następująco:

- W stosunku do układu z indukcyjnością, pomocniczy transformator napięciowy, zasilający omawiany układ pobiera znacznie mniejszą moc z przekładnika wzorcowego.
- Istnieje bardzo łatwy pomiarowy sposób nastawiania kąta 90° przy pomocy opornika R_2 , zgodnie z układem przedstawionym na rys. 6.
- Mniejszy gabaryt układu dostarczającego składową prostokątną oraz łatwiejsza technologia wykonania.

3.3. B u d o w a

Układ przedstawiony na rys. 4 składa się z trzech zasadniczych obwodów: z oporowego dzielnika napięcia włączonego w obwód wtórny przekładnika wzorcowego N , takiego samego dzielnika włączonego w obwód wtórny przekładnika badanego X oraz z układu kompensacyjnego o współrzędnych prostokątnych. Dzielniki napięcia składają się z precyzyjnych oporów $R_{n2} = R_{x2} = 9900 \Omega$ oraz $R_{n1} = R_{x1} = 100 \Omega$. Spadek napięcia na oporze R_{x1} osiąga przy napięciu $U_2 = 100 \text{ V}$ wartość 1 V . Dwa transformatory pomocnicze dostarczają składowych napięcia służącego do kompensacji różnicy między spadkami napięcia na R_{n1} i R_{x1} . Pierwszy z nich, $TP-1$, umożliwia kompensację uchybu napięciowego. Jest to transformator prądowy o dwóch uzwojeniach wtórnych, dla uzyskania dwu zakresów mierniczych. Transformator ten jest włączony do wtórnego obwodu przekładnika wzorcowego poprzez oporność czynną R_d , o wartości ok. $12 \text{ k}\Omega$. Wtórne uzwojenie tego transformatora zasila drut ślizgowy S_u o oporności ok. $0,5 \Omega$ wyskalowany w procentowych wartościach uchybu napięciowego.

Transformator pomocniczy napięciowy $TP-2$ zasila układ opisany w rozdz. 3.1, który dostarcza składową napięcia prostopadłą do U_{2N} , występującą na oporniku R_λ . Opornik ten zaopatrzony jest w skalę uchybu kąтового z podziałką w minutach. W omawianym kompensatorze wprowadzono na skali uchybu napięciowego dwa zakresy miernicze, zaś na skali uchybu kąтового trzy zakresy miernicze.

Zakresy uchybu napięciowego:

zakres I $-0,6\%$ do $+0,6\%$,

zakres II $-3,0\%$ do $+3,0\%$.

Zakresy uchybu kąтового:

zakres I -6 min do $+12 \text{ min}$,

zakres II -60 min do $+120 \text{ min}$,

zakres III -180 min do $+360 \text{ min}$.

Elementy, o których była mowa, a które obwiedziono na schemacie (rys. 4) przerywaną linią, umieszczono w obudowie o wymiarach $600 \times 400 \times 150 \text{ mm}$. Na płycie obudowy rozmieszczono zaciski, gałki przełączników oraz potencjometrów, jak również wykonano w niej wzierniki do odczytywania działek.

Poszczególne elementy układu rozmieszczono w obudowie tak, ażeby nie następowały wzajemne wpływy pól magnetycznych lub sprzężeń pojemnościowych.

Pobór mocy obwodu przyłączonego do przekładnika wzorcowego wynosi dla napięcia znamionowego $U_{2zn} = 100 \text{ V}$, $P_n = 1,7 \text{ VA}$ przy $\cos \psi \approx \approx 1$. Obwód wtórny przekładnika badanego jest obciążony przez układ mocą $P_x = 1 \text{ VA}$ przy $\cos \psi = 1$.

3.4. Analiza dokładności wykonanego układu pomiarowego

3.4.1. Uchyby systematyczne metody

Uchyby występujące przy pomiarze uchybów przekładnika napięciowego urządzenia autora w całokształcie będą wynikały z uproszczeń w następstwie użycia metody kompensacyjnej o układzie współrzędnych prostokątnych, z zastosowania prądowego transformatora pomocniczego *TP-1* oraz napięciowego transformatora pomocniczego *TP-2*, jak również z błędnych wartości oraz ze stałych czasowych oporników, użytych jako dzielniki napięcia w obwodach wtórnych przekładnika badanego i wzorcowego.

Uchyb pomiaru uchybu napięciowego, wynikający z przesunięcia fazowego dwóch wektorów $\vec{U}_{n2}$ i $\vec{U}_{x2}$, które jest następstwem uchybu kątownego, można całkowicie pominąć. To samo dotyczy również błędów wynikających z odchylenia wektora $\vec{U}_s$ od przesunięcia 90° względem wektora $\vec{U}_{2n}$ o pewien kąt γ' , z uwagi na to, że kąt $\gamma < 1^\circ$ dla zmian napięcia U_{2n} w granicach od 20% do 120%. Błąd powstały w następstwie zastosowania w obwodzie pomiaru uchybu napięciowego pomocniczego transformatora prądowego można również pominąć, gdyż przesunięcie kątowe ww. transformatora $\beta < 1^\circ$, co jest powodem bardzo nieznacznego błędu. Dotyczy to zarówno uchybu napięciowego, jak i kątownego. Możliwość pominięcia ww. błędów pomiaru uchybów uzasadniono w innej pracy autora [28].

Nieco inaczej kształtuje się błąd pomiaru wynikający ze stałych czasowych oporników, z których wykonane są dzielniki napięcia. Dotyczy on w pierwszym rzędzie uchybu kątownego, który może być obciążony dodatkowym błędem określonym wzorem podanym przez Nesterenkę [10]

$$\operatorname{tg} \theta \approx \omega \left(\frac{L}{r} - C \cdot r \right) = \omega \tau, \quad (22)$$

gdzie:

τ — stała czasowa opornika,

ω — prędkość kątowna.

Użyty w układzie opornik jest wykonany w formie płytki z pertinaksu, o grubości ok. 1 mm i szerokości 60 mm. Nawinięty na niej drut oporowy tworzy bardzo małą powierzchnię zwoju i dlatego opornik ma małą indukcyjność, zaś bardzo rzadkie rozmieszczenie zwojów drutu gwarantuje małą pojemność. Wg Nesterenki [10] stała czasowa takich oporników o małej wartości oporności mieści się w granicach $\tau = + (10^{-6} \text{ do } 10^{-7})$ s. Cewki oporników tego typu o dużych opornościach, powyżej 1000 Ω , mają stałe czasowe rzędu $\tau = + (10^{-7} \text{ do } 10^{-8})$ s. Wzór (22) określa dla ww. zastosowanych w kompensatorze oporników następujące błędy kątowe

przy $f = 50$ Hz. Dla oporników $R_{n1} = 100 \Omega$, $\Theta = 0,15$ do $1,5$ min, zaś dla oporników $R_{n2} = 9900 \Omega$, $\Theta = 0,015$ do $0,15$ min. To samo dotyczy oporników R_{x1} i R_{x2} . Wystarczy więc zmienić oporniki R_{n1} i R_{x1} na takie, których stałe czasowe będą rzędu $\tau = 10^{-7}$ s do 10^{-8} s, a wpływ stałych czasowych na wyniki pomiarów można pominąć.

W wykonanym kompensatorze autor zastosował oporniki $R_{n1} = R_{x1} = 100 \Omega$ nawinięte bifilarnie, przez co osiągnął wymaganą stałą czasową, która przy częstotliwości $f = 50$ Hz nie daje błędu kąтового Θ . Choć kąt Θ — jak wynika ze wzoru (22) — zależy od częstotliwości, to jednak z uwagi na to, że częstotliwość przy pomiarze przekładników zmienia się bardzo nieznacznie, autor zaliczył błąd kątowy pochodzący od stałej czasowej do błędów systematycznych.

Dalszym błędem obarczającym pomiar uchybu napięciowego jest błąd wynikający z dokładności wyznaczania oporności dzielników napięcia. Oporności te mierzyć można metodą kompensacyjną prądu stałego, nawet z dokładnością do $0,01\%$. Najważniejsze jest jednak to, ażeby dzielniki napięcia w obwodach wtórnych przekładnika badanego i wzorcowego spełniały zależność

$$\frac{R_{n1}}{R_{n2}} = \frac{R_{x1}}{R_{x2}}.$$

Można to sprawdzić przykładając na nie to samo napięcie stałe, wtedy spadki napięcia na opornościach R_{n1} i R_{x1} muszą być równe, co łatwo wykaże galwanometr włączony między końce tych oporników.

Uchyby skalowania podziałek mają też wpływ na dokładność pomiaru uchybów przy pomocy omawianego kompensatora. Skalowanie to wykonano przy pomocy kompensatora prądu zmiennego o współrzędnych biegunowych wg Krukowskiego typu FG-3 [6]. Błędy, które występują w wyniku niedokładności wzorcowania podziałek, są następujące.

Dla uchybu napięciowego, przy znamionowym napięciu wtórnym, spadek napięcia na opornikach wzorcowych wynosi $I_{2n} \cdot R_{n1} = I_{2x} \cdot R_{x1} = 1$ V. Temu spadkowi napięcia dla $0,6\%$ zakresu mierniczego uchybu napięciowego, odpowiada spadek napięcia na drucie ślizgowym S_u w wartości 6 mV. Jeżeli pomiar tego spadku napięcia wykonamy kompensatorem Krukowskiego z dokładnością $\pm 1\%$, to uchyb bezwzględny podziałki uchybu napięciowego wynosi $\pm 0,006\%$.

Dla uchybu kąowego, przy 18 min pierwszego zakresu mierniczego podziałki uchybu kąowego (tzn. od -6 min do $+12$ min), spadek napięcia na potencjometrze R_s wynosi $5,2$ mV. Jeżeli pomiar tego spadku napięcia wykonamy z dokładnością do 1% , to uchyb wynikający z cechowania podziałki uchybu kąowego wynosi $0,18$ min.

Należy jeszcze zwrócić uwagę na uchyb wynikający z nieprostoliniowości charakterystyk obu transformatorów pomocniczych. Problem ten jest w przypadku omawianego układu do sprawdzania przekładników

napięciowych o wiele łatwiejszy do rozwiązania niż w przypadku analogicznych układów do sprawdzania przekładników prądowych. Przekładniki napięciowe zgodnie z przepisami [18] sprawdza się w przedziałach napięcia 80% do 120% U_n . Przede wszystkim w tych granicach prostoliniowość charakterystyk obu transformatorów pomocniczych musi być zachowana, co ma miejsce w opisanym układzie.

3.4.2. Uchyby spowodowane zmianą częstotliwości napięcia zasilającego

Zmiana częstotliwości, występująca w obwodach energetycznych przeciętnie w granicach 48 Hz do 52 Hz, nie wpływa na wskazania uchybu napięciowego, gdyż przy tak małych zmianach częstotliwości pomocniczy transformator prądowy nie powoduje dodatkowych błędów [9]. Natomiast zmiana częstotliwości wpływa na wskazania uchybu kąтового, z uwagi na zmiany parametrów obwodu dostarczającego współrzędną prostokątną U_δ . Dlatego należy rozważyć występujące błędy dla zmieniającej się w wąskich granicach częstotliwości sieci zasilającej układ. Zmiana częstotliwości wpływa na odchylenie kątowe γ od prawidłowego 90° przesunięcia wektora U_δ względem U_3 . Odchylenie to można obliczyć ze wzoru (15)

$$\operatorname{tg} \gamma = - \frac{\omega^2 C_1 C_2 R_2 R_\delta - 1}{\omega (C_1 R_2 + C_2 R_2 + C_2 R_\delta)}. \quad (23)$$

W przypadku zmiany pulsacji ω_0 o wartości $\Delta\omega$ i po podstawieniu wyrażenia $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ do wzoru (23) uzyskuje się

$$\operatorname{tg} \gamma = - \frac{(\omega_0^2 + 2\omega_0 \Delta\omega + \Delta^2 \omega) \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot R_2 \cdot R_\delta - 1}{(\omega_0 + \Delta\omega) [C_1 R_2 + C_2 (R_2 + R_\delta)]}. \quad (24)$$

Dla założonych pojemności $C_1 = C_2 = C$ równanie (24) przybierze postać

$$\operatorname{tg} \gamma = - \frac{(\omega_0^2 + 2\omega_0 \Delta\omega + \Delta^2 \omega) \cdot C^2 \cdot R_2 \cdot R_\delta - 1}{(\omega_0 + \Delta\omega) [C(2R_2 + R_\delta)]}. \quad (25)$$

Po dopuszczalnych uproszczeniach i użyciu równań (16) i (19) uzyskuje się

$$\operatorname{tg} \gamma = 2p_0 \frac{\Delta\omega}{\omega_0}, \quad (26)$$

gdzie $p_0 = \frac{U_\delta}{U_3}$ jest przekładnią układu przy częstotliwości f_0 . Dla 0,5% zmiany częstotliwości i $p_0 = 0,2$

$$\operatorname{tg} \gamma = 2 \cdot 0,2 \cdot 0,5 \cdot 10^{-2}; \quad \gamma = 7 \text{ min.}$$

Również i spadek napięcia na R_δ zmienia się przy zmianie częstotliwości. Z równania (19) wynika wprost

$$p = \omega \cdot a,$$

gdzie współczynnik $a = \frac{CR_2R_\delta}{2R_2 + R_\delta}$ i ma wartość stałą dla danego układu, zatem

$$\begin{aligned} \frac{p_0 + \Delta p}{p_0} &= \frac{\omega_0 + \Delta \omega}{\omega_0}, \\ \frac{\Delta p}{p_0} &= \frac{\Delta \omega}{\omega_0}. \end{aligned} \quad (27)$$

Zmiany napięcia i częstotliwości są więc jednakowe.

Przy innych częstotliwościach niż ta, przy której kompensator był wzorcowany, uchyb kątowy wylicza się ze wzoru

$$\delta_u = \frac{\delta_{u1} f_1}{f_0},$$

gdzie:

f_0 — częstotliwość przy wzorcowaniu podziałki,

f_1 — częstotliwość przy pomiarze,

δ_{u1} — uchyb kątowy mierzony przy częstotliwości f_1 .

Z wyżej przytoczonych rozważań wynika, że małe odchylenia od częstotliwości, przy której układ był wzorcowany, w praktyce nie mają dużego wpływu na wyniki pomiaru.

3.4.3. Uchyby nieczułości układu

Zgodnie z przepisami VDE czułość układu do sprawdzania przekładników napięciowych nie może być mniejsza dla uchybu napięciowego niż 0,02%, przy przyłożonym napięciu na przekładnik w wartości 0,1 U_n . Przeliczając ją na wartość spadku napięcia na drucie ślizgowym S_u w wykonanym kompensatorze otrzymuje się napięcie rzędu $\Delta U_{cz} = 0,02$ mV. Prąd płynący wtedy przez galwanometr wibracyjny można określić wzorem podanym przez Nesterenkę [10].

$$I_0 = \frac{\Delta \hat{U}_{cz}}{\hat{Z}_0 + \hat{Z}_1 + \hat{Z}_2}, \quad (28)$$

gdzie:

$\hat{Z}_0$ — oporność galwanometru,

$\hat{Z}_1$ — oporność R_{n1} ,

$\hat{Z}_2$ — oporność R_{x1} .

W omawianym kompensatorze, przy przyjętym przez autora galwanometrze wibracyjnym, parametry obwodu zerowego mają następujące wartości:

$$\dot{Z}_0 = (35 + j100) \Omega, \quad \dot{I}_0 = \frac{0,02 \cdot 10^{-3}}{235 + j100},$$

$$R_{n1} = 100 \Omega,$$

$$R_{x1} = 100 \Omega, \quad I \approx 8 \cdot 10^{-8} \text{ A/dz.}$$

Czułość układu z uwagi na pomiar uchybu kąтового powinna zgodnie z przepisami VDE umożliwić pomiar 0,7 min przy 0,1 U_n wartości napięcia przyłożonego na zaciski przekładnika. Dla tych założeń uzyskuje się w omawianym kompensatorze $\Delta U_{\delta z} = 0,02 \text{ mV}$ spadku napięcia na R_δ . Tak więc czułość wskaźnika zera powinna być również z uwagi na pomiar uchybu kąтового taka sama jak poprzednio.

3.4.4. Porównanie uchybów układu z uchybami określonymi przez przepisy

Polskie Normy nie objęły jeszcze przepisami urządzeń do sprawdzania przekładników, dlatego autor oparł się przy określaniu dokładności nowo wykonanych kompensatorów na przepisach VDE. Przepisy VDE 0442 §§ 153 — 155 [2] przewidują następujące wartości dopuszczalnych uchybów odnoszących się do poszczególnych elementów układu.

Dla urządzeń pomiarowych, w których określa się uchyby przekładnika przy pomocy drutów ślizgowych, przewidziane ww. przepisami odchylenia od wartości rzeczywistej mierzonej na podziałkach uchybu prądowego względnie napięciowego oraz uchybu kąтового mogą być następujące:

Przy sprawdzaniu punktu zerowego	$\Delta_{gr} = \pm 0,01\%$,
	$\delta_{gr} = \pm 0,3 \text{ min.}$
Dla całej skali	$\Delta_{gr} = \pm 0,015\%$,
	$\delta_{gr} = \pm 0,5 \text{ min do}$
	$\pm 1 \text{ min.}$

Wartości te muszą być zachowane przy sprawdzaniu przekładników prądowych od 0,1 do 1,2 I_n , zaś przy sprawdzaniu przekładników napięciowych od 0,8 U_n do 1,2 U_n .

Dzielniki napięcia i takie opory, których błąd w całości wchodzi do wyniku pomiaru, nie powinny przekraczać swojej wartości rzeczywistej więcej niż o $\pm 0,03\%$.

Dla tych oporników i opornościowych dzielników, których uchyb wchodzi do wyniku pomiaru dopiero w drugiej kolejności, dopuszczalna odchyłka od wartości rzeczywistej wynosi $\pm 0,1\%$.

W nawiązaniu do wyżej przytoczonych wartości dopuszczalnych należy stwierdzić:

Uchyb wzorcowania podziałki uchybu napięciowego w wykonanym przez autora urządzeniu wynosi dla pierwszego zakresu $\pm 0,006\%$, a więc mniej niż wartość dopuszczalna, wynosząca $\pm 0,015\%$.

Oporniki tworzące dzielniki napięcia są określone w omawianym urządzeniu z dokładnością do $\pm 0,01\%$, tymczasem dopuszczalne wartości uchybów tych oporników wynoszą $\pm 0,03\%$.

Uchyb podziałki uchybu kąowego, zgodnie z przepisami, nie powinien być większy dla tego rodzaju urządzeń mierniczych, niż $\pm 0,5$ min do ± 1 min, tymczasem w wykonanym przez autora urządzeniu uchyb pochodzący od wzorcowania podziałki wynosi ok. 0,2 min. Pozostałe uchyby zgodnie z poprzednimi rozważaniami nie mają zasadniczego wpływu na dokładność pomiaru. Tak więc wykonane urządzenie do sprawdzania przekładników napięciowych odpowiada przepisom VDE 0442.

3.5. Pomiary sprawdzające i wnioski

Pomiary wykonane zbudowanym przez autora układem kompensacyjno-różnicowym do sprawdzania przekładników napięciowych miały dwa zadania. Zbadać prawidłowość działania i dokładność kompensatora, jak również możliwość sprawdzania nim przekładników, bez użycia przekładnika wzorcowego. To ostatnie zadanie wykonano wprowadzając opornościowy dzielnik napięcia.

Dokładność wykonanego układu sprawdzono przez porównanie wyników pomiarów uchybów tego samego przekładnika kl. 0,5, uzyskanych kompensatorem autora oraz układem Hohlego produkcji firmy Siemens-Halske, zalegalizowanym przez GUM. Przy obu pomiarach zastosowano ten sam przekładnik wzorcowy kl. 0,1 oraz to samo obciążenie przekładnika badanego. Wyniki obu pomiarów przedstawiają tablice 1 i 2. Godną uwagi jest duża zbieżność wyników pomiarów. Istniejące małe różnice

Tablica 1

Uchyby przekładnika napięciowego kl. 0,5 firmy Z.W.A.W. N. A-1 Warszawa, typ US-10 nr 61827, zakres 10 kV/0,1 kV, $P_n = 45$ VA

Uchyb mierzono układem Hohlego w wykonaniu firmy Siemens-Halske, przy użyciu przekładnika wzorcowego o uchybach: $\pm 0,1\%$ i ± 5 min.

Przekładnia	U_2 V	P_{obc} VA	$\cos \varphi$	Δ_u %	δ_u min	Uwagi
10000 V/100V	40	45	0,8	+ 0,435	- 5,0	Przekładnik wzorcowy firmy Siemens-Halske Nr 6407286
	60	45	0,8	+ 0,365	- 2,0	
	80	45	0,8	+ 0,180	+ 3,0	
	100	45	0,8	- 0,090	+ 8,5	
	120	45	0,8	- 0,620	+ 18,2	

Tablica 2

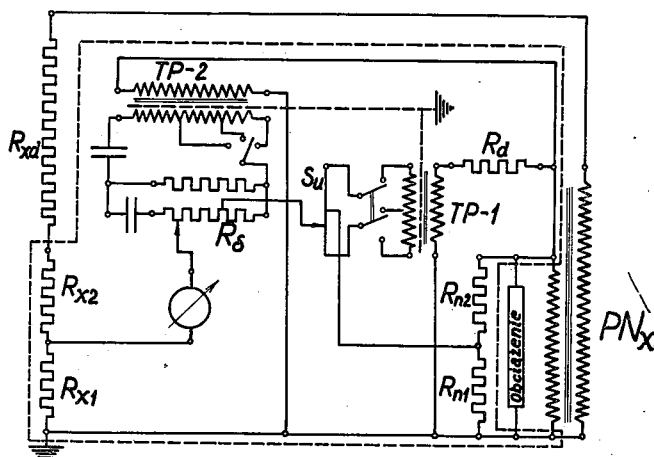
Uchyby przekładnika napięciowego kl. 0,5 firmy Z.W.A.W.N. A-1 Warszawska, typ US-10, nr 61827, zakres 10 kV/0,1 kV, $P_n = 45$ VA

Uchyby mierzone układem kompensacyjno-różnicowym w wykonaniu autora, przy użyciu przekładnika wzorcowego o uchybach: $\pm 0,1\%$ i ± 5 min.

Przekładnia	U_2 V	P_{obc} VA	$\cos \varphi$	Δ_u %	δ_u min	Uwagi
10000 V/100V	40	45	0,8	+ 0,430	- 5,5	Przekładnik wzorcowy firmy Siemens-Halske Nr 6407286
	60	45	0,8	+ 0,360	- 2,6	
	80	45	0,8	+ 0,180	+ 2,6	
	100	45	0,8	- 0,090	+ 8,2	
	120	45	0,8	- 0,640	+ 19,0	

między wynikami uchybu kąтового pozostają w granicach błędów dopuszczalnych przez przepisy, omówione poprzednio. Należy dodatkowo podkreślić, że czułość przy pomiarze uchybów nowym kompensatorem była nie mniejsza od czułości przy użyciu układu Hohlego.

W celu urzeczywistnienia możliwości sprawdzania przekładników napięciowych, bez użycia przekładników wzorcowych, dołączono do układu autora opornik, który stanowi wysokonapięciową część dzielnika napięcia. Przekładnik badany, jak to pokazano na schemacie (rys. 7), do-



Rys. 7. Schemat układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników napięciowych opracowany przez autora, z włączonym opornościowym dzielnikiem napięcia

łącza się wtedy w miejsce przekładnika wzorcowego, a szeregowo z R_{x2} włącza się opornik R_{xd} , jedynie o oporności czynnej. Naturalnie przekładnik badany jest wtedy zawsze obciążony stałą wartością, odpowiadającą oporności obciążającej poprzednio przekładnik wzorcowy. Obciążenie to

stanowi zaledwie wartość 1,7 VA przy $\cos \Psi \approx 1$ i może być uwzględnione w ogólnym obciążeniu przekładnika, przy którym następuje pomiar jego uchybów. Opornik dołączony jako dzielnik napięcia musi mieć nie tylko dokładną wartość oporności, ale również jego stała czasowa musi być takiego rzędu, ażeby błąd z niej wynikający mógł być pominięty.

Uchyby przekładnika napięciowego kl. 0,5 zmierzone kompensatorem w wykonaniu autora przy użyciu opornościowego dzielnika napięcia, przedstawia tablica 3, w której wartości uchybu napięciowego Δ_u w ‰ podano do trzeciego miejsca. Autor zamierza w ten sposób podkreślić moż-

Tablica 3

Uchyby przekładnika napięciowego kl. 0,5 firmy Koch-Sterzel Drezno,

typ UATL2 nr 321308, zakresy: 200, 300, 400, 500, 600 V/ $\frac{100V}{110V}$, $P_n = 15$ VA

Uchyby mierzone układem kompensacyjno-różnicowym w wykonaniu autora przy użyciu opornościowego dzielnika napięcia, dla znamionowego obciążenia przekładnika.

Przekładnia	U_2 V	P_{obc} VA	$\cos \psi$	Δ_u ‰	δ_u min	Uwagi
200/100	80	15	1	+0,06 ₅	-4,0	$R_{xd} = 10000 \Omega$
	100	15	1	+0,06 ₀	-2,5	
	120	15	1	+0,04 ₀	+0,85	
300/100	80	15	1	+0,06 ₅	-9,0	$R_{xd} = 20000 \Omega$
	100	15	1	+0,06 ₅	-7,9	
	120	15	1	+0,03 ₅	-5,0	
400/100	80	15	1	+0,03 ₅	-18,0	$R_{xd} = 30000 \Omega$
	100	15	1	+0,02 ₀	-17,3	
	120	15	1	+0,00 ₀	-14,5	
500/100	80	15	1	+0,03 ₅	-18,0	$R_{xd} = 40000 \Omega$
	100	15	1	+0,02 ₂	-17,0	
	120	15	1	-0,02 ₀	-14,5	
600/100	80	15	1	+0,02 ₀	-18,5	$R_{xd} = 50000 \Omega$
	100	15	1	+0,01 ₀	-18,0	
	120	15	1	-0,04 ₀	-15,0	

liwość odczytu wartości tego uchybu na podziałce oraz osiągniętą czułość układu. Naturalnie ostatnie cyfry nie stanowią o dokładności kompensatora, którą już określono poprzednio.

Analiza układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników napięciowych dała w efekcie układ o zmodyfikowanym obwodzie pomiarowym uchybu napięciowego. Modyfikacja ta polega na zastosowaniu w tym obwodzie pomocniczego transformatora prądowego i szeregowo włączonej do niego oporności czynnej. Uzyskano przez to nie zmie-

niającą się wartość oporności R_{n1} , co jest zasadniczym warunkiem metody różnicowej, łatwą zmianę zakresów uchybu napięciowego oraz łatwy sposób wzorcowania skali tego uchybu. Położenie zera na podziałce nowo wykonanego przyrządu jest niezmiennie dla wszystkich zakresów mierzonych uchybu napięciowego.

Drugą zmianą w stosunku do układu Kellera jest wprowadzenie w miejsce indukcyjności wzajemnej układu pojemnościowo-oporowego zasilanego przez napięciowy transformator pomocniczy.

W ten sposób otrzymuje się składową, która jest miarą uchybu kąowego. Zastosowany tu napięciowy transformator pomocniczy jest łatwiejszy do wykonania, równie dokładny, a jednocześnie pobierający mniejszą moc z przekładnika wzorcowego. Stosunkowo duże napięcie w obwodzie kompensacyjnym, np. od 1 V w górę, utrudnia użycie indukcyjności wzajemnej, z uwagi na konieczne większe spadki napięć U_s na elementach mierzących uchyb kątowy. Użycie zaś dużych napięć w obwodzie kompensacyjnym jest warunkiem dobrej czułości. Tymczasem spadek napięcia na wewnętrznej oporności indukcyjności wzajemnej po stronie obciążonego wtórnego uzwojenia, utrudnia uzyskanie odpowiedniej wartości U_s .

Godna podkreślenia w układzie autora jest możliwość łatwego sprawdzania przekładników, bez użycia przekładnika wzorcowego. Ma to szczególne znaczenie dla przekładników na nieco niższe napięcia, poniżej 2,5 kV, dla których to napięć przekładniki wzorcowe rzadko są spotykane.

Analiza matematyczna dokładności i wyniki pomiarów pozwalają stwierdzić, że modyfikacja układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników napięciowych wydaje się być słuszna i celowa.

4. NOWY UKŁAD KOMPENSACYJNO-RÓŻNICOWY DO SPRAWDZANIA PRZEKŁADNIKÓW NAPIĘCIOWYCH Z ZASTOSOWANIEM POJEMNOŚCI WZORCOWEJ

4.1. Wyjściowy układ kompensacyjny

W oparciu o dotychczasową analizę układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników napięciowych wprowadzono ww. metodę do układu kompensacyjnego z pojemnością wzorcową, szczególnie użyteczną w pomiarach uchybów przekładników bardzo wysokich napięć. Podstawą nowego układu jest naturalnie układ kompensacyjny, który w schemacie ideowym przedstawia rys. 8. Układ ten działa na następującej zasadzie. Pierwotna strona przekładnika badanego jest połączona równolegle z pojemnością wzorcową C_n , do której szeregowo dołączono oporność rzeczywistą R_n . Wtórna strona przekładnika badanego zasilana indukcyjnością wzajemną M i szeregowo z nią połączone: duży opornik R_{dm} oraz

wtedy

$$I_c = U_1 \omega C_n \quad (30)$$

czyli

$$\Delta \hat{U}_1 = \hat{U}_1 \omega C_n \Delta R_n. \quad (31)$$

Wobec stosunkowo małej wartości uchybu kąowego δ_u można przyjąć, że

$$\Delta \hat{U}_1 = \hat{E}_2 - \hat{I}_c \bar{R}_{n0}, \quad (32)$$

$$E_2 = I_{2x} \omega M = \frac{U_2}{Z_2} \cdot \omega \cdot M, \quad (33)$$

gdzie Z_2 oporność pozorna obwodu pierwotnego indukcyjności wzajemnej M .

Po podstawieniu wyrażeń (33) i (30) wzór (32) przyjmie postać

$$\Delta U_1 = \frac{M}{Z_2} \omega U_2 - C_n R_{n0} \cdot \omega \cdot U_1. \quad (34)$$

Dla $\Delta U_1 = 0$

$$\frac{M}{Z_2} \omega U_2 = C_n R_{n0} \cdot \omega \cdot U_1,$$

stąd

$$\frac{M}{Z_2} = C_n \cdot R_n \vartheta_{uzn}, \quad (35)$$

gdzie ϑ_{uzn} przekładnia znamionowa badanego przekładnika. Wzór (34) można zatem napisać w postaci

$$\Delta U_1 = C_n \cdot R_{n0} \omega (U_2 \cdot \vartheta_{uzn} - U_1). \quad (36)$$

Wprowadzając do ostatniego wyrażenia wzór (31) otrzymuje się zależność

$$U_1 \omega C_n \cdot \Delta R_n = C_n \cdot R_{n0} \omega (U_2 \vartheta_{uzn} - U_1),$$

a stąd

$$\Delta R_n = R_{n0} \frac{U_2 \vartheta_{uzn} - U_1}{U_1} = k_1 \Delta u. \quad (37)$$

Zgodnie ze wzorem (37) przyrost bądź zmniejszenie się oporności R_n jest miarą uchybu napięciowego.

4.1.2. Uzasadnienie możliwości pomiaru uchybu kąowego

Przez wtórny obwód przekładnika badanego płynie prąd $\hat{I}_{2x}$, który wywołuje na drucie ślizgowym R_s , poprzez pomocniczy transformator prą-

dowy, spadek napięcia prostopadły do wektora $\vec{E}_2$. W oparciu o wykres wektorowy z rys. 9 uchyb kątowy można określić ze wzoru

$$\operatorname{tg} \delta_u = \frac{\frac{1}{m} \cdot I_{2x} \cdot R_\delta}{E_2}, \quad (38)$$

gdzie m — przekładnia pomocniczego transformatora T_p . Po podstawieniu wzoru (33) uzyskuje się

$$\operatorname{tg} \delta_u = \frac{\frac{1}{m} \cdot I_{2x} \cdot R_\delta}{I_{2x} \cdot \omega \cdot M}. \quad (39)$$

Przyjmując przy pomiarze $\omega = \text{const}$

$$\operatorname{tg} \delta_u = k_2 \cdot R_\delta. \quad (40)$$

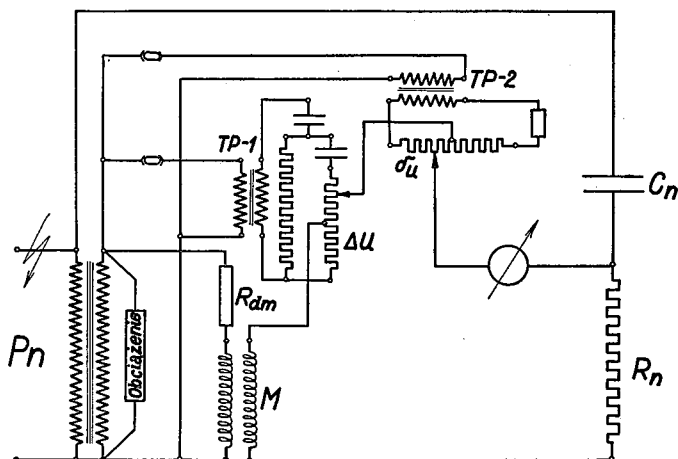
Wartość oporności R_δ jest wprost proporcjonalna do uchybu kątowego.

4.2. Transfiguracja wyjściowego układu na układ kompensacyjno-różnicowy

W układzie przedstawionym na rys. 8 wprowadził już autor różnicowy pomiar uchybu kątowego przez zastosowanie podzielonego drutu ślizgowego R_δ , na którym uzyskuje się wartości dodatnie i ujemne kąta. Jednakże pomiar uchybu napięciowego przekładnika odbywa się przy jednoczesnej zmianie wartości $\vec{I}_c R_{n0}$, a więc wielkości mierzonej. W celu zastosowania w pełni metody różnicowej zmodyfikowano układ w sposób, który pozwala na pomiar różnicy ustalonych wielkości $\vec{E}_2$ i $\vec{I}_c \cdot R_{n0}$, bez naruszania tych wielkości w czasie pomiaru. Układ taki przedstawia rys. 10. Różnicę dwu wielkości E_2 oraz spadku napięcia na R_n mierzy kompensator o współrzędnych prostokątnych. Obie współrzędne uzyskuje się z wtórnych obwodów napięciowych transformatorów pomocniczych $TP-1$ i $TP-2$. Jedna z nich zgodna z wektorem napięcia wtórnego $\vec{U}_2$ przekładnika badanego mierzy uchyb kątowy. Druga przesunięta względem wektora $\vec{U}_2$ o 90° mierzy uchyb napięciowy. Dla przesunięcia fazy współrzędnej prostokątnej o 90° użyto tu, podobnie jak w poprzednim układzie autora, do sprawdzania przekładników napięciowych układu pojemnościowo-oporowego.

Wprowadzenie pomocniczych transformatorów napięciowych w obu obwodach pomiarowych, dało wydatne zmniejszenie poboru mocy w stosunku do zastosowanego poprzednio przekładnika prądowego i szeregowo włączanej oporności. Ponadto taki transformator jest łatwiejszy do wykonania. Zastosowana tu stała oporność wzorcowa R_n (dla danej przekładni) pozwala na uniknięcie wprowadzenia błędu pomiaru do wielkości

mierzonej. Przez podział potencjometrów, z których otrzymuje się współrzędne prostokątne, uzyskano możliwość bezpośredniego odczytu na skalach uchybów napięciowych i kątowych w wartościach dodatnich i ujemnych. Podstawą pomiaru jest odpowiednio dokładne określenie wartości



Rys. 10. Schemat układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników napięciowych z zastosowaniem pojemności wzorcowej, opracowany przez autora

opornika R_n , przy danej pojemności wzorcowej i danej przekładni przekładnika badanego. W przybliżeniu można tę oporność wyliczyć ze wzoru, który otrzymuje się w wyniku następujących rozważań. Zgodnie z wykresem (rys. 9) dla stanu równowagi układu *sem* E_2 indukcyjności wzajemnej M równa się spadkowi napięcia na oporniku wzorcowym R_n . Pominięto tu różnicę spowodowaną uchybami przekładnika badanego.

Zatem

$$E_2 = I_c \cdot R_n,$$

$$I_c = U_1 \omega \cdot C_n,$$

$$R_n = \frac{E_2}{U_1 \omega C_n}. \quad (41)$$

Wartość *sem* E_2 jest stała dla napięcia znamionowego $\bar{U}_2$ i zależy od danych konstrukcyjnych układu. W wykonanym przez autora kompensatorze wynosi ona 1 V. Wartość E_2 może być dokładnie określona, natomiast pojemność C_n należy uznać za określoną w przybliżeniu. Jako pojemność wzorcową użyto tu kondensatora gazowego, napełnionego CO_2 o ciśnieniu 12 ata. Kondensatory tego typu odznaczają się dużą stałością pojemności, niezależnością od wpływów zewnętrznych, jak temperatura i pola zewnętrzne [30], [14]. Z tych względów zastosowanie ich w tym układzie jest szczególnie celowe.

Dla założonej uprzednio wartości $E_2 = 1$ V, przy $C = 100$ pF (taką wartość pojemności kondensatorów gazowych najczęściej się spotyka), uzyskuje się dla poszczególnych napięć znamionowych U_1 następujące wartości R_n obliczone wg wzoru (41).

$$\text{Dla } 10 \text{ kV} \quad R_n = 3140\Omega,$$

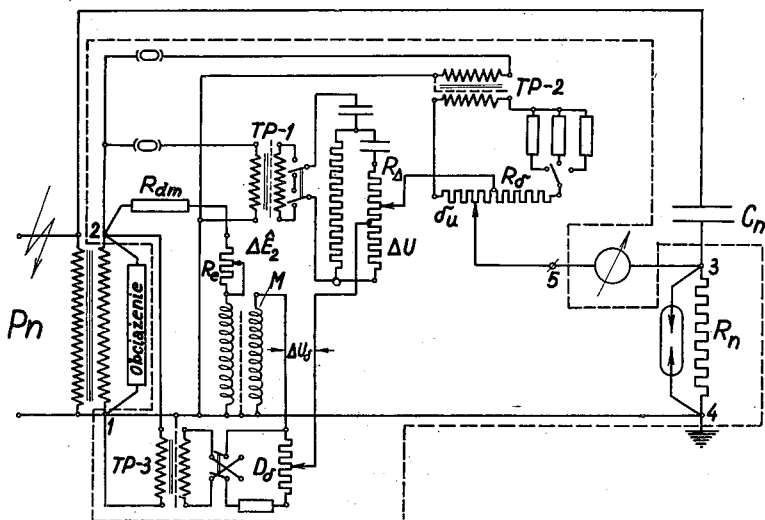
$$\text{Dla } 20 \text{ kV} \quad R_n = 1570\Omega,$$

$$\text{Dla } 100 \text{ kV} \quad R_n = 314\Omega.$$

Wartości te, jak już nadmieniono, są przybliżone z uwagi na niedokładne określenie pojemności kondensatora wzorcowego, a nawet wobec małych wartości uchybów napięciowych ze względu na odchyłki w określaniu wartości E_2 . Tę ostatnią wielkość mierzono z dokładnością do 0,2% kompensatorem prądu zmiennego wg Krukowskiego, typu FG-3 [6]. W celu wyeliminowania ww. niedokładności wynikających z obliczeń oraz błędów poszczególnych elementów układu autor wprowadził nowy sposób pomiaru, który nazwał metodą wektorów dodatkowych.

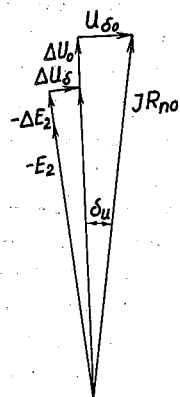
4.3. Metoda wektorów dodatkowych

Jeżeli uchyby napięciowy i kątowy są bardzo małe albo równe zero, to wektory $\vec{E}_2$ i $\vec{I}_c R_{n0}$ w chwili równowagi układu są jednakowe i zgodne w fazie. Praktycznie nie można tego osiągnąć dobierając wartość opornika R_n , gdyż na skutek błędów samego układu istnieje pewne początkowe przesunięcie fazowe omawianych wektorów. Dlatego autor wprowadził dwa wektory dodatkowe, które dodając się do wektora $\vec{sem}$ $\vec{E}_2$ równoważą



Rys. 11. Schemat nowego układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania układników napięciowych z pojemnością wzorcową w układzie, z uwzględnieniem elementów wytwarzających wektory dodatkowe

wektor $I_c R_{n0}$. Schemat połączeń nowego kompensatora, w którym zastosowano elementy dla uzyskania wektorów dodatkowych przedstawia rys. 11. Bardziej istotny wektor dodatkowy $\Delta \vec{U}_s$ uzyskuje się z odpowiedniego dzielnika napięcia D_s , zasilanego przez specjalny napięciowy transformator pomocniczy TP-3. Drugi wektor $\Delta \vec{E}_2$ prostopadły do pierwszego, nie mający już zasadniczego znaczenia, uzyskujemy przez nieznaczne zwiększenie lub zmniejszenie prądu I_{2x} opornikiem R_e . Zarówno wektor dodatkowy $\Delta \vec{U}_s$, jak i $\Delta \vec{E}_2$ nie wpływają w sposób zasadniczy na zmniejszenie dokładności pomiaru (zob. rozdz. 4.5.2.), a umożliwiają wykonanie pomiaru uchybów w oparciu o dowolny przekładnik o znanych uchybach. Pomiar wykonuje się w sposób następujący. Przekładnik o ściśle ustalonych uchybach, zarówno co do wartości, jak i co do znaku, przyłącza się wtórną stroną do zacisków 1—2 kompensatora. Pierwotna strona przekładnika, połączona równolegle z pojemnością wzorcową C_n , zasilana jest wysokim napięciem z transformatora probierczego. Okładkę niskiego napięcia kondensatora wzorcowego łączy się z zaciskiem 3 kompensatora. Przed przyłożeniem napięcia nastawia się na obu podziałkach kompensatora znane wartości uchybów przekładnika napięciowego włączonego w obwód kompensatora. Następnie przy zerowych wartościach wektorów dodatkowych, po przyłożeniu napięcia reguluje się tak dekadowym opornikiem wzorcowym R_n , aż nastąpi minimum odchylenia wskaźnika równowagi. Na początku opornik R_n dobiera się w przybliżeniu wg wzoru (41). Całkowite zrównoważenie układu osiąga się przez wprowadzenie wektora dodatkowego $\Delta \vec{U}_s$. Regulując ostatecznie R_n i $\Delta \vec{U}_s$ dochodzimy do równowagi układu, dla której wykres wektorowy przedstawia rys. 12. W ten



Rys. 12. Wykres wektorowy dla stanu równowagi układu kompensacyjno-różnicowego przedstawionego na rys. 11

sposób ustala się dokładnie parametryczną wartość R_{n0} dla danej przekładni przekładnika o znanych uchybach i danej wartości pojemności kondensatora wzorcowego.

Użycie dodatkowego wektora $\Delta \vec{E}_2$ może nastąpić w przypadku obrania pewnego określonego R_{n0} , np. z uwagi na podzielność lub lepszą regulację.

Po dołączeniu do kompensatora innego przekładnika o przekładni n -krotnie większej, dokładną wartość opornika R_n oblicza się wg wzoru

$$R_n = \frac{R_{n0}}{n}. \quad (42)$$

Wartość ta jest tylko wtedy słuszna, gdy wartości wektorów dodatkowych ustalone poprzednio są nie zmienione. Mogą być one łatwo zachowane jako stałe, gdyż gałki regulujące te wektory są zaopatrzone w podziałki. Mając więc do dyspozycji tylko jeden przekładnik, np. o jednym zakresie, o ściśle ustalonych uchybach, można w oparciu o te dane i pojemność wzorcową wyznaczyć nowym kompensatorem uchyby napięciowe i kątowe innego przekładnika o dowolnie innej przekładni. Np. w oparciu o znane uchyby przekładnika 10 kV/0,1 kV można wyznaczyć uchyby przekładnika 60 kV/0,1 kV.

Przez zastosowania metody wektorów dodatkowych, przy wyznaczaniu R_{n0} , uwzględniamy następujące błędy wstępne pomiaru:

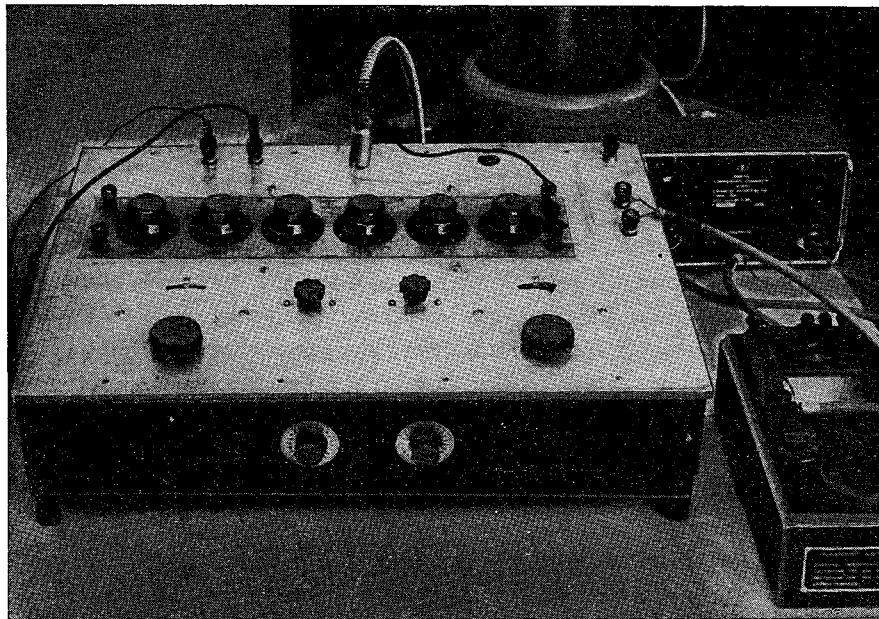
- a) znane co do wartości uchyby przekładnika wzorcowego,
- b) błąd wynikający ze stałej czasowej opornika R_n ,
- c) kąt stratności kondensatora wzorcowego C_n ,
- d) dodatkowe błędy kątowe samego układu, np. odchylenie wektora $\vec{E}_2$ od kąta prostego.

4.4. Budowa

Elementy układu, które w schemacie na rys. 11 obwiedziono linią kreskową, umieszczono w obudowie o wymiarach 600 × 400 × 160 mm. Zaciski, gałki regulacyjne, wzierniki do odczytywania podziałek oraz gałki przełączników umieszczono na płycie obudowy. Wygląd zewnętrzny kompensatora wraz z pojemnością wzorcową i galwanometrem wibracyjnym ze wzmacniaczem elektronicznym przedstawia rys. 13.

Ważnym elementem mierniczym układu jest indukcyjność wzajemna M , którą wykonano jako cewkę długą, o stosunku średnicy do długości jak 1/20, w układzie astatycznym (dwóch cewek przeciwsobnych) na karkasach drewnianych i o elektrostatycznym ekranie międzyzwojowym. Przekładnia indukcyjności wzajemnej, jak również i oporności R_{dm} , zostały tak dobrane, że dla napięcia $U_2 = 100$ V, $\sin E_2$ po wtórnej stronie indukcyjności wzajemnej wynosi 1 V. Drugim, równie ważnym elementem jest opornik wzorcowy R_n . Użyto sześciodekadowego opornika laboratoryjnego o klasie dokładności 0,02%. Stała czasowa opornika wynosi ok. 10^{-6} sek. Transformatory pomocnicze napięciowe TP-1, TP-2 i TP-3 charakteryzują się małym poborem mocy, w sumie nie większym niż 1 VA. Są to transformatory specjalne, o elektrostatycznych ekranach i o napięciach wtórnych rzędu od 0,2 V do 5 V. Na pomiarowe dzielniki napięcia R_d i R_s zastosowano potencjometry o opornikach nawiniętych na cien-

kich paskach pertinaksowych, a co za tym idzie o małej indukcyjności własnej i stałej czasowej rzędu $\tau = + (10^{-6} \text{ do } 10^{-7}) \text{ sek}$ [10]. Wartość każdej z tych oporności wynosi ok. 150Ω . Wszystkie inne oporniki układu są wykonane jako bezindukcyjne i bezpojemnościowe. Między punktami 3 — 4 układu wmontowano próżniowy bezpiecznik ochronny, równo-



Rys. 13. Kompensator do sprawdzania przekładników napięciowych z zastosowaniem pojemności wzorcowej wysokiego napięcia, wykonany przez autora w Katedrze Pomiarów Elektrycznych Politechniki Wrocławskiej

legle do opornika R_n . W razie przerwy w tym oporniku lub przebicia pojemności wzorcowej C_n , bezpiecznik zwiera zacisk 3 z ziemią, sygnalizując świetlnie o niebezpieczeństwie porażenia. Elementy R_e oraz D_e dostarczające wektory dodatkowe są tak dobrane, że maksymalna wartość $\Delta E_2 = = 10\% E_2$, zaś maksymalna wartość ΔU_e odpowiada kątowi 15 min. Wzorcowanie podziałek dzielników napięcia R_d i R_s wykonano również przy pomocy kompensatora prądu zmiennego wg Krukowskiego, typu FG-3 [6].

Wprowadzono dwa zakresy w obszarze mierniczym uchybu napięciowego oraz trzy zakresy w obszarze mierniczym uchybu kąowego. Zakresy uchybu napięciowego:

zakres I $\pm 1,1\%$,

zakres II $\pm 7,0\%$.

Zakresy uchybu kąowego:

zakres I — 7 min do + 11 min,

zakres II — 70 min do + 110 min,

zakres III — 210 min do + 330 min.

Istotną wielkością techniczną omawianego układu jest moc pobierana przez sam układ z wtórnej strony przekładnika badanego. Moc ta zmierzona kompensatorem prądu zmiennego typu FG-3 wynosi 1,5 VA przy $\cos \Psi = 0,95$ i może być łatwo uwzględniona w obciążeniu przekładnika w chwili pomiaru.

4.5. Analiza dokładności nowego układu pomiarowego

4.5.1. Uchyb spowodowany zastosowaniem opornika R_n

Klasa dokładności opornika R_n ma decydujący wpływ na dokładność pomiaru. Uchyb opornika wchodzi bezpośrednio do wielkości mierzonej, tzn. do uchybu napięciowego. Dlatego powinno się używać jako opornika R_n , opornika wielodekadowego laboratoryjnego kl. 0,02. W układzie autora zastosowano sześciodekadowy laboratoryjny opornik kl. 0,02. Uchyb napięciowy jest więc w przypadku pomiaru omawianym kompensatorem obciążony błędem opornika R_n , tzn. rzeczywisty uchyb napięciowy Δu_{xr} przekładnika badanego wynosi

$$\Delta u_{xr} \% = \Delta u_{xod} \% \pm 0,02 \%,$$

gdzie $\Delta u_{xod} \%$ jest to uchyb napięciowy odczytany na podziałce kompensatora. Wyżej wymienione błędy pozostają w granicach dopuszczalnych wartości wg przepisów VDE [2] dla omawianych układów mierniczych.

Włączony w szereg z pojemnością wzorcową opornik wzorcowy R_n powoduje również pewne odchylenie wektora $\vec{U}_n = \vec{I}_c \cdot R_n$ o kąt α , który określa wzór

$$\operatorname{tg} \alpha = R_n \cdot \omega \cdot C_n. \quad (43)$$

Kąt ten, jak wynika ze wzoru, przy stałej pojemności C_n zależy od oporności R_n , której wartość zależy znowu od przekładni przekładnika badanego, a ściślej od napięcia U_1 , zgodnie ze wzorem (41). Przy najczęściej występującej pojemności kondensatorów wzorcowych $C_n = 100 \text{ pF}$, dla poszczególnych napięć znamionowych, mają miejsce następujące uchyby:

$$\begin{array}{lll} U_1 = 6000 \text{ V}, & R_n = 5320 \Omega, & \alpha \approx 0,5 \text{ min;} \\ U_1 = 10000 \text{ V}, & R_n = 3190 \Omega, & \alpha \approx 0,3 \text{ min;} \\ U_1 = 30000 \text{ V}, & R_n = 1064 \Omega, & \alpha \approx 0,1 \text{ min;} \\ U_1 = 100000 \text{ V}, & R_n = 319 \Omega, & \alpha \approx 0,0 \text{ min;} \end{array}$$

Praktycznie biorąc uchyby te są całkowicie pomijalne, jedynie dla U_1 poniżej 10 kV mogą odgrywać pewną rolę. Należy podkreślić, że dość często uchyb kątowy przekładnika wzorcowego, który jest przy pomia-

rach pomijalny, określa się na ± 2 min, a nawet ± 5 min. Powyżej 10 kV ww. uchyby mieszczą się w granicach wymaganej czułości układu [2] lub są nawet jeszcze mniejsze.

4.5.2. Uchyby spowodowane zastosowaniem metody wektorów dodatkowych

Zastosowanie metody wektorów dodatkowych, umożliwiające sprawdzenie przekładników napięciowych o różnych przekładniach w oparciu o pojemność wzorcową, jest źródłem błędów, które jak się okaże nie mają zasadniczego wpływu na dokładność określania uchybów.

Dodatkowy wektor $\Delta \vec{U}_s$ zasadniczo nie zmienia dokładności pomiaru uchybu kąowego, a przeciwnie eliminuje uchyb kąowy samego urządzenia pomiarowego, jak również uchyb kąowy wynikający ze stałej czasowej opornika R_n . Uchyb kąowy samego urządzenia mierniczego, to przede wszystkim odchylenie kątowe od prawidłowego przesunięcia 90° wektora $\vec{E}_2$ względem wektora $\vec{U}_2$. Odchylenie to może nastąpić w następstwie działania elementów obciążających, np. elementy metalowe umieszczone w polu magnetycznym indukcyjności wzajemnej M , w których indukują się prądy wirowe. Dodatkowe odchylenia mogą wytworzyć prądy pojemnościowe płynące w tych elementach układu, między którymi występują większe różnice potencjałów. Wektor $\Delta \vec{U}_s$ eliminuje również uchyb kąowy wynikający z obciążenia pierwotnej strony indukcyjności wzajemnej prądem indukcyjnym. Prawidłowe przesunięcie $\Delta \vec{U}_s$ względem $\vec{E}_2$ o 90° może być nieznacznie naruszone w granicach np. $0,5^\circ$, co zachodzi w następstwie błędu kąowego transformatora pomocniczego TP-3. Zgodnie z analizą autora [28], uchyb wynikający z ww. przesunięcia jest całkowicie pomijalny.

Większy uchyb powoduje wektor dodatkowy $\Delta \vec{E}_2$, który zmienia wartość $\vec{E}_2$. W wykonanym kompensatorze *sem* $\vec{E}_2$ po stronie wtórnej indukcyjności wzajemnej M , zmienia się w przypadku granicznym użycia wektora dodatkowego o 1%. Ta procentowa wartość obarcza uchyb napięciowy i kątowy, gdyż spadki napięcia na dzielnikach R_4 i R_5 są wzorcowane przy napięciu $U_2 = 100$ V dla założonej *sem* $E_2 = 1$ V. Tak więc w granicznym przypadku wektor dodatkowy $\Delta \vec{E}_2$ obarcza uchyb napięciowy błędem, który jest równy 0,01 wartości odczytanego uchybu na kompensatorze. Wtedy wartość rzeczywista uchybu napięciowego równa się

$$\Delta_{u_{xr}} = \Delta_{u_{xod}} \pm \frac{\Delta_{u_{xod}}}{100}. \quad (44)$$

Podobnie wartość rzeczywista uchybu kąowego w następstwie granicznego błędu pochodzącego od $\Delta \vec{E}_2$ wynosi

$$\delta_{ur} = \delta_{uod} \pm \frac{\delta_{uod}}{100}. \quad (45)$$

Z powyższego wynika, że uchyb pomiaru uchybów wynikający z zastosowania $\Delta \vec{E}_2$ jest całkowicie pomijalny. Należy tu jeszcze raz zwrócić uwagę na to, że użycie wektora $\Delta \vec{E}_2$ można w znacznym stopniu ograniczyć przez regulowanie przy kompensowaniu wartości wyjściowych (ustalonych uchybów przekładnika „wzorca”) jedynie opornością R_n oraz wektorem $\Delta \vec{U}_3$ dla $\Delta \vec{E}_2 = 0$. Regulacja w tym przypadku odbywać się jednak będzie w obwodzie wysokiego napięcia.

4.5.3. Uchyby obwodów kompensujących

Źródła błędów wynikających z zastosowania metody różnicowej w omawianym kompensatorze są takie same jak w omówionej już ulepszonej metodzie kompensacyjno-różnicowej do sprawdzania przekładników napięciowych. Tak więc uchyb pomiaru uchybu napięciowego, wynikający z przesunięcia fazowego wektorów $\vec{U}_{2x}$ i $\vec{U}_1$, jest całkowicie pomijalny [28].

Uchyb pochodzący od przesunięcia $\vec{U}_A$ o pewien kąt β względem wektora $\vec{U}_2$ też nie może wpływać praktycznie na wynik pomiaru uchybu napięciowego i katowego. Dla napięć od 40 V do 120 V wartość kąta β — jak stwierdzono doświadczalnie — jest bardzo mała, rzędu kilkunastu minut. Kąt β może wpływać na wyniki, jeżeli osiągnie wartość 120 min [28].

Należy jeszcze zwrócić uwagę na dodatkowy uchyb, który jest następstwem zastosowania napięciowych transformatorów pomocniczych TP-1, TP-2 i TP-3. Charakterystyki tych transformatorów powinny spełniać warunek prostoliniowości przede wszystkim w granicach napięcia od 80 do 120 V. Wszystkie trzy transformatory spełniają ten warunek nawet w granicach od 20 do 120 V. Należy podkreślić, że uchyb stąd pochodzący wchodzi do pomiaru w drugiej kolejności i nie wpływa bezpośrednio na wartości mierzone.

4.5.4. Uchyby skalowania

Uchyby, które występują w wyniku niedokładności wzorcowania podziałek, są następujące:

Uchyb uchybu napięciowego. Przy znamionowym napięciu wtórnym sem po stronie wtórnej indukcyjności wzajemnej M wynosi $E_2 = I_c \cdot R_{n1} = 1$ V. Tej wartości, dla zakresu mierniczego uchybu napięciowego 1‰, odpowiada spadek napięcia na potencjometrze R_A w wartości 10 mV. Jeżeli pomiar tego spadku napięcia wykonamy kompensatorem Krukowskiego z dokładnością $\pm 1‰$, to uchyb podziałki uchybu prądowego wynosi $\pm 0,01‰$.

Uchyb uchybu katowego. Przy 18 min pierwszego zakresu mierniczego podziałki uchybu katowego (tzn. od -7 min do $+11$ min),

spadek napięcia na potencjometrze R_3 wynosi 5,2 mV. Jeżeli pomiar tego spadku napięcia wykonamy z dokładnością do 1%, to uchyb wynikający z cechowania podziałki uchybu kąтового wynosi 0,18 min.

4.5.5. Uchyby spowodowane zmianą częstotliwości napięcia zasilającego

Omawiany układ pomiarowy jest w zasadzie niezależny od częstotliwości. Łatwo to udowodnić na podstawie następujących rozważań. W układzie przedstawionym na rys. 8 porównujemy dwie wielkości, mianowicie $\text{sem } E_2$, występującą po stronie wtórnej indukcyjności wzajemnej, ze spadkiem napięcia na oporze R_n .

Wielkości te określają wzory:

$$E_2 = I_2 \cdot \omega \cdot M \quad [\text{V}]$$

$$U_n = I_c \cdot R_n = U_1 \cdot \omega \cdot C_n \cdot R_n. \quad [\text{V}]$$

Obie interesujące nas wielkości są proporcjonalne do częstotliwości, a więc przy porównaniu pozostają one od częstotliwości niezależne.

Podobnie będzie z wpływem wyższych harmonicznych, które mogą znaleźć się w układzie w następstwie odkształcenia napięcia zasilającego. Tak np. $\text{sem } E_{23}$ po wtórnej stronie indukcyjności wzajemnej M , pochodząca od trzeciej harmonicznej, można wyrazić wzorem

$$E_{23} = 3 \cdot I_{23} \cdot \omega \cdot M = 3 \frac{U_{13}}{\vartheta_{uzn} \cdot Z_{23}} \cdot \omega \cdot M. \quad (46)$$

Spadek zaś napięcia na oporniku wzorcowym R_n , spowodowany prądem trzeciej harmonicznej, określa wzór

$$U_{n3} = I_{c3} \cdot R_n = 3 \cdot U_{13} \cdot \omega \cdot C_n \cdot R_n. \quad (47)$$

Przy porównaniu ich w omawianym układzie obie ww. wielkości zniosą się.

Przy niedużych zmianach częstotliwości, jakie mogą występować w sieci zasilającej, nie należy również oczekiwać błędów pochodzących od transformatorów pomocniczych [3].

Nieco inaczej jest z układem pojemnościowo-oporowym, służącym do określania uchybu napięciowego, który z natury rzeczy jest zależny od częstotliwości. Zależność ww. układu od częstotliwości omówiono w rozdz. 3.4, gdzie stwierdzono, że małe zmiany częstotliwości, jakie występują w sieci energetycznej, nie mają praktycznie dużego wpływu na wyniki pomiaru i powodują błędy drugorzędne.

W nowo zbudowanym kompensatorze spadek napięcia na R_A (zob. rys. 11) wzrasta proporcjonalnie ze wzrostem częstotliwości, co jest zgodne ze wzorem (27). Jednakże zgodnie ze wzorem (36) również proporcjonalnie z częstotliwością wzrasta składowa $\Delta \bar{U}_1$, będąca miarą uchybu na-

pięciowego. Zatem wskazania uchybu napięciowego w nowym kompensatorze do sprawdzania przekładników napięciowych są od częstotliwości niezależne.

Uchyb kątowy zależy od częstotliwości zgodnie ze wzorem (39). Wartość uchybu kąowego mierzona przy innych częstotliwościach niż ta, przy której skalowano przyrząd, można obliczyć wg następującej formuły:

$$\delta_{uf_0} = \frac{\delta_{uf_1} \cdot f_1}{f_0}, \quad (48)$$

gdzie:

f_0 — częstotliwość przy wzorcowaniu,

f_1 — częstotliwość przy pomiarze.

4.5.6. Uchyby nieczułości układu

Zgodnie z przepisami VDE czułość układu przy pomiarze uchybu napięciowego dla 100% napięcia znamionowego nie może być mniejsza niż 0,020%. Przeliczając ją na wartość spadku napięcia na dzielniku napięcia R_d w wykonanym kompensatorze otrzymuje się napięcie rzędu $\Delta U_{cz} = 0,02$ mV. Prąd płynący wtedy w galwanometrze wibracyjnym można określić wzorem (28)

$$I_0 = \frac{\Delta U_{cz}}{Z_0 + Z_1 + Z_2},$$

gdzie:

Z_0 — oporność galwanometru,

Z_1 — oporność indukcyjności wzajemnej M ,

Z_2 — oporność opornika wzorcowego R_n .

W omawianym kompensatorze, przy przyjętym galwanometrze wibracyjnym oraz przekładni 10 kV/0,1 kV, parametry obwodu wskaźnika zera mają następujące wartości:

$$Z_0 = (35 + j 197) \Omega,$$

$$Z_1 = (412 + j 100) \Omega, \quad I_0 = 5,5 \cdot 10^{-9} \text{ A/dz.}$$

$$Z_2 = 3140 \Omega,$$

Przy napięciach wyższych czułość wzrasta z uwagi na znaczne zmniejszenie się Z_2 . Tak np. dla przekładni 100 kV/0,1 kV opornik wzorcowy ma wartość $Z_2 = R_n = 314 \Omega$. Wtedy prąd galwanometru dla wymaganej czułości będzie wynosił $I_0 = 2,45 \cdot 10^{-8}$ A/dz.

Jak widać, wymagania co do czułości wskaźnika zera są duże. Dlatego autor przeszedł na inną koncepcję, która wynika z następujących rozważań.

Z równania (28) łatwo obliczyć napięcie na zaciskach wskaźnika zera

$$\bar{U}_0 = \bar{I}_0 \cdot \bar{Z}_0 = \frac{\Delta \bar{U}_{cz}}{1 + \frac{\bar{Z}_1}{\bar{Z}_0} + \frac{\bar{Z}_2}{\bar{Z}_0}}. \quad (49)$$

Jeżeli jako wskaźnik w obwodzie kompensacyjnym służy przyrząd o dużej oporności, którą praktycznie można przyjąć jako równą nieskończoności, $\bar{Z}_0 = \infty$, to:

$$\bar{U}_0 = \Delta \bar{U}_{cz}. \quad (50)$$

W tym przypadku wskazania przyrządu zerowego są równe bezpośrednio temu spadkowi napięcia, które stanowi kryterium czułości. Z uwagi na to, użycie elektronicznego wskaźnika zera, np. o stałej $5 \cdot 10^{-6}$ V/dz, jest bardzo celowe i całkowicie spełniające wymagania odnośnie czułości pomiaru uchybu napięciowego. Z tego powodu między innymi we współcześnie wykonywanych układach kompensacyjnych do sprawdzania przekładników stosuje się często elektroniczne wskaźniki zera zamiast dotychczas używanych galwanometrów wibracyjnych [24], [7], [29].

Czułość układu przy napięciu zasilania $U = 0,1 U_n$ powinna zgodnie z VDE umożliwić pomiar uchybu kąтового, wynoszącego 0,7 min. Dla tych założeń uzyskuje się w omawianym kompensatorze $\Delta U_{\delta cz} = 0,02$ mV spadku napięcia na dzielniku R_δ . Tak więc czułość wskaźnika zera powinna być również z uwagi na pomiar uchybu kąтового analogiczna jak poprzednio.

4.5.7. Porównanie uchybów układu z uchybami określonymi przez przepisy

Przepisy VDE odnośnie wartości dopuszczalnych uchybów poszczególnych elementów urządzeń do sprawdzania przekładników podano w punkcie 4, rozdz. 3.4. W nawiązaniu do tych wartości dopuszczalnych należy stwierdzić:

Uchyb wzorcowania podziałki uchybu napięciowego w wykonanym przez autora kompensatorze wynosi dla pierwszego zakresu $\pm 0,01\%$, a więc mniej niż wartość dopuszczalna wynosząca $\pm 0,015\%$.

Oporniki tworzące dzielniki napięcia są określone w omawianym kompensatorze z dokładnością do $\pm 0,02\%$, tymczasem dopuszczalne wartości uchybów tych oporników wynoszą $\pm 0,03\%$.

Uchyb podziałki uchybu kąтового, zgodnie z przepisami, nie powinien być większy dla tego rodzaju urządzeń mierniczych niż $\pm 0,5$ min do ± 1 min, tymczasem w wykonanym przez autora kompensatorze uchyb pochodzący od wzorcowania podziałki wynosi 0,18 min.

Pozostałe uchyby zgodnie z poprzednimi rozważaniami nie mają zasadniczego wpływu na dokładność pomiaru. Tak więc wykonany kompensator do sprawdzania przekładników napięciowych odpowiada przepisom VDE 0442.

4.6. Pomiary sprawdzające

Nowym układem kompensacyjno-różnicowym wykonano pomiary uchybów przekładników różnych klas dokładności, o rozmaitych przekładniach. Jako wzorzec pojemności obrano kondensator gazowy firmy Micafil, wypełniony CO_2 o ciśnieniu 12 ata i o pojemności $C_n = 107,43$ pF. Pomiary miały za zadanie nie tylko sprawdzenie działania kompensatora przy pomiarach przekładników o różnych parametrach, ale również sprawdzenie dokładności wskazań kompensatora drogą porównawczą. Dlatego jeden z pomiarów miał na celu skonfrontowanie uchybów przekładnika wzorcowego, mierzonych omawianym kompensatorem, z uchybami uzyskany-

Tablica 4

Uchyby przekładnika napięciowego wzorcowego kl. 0,1 firmy Transformatoren und Röntgenwerk-Drezno — typ UZON—30, Nr 851191, o zakresach: 12, 24 i 30 kV/0,1 i 0,11 kV, $P_n = 15$ VA, podane przez wytwórcę

Przekładnia	U_2 V	P_{obc} VA	$\cos \varphi$	Δ_u %	δ_h min
12000 V/100 V	40	10	1	−0,06	+0,2
	60	10	1	−0,02	−1,0
	80	10	1	±0,00	−1,0
	100	10	1	±0,00	−0,6
	120	10	1	−0,04	+0,1
24000 V/100 V	40	10	1	+0,01	+3,4
	60	10	1	+0,04	+1,3
	80	10	1	+0,04	+1,1
	100	10	1	+0,03	+1,7
	120	10	1	±0,00	+2,4
30000 V/100 V	40	10	1	+0,01	+3,3
	60	10	1	+0,03	+1,6
	80	10	1	+0,03	+1,6
	100	10	1	+0,01	+1,9
	120	10	1	±0,00	+2,3

mi innymi metodami. Do tego celu użyto przekładnika wzorcowego firmy Transformatoren und Röntgenwerk-Drezno- kl. 0,1 o następujących zakresach: 12, 24, 30 kV/0,1 kV i 0,11 kV i o znanych uchybach przedstawionych na tablicy 4. Założenia pomiaru sprawdzającego zakładały nastą-

wienie parametrów kompensatora, tzn. R_n oraz $\Delta \bar{U}_s$, na zakresie np. 12 kV/0,1 kV, a następnie w oparciu o te parametry sprawdzenie pozostałych zakresów, tzn. 24 kV, 30 kV/0,1 kV. Przez porównanie uchybów uzyskanych z pomiaru dla tych ostatnich zakresów z uchybami podanymi przez fabrykę kwalifikowano dokładność wskazań kompensatora.

Następnie zmierzono nowym kompensatorem dwa przekładniki kl. 0,2 o zakresach 3, 6, 10, 15 kV/0,1 kV. Naturalnie pomiar wykonano w oparciu o parametry układu uzyskane dla przyjętej pojemności za pomocą przekładnika wzorcowego na zakresie 12 kV/0,1 kV.

Parametry nastawiono w sposób następujący: Do zacisków 1—2 kompensatora przyłączono wyżej wymieniony przekładnik wzorcowy na zakresie 12 kV/0,1 kV. Na oporniku R_n nastawiono wartość 2660 Ω obliczoną wg wzoru (41). Wektor dodatkowy E_2 nastawiono w pozycji „zero”. Po nastawieniu na podziałce skali uchybu napięciowego $\pm 0,00\%$, a na podziałce skali uchybu kąowego $-0,6$ min, zgodnie z tablicą 4, przyłożono napięcie 12000 V. Zmieniając wartość oporności R_n oraz wektora dodatkowego $\Delta \bar{U}_s$ osiągnięto łatwo równowagę. W ten sposób uzyskano prawidłowe parametry kompensatora, R_{n0} i ΔU_{s0} , przy pomocy przekładnika wzorcowego o znanych uchybach, dla danej pojemności wzorcowej. Przy dalszych pomiarach innych przekładników o innych przekładniach, parametr wektora dodatkowego ΔU_{s0} pozostaje nie zmieniony, jedynie zaś R_n zmienia się wg wzoru

$$R_{nk} = \frac{R_{n0}}{\vartheta_{xwzg}}, \quad (51)$$

gdzie:

R_{nk} — wartość oporności R_n przy pomiarze uchybów przekładnika badanego,

R_{n0} — wartość parametryczna R_n , uzyskana wg opisu przedstawionego uprzednio,

ϑ_{xwzg} — przekładnia względna dla obliczenia R_{nk}

$$\vartheta_{xwzg} = \frac{U_{1x}}{U_{1n}}. \quad (52)$$

W razie trudności przy równoważeniu układu można również wprowadzić wektor dodatkowy ΔE_2 . Wektory dodatkowe łatwo zachować przy dalszych pomiarach jako stałe, gdyż gałki regulujące te wektory zaopatrzone są w podziałki. Jak już zaznaczono poprzednio, stała galwanometru ma decydujący wpływ na przebieg pomiaru. Autor dysponował galwanometrem wibracyjnym o następujących danych: stała prądowa $c_1 = 9 \cdot 10^{-8}$ A/mm, stała napięciowa $C_u = 1,4 \cdot 10^{-5}$ V/mm. Tego rodzaju galwanometr okazał się za mało czuły, szczególnie przy niższych napięciach. Dlatego zastosowano firmowy wzmacniacz do galwanometru wibracyjne-

go. W ten sposób zwiększono stałą napięciową galwanometru 10 do 20 razy. Pozwoliło to na pomiary uchybów przy wartości ok. 5% napięcia znamionowego przekładnika.

4.7. Wyniki pomiarów i wnioski

Jak już wspomniano, dokładność kompensatora sprawdzono przez porównanie uchybów nim zmierzonych z uchybami podanymi przez fabrykę. Tablica 4 przedstawia uchyby przekładnika wzorcowego kl. 0,1 podane przez wytwórcę, a tablica 5 przedstawia uchyby tego samego przekładnika, zmierzone kompensatorem w wykonaniu autora, przy użyciu pojemności wzorcowej $C_n = 107,43$ pF. Wyniki podane w tablicy 5

Tablica 5

Uchyby przekładnika napięciowego wzorcowego kl. 0,1 firmy Transformatoren und Röntgenwerk-Drezno — typ UZON-30, Nr 851191, o zakresach: 12, 24 i 30 kV/0,1 i 0,11 kV. $P_n = 15$ VA

Uchyby mierzono kompensatorem prądu zmiennego w wykonaniu autora, przy użyciu pojemności wzorcowej $C_n = 107,43$ pF

Przekładnia	U_2 V	P_{obc} VA	$\cos \psi$	Δ_u %	δ_u min	R_{n0}
12000 V/100 V	40	10	1	-0,06	+0,2	2515, —
	60	10	1	-0,02	-0,6	
	80	10	1	$\pm 0,00$	-0,8	
	100	10	1	$\pm 0,00$	-0,6	
	120	10	1	-0,04	+0,1	
24000 V/100 V	40	10	1	$\pm 0,00$	+2,6	1257,5
	60	10	1	+0,01	+1,0	
	80	10	1	+0,02	+0,8	
	100	10	1	+0,01	+1,3	
	120	10	1	-0,01	+2,5	
30000 V/100 V	40	10	1	+0,02	+3,0	1006, —
	60	10	1	+0,05	+1,2	
	80	10	1	+0,04	+1,4	
	100	10	1	+0,03	+1,5	
	120	10	1	+0,02	+2,0	

uzyskano w oparciu o pomiar wyznaczający parametry układu, tzn. wartości ΔU_{30} oraz R_{n0} przy napięciu 12000 V na zakresie 12 kV/0,1 kV. Uchyby mierzone dla przekładni 24 kV/0,1 kV oraz 30 kV/0,1 kV, wykazują dużą zgodność z uchybami podanymi przez wytwórcę przekładnika. Pewne małe rozbieżności są następstwem błędu opornika wzorcowego R_n . Różnice te nie stanowią jednak przeszkody w ocenie ww. układu kompensacyjno-różnicowego jako dokładnego.

Niezależnie od ww. zasadniczego pomiaru sprawdzającego autor zmierzył nowym kompensatorem uchyby przekładników o gorszej klasie dokładności i o różnych przekładniach. Tablica 6 przedstawia uchyby przekładnika napięciowego kl. 0,2 firmy TuR-Drezno — o przekładniach 3, 6, 10, 15 kV/0,1 kV. Jak widać z pomiarów, układ nadaje się szczególnie do sprawdzania przekładników wielozakresowych, ponieważ przy zmianie zakresu zmienia się w układzie jedynie oporność R_n , której wartość łatwo oblicza się wg wzoru (51). Przedstawione wyniki uchybów napię-

Tablica 6

Uchyby przekładnika napięciowego kl. 0,2 firmy TuR Drezno, typ UZON-20 nr 294000, zakresy: 3, 6, 10, 15 kV/0,1 kV, $P_n = 25$ VA
 Uchyby mierzono kompensatorem wykonanym przez autora, przy użyciu pojemności wzorcowej $C_n = 107,43$ pF.

Przekładnia	U_2 V	P_{obc} VA	$\cos \psi$	Δ_u %	δ_u min	R_n Ω
3000/100	40	6,0	1	+0,03	+13,0	10060, —
	60	6,0	1	+0,04	+13,4	
	80	3,0	1	+0,07	+14,2	
	100	3,0	1	+0,06 _s	+15,0	
	120	3,0	1	+0,03 _s	+15,2	
6000/100	40	6,0	1	+0,04	+2,2	5030, —
	60	6,0	1	+0,07	+2,6 _s	
	80	3,0	1	+0,08	+4,0	
	100	3,0	1	+0,08	+4,5	
	120	3,0	1	+0,05	+5,1 _s	
10000/100	40	6,0	1	+0,05	-2,3	3018, —
	60	6,0	1	+0,07 _s	-1,7	
	80	3,0	1	+0,08 _s	-0,1 _s	
	100	3,0	1	+0,08	+0,3 _s	
	120	3,0	1	+0,06	+0,7 _s	
15000/100	40	6,0	1	+0,04	-4,5	2012, —
	60	6,0	1	+0,07	-3,9	
	80	3,0	1	+0,08	-2,2 _s	
	100	3,0	1	+0,07	-1,9	
	120	3,0	1	+0,05	-2,2 _s	

ciowych o liczbach tysięcznych w procentach (1/1000‰), jak również wyniki uchybów kątowych o liczbach setnych (1/100) w minutach są dowodem, że układ przy odpowiednio czułym wskaźniku zera spełnia wymagania stawiane przyrządom do tego rodzaju dokładnych pomiarów.

Omawianym kompensatorem zmierzono również uchyby przekładnika kl. 0,5 firmy Zakłady Wytw. Aparatów Wysokiego Nap. A-1 Warszawa, o przekładni 35 kV/0,1 kV, które ujęto w tablicy 7. Z uwagi na specjalne zastosowanie przekładnika zmierzono również uchyby dla stosunkowo

niskich napięć $U_2 = 19 \text{ V}$, przy czym stwierdzono możliwość łatwego i dokładnego wykonania pomiaru uchybów przy około $5\% U_n$. Naturalnie ma to miejsce przy zastosowaniu galwanometru wibracyjnego ze wzmacniaczem elektronicznym.

Tablica 7

Uchyby przekładnika napięciowego kl. 0,5 firmy Zakłady Wytwórcze Aparatów Wysokiego Napięcia A-1 w Warszawie, typ U-45, Nr 128191, 120 VA, $f = 50 \text{ Hz}$, 35 kV/0,1 kV

Uchyby mierzono kompensatorem wykonanym przez autora przy użyciu pojemności wzorcowej $C_n = 107,43 \text{ pF}$

Przekładnia	U_2 V	P_{obc} VA	$\cos \psi$	Δ_u %	δ_u min	R_n Ω
35000 V/100 V	40	6,0	1	+0,07	-7,5	862,3
	60	6,0	1	+0,08	-6,8	
	80	3,0	1	+0,10	-7,0	
	100	3,0	1	+0,12	-8,0	
	120	3,0	1	+0,31	-12,5	
35000 V/100 V	19,0	3,0	1	-0,10	-8,0	862,3
	31,5	3,0	1	-0,03	-7,9	
	47,0	3,0	1	+0,08	-7,2	
	63,0	3,0	1	+0,08	-6,5	
35000 V/100 V	40	10	0,8	+0,04	-6,8	862,3
	60	10	0,8	+0,07	-6,0	
	80	10	0,8	+0,07	-7,5	
	100	10	0,8	+0,09	-8,0	
	120	10	0,8	+0,28	-13,0	

Dwa ostatnie przekładniki sprawdzono przy obciążeniach, przy których one pracują, odbiegających od obciążeń znamionowych. Nie ma to jednak żadnego znaczenia dla oceny prawidłowej pracy nowego układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników napięciowych. Podobnie jak przy pomiarze przekładnika wzorcowego, wyjściowym pomiarem ustalającym początkowe parametry był pomiar uchybów przekładnika wzorcowego o ściśle znanych wartościach na zakresie 12 kV/0,1 kV, przy napięciu 12000 V.

5. PODSUMOWANIE

Przeprowadzona analiza metrologicznych właściwości układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników pozwoliła na pewne uzupełnienia powstałego w ostatnich latach układu oraz na wykonanie nowego układu kompensacyjno-różnicowego do sprawdzania przekładników napięciowych.

Wydaje się słuszne wprowadzenie modyfikacji w układzie kompensacyjno-różnicowym do sprawdzania przekładników napięciowych. Zmiana dotyczy obwodu uchybu napięciowego, gdzie zastosowano pomocniczy transformator prądowy. Przez to ułatwiono tu zmianę zakresów mierniczych oraz wprowadzono stałą oporność wzorcową w obwodzie wtórnym przekładnika wzorcowego, nie zmieniającą się ze zmianą zakresów uchybu napięciowego. Istnieje też możliwość zastosowania pomocniczego transformatora napięciowego, podobnie jak w układzie kompensacyjno-różnicowym z pojemnością wzorcową. Wtedy moc pobieraną z wtórnego uzwojenia przekładnika wzorcowego można znacznie zmniejszyć. Ma to duże znaczenie w przypadku zastosowania zmodyfikowanego układu Kellera do sprawdzania przekładników napięciowych bez użycia przekładnika wzorcowego, a przy pomocy oporowego dzielnika napięcia. Wtedy w miejsce przekładnika wzorcowego włącza się przekładnik badany (rys. 7). Obciążenie ww. przekładnika przez układ pomiarowy powinno być w tym przypadku jak najmniejsze, z uwagi na zależność uchybów od obciążenia.

W celu uzyskania składowej prostopadłej w miejsce indukcyjności wzajemnej wprowadzono układ pojemnościowo-oporowy, który okazał się łatwiejszy w wykonaniu, równie dokładny, a jednocześnie pobierający mniejszą moc z przekładnika wzorcowego.

Nowy układ kompensacyjno-różnicowy do sprawdzania przekładników napięciowych, który powstał w wyniku studiów nad tego rodzaju układami, wprowadza w miejsce przekładników wzorcowych dzielnik napięcia złożony z gazowego kondensatora, przeznaczonego do pracy przy wysokim napięciu, oraz opornika o oporności czynnej. Ma to szczególne znaczenie przy sprawdzaniu przekładników bardzo wysokich napięć, ponieważ w tych przypadkach uzyskanie przekładnika napięciowego wzorcowego powyżej 30 do 40 kV jest trudne [1], [2]. Tak samo zastosowanie oporności czynnej w omawianym dzielniku napięcia jest słuszne z punktu widzenia metrologicznego, ponieważ pozwala na łatwą zmianę przekładni dzielnika przy jednoczesnym zachowaniu wymaganej dokładności. Stosowanie w miejsce opornika, wielodekadowych, precyzyjnych kondensatorów mikowych prowadzi do dużych błędów przy zmianie przekładni dzielnika, nawet przy klasie dokładności 0,2 tych kondensatorów, lub do konieczności wyznaczania każdej przekładni ww. dzielnika za pomocą specjalnego opornościowego dzielnika na wysokie napięcie. Tymczasem zmianę przekładni przy kombinacji pojemność wzorcową i oporność wykonuje się z dokładnością klasy opornika R_n , a więc do 0,02%. Na tej podstawie autor mając do dyspozycji przekładnik napięciowy o przekładni 12 kV/0,1 kV i o znanych uchybach sprawdził przekładnik 35 kV/0,1 kV z dużą dokładnością.

Dalsze zalety nowego układu to:

- a) niezmiennianie podczas pomiaru oporności R_n oraz wartości wektorów dodatkowych, po ustaleniu parametrów kompensatora,

- b) łatwe wyznaczanie parametrów układu za pomocą specjalnego sposobu, który autor nazwał metodą wektorów dodatkowych,
- c) bezpośredni odczyt uchybów napięciowych w dwu zakresach oraz uchybów kątowych w trzech zakresach mierniczych, z podziałek potencjometrów,
- d) łatwość wzorcowania zarówno podziałki uchybu napięciowego, jak i kąтового.

Do pomiaru jako wskaźnika zera użyto galwanometru wibracyjnego ze wzmacniaczem elektronicznym o czułości, która pozwoliła na zmierzenie uchybów przekładnika przy ok. 5% U_n . Ma to znaczenie dla przekładników napięciowych, używanych w urządzeniach zabezpieczających w połączeniu z przekaźnikami odległościowymi. Przekładniki te przy niskich napięciach muszą ograniczać błędy w sposób określony [15]. Nowy układ jest przy odpowiednim wskaźniku zera tak czuły, że także dla małych napięć U_2 jeszcze z dostateczną dokładnością może być zrównoważony. Należy tu jednocześnie podkreślić, że pomiaru uchybów przy tak niskich napięciach U_2 zwykle spotykanymi urządzeniami firmowymi, np. TuR, Siemens-Halske itd., nie można wykonać bez dodatkowych urządzeń [15].

Na zakończenie należy jeszcze krytycznie porównać nowy układ kompensacyjno-różnicowy do sprawdzania przekładników napięciowych z innymi układami dostępnymi w kraju. W kraju przeważnie dostępne są układy oparte o metodę różnicową wg Hohlego i to najczęściej pochodzenia zagranicznego. Wykonane ostatnio podobne układy przez Zakłady Wytwórcze Aparatów Wysokiego Napięcia A-1 w Warszawie [26] są jeszcze mało dostępne. Tak np. w okręgu Dolnego Śląska znajdują się tylko dwa układy do sprawdzania przekładników. Pierwszy z nich to układ Hohlego w wykonaniu firmy Siemens-Halske, znajdujący się w posiadaniu Energetyki, drugi to układ różnicowy z bezpośrednimi wskazaniami uchybów przekładnika, firmy Transformatoren und Röntgenwerk — Drezno, będący własnością D. Z. W. M. E. M-5. Możliwości sprawdzania przekładników napięciowych są w tych układach ograniczone przekładnikami wzorcowymi. Pierwszym można zmierzyć uchyby przekładników jedynie o przekładniach 2,5—3—3,75—5—6—7,5—10—12—15—20—40 kV/0,1 i 0,11 kV, drugim o przekładniach 6, 12, 24, 30 kV/0,1 i 0,11 kV. Tak więc Zakład M-5 nie może sprawdzić przekładnika o przekładni 10 kV/0,1 kV, często spotykanego w tym zakładzie, jak również przekładników o napięciu powyżej 30 kV. Tak samo przekładników o napięciu znamionowym wyższym niż 40 kV na terenie Wrocławia w ogóle sprawdzić nie można. Dodatkową wadą ww. układów, np. układu TuR jest narzucenie z góry ściśle określonych napięć, przy których można mierzyć uchyby. Pomiar uchybów przy innych napięciach niż z góry ustalone jest niemożliwy.

W przypadku Zakładu M-5 zachodziła potrzeba sprawdzenia przekładnika o przekładni 35 kV/0,1 kV, przy napięciach innych niż przewidziane

w przeciętnych układach do sprawdzania przekładników. Do tego celu nie nadawał się układ firmy TuR, z uwagi na brak przekładnika wzorcowego o napięciach powyżej 30 kV oraz ze względu na nieznormalizowane napięcia, przy których miały być mierzone uchyby. Zadanie to wykonano z pełnym powodzeniem przy pomocy układu kompensacyjno-różnicowego autora, przy czym użyto tu jako pojemność wzorcową, posiadany przez Zakład M-5 kondensator gazowy (tablica 7).

Niewątpliwą wadą układu jest konieczność stosowania kondensatora gazowego, przeznaczonego do pracy na wysokim napięciu. Kondensatory takie są jednak urządzeniami dość często spotykanymi, np. we Wrocławiu znajduje się ich aż cztery, i dlatego ta trudność nie powinna ograniczyć rozpowszechnienia praktycznego i stosunkowo taniego oraz łatwego do wykonania urządzenia mierniczego.

W końcu należy podkreślić i tę zaletę omawianego układu, że sam przyrząd może być wykonany z materiałów i elementów dostępnych w Kraju.

*Politechnika Wrocławska
Katedra Pomiarów Elektrycznych*

WYKAZ LITERATURY

1. Goldstein: Die Messwandler — Ihre Theorie und Praxis. Basel 1952, Verlag Birkhauser.
2. Bauer R: Die Messwandler. Berlin 1953, Springer Verlag.
3. Starczakow W.: Przekładniki. Warszawa 1959, P.W.T.
4. Keller A.: Eine neue tragbare Wandlerprüfeinrichtung nach dem Kompensationsverfahren. ETZ-A-18. 1957 r.
5. Hohle W.: Messwandler — Prüfeinrichtungen Archiv für Elektrotechnik, Bd. 27 (1933), s. 849.
6. Fuliński W., Gotszalk R.: Kompensatory prądu zmiennego i ich krajowe wykonania. Pomiary, Automatyka, Kontrola. Zeszyt nr 9, 1959.
7. Johanssen G.: Prüfamteinrichtungen, neue Geräte und Verfahren. Interkama 1957, Wyd. R. Oldenburg, Monachium.
8. Geiger W.: Über die Verwendung sekundär belasteter Lufttransformatoren bei Wechselstromkompensationsmessungen. Archiv für Elektrotechnik, t. XV, 1925.
9. Orzeszkowski Z.: Wpływ częstotliwości na uchyby transformatora prądowego. Wiadomości Techniczno-Ekonomiczne M-5, zeszyt 3, 1958.
10. Nesterenko A. D.: Osnovy rasczeta elektroizmeritielnykh schiem urawnowieszenja. Wyd. Akademii Nauk USRR, Kijów 1960.
11. Hohle W.: Eine tragbare Messwandler-Prüfeinrichtung hoher Genauigkeit. Physikalische Zeitschrift, 1934.
12. Hohle W., Hüter W.: Zur Prüfung von Höchstspannungswandlern I. Physikalische Zeitschrift, 1938.
13. Hohle W.: Zur Prüfung von Höchstspannungswandlern II, Physikalische Zeitschrift, 1938.
14. Keller A.: Pressgaskondensatoren als verlustfreies Normal für Hochspannungsmessungen ETZ-A, Bd 75, 1954, str. 817—819.

15. Fritz W.: Fehlermessungen an Spannungswandlern bei kleinen Spannungen ETZ-A, 1956, Bd 77, str. 685.
16. Forger K.: Eine Differenzbrückenschaltung für die Bestimmung der Fehler von Spannungswandlern — Zeitschrift für Instrumentenkunde. Zeszyt 8, 1958.
17. Keller A.: Neuzeitliche Messwandler-Prüfeinrichtung nach dem Differenzverfahren ETZ-A, Bd 74 (1953), str. 105—108.
18. PN/E-06500 — Przekładniki jednofazowe — przepisy ogólne — Warszawa — 1956.
19. Zinn E.: Messung von Spannungswandlern mit der Stromwandler-Messeinrichtung nach Schering — Alberti ETZ-A, Bd. 75, 1954.
20. Zinn E., Forger K.: Eine Messverfahren zum absoluten Bestimmen der Fehler von Spannungswandlern. Elektr. Zeit (A), t. 75, 1954.
21. Zinn E.: Fundamentale bestimmung der Fehler von Spannungswandlern durch Summiervverfahren über Zwischenwandler. Zeitschr. f. angew. Phys. X — 1958, str. 514.
22. Berghahn A., Janssen H.: Eine billige Kompensationseinrichtung zur vergleichender Spannungswandlerprüfung bei grosser Empfindlichkeit. Arch. f. Elektr., 1935, tom 29.
23. Busse G., Ebinger A.: Zusatzgerät zur Wandlermesseinrichtung der Bauart Hohle AEG — Mitt — 47 (1957).
24. Busse G., Hoffmann H.: Wandlermesseinrichtung für höhere Frequenzen ETZ-A — 1957, str. 789—792.
25. Schnell L.: Eine neue Kompensationsmethode zur Messwandlerprüfung — Periodica Polytechnica — Elektrotechnik, Budapest 1959, t. 3, nr 1.
26. Katalog 29-A-1 (uzupełnienie) SEP — Biuro Wydawnictw. Warszawa 1960.
27. Szkurin G. P.: Sprawocznik po elektroizmieritel'nyh i radioizmieritel'nyh priborom. Wojskowe Wydawnictwa Obrony ZSRR Moskwa 1955.
28. Fuliński W.: Przyczynek do kompensacyjno-różnicowej metody sprawdzania przekładników prądowych. Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej Nr. 57, Elektryka — Miernictwo 3, 1962.
29. Fuliński W., Gotszalk R.: Galwanometr wibracyjny a elektroniczny wskaźnik zera w układach kompensacyjnych i mostkowych prądu zmiennego. Pomiary, Automatyka, Kontrola, zeszyt 11, 1960, str. 458.
30. Keller A.: Konstanz der Kapazität von Pressgaskondensatoren. ETZ, 1959, t. 80, nr 21, str. 757.

W. FULIŃSKI

NEW CIRCUITS FOR DIFFERENTIAL TESTING OF POTENTIAL TRANSFORMERS USING POTENTIOMETER PRINCIPLE

Summary

In the paper Schering-Alberti's and Hohle's methods of testing potential transformers have been critically considered (Figs 1 and 2 respectively). Then Keller's differential — compensating method (Fig. 3) recently recognised as the best one has been analyzed. On the ground of that analysis two circuits, viz. an improved one and a new differential compensating circuit for testing potential transformers have been devised.

In the improved circuit an auxiliary current transformer (Fig. 4) has been used in the part of the circuit serving to determine the voltage error. In this way an

easier changing of measuring range Δ_u has been achieved without any loss in accuracy.

In the new circuit a high voltage-gas-standard-capacitor has been applied. Also a new method of determining the parameters of the circuit has been introduced. The above circuit (Figs 12, 13), performed at the Chair of Electrical Measurement (Technical University of Wrocław) is especially useful for the testing of potential transformers of very high voltage. It has many advantages in comparison with other known circuits. This has been proved by checking several potential transformers by means of the arrangements in question.

W. FULIŃSKI

NOUVEAUX SYSTÈMES DE MESURE DES TRANSFORMATEURS DE TENSION UTILISANT LES MÉTHODES DIFFÉRENTIELLE ET D'OPPOSITION

Résumé

On fait une analyse critique des méthodes de mesure des transformateurs de tension, considérant surtout la méthode d'opposition de Schering et d'Alberti (fig. 1) et la méthode différentielle de Hohle (fig. 2). On analyse ensuite la méthode de Keller proposée récemment, laquelle est reconnue optimale du point de vue de métrologie. Cette dernière méthode constitue une synthèse de deux méthodes mentionnées ci-dessus.

En se basant sur l'analyse présentée l'auteur propose une méthode de Keller améliorée, ainsi qu'une méthode de mesure des transformateurs de tension tout à fait originelle, composée par lui même.

Dans le système amélioré on a introduit dans le circuit un transformateur auxiliaire qui a facilité de beaucoup le changement de la gamme de mesure Δ_u , sans augmenter l'erreur.

Dans le nouveau système on applique comme étalon un condensateur à gaz haute tension (HT). L'auteur a introduit une nouvelle méthode de l'indication des paramètres de ce système. Ce nouveau équipement (figs 12 et 13) est surtout utile à la mesure de l'erreur des transformateurs de mesure de très haute tension. Il a des avantages inconnus dans les autres systèmes.

W. FULIŃSKI

NEUE SPANNUNGSWANDLER — PRÜFSCHALTUNGEN NACH DEM KOMPENSATIONS - DIFFERENTIALPRINZIP

Zusammenfassung

Die Fehlerbestimmung bei den zur Zeit am meisten verbreiteten Prüfschaltungen für Spannungswandler erfolgt entweder nach dem Schering-Alberti Kompensationsprinzip (Abb. 1) oder nach dem von W. Hohle entwickelten Differentialverfahren (Abb. 2). Wegen den, im Laufe der Zeit strenger werdenden Anforderungen, sind die Genauigkeit sowie die messtechnischen Eigenschaften der oben erwähnten Methoden nicht immer als ausreichend anzusehen. Dieser Umstände wegen wurde

von A. Keller im Jahre 1957 eine neue Messwandler-Prüfschaltung nach dem Kompensations-Differentialprinzip angegeben (Abb. 3). In dieser Methode wurden die Prinzipien der zwei erstgenannten Verfahren vereinigt und gleichzeitig manche ihrer Nachteile beseitigt.

Die von Verfasser ausführlich untersuchten Eigenschaften der Kompensations-Differentialmethode weisen darauf hin, dass dieses Prinzip besonders für Wandlerprüfung geeignet zu sein scheint. Dementsprechend werden vom Verfasser zwei Vorschläge vorgelegt. Der erste Vorschlag zielt auf die zweckmässige Verbesserung und Ergänzung der bestehenden Grundschaltung nach dem Kompensations-Differentialprinzip ab, der zweite dagegen stellt eine neue, vom Verfasser entwickelte Methode, dar.

In der verbesserten Spannungswandler-Prüfschaltung wird zusätzlich ein Hilfsstromwandler im Spannungsfehlerkreis eingesetzt (Abb. 4), wodurch die Messbereichswahl wesentlich vereinfacht und die Genauigkeit gesteigert wird. Ausserdem werden die Messverhältnisse dadurch begünstigt, dass der im Sekundärkreis des Normalwandlers bestehende Widerstand, unabhängig vom Messbereich, immer den konstanten Wert hat.

Die für die Fehlerwinkelbestimmung notwendige senkrechte Spannungskomponente wird — anstatt aus der Gegeninduktivität — auf einer aus Kapazität und Widerstand bestehenden Schaltung abgegriffen. Eine solche Lösung bringt wesentliche Vereinfachung der Berechnung und Herstellung der Einrichtung mit sich, ohne die Genauigkeit im negativen Sinne zu beeinflussen; dem Messwandler wird dabei eine geringere Leistung entnommen, als dies bei der Grund — Schaltung der Fall ist. Es muss noch darauf hingewiesen werden, dass in der vom Verfasser verbesserten Schaltung der Normalwandler durch den gewöhnlichen Spannungsteiler ersetzt werden kann (Abb. 7). Die letztgenannte Möglichkeit ist bei der Prüfung von Wandlern für niedrigere Spannungen ($U_n < 2,5$ kV) besonders empfehlenswert, da gerade für solche Messbereiche, Normalwandler nur selten zur Verfügung stehen.

Den Ausgangspunkt zu den Betrachtungen über das vom Verfasser neu entwickelte Kompensations-Differentialverfahren bildet die auf der Abb. 8 dargestellte Kompensationsschaltung mit der Gegeninduktivität und der Normalkapazität, welche für Prüfungen von Hochspannungswandlern besonders geeignet zu sein scheint. Die Spannungsfehler und die Fehlerwinkel können leicht — wie aus dem Vektordiagramm (Abb. 9) zu ersehen ist — unmittelbar auf Grund der Gleichungen (37) und (40) bestimmt werden. Durch Umgestaltung der angegebenen Schaltung entsteht ein neues Kompensations-Differentialverfahren für die Prüfung von Spannungswandlern (Abb. 10). Die zur Bestimmung der Fehler notwendigen Grössen werden nach der vom Verfasser entwickelten Zusatzvektorenmethode ermittelt. Das Prinzipschema einer neuen Kompensations-Differentialschaltung für die Prüfung von Spannungswandlern ist auf Abb. 11 dargestellt, wo auch der Normal-kondensator und die zur Erzeugung der Zusatzvektoren notwendigen Einrichtungen berücksichtigt sind. Die hergestellte Messanordnung ist besonders für Prüfung von Hochspannungswandlern geeignet und weist viele Vorteile gegenüber den zur Zeit verwendeten Verfahren auf. Das Übersetzungsverhältnis des Normalwandlers kann sich von dem des Prüflings grundsätzlich unterscheiden, da zur Fehlerbestimmung nur ein Spannungswandler von bekannten Fehlern, aber beliebigem Übersetzungsverhältnis ($u > 10/0,1$ kV) notwendig ist. Die Fehlerbestimmung des Prüflings wird — laut Gleichung (51) — unmittelbar durch Erfassung von Zusatzvektoren bei dem bekannten Wert der Normalkapazität erfolgen. Damit wird erreicht, dass die kostspieligen Höchstspannungswandler durch die leicht anschaffbaren Pressgaskondensatoren ersetzt werden können. Der Pressgaskondensator bildet mit

dem vorgeschalteten Normalwiderstand einen Spannungsteiler, wodurch das Übersetzungsverhältnis auf eine einfache und genaue Weise gewählt werden kann. In den Kapiteln 3.4. und 4.5 sind die messtechnischen Eigenschaften der vorgeschlagenen Schaltungen ausführlich untersucht worden.

Die Vorzüge der geschilderten Methode sind durch die in den Tafeln 1 bis 7 zusammengestellten Messergebnisse bestätigt worden.

В. ФУЛИНСКИ

НОВЫЕ КОМПЕНСАЦИОННО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ ПРОВЕРКИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ НАПРЯЖЕНИЯ

Резюме

Широко применяемые измерительные схемы для проверки трансформаторов напряжения, т. е. компенсационные схемы по Шерингу и Альберти (рис. 1), а также дифференциальные по Холле (рис. 2), в настоящее время уже не вполне достаточны с точки зрения точности и метрологических свойств. Доказательством этого является появление в последние годы (1957 г.) компенсационно-дифференциальной схемы проверки измерительных трансформаторов по А. Келлеру (рис. 3), которая, соединяя принципы двух предыдущих методов, одновременно суммирует их преимущества и устраняет их недостатки.

На основании анализа схемы Коллера автор представляет возможности развития компенсационно-дифференциального метода для проверки измерительных трансформаторов напряжения. В работе представлены две новые концепции. Первая касается модификации существующей компенсационно-дифференциальной схемы, вторая, это новая компенсационно-дифференциальная схема для проверки измерительных трансформаторов напряжения.

В усовершенствованной компенсационно-дифференциальной схеме для проверки измерительных трансформаторов напряжения (рис. 4) была введена модификация в схеме измерения погрешности напряжения, где был применён вспомогательный измерительный трансформатор тока Тв. Таким образом было улучшено изменение диапазонов измерения, а также была повышена точность путём сохранения постоянного образцового сопротивления во вторичной цепи образцового измерительного трансформатора, не изменяющегося с изменением диапазона масштаба погрешности напряжения.

Для получения перпендикулярной составляющей, которая служит для измерения угловой погрешности, вместо взаимной индуктивности была введена ёмкостно-резистивная схема (рис. 5). Эта схема оказалась более лёгкой в расчёте и изготовлении, одинаково точной и одновременно она потребляет меньшую мощность от образцового измерительного трансформатора. Следует подчеркнуть, что схема автора даёт возможность лёгкой проверки измерительных трансформаторов без употребления образцового измерительного трансформатора (рис. 7), при применении резистивного делителя напряжения. Этот имеет особое значение для измерительных трансформаторов с несколько низким напряжением (ниже 2,5 кВ), при котором образцовые измерительные трансформаторы встречаются очень редко.

В части, касающейся новой компенсационно-дифференциальной схемы для проверки измерительных трансформаторов напряжения (раздел 4), исходя из образцовой ёмкости, был произведён обоснованный выбор компенсационной схемы с взаимной индуктивностью и образцовой ёмкостью (рис. 8). Кажется, что

эта схема является наиболее соответствующей для проверки высоковольтных измерительных трансформаторов при употреблении газонаполненного конденсатора. Она позволяет измерять погрешность напряжения и угловую погрешность, чего доказывают формулы (37) и (40), а также диаграмма на рис. 9.

Путём видоизменения применённой схемы была получена новая компенсационно-дифференциальная схема для проверки измерительных трансформаторов напряжения (рис. 10). Затем был введён специальный способ определения измерительных параметров в новой схеме, который автор назвал методом дополнительных векторов. Новая компенсационно-дифференциальная схема для проверки измерительных трансформаторов напряжения с образцовой ёмкостью и с учётом элементов, создающих дополнительные векторы, изображена на рис. 11.

Новопостроенная схема (рис. 13) особенно полезна при проверке измерительных трансформаторов весьма высоких напряжений и обладает многими преимуществами по сравнению с применяемыми до сих пор. В ней не требуется для измерения образцовый трансформатор с таким же коэффициентом трансформации что и испытуемый измерительный трансформатор. Здесь нужен только измерительный трансформатор с известными погрешностями при одном напряжении и с любым коэффициентом трансформации, лучше всего не меньше 10 кв/0,1 кв. Измерение происходит на основании образцовой ёмкости при применении метода дополнительных векторов, а также формулы (51). Таким образом исключается необходимость употребления трудоёмких образцовых измерительных трансформаторов весьма высоких напряжений, или же высоковольтных резистивных делителей напряжения — для весьма высоких напряжений совершенно недостижимых, а вместо них вводятся газонаполненные конденсаторы, предназначенные для работы при высоком напряжении. Образцовый конденсатор вместе с образцовым реостатом составляют делитель напряжения. Возможность лёгкого и одновременно точного изменения коэффициента трансформации вышеупомянутого делителя напряжения является здесь особенно полезной.

Результаты измерений (таблицы 3.4 и 4.5) и метрологический анализ точности (разделы 3.4 и 4.5) подтверждают большие измерительные преимущества изготовленных автором компенсационно-дифференциальных схем для проверки измерительных трансформаторов

621.313.32:621.3.016.3

ANDRZEJ STANISZEWSKI

Metody pomiaru kąta obciążenia maszyny synchronicznej

Rękopis dostarczono 2.5.1963

W pracy wprowadzono klasyfikację metod pomiaru kąta obciążenia maszyny synchronicznej. W ramach przyjętej klasyfikacji zostały opisane poszczególne metody pomiaru. Każda z metod pomiaru została omówiona na przykładzie najprostszego dla danej metody układu pomiarowego. Pominęte zostały warianty i odmiany układów pomiarowych nie wnoszące zasadniczego elementu nowości.

1. WPROWADZENIE, KLASYFIKACJA METOD POMIARU

Jednym z charakterystycznych dla maszyny synchronicznej parametrów określających jej stan pracy jest kąt obciążenia¹⁾, nazywany również kątem mocy.

Opisy sposobów pomiaru wielkości kąta obciążenia zjawiają się w literaturze poświęconej maszynom elektrycznym równocześnie z pierwszymi opracowaniami teorii maszyny synchronicznej, a więc już stosunkowo dawno. Wraz z rozbudową układów elektroenergetycznych i rozwojem badań warunków pracy równoległej maszyn synchronicznych wzrasta zainteresowanie metodami pomiaru kąta obciążenia maszyny synchronicznej, bezpośredniego wskaźnika statycznej i dynamicznej równowagi pracy maszyny.

Zostało opracowanych wiele układów pomiarowych do pomiaru wartości kąta obciążenia jak również do rejestracji zmian wartości tego kąta w czasie.

Zadaniem niniejszej pracy jest wprowadzenie klasyfikacji metod pomiaru kąta obciążenia maszyny synchronicznej oraz w ramach tej klasyfikacji przedstawienie reprezentatywnych metod pomiaru.

Kąt obciążenia maszyny synchronicznej można określić w dwojaki sposób: jako kąt mechaniczny ϑ_m , lub jako kąt elektryczny ϑ_e , przy czym obie te wartości związane są znaną zależnością:

$$\vartheta_e = p \cdot \vartheta_m, \quad (1)$$

gdzie p — liczba par biegunów maszyny synchronicznej.

¹⁾ Ros, угол, nagruzki, угол выбега; ang. loadangle; niem Lastwinkel; wł. angoli di coppia; czes. úhel zatižení.

Kąt obciążenia traktowany jako kąt mechaniczny ϑ_m będzie kątem zawartym między wektorem strumienia magnetycznego Φ_f wywołanego przepływem wzbudzenia, czyli osią symetrii bieguna magnesnicy, a osią odniesienia, przy czym za oś odniesienia uważa się położenie wektora strumienia magnetycznego Φ_f , czyli położenie osi symetrii bieguna magnesnicy w czasie idealnego biegu jałowego maszyny synchronicznej.

Kąt obciążenia traktowany jako kąt elektryczny ϑ_e jest kątem zawartym między wektorem siły elektromotorycznej E_f wywołanej przez strumień magnetyczny Φ_f , a wektorem napięcia U panującego na zaciskach maszyny, przy czym położenie wektora napięcia traktowane jest jako oś odniesienia.

W oparciu o powyższe określenia można podzielić wszystkie metody pomiaru kąta obciążenia maszyny synchronicznej na dwie grupy.

Grupa I obejmuje metody, którymi mierzony jest kąt mechaniczny ϑ_m , a więc kąt, o jaki obróci się wirnik maszyny synchronicznej po jej obciążeniu w stosunku do swojego położenia w czasie idealnego biegu, jałowego maszyny.

Grupa II obejmuje metody, którymi mierzony jest kąt elektryczny ϑ_e , czyli kąt zawarty między wektorem siły elektromotorycznej E_f i wektorem napięcia na zaciskach maszyny synchronicznej. W czasie idealnego biegu jałowego $E_f = U$, zaś $\vartheta_e = 0$.

Opisane poniżej układy pomiarowe są jedynie przykładami reprezentującymi daną metodę; w miarę możliwości wybrano układy najprostsze. Pominięte zostały natomiast warianty poszczególnych metod, nie wnoszące zasadniczego elementu nowości.

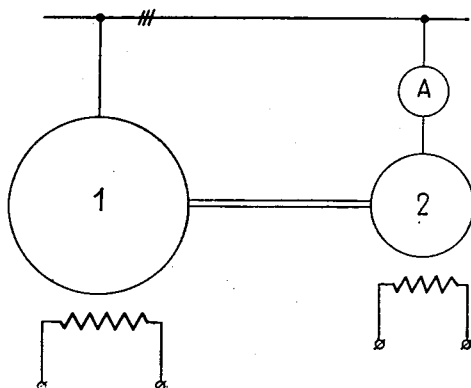
2. METODY POMIARU GRUPY I TRAKTUJĄCE KĄT OBCIĄŻENIA MASZYNY SYNCHRONICZNEJ JAKO KĄT MECHANICZNY ϑ_m

Z wyjątkiem dwóch metod (7 i 8), metody pomiaru zaliczone do tej grupy wymagają zastosowania pomocniczej maszyny synchronicznej o takiej samej liczbie par biegunów p , jaką posiada badana maszyna synchroniczna i pracującej z nią równolegle. Dwie metody (5 i 6) wymagają jeszcze dodatkowego zastosowania maszyn specjalnych, a mianowicie selsynów.

Metoda 1.

Wały obu maszyn synchronicznych, badanej (1) oraz pomocniczej (2) są sprzęgnięte mechanicznie [17], obie maszyny pracują równolegle na wspólną sieć (rys. 1). Maszyna pomocnicza posiada obracalny stojan. W jeden z przewodów fazowych maszyny pomocniczej włączony jest amperomierz A . Podczas biegu jałowego maszyny badanej (1) tak ustawia się wzbudzenie maszyny pomocniczej (2) oraz jej stojan, aby amperomierz

nie wykazywał wymiany prądu z siecią. Gdy maszyna badana zostanie obciążona, amperomierz wykaże przepływ prądu wywołany przesunięciem się wirnika maszyny pomocniczej.

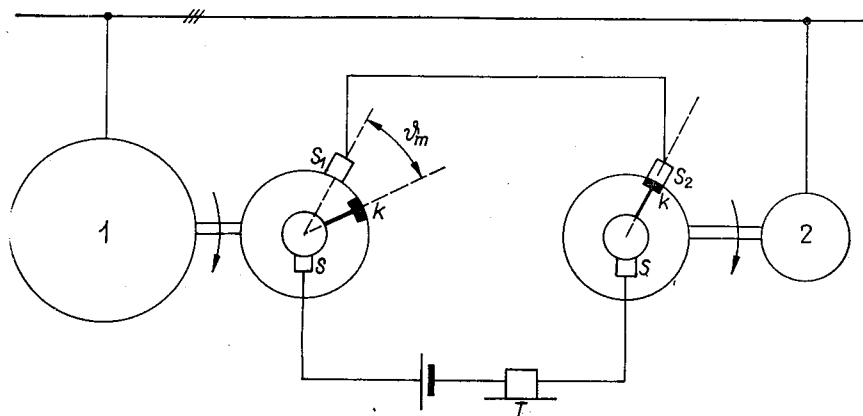


Rys. 1

Obracając stojan maszyny pomocniczej o pewien kąt sprowadza się wskazania amperomierza do zera. Odczytany z umieszczonej nieruchomo przy stojanie maszyny pomocniczej podziałki kątowej kąt ϑ_m , o jaki został obrócony stojan, jest szukany kąt obciążenia badanej maszyny. Wzbudzenie maszyny pomocniczej pozostaje w czasie pomiaru stałe.

Metoda 2.

Maszyna badana (1) i maszyna pomocnicza (2) pracują równolegle [17]. Na wale każdej maszyny osadzona jest tarcza z materiału izolacyjnego



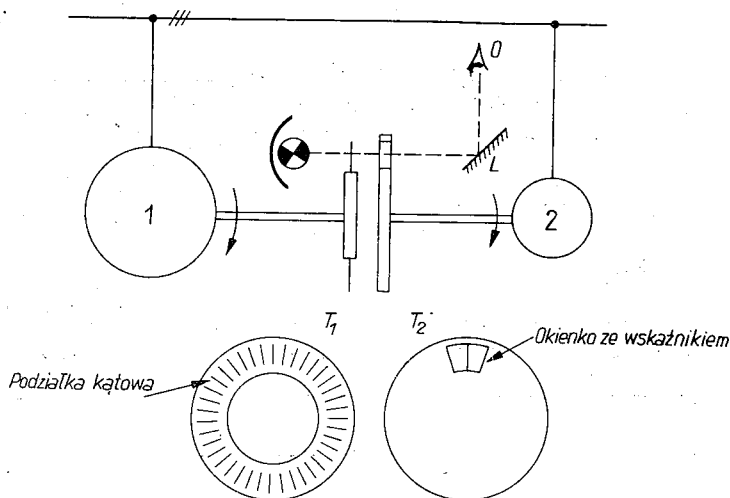
Rys. 2

posiadająca na swym obwodzie metalowy styk k połączony galwanicznie z wałem maszyny (rys. 2). Z wałem każdej maszyny styka się nieruchoma szczotka s . Do obwodów tarcz przyłożone są szczotki s_1 i s_2 .

Podczas biegu jałowego, gdy odpowiednio ustawi się szczotki s_1 i s_2 , w słuchawce telefonicznej T pojawi się ton (jego wysokość zależy od liczby obrotów maszyn). Po obciążeniu maszyny badanej (1) ton w słuchawce zniknie. Pojawi się on ponownie, gdy przesuniemy szczotkę s_1 (lub szczotkę s_2) o pewien kąt ϑ_m , który będzie równy kątowi obciążenia badanej maszyny. Kąt ϑ_m odczytuje się na podziałce umieszczonej przy prowadnicy szczotkotrzymacza szczotki s_1 (lub szczotki s_2).

Metoda 3.

Na końcach zwróconych ku sobie wałów maszyn badanej (1) i pomocniczej (2) zamocowane są specjalne tarcze [17]. Tarcza T_1 na wałe badanej maszyny ma na swym obwodzie podziałkę kątową naniesioną na przezroczysty pierścień. Tarcza T_2 na wałe pomocniczej maszyny posiada wycięte „okienko” z naciągniętą przez środek nitką-wskaźnikiem. Obie tarcze obracają się synchronicznie w jednym kierunku, są więc względem



Rys. 3

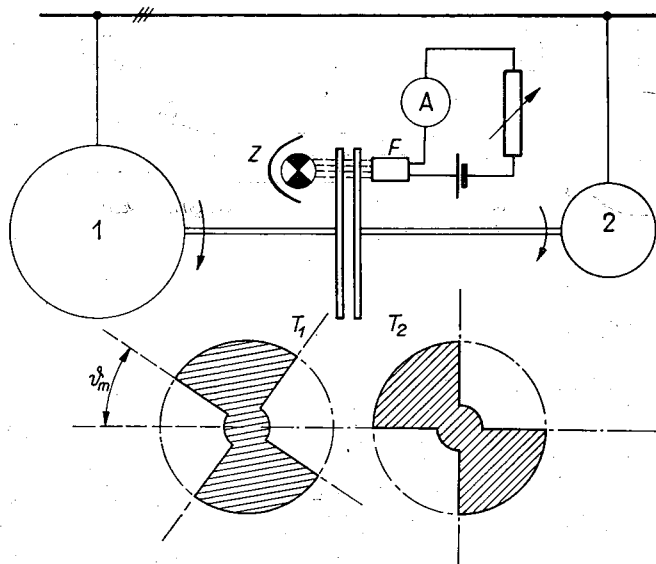
siebie nieruchome. Obserwator O odczytuje w „okienku” za pośrednictwem odpowiednio ustawionego lustra L położenie początkowe wirnika maszyny (1) przy jej biegu jałowym, a następnie nowe położenie wirnika po obciążeniu maszyny (rys. 3).

Z różnicy odczytów przy biegu jałowym i przy obciążeniu badanej maszyny (1) wynika bezpośrednio wartość kąta obciążenia ϑ_m tej maszyny.

Metoda 4.

Na końcach zwróconych ku sobie wałów maszyny badanej (1) i maszyny pomocniczej (2) zamocowane są tarcze T_1 i T_2 , wykonane z nie-

przejrzystego materiału [13]. Tarcze te posiadają wycięte sektory w liczbie odpowiadającej liczbie par biegunów maszyny (rys. 4). Z jednej strony tarcz znajduje się źródło światła Z , naprzeciw tego źródła, po drugiej stronie tarcz umieszczona jest fotokomórka F z amperomierzem w swoim obwodzie. Tarcze T_1 i T_2 są tak ustawione na wałach maszyn, że przy pracy jałowej obu maszyn strumień świetlny jest całkowicie przesłonięty



Rys. 4

przez następujące po sobie kolejno nieprzejrzyste segmenty obu tarcz. Po obciążeniu maszyny (1) jej wirnik obróci się o pewien kąt ϑ_m , a wraz z nim tarcza T_1 . Na fotokomórkę zacznie padać pewien strumień świetlny, którego wartość zależy od kąta ϑ_m . Wielkość tego kąta można wprost odczytać na odpowiednio wyskalowanym amperomierzu lub z krzywej przedstawiającej zależność $I = f(\vartheta_m)$.

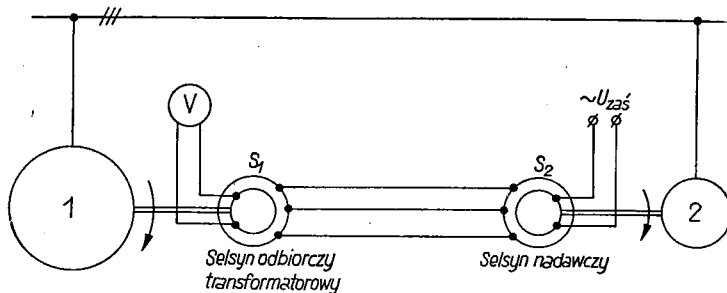
Metoda 5.

Wykorzystano w niej dwa selsyny w łączu transformatorowym [18]. Wirnik selsyna nadawczego S_2 sprzęgnięty jest z wałem maszyny pomocniczej (2), zaś wirnik selsyna transformatorowego S_1 z wałem maszyny badanej (1).

Uzwojenie magnesujące selsyna nadawczego jest zasilane napięciem przemiennym. Zaciski stojanów obu selsynów są połączone galwanicznie. Do uzwojenia wejściowego selsyna transformatorowego przyłączony jest woltomierz (rys. 5). W czasie biegu jałowego obu maszyn synchronicznych (1) i (2) tak ustawiamy stojany selsynów względem siebie, aby napięcie wskazywane przez woltomierz było równe zero: $U_v = 0$. Po obciążeniu badanej maszyny (1) wraz z jej wirnikiem przesunie się o kąt ϑ_m wirnik

selsyna odbiorczego. Wskutek powstania kąta niezgodności ϑ_m między położeniami wirników obu selsynów na zaciskach uzwojenia wyjściowego pojawi się napięcie:

$$U_v = k \cdot \sin \vartheta_m.$$

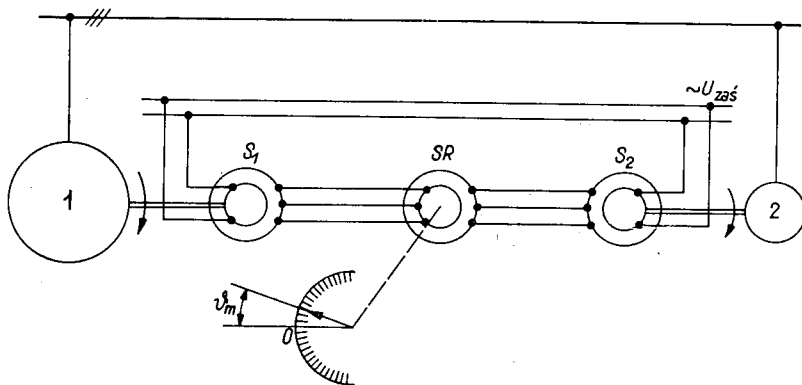


Rys. 5

Metoda 6.

Oparta jest ona również na zastosowaniu selsynów [5]. Z wałami maszyn synchronicznych, badanej (1) i pomocniczej (2), sprzęgnięte są wirniki selsynów nadawczych S_1 i S_2 (rys. 6).

Uzwojenia magnesujące selsynów nadawczych S_1 i S_2 są zasilane wspólnym napięciem przemiennym. Zaciski stojanów tych selsynów połączone są z trójfazowymi uzwojeniami stojana i wirnika selsyna różnicowego SR.



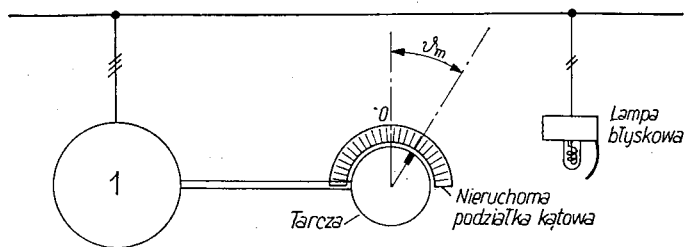
Rys. 6

Na wale selsyna różnicowego osadzona jest wskazówka, której położenie na tarczy z podziałką kątową wskazuje bezpośrednio wartość kąta ϑ_m przy obciążeniu badanej maszyny (1).

Podczas biegu jałowego obu maszyn synchronicznych należy tak ustawić względem siebie stojany selsynów nadawczych, aby wskazówka na wale selsyna różnicowego wskazywała 0 podziałki kątowej.

Metoda 7.

Jest to ogólnie znana metoda stroboskopowa [np. 16]. Nie wymaga ona stosowania pomocniczej maszyny synchronicznej. Na tarczy przymocowanej do wału badanej maszyny (1) lub na samym wale maszyny maluje się jeden lub szereg znaków. Tarczę oświetla się żarówką neonową zasilaną z tej samej sieci, do której przyłączona jest badana maszyna. Zamiast żarówki neonowej obecnie powszechnie stosuje się lampę błyskową (strobflash), odznaczającą się bardzo dużym strumieniem świetlnym i błyskiem trwającym kilka mikrosekund (rys. 7).



Rys. 7

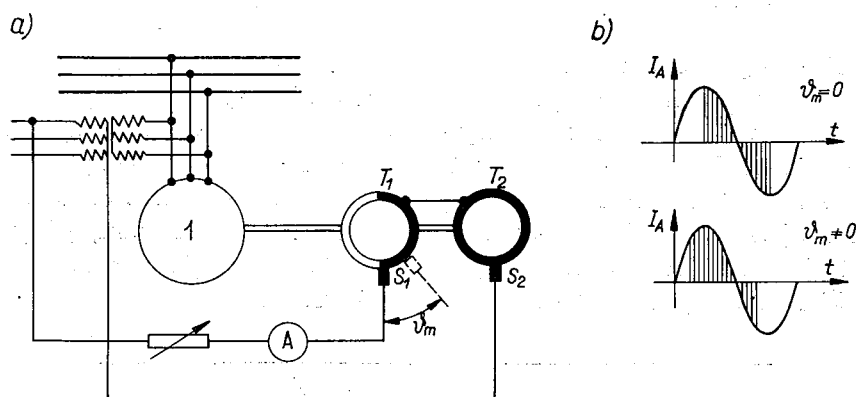
W czasie biegu jałowego maszyny tak ustawiamy podziałkę kątową, aby pozornie nieruchomy znak na tarczy znajdował się naprzeciw zera podziałki. Po obciążeniu maszyny jej wirnik i związana z nim tarcza obróci się o pewien kąt ϑ_m i o ten sam kąt przesunie się pozornie nieruchomy znak na tarczy, zaś na podziałce można odczytać wartość kąta.

Metoda 8.

W metodzie tej wartość kąta obciążenia ϑ_m określa się na podstawie pomiaru średniej wartości prądu płynącego w obwodzie pomiarowym pod wpływem napięcia sieci [12]. Na wale badanej maszyny osadzone są dwie tarcze T_1 i T_2 . Tarcza T_1 posiada na swym obwodzie wycinki metalowego pierścienia w liczbie odpowiadającej liczbie par biegunów badanej maszyny. Przedzielone są one takimi samymi wycinkami z materiału izolacyjnego. Tarcza T_2 posiada na całym swym obwodzie metalowy pierścień (rys. 8a).

Metalowe części pierścieni są ze sobą połączone galwanicznie. Do pierścieni przylegają szczotki S_1 i S_2 . Szczotki te ustawia się podczas biegu jałowego maszyny tak, aby amperomierz wskazywał zero. Po obciążeniu maszyny wychylenie amperomierza będzie proporcjonalne do wartości kąta ϑ_m , może też być on wyskalowany w wartościach kąta ϑ_m .

Kąt obciążenia można również odczytać na podziałce przy szczotko-trzymaczu szczotki S_1 po przesunięciu jej do położenia, w którym amperomierz będzie ponownie wskazywał zero (przy obciążonej maszynie badanej).



Rys. 8

3. METODY POMIARU GRUPY II TRAKTUJĄCE KĄT OBCIĄŻENIA MASZYNY SYNCHRONICZNEJ JAKO KĄT ELEKTRYCZNY ϑ_e

Jak było powiedziane na wstępie, elektrycznym kątem obciążenia maszyny synchronicznej ϑ_e nazwany jest kąt między wektorem sem E_f , a wektorem napięcia U panującego na zaciskach maszyny, przy czym położenie wektora napięcia traktuje się jako oś odniesienia.

Metody pomiaru należące do tej grupy można podzielić na trzy podgrupy.

Podgrupa A obejmuje metody, w których mierzy się przesunięcie fazowe pomiędzy wektorami E_f i U wykorzystując w tym celu napięcia sinusoidalnie przemienne, których fazą jest sztywno związana z E_f i U .

Podgrupa B obejmuje metody, w których jedno lub obydwa napięcia przemienne związane z fazą E_f i U są przekształcone w impulsy napięciowe, zaś miarą kąta ϑ_e jest wielkość proporcjonalna do przesunięcia w czasie tych impulsów.

Podgrupa C zawiera tylko jedną metodę, w której kąt obciążenia maszyny synchronicznej ϑ_e jest określany przez porównanie mocy czynnej, jaką obciążona jest maszyna, z maksymalną mocą czynną, którą ta maszyna może być obciążona w warunkach statycznej pracy równoległej.

Metody podgrupy A

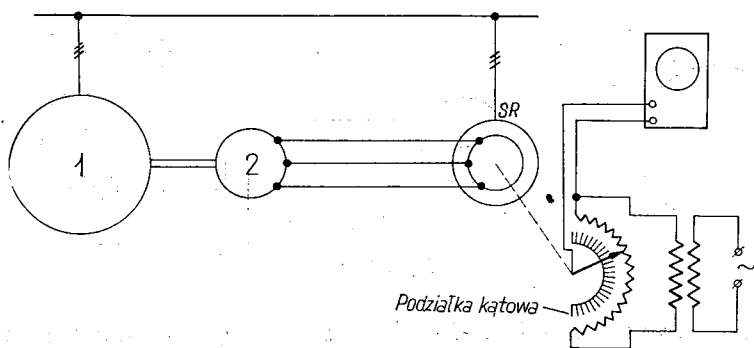
Wymagają one zastosowania pomocniczej maszyny synchronicznej, o takiej samej liczbie par biegunów jak maszyna badana, sprzęgniętej z nią mechanicznie.

Metoda 9 (wg kolejnej numeracji, zaś pierwsza w tej grupie).

Stosuje się w tej metodzie selsyn różnicowy SR o stojanie zasilanym z tej samej sieci co maszyna badana (1), a wirniku zasilanym z pomoc-

niczej prądnicy synchronicznej (2) sprzęgniętej z maszyną badaną [2] (rys. 9).

W selsynie różnicowym SR powstają dwa pola wirujące synchronicznie w tym samym kierunku, wirnik selsyna pozostaje nieruchomy przy pewnej określonej wartości przesunięcia fazowego między wektorem napięcia sieci U i wektorem napięcia generatora pomocniczego (2). W tym



Rys. 9

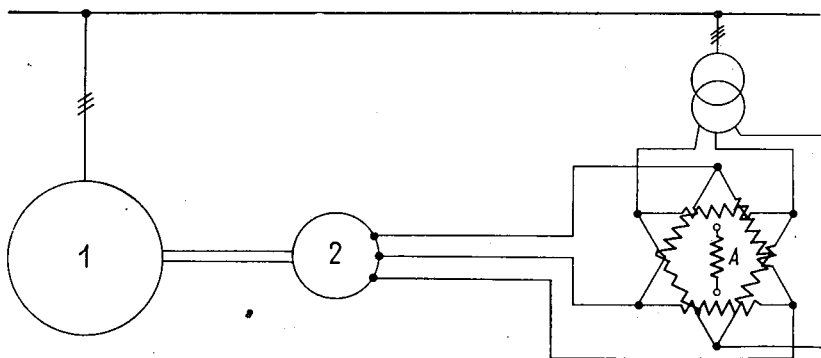
stanie — przy biegu jałowym maszyny badanej — ustawiamy wskazówkę związaną z wirnikiem selsyna na zero podziałki. Po obciążeniu maszyny badanej faza napięcia generatora pomocniczego (2) ulegnie przesunięciu o kąt ϑ_e — o taki sam kąt obróci się wirnik selsyna, a z nim wskazówka; z podziałki można odczytać wartość kąta ϑ_e .

Metoda ta została zaproponowana przede wszystkim dla obserwacji i pomiaru kołysań badanej maszyny. W celu wygodniejszej obserwacji kołysań i ew. ich rejestrowanie ze wskazówką na osi selsyna jest połączony styk potencjometru, zaś zmiany napięcia powodowane wahadłowym ruchem wskazówki można obserwować i ew. rejestrować na oscylografie (rys. 9). Wahanía napięcia zdejmowanego z potencjometru zachodzą w takt z kołysaniem się wirnika badanej maszyny synchronicznej (1).

Metoda 10.

Polega ona na zastosowaniu urządzenia statycznego posiadającego dwa niezależne uzwojenia trójfazowe [19]. Jedno z tych uzwojeń zasilane jest napięciem z sieci do której przyłączona jest badana maszyna synchroniczna (1). Drugie uzwojenie zasila pomocniczy generator synchroniczny (2) sprzęgnięty z wałem badanej maszyny (rys. 10). Uzwojenia te przyłącza się w takiej kolejności do obu źródeł napięć, aby powstałe pola wirujące wirowały w przeciwnych kierunkach. Podczas biegu jałowego badanej maszyny można przez odpowiednie obrócenie stojana maszyny pomocniczej (2) doprowadzić do pokrycia się wektorów napięcia sieci i napięcia panującego na zaciskach maszyny pomocniczej. Wówczas w nie-

ruchomej cewce A , znajdującej się w wypadkowym polu uzwojeń trójfazowych, nie będzie się indukowało żadne napięcie. Po obciążeniu badanej maszyny, gdy powstanie przesunięcie fazowe ϑ_e pomiędzy jej $\text{sem } E_f$



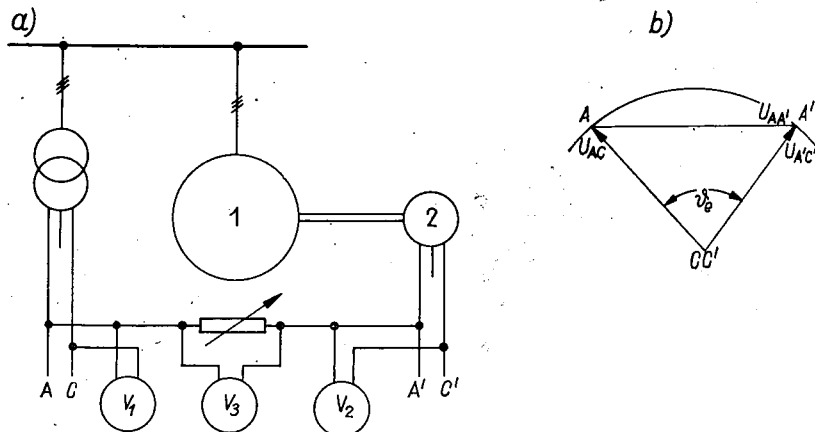
Rys. 10

i napięciem U , w uzwojeniu A indukuje się napięcie przemienne U_A , którego wartość modułu jest proporcjonalna do kąta ϑ_e :

$$U_A = k \cdot \sin \frac{\vartheta_e}{2}. \quad (2)$$

Metoda 11.

Przewiduje zastosowanie prostego układu trzech woltomierzy [11]. Pierwszy z nich V_1 mierzy napięcie międzyprzewodowe U_{AC} na zaciskach badanej maszyny (1), drugi woltomierz V_2 mierzy analogiczne napięcie



Rys. 11

$U_{A'C'}$ na zaciskach generatora pomocniczego (2) sprzęgniętego z badaną maszyną. Trzeci woltomierz V_3 mierzy różnicę owych dwu napięć (rys. 11).

W czasie biegu jałowego badanej maszyny utrzymując równe wskazania woltomierzy V_1 i V_2 , czyli $|U_{AC}| = |U_{A'C'}|$, przez obrót stojana ma-

szyny pomocniczej doprowadzamy do pokrycia się wektorów: $\vec{U}_{AC} = \vec{U}_{A'C'}$. Wskazania woltomierza V_3 spadną wówczas do zera (rys. 11b). Po obciążeniu badanej maszyny z wartości napięcia $U_{AA'}$ wskazywanej przez woltomierz V_3 można określić kąt obciążenia ϑ_e , bowiem:

$$U_{AA'} = 2U_{AC} \sin \frac{\vartheta_e}{2}, \quad (3)$$

zaś dla małych wartości kąta ϑ_e

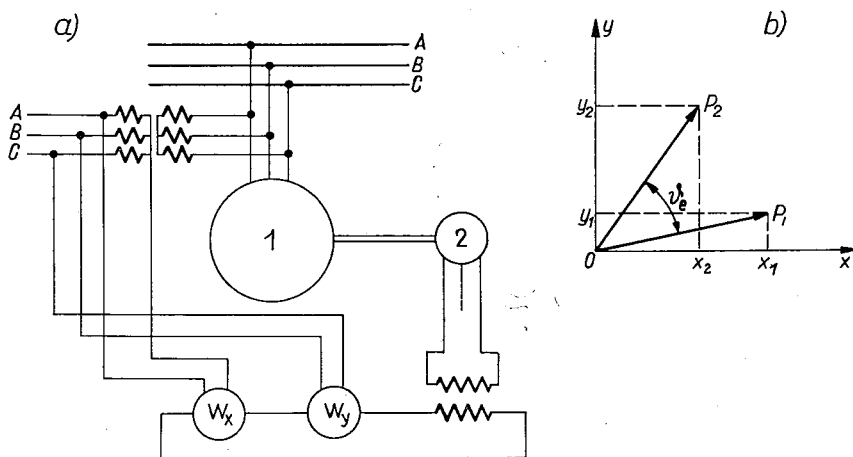
$$U_{AA'} = U_{AC} \cdot \vartheta_e. \quad (4)$$

W czasie dokonywania pomiaru musi być zachowany warunek:

$$|U_{AC}| = |U_{A'C'}|.$$

Metoda 12.

Polega ona na wyznaczaniu kąta obciążenia maszyny synchronicznej ze wskazań dwu przyrządów elektrodynamicznych [17], np. watomierzy W_x i W_y . Oba uzwojenia prądowe przyrządów są połączone szeregowo i zasilane z generatora pomocniczego (2) stałym prądem przemiennym o fazie związanej sztywno z fazą $\text{sem } E_f$ badanej maszyny (rys. 12a). Uzwojenia napięciowe przyrządów są włączone na napięcia badanej maszyny (1): watomierz W_x na napięcie fazowe U_A , zaś watomierz W_y na na-



Rys. 12

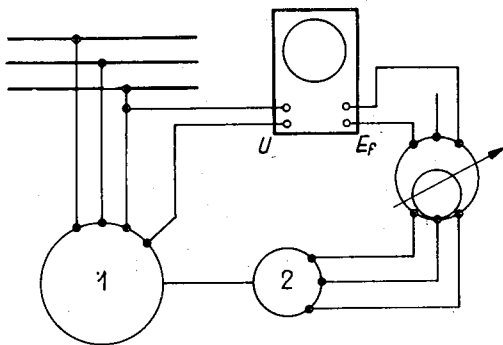
pięcie międzyprzewodowe U_{BC} , którego wektor jest prostopadły do wektora napięcia U_A . W czasie biegu jałowego badanej maszyny odczytuje się wskazania przyrządów (x_1 i y_1); traktując otrzymane wartości jako rzędną i odciętą punktu P_1 można wyznaczyć położenie wektora OP_1 (rys. 12b). Po obciążeniu maszyny ponownie odczytuje się wskazania przyrządów (x_2 i y_2) oraz wyznacza położenie wektora OP_2 . Kąt P_1OP_2 jest równy ką-

towi obciążenia ϑ_e — jeżeli przyjąć, że w czasie dokonywania odczytów stałe były moduł i faza napięcia sieci oraz moduł prądu generatora pomocniczego, zaś zmieniła się jedynie faza tego prądu.

Metoda 13.

Kąt obciążenia maszyny synchronicznej ϑ_e odczytuje się w tej metodzie [14] bezpośrednio na podziałce przesuwnika fazowego. Wskaźnikiem zgodności faz napięcia sieci U oraz $sem E_f$ — a ściślej napięcia generatora pomocniczego (2), którego faza jest sztywno związana z fazą $sem E_f$ — jest oscyloskop katodowy.

Do jednej pary płyt odchylających oscyloskopu doprowadzone jest napięcie badanej maszyny (1), zaś do drugiej pary płyt napięcie generatora pomocniczego (2) za pośrednictwem przesuwnika fazowego (rys. 13).



Rys. 13

Podczas biegu jałowego badanej maszyny wektor $sem E_f$ sprowadza się do pokrycia w fazie z wektorem napięcia U przez odpowiednie ustawienie przesuwnika fazowego. O zgodności faz świadczy linia prosta na ekranie oscyloskopu. Ustalone tak położenie przesuwnika traktuje się jako zerowe.

Po obciążeniu badanej maszyny (zmiana fazy $sem E_f$) ustala się ponownie przez obrót przesuwnika fazowego i obserwację obrazu na ekranie zgodności faz wektorów U oraz E_f . Wartość kąta obciążenia ϑ_e odczytuje się bezpośrednio na podziałce przesuwnika fazowego.

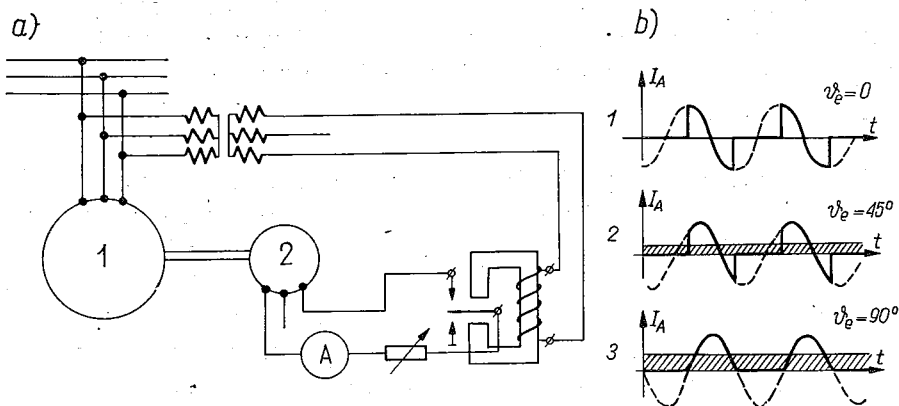
Metoda 14.

Polega ona na zastosowaniu prostownika mechanicznego, wibracyjnego, sterowanego napięciem sieci [10], [20]. Przez prostownik ten płynie prąd generatora pomocniczego (2) mierzony amperomierzem A (rys. 14a).

W czasie biegu jałowego badanej maszyny (1) sprowadza się wskazania amperomierza do zera przez obracanie stojana generatora pomocniczego (2). Stan ten uważa się za stan początkowy, wyjściowy, w którym kąt obciążenia jest równy zero, $\vartheta_e = 0$ (rys. 14 b-1).

Po obciążeniu maszyny (1) średnia wartość prądu płynącego przez amperomierz staje się różna od zera: wskazówka amperomierza wychyla się. Maksymalne wychylenie amperomierza nastąpi przy kącie obciążenia $\vartheta_e = 90^\circ$ (rys. 14b-3).

Amperomierz może być wyskalowany od razu w wartościach kąta: $90^\circ - 0 - 90^\circ$.



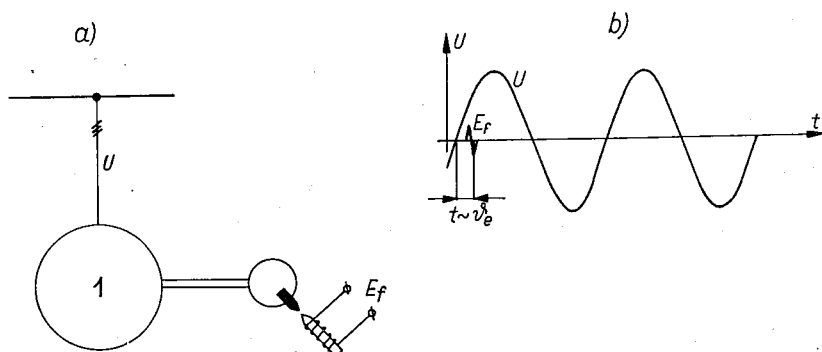
Rys. 14

Metody podgrupy B

Należą do niej metody pomiaru, w których jedno lub oba napięcia przemienne związane z fazą napięcia U oraz $\text{sem } E_f$ przekształcane są w impulsy napięciowe, zaś miarą kąta obciążenia ϑ_e jest wielkość proporcjonalna do przesunięcia w czasie tych impulsów.

Metoda 15.

Polega ona na porównaniu na ekranie oscyloskopu fazy napięcia sieci, do której przyłączona jest badana maszyna, z fazą krótkiego impulsu związaną sztywno z fazą $\text{sem } E_m$ [17]. Jest to prosta, aczkolwiek bardzo mało dokładna metoda.

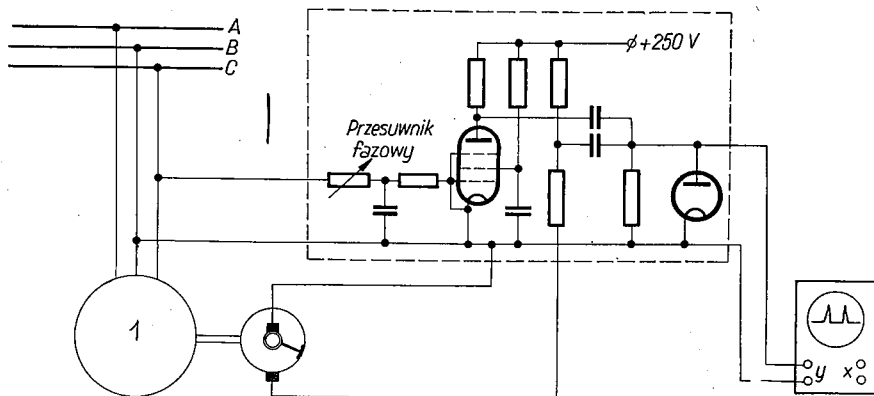


Rys. 15

Impuls związany z fazą $\text{sem } E_f$ powstaje w uzwojeniu cewki nawiniętej na magnes stały, związany sztywno ze stojanem maszyny (1), w momencie gdy magnes ten jest mijany przez bolec ferromagnetyczny, zamocowany na wale lub sprzęgle badanej maszyny. Liczba bolców (rozieszczonych symetrycznie na obwodzie wału lub sprzęgła) równa jest liczbie par biegunów badanej maszyny. Na rys. 15b pokazano obraz, jaki obserwuje się na lampie oscyloskopu przy obciążeniu maszyny, któremu odpowiada kąt ϑ_e , przy czym podczas biegu jałowego badanej maszyny impuls (E_f) występował na początku każdej fali napięcia.

Metoda 16.

Wartość kąta ϑ_e odczytuje się w tej metodzie na podziałce przesuwnika fazowego. Jako wskaźnik służy oscyloskop katodowy, na którego ekranie obserwuje się dwa krótkie impulsy: jeden związany z fazą napięcia U , zaś drugi z fazą $\text{sem } E_f$ [15]. Impuls pierwszy jest formowany przez układ elektronowy, drugi pochodzi z urządzenia mechanicznego zamocowanego na wale badanej maszyny (rys. 16). Oba impulsy tworzą wspólny przebieg, który obserwuje się na ekranie oscyloskopu.



Rys. 16

Podczas biegu jałowego badanej maszyny (1) należy doprowadzić przy pomocy przesuwnika fazowego do pokrycia się faz obu impulsów obserwowanych na ekranie oscyloskopu. Po obciążeniu maszyny obraz impulsów zmieni się: przesuną się one względem siebie. Przesuwnikiem fazowym doprowadza się ponownie do pokrycia się obrazów obu impulsów.

Na skali umieszczonej przy pokrętle przesuwnika fazowego z różnicy położen pokręta odczytuje się wartość kąta obciążenia ϑ_e .

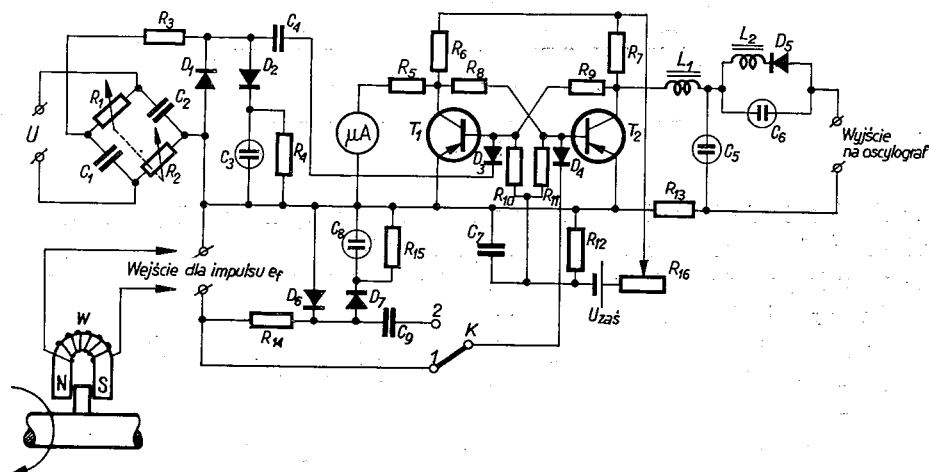
Metoda 17.

Obejmuje ona kilka sposobów pomiaru kąta ϑ_e opartych na wspólnej zasadzie wykorzystania jako podstawowego elementu elektronowego ukła-

du przeskokowego (triggera) [1], [6,] [9], [15]. Wspólnymi cechami tych sposobów są: sterowanie elektronowym układem pomiarowym za pomocą impulsów synchronicznych z napięciem U i $\text{sem } E_f$ oraz otrzymywanie na wyjściu urządzenia wielkości (napięcie lub prąd) liniowo zależnej od wartości kąta obciążenia ϑ_e .

Metodę tę dobrze ilustruje proste urządzenie, w którym lampy elektronowe zostały zastąpione tranzystorami i diodami półprzewodnikowymi [1]. Główne elementy układu to: trigger, układ przekształcający napięcie sieci w krótkie, synchroniczne z tym napięciem impulsy, urządzenie w którym powstają impulsy synchroniczne z $\text{sem } E_f$, przesuwnik fazowy napięcia sieci służący do ustawiania wskazówki przyrządu pomiarowego na początku skali przy jałowym biegu badanej maszyny, przyrząd pomiarowy (μA) wyskalowany w wartościach kąta ϑ_e oraz filtr niskich częstotliwości (rys. 17).

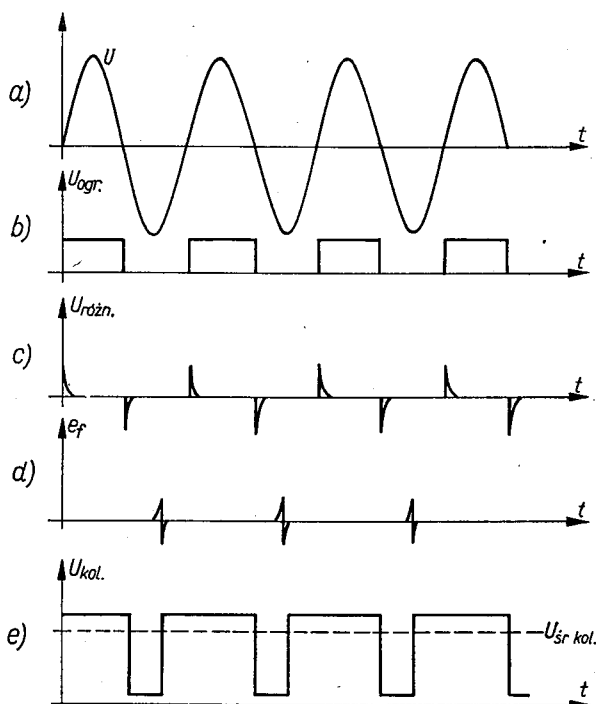
Układ przełącznikowy — trigger — pracuje na dwu tranzystorach T_1 i T_2 o współczynniku wzmocnienia prądowego $\beta = 50 \div 60$ w układzie wspólnego emitera. Stan równowagi ustalonej utrzymuje się automatycznie, gdy nie ma sygnału na wejściu. Jeżeli np. przez T_2 płynie prąd, napięcie na jego kolektorze nie przekracza 0,2 V, zaś napięcie na zablokowanym wówczas T_1 (napięciem z dzielnika $R_9 - R_{10}$ podanym na bazę)



Rys. 17

równe jest praktycznie napięciu źródła zasilającego U_{zas} . Przełączenie triggera następuje z chwilą podania na bazę zablokowanego tranzystora ujemnego impulsu (lub podania na bazę tranzystora przewodzącego impulsu dodatniego). Do kolektora tranzystora T_1 przyłączony jest — w szeregu z opornikiem R_5 ograniczającym prąd do 4 mA — przyrząd magneto-elektryczny mierzący średnią wartość napięcia kolektora T_1 .

Układ przekształcający napięcie sieci, do której przyłączona jest badana maszyna synchroniczna, złożony jest z ogranicznika ($R_3 R_4 D_1 D_2 C_3$) przekształcającego sinusoidę w przebieg prostokątny (rys. 18b), który po zróżniczkowaniu C_4 daje krótkie impulsy (rys. 18c) powstające w chwili



Rys. 18

przechodzenia fali napięcia przez wartość zerową. Dioda D_3 przepuszcza tylko impulsy ujemne na bazę tranzystora T_1 wywołując tym samym odblokowanie go i przepływ prądu, a blokując T_2 przez podanie na jego bazę napięcia z dzielnika $R_8 - R_{11}$.

Impulsy odblokowujące T_2 (ich część ujemna) a blokujące tranzystor T_1 — czyli wywołujące ponowny przeskok układu triggera do nowego stanu ustalonego — są synchroniczne z $\text{sem } E_f$ i podawane są na bazę tranzystora T_2 . Pochodzą one z urządzenia impulsowego związanego z wałem badanej maszyny synchronicznej. Składa się ono ze stałego magnesu w kształcie podkowy z nawiniętym na nim uzwojeniu w oraz ferromagnetycznej zwory. Magnes związany jest ze stojanem maszyny, zaś zwora jest zamocowana na wałe maszyny lub na tarczy sprzęgła. Liczba zwor odpowiada liczbie par biegunów badanej maszyny, a rozmieszczone są one symetrycznie na obwodzie wału lub tarczy sprzęgła.

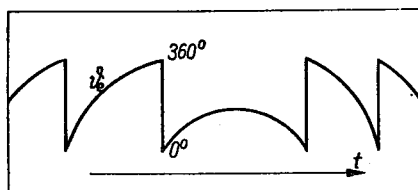
Wielkość i kształt impulsów (rys. 18d) powstających w tym urządzeniu można regulować przez odpowiedni dobór liczby zwojów cewki w , kształtu nabiegunków i zwory oraz wielkości szczeliny między nimi.

Dla pewnej pracy triggera wystarczające są impulsy o amplitudzie $3 \div 4$ V. Tak więc średnie napięcie kolektora tranzystora T_1 zależy od wielkości przedziału czasu, w jakim tranzystor ten jest blokowany impulsem e_m synchronicznym z $sem E_f$ i odblokowywany przez impuls synchroniczny z napięciem sieci U . Wielkość tego przedziału może się zmieniać od zera do $t = 0,02$ s. Czas ten jest proporcjonalny do kąta przesunięcia faz U i E_m w granicach od 0 do 360° , a ściślej do kąta $360^\circ - \vartheta_e$.

Układ pomiarowy może być również zasilany przez generator pomocniczy osadzony na wale badanej maszyny. Wówczas klucz K przełącza się na zacisk 2, włączając tym samym drugi układ przekształcający ($R_{14} R_{15} D_6 D_7 C_8$) napięcie sinusoidalne generatora pomocniczego i kondensator C_9 , zamieniający przebieg prostokątny napięcia na krótkotrwałe impulsy

Przesuwnik fazy napięcia sieci ($R_1 R_2 C_1 C_2$) służy do sprowadzenia wskazań przyrządu pomiarowego do zera przy biegu jałowym ($\vartheta_e = 0$) badanej maszyny.

Dla oscylografowania szybkich zmian wartości kąta ϑ_e przewidziane jest osobne wyjście z układu pomiarowego przez filtr LC niskich częstotliwości ($L_1 L_2 C_5 C_6$), który całkując przebieg napięcia wyjściowego (rys. 18e) czyni go dogodnym do oceny wizualnej wartości kąta ϑ_e i do opracowania zapisu oscylograficznego.



Rys. 19

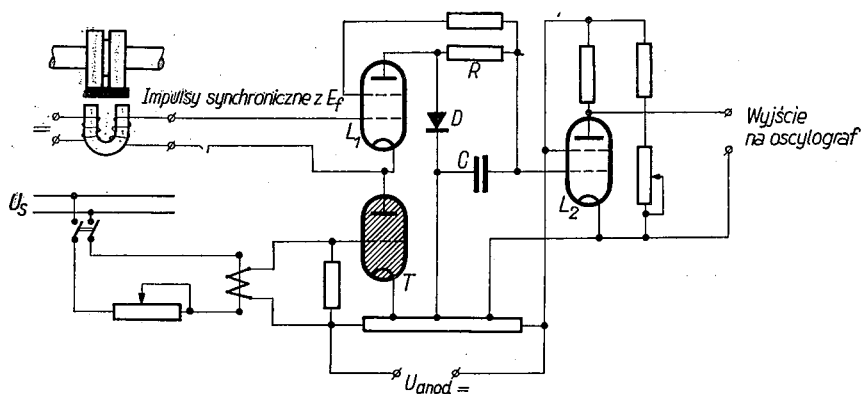
Na rys. 19 przedstawiony jest oscylogram zmian kąta obciążenia ϑ_e przy zmianach wielkości i znaku poślizgu. Odległość od minimum do maximum odpowiada 360° .

Błąd pomiaru dokonanego opisanym urządzeniem nie przekracza 5° .

Metoda 18.

Stanowi ona pewną modyfikację i — zdaniem autorów — [7] ulepszenie metody opisanej poprzednio (Nr 17). W układzie pomiarowym wyjście do zapisu oscylograficznego nie ma filtra niskich częstotliwości, który powoduje pewne opóźnienie w zapisie, co wprowadza błędy do pomiaru, szczególnie wówczas, gdy stała bezwładności badanej maszyny jest porównywalna z czasem opóźniania się układu pomiarowego. Dotyczy to w szczególności małych maszyn modelu dynamicznego układu elektroenergetycznego.

Napięcie anodowe w pierwszej części układu elektronowego ma postać prostokątnych impulsów, których długość jest proporcjonalna do wartości kąta ϑ_e (rys. 21d), a więc podobnie jak w metodzie 17 (rys. 18e), jednakże nie jest ono wynikiem pracy triggera, zaś „rozciągnięcie” wartości proporcjonalnej do ϑ_e wzdłuż osi rzędnych w celu rejestracji oscylograficznej (rys. 21e) następuje nie wskutek działania filtra niskich częstotliwości, lecz w obwodzie RC.



Rys. 20

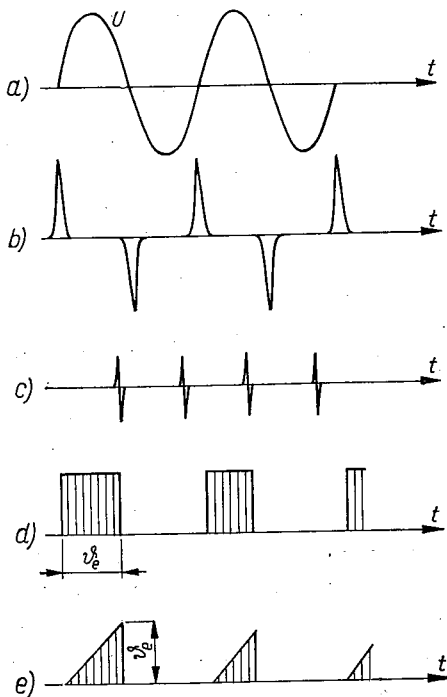
Układ (rys. 20) działa następująco: Na siatkę tyratronu T podawane są impulsy synchroniczne z napięciem sieci (rys. 21a i 21b). Powstają one w uzwojeniu wtórnym transformatora prądowego o permalojowym rdzeniu.

Tyratron nie otrzymujący żadnego impulsu na siatkę nie przewodzi prądu. Dodatnie impulsy z transformatora otwierają tyratron co 0,02 sek (co odpowiada 360° el).

Szeregowo z tyratronem połączona jest lampa L_1 . Lampa ta przewodzi prąd, o ile na jej pierwszą siatkę nie jest podany żaden impuls. Na siatkę tę jednak jest podawany impuls synchroniczny z $sem E_f$, pochodzący z takiego samego urządzenia jak w metodzie 17 (elektromagnes ze zwoją umocowaną na wale badanej maszyny). Impuls ten blokuje lampę L_1 przerywając prąd w szeregowo połączonych tyratronie i lampie L_1 . Na oporniku anodowym R pojawia się więc napięcie w postaci prostokątnych impulsów — jak o tym już wspomniano na wstępie (rys. 21d). Napięcie to ładuje kondensator C . Napięcie na kondensatorze będzie przy końcu ładowania proporcjonalne do czasu ładowania, a więc do ϑ_e , o ile wykorzystany zostanie początek krzywej wykładniczej narastania napięcia $U_c = U_m(1 - e^{-\frac{t}{T}})$. W tym celu stała czasu obwodu RC powinna być większa od 0,1 sek ($T > 0,1$ s) — wówczas odchylenie krzywej od linii prostej nie będzie większe niż 1%, i taki będzie błąd w określeniu kąta ϑ_e .

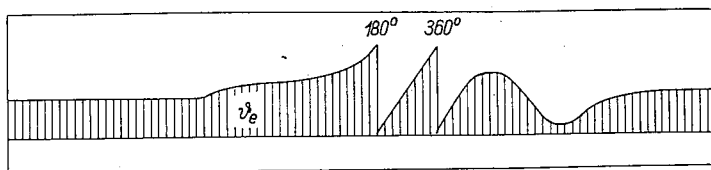
Stała czasu rozładowania kondensatora musi być znacznie mniejsza od stałej czasu ładowania. Minimalny czas rozładowania kondensatora C po-

winien wynosić (przy kącie $\vartheta_e = 180^\circ$) 0,01 sek. W tym celu włączone są do układu szeregowo dwie diody germanowe D , dla których $R_{przew} \approx 0,4 \text{ k}\Omega$ i $R_{zap} \approx 120 \text{ k}\Omega$.



Rys. 21

Konieczna dla oscylografu moc wyjściowa uzyskiwana jest przez zastosowanie prostego wzmacniacza jednolampowego, pracującego na prostoliniowej części charakterystyki siatkowej lampy L_2 . Mostkowy układ wyjścia kompensuje składową stałą napięcia wyjściowego.



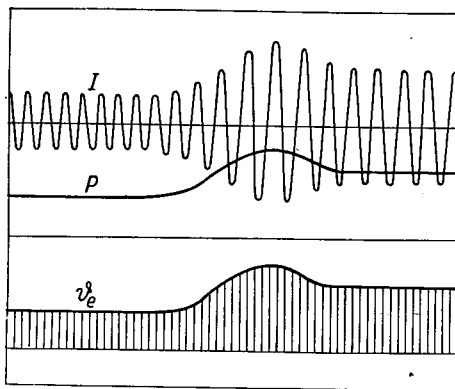
Rys. 22

Układ zapewnia pomiar kąta ϑ_e w przedziale $0 \div 180^\circ$ z dokładnością $2 \div 3^\circ$.

Na rys. 22 podano oscylogram nagłego zwiększenia obciążenia, wypadnięcia maszyny z synchronizmu, zrzućcia obciążenia i ponownego wciągania maszyny w synchronizm.

Na rys. 23 podano oscylogram prądu, mocy czynnej i kąta ϑ_e przy nagłym wzroście obciążenia.

Do podgrupy B metod pomiaru kąta ϑ_e zalicza się też układ pomiarowy [21] fazometru mierzącego przesunięcie fazowe między impulsem synchronicznym z *sem* E_f (źródło impulsów takie samo jak w metodach 17



Rys. 23

i 18) i napięciem sieci. Układ ten nie wnosi istotnych nowych elementów, ponieważ zaś jest bardzo rozbudowany (11 lamp elektronowych i 5 diod półprzewodnikowych), przeto tu nie będzie bliżej omawiany.

Do tej podgrupy metod pomiaru kąta obciążenia maszyny synchronicznej zaliczają się również dwa dalsze układy pomiarowe [3], [4]. Działanie ich polega na pomiarze średniej wartości napięcia, proporcjonalnej do kąta ϑ_e . Napięcie to powstaje w wyniku pracy urządzenia komutacyjnego sprzęgniętego z wałem badanej maszyny. Układy te nie będą tu jednak bliżej omawiane z uwagi na to, że można je stosować jedynie dla maszyn synchronicznych o liczbie par biegunów równej 2 lub wyższej. Stanowi to poważne ograniczanie, bowiem układy te są nieprzydatne, jeśli chodzi o badanie generatorów synchronicznych energetyki zawodowej napędzanych turbinami parowymi, posiadającymi obecnie z reguły jedną parę biegunów ($n_s = 3000$).

Podgrupa C metod pomiaru kąta obciążenia maszyny synchronicznej ϑ_e zawiera tylko jedną metodę.

Metoda 19.

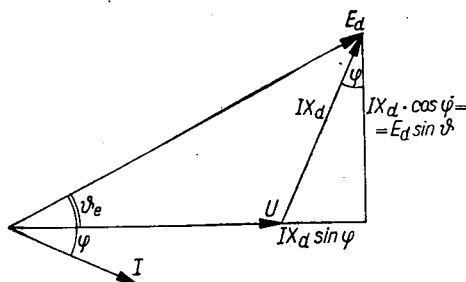
Porównuje się w niej moc czynną, jaką jest obciążona badana maszyna, z maksymalną mocą czynną, jaką można obciążyć tę maszynę w warunkach statycznej pracy równoległej [8].

Moc czynna maszyny synchronicznej:

$$P = m U J \cos \varphi, \quad (5)$$

gdzie:

- m — liczba faz,
 U — napięcie fazowe na zaciskach maszyny,
 I — prąd twornika.



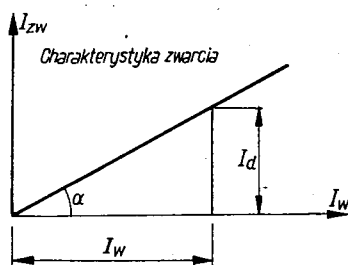
Rys. 24

Z uproszczonego wykresu maszyny synchronicznej z cylindrycznym wirnikiem (rys. 24) mamy:

$$I \cos \varphi = \frac{E_d}{X_d} \sin \vartheta = I_d \cdot \sin \vartheta; \quad (6)$$

podstawiając wyrażenie (6) do równania (5):

$$P = m U \cdot I_d \cdot \sin \vartheta.$$



Rys. 25

Ponieważ (rys. 25):

$$I_d = I_w \cdot \operatorname{tg} \alpha = K \cdot I_w, \quad (7)$$

zatem

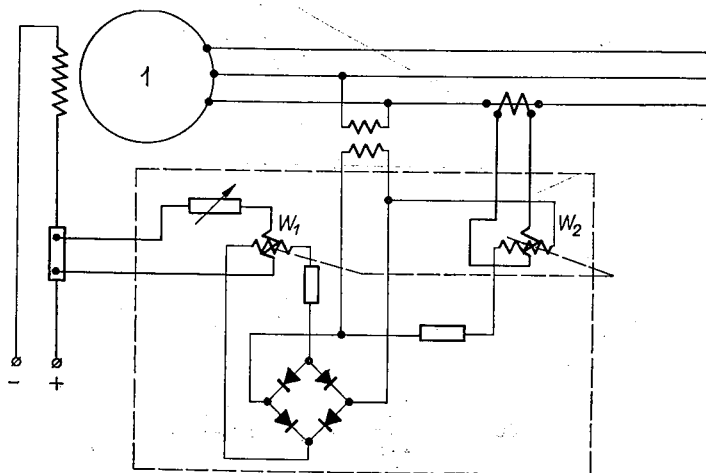
$$\sin \vartheta_e = \frac{m \cdot U \cdot I \cdot \cos \varphi}{m \cdot U \cdot I_d} = \frac{U \cdot I \cdot \cos \varphi}{K \cdot U \cdot I_w}. \quad (8)$$

Stosując układ pomiarowy złożony z dwóch przyrządów elektrodynamicznych W_1 i W_2 , z których jeden mierzy moc oddawaną przez maszynę, a drugi moc proporcjonalną do iloczynu $U \cdot I_w$ — przy sprzęgnięciu układów ruchomych tych przyrządów — otrzymamy wychylenie wskazówki

układu ruchomego o kąt β , przy czym:

$$\operatorname{tg} \beta = K \cdot \sin \vartheta_e. \quad (9)$$

Jak wynika z samego założenia, metoda ta umożliwia pomiar kąta ϑ_e jedynie w warunkach stabilnej pracy maszyny synchronicznej, oraz wymaga znajomości współczynnika K charakterystycznego dla badanej maszyny.



Rys. 26

Tę samą metodę można stosować również w przypadku maszyny synchronicznej z wydatnymi biegunami. Układ pomiarowy jest wówczas bardziej złożony, wymaga bowiem zastosowania trzech przyrządów elektrodynamicznych.

Politechnika Warszawska
Katedra Elektrowni i Elektroenergetyki

WYKAZ LITERATURY

1. Bobrow I. I., Zisman L. M.: Ustrojstwo dla izmierenia i oscyllografirowania ugła wybiega rotora synchronnowo generatora. Elektricestwo 1962, Nr 6.
2. Burda J.: Merini zatezneho uhlu synchronnicho stroje v prechodnem stavu. Elektrotechnicki Obzor 1957, Nr 3.
3. Grigorian F. A.: Registracija ugła sdwiga faz miezdu e.d.s. i napriaženijem synchronnoj masziny. Izwestia A. N. Armianskoj SSR T. 5, 1952, Nr 1.
4. Gurgenidze M. Z., Sewriugin I. K.: Ustrojstwo dla izmierenia ugła miezdu wektorami napriażenia i e.d.s. synchronnoj masziny. Elektricestwo 1958, Nr 7.
5. Härtl: Lastwinkelzeige bei Drehstrom-Synchronmaschinen für Schiffsantriebe. Deutsch Elektrotechnik 1954, Nr 2.
6. Inosow W. L., Szestopalow W. N., Rybinskij W. E.: Ustrojstwo dla izmierenia ugła wybiega synchronnoj masziny. Elektricestwo 1955, Nr 3.
7. Karpienko W. K., Prokofiew J. A.: Ustrojstwo dla zapisi na oscillografie ugła wybiega rotora synchronnoj masziny. Elektricestwo 1957, Nr 6.

8. Kinitzky V. A.: Measurement of rotor displacement angle on synchronous machines. Power Apparatus and Systems 1958, June.
9. Koettnitz H., Hertel G.: Verfahren zur Lastwinkelmessung an Synchrongeneratoren. Deutsch Elektrotechnik 1957, Nr 4.
10. Kuryłowicz J.: Prostownik wibracyjny. Biuletyn Inf. GIEL 1948 zeszyt 5 (20).
11. Kühn K.: Versuche über Maschinenregelung und Parallelbetrieb in den Grosskraftwerken Hirschfelde und Böhl. ETZ 1931, Nr 38.
12. Livingstone E. A.: Measurement of the loadangle of synchronous machines. Proceeds IEE II 1953, str. 333—335.
13. Malusardi F.: Misura dell'angolo di coppia sulle macchine sincrone. L'Elettrotecnica 1940, Nr 5.
14. Paris M., Picchi M.: Angolo di coppia ed angoli di fase nella macchina sincrone. L'Elettrotecnica 1950, Nr 1.
15. Picchi M.: Sulla misura dell'angolo di coppia nelle macchine sincrone. Rendiconti LI Riunione Annuale AEI, Bologna 1950, Memoria 109.
16. Powell E. B.: The diagnosis of steam turbo-alternator performance by stroboscopic methods. CIGRE 1956, Ref. 101.
17. Richter R.: Elektrische Maschinen — Synchronmaschinen und Einankerumformer. Springer 1930.
18. Vallini A.: Misura di piccoli angoli di coppia nelle macchine sincrone. Rendiconti LI Riunione Annuale AEI, Bologna 1950, Memoria 135.
19. Vallini A.: Misuratore di angolo di coppia per macchine sincrone veloci. Rendiconti LIV Riunione Annuale AEI, Taormina 1953, Memoria 105.
20. Wehner H.: Ein einfaches Verfahren zur Bestimmung des Polradwinkels von Synchronmaschinen. Deutsch Elektrotechnik 1954, Nr 7.
21. Wiszenczuk I. M., Kotjuk A. F., Szeremietiew W. A.: Ustroistwo dla izmierenia i oscillografirowania uła wybiega rotora synchronnoj maszyny. Elektrieskie Stancji 1958, Nr 7.

A. STANISZEWSKI

METHODES DE MESURE DE L'ANGLE DE CHARGE DE LA MACHINE SYNCHRONE

Résumé

Parmi les caractéristiques principales de la machine synchrone il faut nommer l'une déterminant son régime de fonctionnement c. à d. angle de charge.

L'étude de l'équilibre du fonctionnement parallèle des machines synchrones consiste en détermination des changements de l'angle de déphasage des vecteurs des forces électromotrices des machines mentionnées. La mesure l'angle de charge de la machine synchrone constitue un complément très important aux études théoriques. On a élaboré de nombreux procédés de mesure de l'angle de charge de la machine synchrone, employés pour examiner les grandes machines travaillant dans un système électroénergétique normal ainsi que pour examiner les machines participant dans le modèle dynamique du système électroénergétique.

On a introduit dans l'oeuvre la classification des méthodes de mesure de l'angle de charge de la machine synchrone. Suivant cette classification on a discuté de particulières méthodes de mesure. Chacune de ces méthodes fut illustrée à l'aide d'un exemple le plus simple du schéma de mesure spécifique à une méthode donnée. On a omis variants et modifications des schémas de mesure n'introduisant aucun élément important d'innovation.

A. STANISZEWSKI

MESSMETHODEN FÜR LASTWINKELMESSUNGEN AN SYNCHRONMASCHINEN

Zusammenfassung

Der Lastwinkel ist eines der wichtigsten Parameter, die die Arbeit Synchronmaschinen bestimmen.

Als Beispiel dienen die Untersuchungen des Parallelbetriebes von Synchronmaschinen als Basis für die Bestimmung von Änderungen des Winkels zwischen den Vektoren der elektromotorischen Kräfte E_f beider, im Verbundbetriebe arbeitenden Synchronmaschinen.

Als sehr wichtige Ergänzung der theoretischen Untersuchungen auf dem Gebiete der Parallelarbeit ist die Messung des Lastwinkels von Synchronmaschinen sowohl an Grossgeneratoren als auch an Synchronmaschinen der dynamischen Modelle elektroenergetische Systeme zu betrachten.

In vorliegender Arbeit wurden die bis jetzt entwickelten Lastwinkelmessmethoden klassifiziert. Jede Methode ist an Hand einfacher, das Hauptprinzip der Messung erfassenden Messschemas besprochen.

Diejenigen Varianten der Messmethoden, die nichts Neues zum Hauptprinzip beitragen, sind in dieser Arbeit nicht berücksichtigt worden.

А. СТАНИШЕВСКИ

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛА НАГРУЗКИ СИНХРОННОЙ МАШИНЫ

Резюме

Одним из главных параметров, определяющих режим работы синхронной машины, является ее угол нагрузки. Например, исследование устойчивости параллельной работы синхронных машин обосновано на определении изменений взаимного сдвига соответствующих векторов фазных э. д. с. E_f этих машин.

Чрезвычайно важным дополнением теоретических рассуждений, разрешающим применять их для решения практических проектных и эксплуатационных задач, является вопрос измерения упомянутого угла нагрузки синхронной машины.

До настоящего времени разработаны многочисленные методы измерения угла нагрузки синхронной машины применимые как в случае испытаний крупных машин электроэнергетических систем, так и в случае испытаний машин являющихся элементами динамических моделей этих систем.

Настоящая статья посвящена классификации разработанных методов измерения угла нагрузки синхронной машины. Все известные по литературным источникам методы разбиты на группы с точки зрения основного принципа измерения. Принцип измерения каждой группы методов подробно рассмотрен на примере возможно простой измерительной схемы. Видоизменения и модификации измерительных схем, не вносящих существенного элемента новшества в принцип действия каждого из описанных методов, в статье не рассматривается.

STEFAN PIĄTEK

Siła magnetomotoryczna wirnika turbogenerators potrzebna dla danych warunków pracy turbogenerators przy różnych systemach chłodzenia

Rękopis dostarczono 25.5.1963

W artykule wyprowadzono wyrażenie na siłę magnetomotoryczną wirnika turbogenerators, potrzebną do zapewnienia narzuconych warunków pracy stojana. Ta siła magnetomotoryczna jest wyrażona jako funkcja średnicy stojana i systemu chłodzenia (powietrznego pośredniego, wodorowego pośredniego i wodorowego bezpośredniego). Przy projektowaniu turbogenerators funkcja ta pozwala wyznaczyć przybliżoną wartość siły magnetomotorycznej potrzebnej do uzyskania danych warunków pracy turbogenerators z różnymi systemami chłodzenia.

1. WSTĘP

W turbogenerators zadaniem uzwojenia stojana jest umożliwienie powstania odpowiedniej siły elektromotorycznej oraz przepływ odpowiedniego prądu. Natomiast zadaniem uzwojenia wirnika jest wzniecenie odpowiedniej siły magnetomotorycznej potrzebnej do wzniecenia odpowiedniego strumienia.

Rola uzwojenia stojana jest więc w turbogenerators inna niż rola uzwojenia wirnika.

Dlatego kryteria pozwalające wyznaczyć wymiary stojana (np. stała maszynowa) nie są odpowiednie do wyznaczenia wymiarów wirnika. Stąd przy projektowaniu turbogenerators należy niezależnie wyznaczyć siłę magnetomotoryczną, jaka może być wytworzona w wirniku [7], oraz siłę magnetomotoryczną, jaka potrzebna jest do zapewnienia narzuconych warunków pracy stojana.

Siła magnetomotoryczna potrzebna do zapewnienia danych warunków pracy w stojanie, zwana dalej siłą magnetomotoryczną potrzebną, jest jakąś funkcją średnicy stojana i systemu chłodzenia.

2. OGÓLNE WYRAŻENIE NA SIŁĘ MAGNETOMOTORYCZNĄ POTRZEBNĄ

W danych warunkach pracy turbogenerators potrzebna jest pewna siła magnetomotoryczna, która musi być wytworzona w wirniku, a która

może być [5] wyrażona przez:

$$F_{fp} = \frac{1,06 \cdot 10^{-8} \sqrt{1 \div 2x_l \sin \varphi \div x_l^2} \cdot \sqrt{k_0^2 \cdot k_{qm}^2 \left(\frac{F_\delta}{F_a}\right)^2 \div 2k_0 \cdot k_{qm} \cdot \frac{F_\delta}{F_a} \sin \psi \div 1}}{4,44 \sqrt{3} k_{qm} \cdot f \cdot \Phi} \times UI \quad (A), \quad (1)$$

gdzie:

x_l — oporność rozproszenia stojana w jednostkach względnych,

$$k_0 = \frac{F_E}{F_\delta},$$

F_E — siła magnetomotoryczna potrzebna do wywołania siły elektromotorycznej wypadkowej indukowanej w maszynie w A,

F_δ — siła magnetomotoryczna potrzebna na magnesowanie szczeliny powietrznej w A,

k_{qm} — współczynnik uzwojenia wirnika,

F_a — siła magnetomotoryczna oddziaływania twornika w A,

ψ — kąt fazowy pomiędzy prądem i siłą elektromotoryczną wypadkową,

φ — kąt fazowy pomiędzy prądem i napięciem,

f — częstotliwość w $\frac{1}{\text{sek}}$,

Φ — strumień magnetyczny w makswelech,

U — napięcie w woltach,

I — prąd w amperach.

Podstawiając

$$P = \sqrt{3} \cdot U \cdot I \cdot 10^{-3} \quad (\text{KVA}), \quad (2)$$

$$\Phi = B_\delta \cdot D \cdot l \quad (\text{Mx}), \quad (3)$$

$$f = \frac{n}{60} \left(\frac{l}{\text{sek}} \right), \quad (4)$$

$$c = \frac{D^2 \cdot l \cdot n}{P} \left(\frac{\text{cm}^3}{\text{kW} \cdot \text{min}} \right) \quad (5)$$

otrzymuje się

$$F_{fp} = \frac{0,48 \cdot 10^{12} \sqrt{1 \div 2x_l \sin \varphi \div x_l^2} \cdot \sqrt{k_0^2 \cdot k_{qm}^2 \left(\frac{F_\delta}{F_a}\right)^2 \div 2k_0 \cdot k_{qm} \cdot \frac{F_\delta}{F_a} \sin \psi \div 1}}{k_{qm} \cdot c \cdot B_\delta} \times D \quad (A), \quad (6)$$

gdzie:

D — wewnętrzna średnica stojana w centymetrach,

B_δ — indukcja w szczelinie w gaussach,

c — stała maszyny w $\text{cm}^3/\text{KW} \cdot \text{min}$.

Większość wielkości wchodzących do wzoru (6) ma wartość stałą. Można przyjąć [1] $k_{qm} = 0,8$. Oporność rozproszenia stojana wynosi zwykle $x_l = 0,12$. Współczynnik mocy turbogenerators wynosi najczęściej $\cos \varphi = 0,8$, czyli $\sin \varphi = 0,6$. Wtedy

$$\sin \psi = \frac{x_l \div \sin \varphi}{\sqrt{1 \div 2x_l \sin \varphi \div x_l^2}} \approx 0,67$$

Można przyjąć [5] $k_0 = 1,27$; stosunek $\frac{F_\delta}{F_a}$ zależy od przeciążalności, dla przeciążalności $u = 1,7$ można więc przyjąć $\frac{F_\delta}{F_a} = 0,47$.

Wtedy

$$F_{fp} = 0,89 \cdot 10^{12} \cdot \frac{D}{c \cdot B_\delta} \quad (\text{A}). \quad (7)$$

Jeżeli przyjąć, że indukcja w szczelinie w dużych turbogeneratorach zmienia się bardzo niewiele i wynosi $B_\delta = 8500$ Gs, to

$$F_{fp} = 0,105 \frac{D}{c} \cdot 10^9 \quad (\text{A}). \quad (8)$$

współczynnik 0,105 jest współczynnikiem wymiarowym.

Siła magnetomotoryczna potrzebna do pracy turbogenerators w danych warunkach, określona wzorem (8), jest proporcjonalna do średnicy D i odwrotnie proporcjonalna do stałej maszynowej.

$$c = \frac{D^2 \cdot l \cdot n}{P} = \frac{9 \cdot 10^{11}}{k_{yl} \cdot A \cdot B_\delta}, \quad (9)$$

gdzie:

k_{yl} — współczynnik skrótu uzwojenia stojana,

A — okład prądu stojana w A/cm,

B_δ — indukcja w szczelinie w Gs.

Turbogenerators mają zawsze uzwojenie skrócone do rozpiętości względnej $\beta \approx 0,8$ dla zmniejszenia strat na powierzchni beczki wirnika od wyższych harmonicznycyc pola stojana. Przy tej rozpiętości zezwojów można przyjąć $k_{yl} = 0,965$.

Poczynając od średnio równyc ok. 85 cm można z dostateczną dokładnością przyjąć, że przy danym systemie chłodzenia stała maszynowa określona wzorem (9) jest niezmienna.

Ze zmianą warunków chłodzenia w wyrażeniu (9) zmienia się wartość okładu A , natomiast wartość indukcji B_δ pozostaje praktycznie niezmienn-

na dla średnic większych od 85 cm. Na podstawie wzoru (9) i (8) można więc napisać:

$$F_{fp} = 0,105 \frac{D \cdot A}{9 \cdot 10^{11}} \cdot 10^9 \quad (\text{A}),$$

$$\frac{k_{yi} \cdot B_\delta}{}$$

co przy $k_{yi} = 0,965$ i $B_\delta = 8500$ Gs

daje

$$F_{fp} = 0,954 \cdot A \cdot D \quad (\text{A}). \quad (10)$$

Wzór (10) stanowi wygodną postać wyrażenia na siłę magnetomotoryczną potrzebną do pracy turbogeneratorsa w danych warunkach. Dla różnych warunków chłodzenia turbogeneratorsa okład prądu A przybiera różne wartości, wyrażenie (10) jest więc wyrażeniem ogólnym, określającym rozpatrywaną siłę magnetomotoryczną dla dowolnego układu chłodzenia: powietrznego i wodorowego, bezpośredniego i pośredniego.

3. WYRAŻENIA NA SIŁĘ MAGNETOMOTORYCZNĄ POTRZEBNĄ TURBOGENERATORSA PRZY RÓŻNYCH SYSTEMACH CHŁODZENIA UZWOJENIA STOJANA

Przy chłodzeniu pośrednim powierzchniowym, powietrznym można przyjąć okład prądu $A = 550$ A/cm. Wtedy wyrażenie (10) przybiera postać:

$$F_{fpp} = 525 \cdot D \quad (\text{A}). \quad (11)$$

Współczynnik 525 ma wymiar A/cm.

Przy chłodzeniu wodorowym, pośrednim prętów stojana znaczna część ciepła jest przekazywana przez izolację od razu do czynnika chłodzącego. Ponieważ współczynnik wnikania ciepła z powierzchni do wodoru przy ciśnieniu atmosferycznym i tej samej prędkości jest ok. 1,35 razy większy niż odpowiedni współczynnik przy powietrzu, to gęstość prądu w uzwojeniu stojana może przy chłodzeniu wodorowym pośrednim i ciśnieniu atmosferycznym wzrosnąć około $\sqrt{1,35} = 1,17$ razy. W tym samym stosunku wzrośnie siła magnetomotoryczna ze wzoru (11) i siła magnetomotoryczna potrzebna przy chłodzeniu wodorowym pośrednim w stojanie wyniesie:

$$F_{fph} = 615 \cdot D \quad (\text{A}). \quad (12)$$

Przy rozpatrywaniu siły magnetomotorycznej potrzebnej przy chłodzeniu wodorowym bezpośrednim prętów stojana przy przyjęciu wartości współczynnika $k_0 = \frac{F_E}{F_\delta}$ jak w poprzednich rozważaniach, należy okre-

lic, jak wzrosnie prąd w pręcie stojana w stosunku do prądu w pręcie stojana w przypadku chłodzenia powietrznego pośredniego.

Przy konstrukcji żłobka stojana z chłodzeniem pośrednim, przekrój miedzi boku uzwojenia wynosi:

$$S_s = k_s \cdot h_s \cdot b_s \quad (\text{cm}^2), \quad (13)$$

gdzie:

h_s — wysokość boku (wewnątrz izolacji żłobkowej) w cm,

b_s — szerokość boku (wewnątrz izolacji żłobkowej) w cm,

k_s — współczynnik wypełnienia miedzią przestrzeni wewnątrz izolacji żłobkowej.

Straty obciążenia, wydzielające się z boku uzwojenia na 1 cm długości wynoszą:

$$q_{obc} = \frac{k_d \cdot I^2 \cdot \rho_{Cu}}{h_s \cdot b_s \cdot k_s} \quad (\text{W/cm}), \quad (14)$$

gdzie:

I — prąd stojana w A,

ρ_{Cu} — oporność właściwa w Ωcm ,

k_d — współczynnik uwzględniający straty dodatkowe.

Można przyjąć, że obwód izolacji boku jest równy w przybliżeniu podwójnej wysokości boku

$$O_i \approx 2 \cdot h_s. \quad (15)$$

Wtedy strumień cieplny przepływający przez 1 cm^2 powierzchni izolacji żłobkowej wynosi

$$q_s = \frac{q_{obc}}{O_i} = \frac{k_d \cdot I^2 \cdot \rho_{Cu}}{2h_s^2 \cdot b_s \cdot k_s} \quad (\text{W/cm}^2). \quad (16)$$

W tabelicy 1 podane są wg [3] wymiary h_s i b_s dla serii turbogeneratorów radzieckich.

Tablica 1
Wymiary przekroju boku zezwoju radzieckiej serii turbogeneratorów

Typ	T2-25-2	T2-25-2	TB-100-2
Napięcie kV	6,3	10,5	15,75
h_s (cm)	5,34	6,17	7,82
b_s (cm)	1,13	1,30	1,40
$\frac{h_s}{b_s}$	4,72	4,75	5,6

Na podstawie tabelicy 1 można przyjąć średnio

$$\frac{h_s}{b_s} = 5.$$

Wtedy można napisać:

$$q_s = \frac{k_d \cdot I^2 \cdot \varrho_{Cu}}{50 \cdot b_s^3 \cdot k_s} \quad (\text{W/cm}^2). \quad (17)$$

Spadek temperatury w izolacji żłobkowej wynosi:

$$\Theta_i = \frac{q_s \cdot d_i}{\lambda_i} \quad (^\circ\text{C}), \quad (18)$$

gdzie:

d_i — grubość izolacji żłobkowej w cm,

λ_i — cieplna przewodność właściwa izolacji w W/cm°C.

W tablicy 2 podane są grubości izolacji żłobkowej dla różnych napięć radzieckiej serii turbogeneratorów. W tablicy tej symbol b_z oznacza szerokość żłobka. W tej samej tablicy podane są wartości współczynnika

$k_i = \frac{d_i}{b_s}$. Dla zakresu napięcia od 6,3 kV do 15,75 kV można przyjąć

w przybliżeniu wartość $k_i = 0,384$.

Grubość izolacji można wyrazić przez

$$d_i = k_i \cdot b_s \quad (19)$$

Tablica 2
Grubość izolacji żłobkowej radzieckiej serii
turbogeneratorów

Typ	T2-25-2	T2-25-2	TB-100-2
Napięcie kV	6,3	10,5	15,75
b_z (cm)	1,90	2,30	2,65
b_s (cm)	1,13	1,3	1,4
$d_i = \frac{b_z - b_s}{2}$ (cm)	0,385	0,5	0,625
$k_i = \frac{d_i}{b_s}$	0,34	0,384	0,446

Na podstawie wzorów (17) i (18) można napisać:

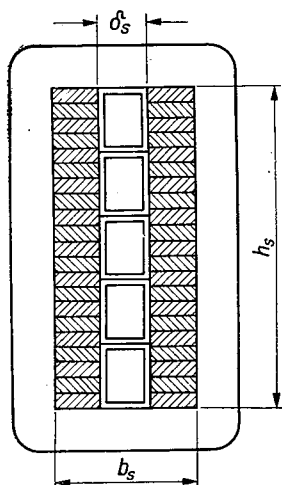
$$\Theta_i = \frac{k_d \cdot k_i \cdot \varrho_{Cu} \cdot I^2}{50 \cdot k_s \cdot b_s^2 \cdot \lambda_i} \quad (^\circ\text{C}) \quad (20)$$

albo

$$I = \sqrt{\frac{50 \cdot k_s}{k_d}} \cdot \sqrt{\frac{\Theta_i \cdot \lambda_i}{\varrho_{Cu} \cdot k_i}} \cdot b_s \quad (\text{A}). \quad (21)$$

Jest to wyrażenie na prąd w przecie twornika z wentylacją pośrednią powietrzną.

Przy wewnętrznym chłodzeniu wodorowym prętów stojana konstrukcja prętów stojana jest dosyć rozmaita [6], [8], [4]. Na rys. 1 podany jest przykładowo szkic przekroju takiego pręta; zasada wentylacji polega na tym, że wodór przepływa przez wnętrze prostokątnych rurek, wokół których ułożone są przewody uzwojenia.



Rys. 1. Przykład konstrukcji pręta stojana z chłodzeniem bezpośrednim

Współczynnik wypełnienia wyraża się wtedy przez

$$k'_s = k_s \frac{b_s - \delta_s}{b_s} = k_s \left(1 - \frac{\delta_s}{b_s} \right). \quad (22)$$

Straty obciążeniowe na 1 cm pręta wynoszą:

$$q_{obcv} = I_{vh}^2 \frac{k_d \cdot \varrho_{Cu}}{h_s \cdot b_s \cdot k'_s} \quad (\text{W/cm}), \quad (23)$$

gdzie I_{vh} — prąd w przecie twornika z wentylacją bezpośrednią wodorową. Straty odprowadzone z 1 cm długości kanału wentylacyjnego (pręta) wynoszą:

$$p_v = \alpha_h \cdot l_v \cdot \Theta_v \quad (\text{W/cm}),$$

gdzie:

Θ_v — spadek temperatury pomiędzy chłodzoną powierzchnią pręta i wodorem, określony w tablicy 3,

α_h — współczynnik wnikania ciepła do wodoru określony [5] wzorem $\alpha_h = 0,0195 \left(\frac{v}{40} \right)^{0,8} \cdot p^{0,8} \quad (\text{W/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C}),$

l_v — obwód przekroju kanału wentylacyjnego, który w przybliżeniu może być określony przez

$$l_v \approx 2h_s \quad (\text{cm}), \quad (24)$$

stąd

$$p_v = 2 h_s \alpha_h \cdot \Theta_v \quad (\text{W/cm}) \quad (25)$$

Szacując, że spadki temperatury od chłodzonej powierzchni pręta do wodoru wynoszą do 60% dopuszczalnego przyrostu temperatury przy chłodzeniu wodorowym wg przepisów IEC, można ułożyć tabelę wartości tych spadków temperatury dla różnych ciśnień wodoru.

Tablica 3

Przyrosty temperatur przy chłodzeniu wodorowym wg przepisów IEC

	Przyrost temp. uzw. statora °C wg. IEC	Spadek temp. od chłodzonej powierzchni pręta do wodoru Θ_v w °C
a) przy nadciśn. wodoru 0,035 at	80	48
b) „ „ „ 1 at	75	45
c) „ „ „ 2 at	70	42
d) „ „ „ 3 at	65	39

Z porównania strat określonych wzorami (23) i (25)

$$I_{vh} = \sqrt{\frac{2 h_s^2 \cdot b_s \cdot k'_s \cdot \alpha_h \cdot \Theta_v}{k_d \cdot \varrho_{Cu}}} \quad (\text{A}) \quad (26)$$

albo przy $h_s = 5 b_s$

$$I_{vh} = \sqrt{\frac{50 \cdot b_s^3 \cdot k'_s \cdot \alpha_h \cdot \Theta_v}{k_d \cdot \varrho_{Cu}}} \quad (\text{A}). \quad (27)$$

Ze wzorów (21) i (27)

$$\frac{I_{vh}}{I} = \sqrt{b_s \cdot \frac{k'_s}{k_s} \cdot \frac{\alpha_h}{\lambda_i} \cdot \frac{\Theta_v}{\Theta_i} \cdot k_i}. \quad (28)$$

W innej formie, podstawiając $k_i = \frac{d_i}{b_s}$ otrzymuje się

$$\frac{I_{vh}}{I} = \sqrt{\frac{k'_s}{k_s} \cdot \frac{\alpha_h}{\lambda_i} \cdot \frac{\Theta_v}{\Theta_i} \cdot d_i}. \quad (29)$$

Wzory (28) i (29) pozwalają wyznaczyć stosunek prądu w przecie twornika z wentylacją bezpośrednią wodorową do prądu w przecie twornika z wentylacją pośrednią powietrzną przy tych samych wymiarach wewnętrznej izolacji żłobka.

Dla określenia zmienności $\frac{I_{vh}}{I}$ w funkcji zmiany współczynnika k'_s nie można traktować innych wielkości wchodzących do wzoru (29) jako

wielkości o wartościach stałych. Oczywiście gdyby inne wielkości miały wartości stałe, to stosunek $\frac{I_{vh}}{I}$ rósłby ze wzrostem współczynnika k'_s , to znaczy ze zmniejszeniem szczeliny wentylacyjnej wewnątrz pręta. W rzeczywistości tak nie jest. Jednym z powodów jest konieczność zachowania turbulentności przepływu, a więc konieczność zachowania pewnych minimalnych wymiarów. Ponadto ze zmniejszeniem wymiarów kanału wentylacyjnego zmniejsza się ilość przepływającego wodoru, więc wzrasta średnia temperatura wodoru, co z kolei pociąga za sobą konieczność zmniejszenia dopuszczalnej wartości spadku temperatury Θ_v przy przejściu z chłodzonej powierzchni do wodoru. Można powiększyć ilość przepływającego wodoru przez zwiększenie prędkości i ciśnienia, co powoduje zwiększenie α_h , ale powoduje także równocześnie zwiększenie strat.

Po uwzględnieniu tych wszystkich czynników okazuje się [2], że ze wzrostem szczeliny wentylacyjnej prąd twornika rośnie, a nie maleje, jak to wynikałoby z powierzchownego stosowania wzoru (29).

Ujęcie tych wszystkich czynników w ogólne zależności dałoby wzory zbyt skomplikowane. Można rozpatrzeć wzór (29) dla pewnych konkretnych warunków.

Najlepsze stosunki zachodzą [9] przy

$$\frac{\delta_s}{b_s} = 0,4 \div 0,45,$$

czyli przy

$$\frac{b_s - \delta_s}{b_s} = \frac{k'_s}{k_s} = 0,6 \div 0,55.$$

Można przyjąć średnio

$$\frac{k'_s}{k_s} = 0,575.$$

Zgodnie z tablicą 3 przy nadciśnieniu 2 at spadek temperatury przy przejściu z powierzchni chłodzonej do wodoru wynosi $\Theta_v = 42$.

Dla napięć od 6,3 kV do 15,75 kV można wg tablicy 2 przyjąć średnio $d_i = 0,5$ cm.

Przy nadciśnieniu 2 at, czyli przy ciśnieniu 3 at i często spotykanej prędkości 80 m/sek, współczynnik wnikania ciepła wynosi

$$\alpha_h = 0,0817 \text{ (W/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C)}.$$

Cieplna przewodność właściwa izolacji żłobkowej

$$\lambda_i = 0,0016 \text{ (W/cm } ^\circ\text{C)}$$

oraz $\Theta_i = 30^\circ\text{C}$,

stąd

$$\frac{I_{vh}}{I} = \sqrt{0,575 \cdot \frac{0,0817}{0,0016} \cdot \frac{42}{30} \cdot 0,5} = 4,54.$$

W tym samym stosunku wzrośnie siła magnetomotoryczna wyrażona wzorem (11).

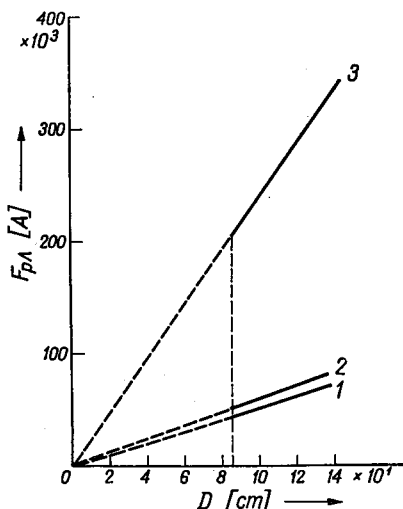
A zatem siła magnetomotoryczna potrzebna przy chłodzeniu bezpośrednim wodorowym uzwojenia stojana dla konkretnego przypadku wyniesie:

$$F_{fph} = 4,54 \cdot F_{fpp} \cong 2380 \cdot D \quad (\text{A}). \quad (30)$$

Podobnie można otrzymać wyrażenie na F_{fph} przy innych ciśnieniach i innych prędkościach wodoru.

4. WNIOSKI

Na rys. 2 dane są przebiegi sił magnetomotorycznych potrzebnych w funkcji średnicy stojana przy różnych systemach chłodzenia. Przebiegi te wyznaczone są na podstawie wzorów: (11), (12) i (30). Na podstawie



Rys. 2. Siły magnetomotoryczne potrzebne w funkcji średnicy stojana przy różnych systemach chłodzenia 1 — chłodzenie powietrzne pośrednie, 2 — chłodzenie wodne pośrednie 3 — chłodzenie wodorowe bezpośrednie

tych przebiegów można przy projektowaniu turbogeneratora wyznaczyć przybliżoną wartość siły magnetomotorycznej potrzebnej do uzyskania danych warunków pracy turbogeneratora z różnymi systemami chłodzenia.

LITERATURA

1. Berger A. I.: Turbogeneratory pieriemennogo toka. Obiedienionnoje naucznotiechniczskoje izdatielstwo. Moskwa-Leningrad 1937.
2. Cain M. M., Harrington D.: The Design and Performance of Modern Large Turbine Generators. — Power Apparatus and Systems, 1956, Nr 25, p.p. 633—646, A.I.E.E. Transactions.
3. Drenow P. W.: Sprawocznik po remontu elektriczeskich maszyn. Gosudarstwiennoje izdatielstwo tiechniczskoj litieratury, U.S.S.R., Kijew 1958.
4. Dureault M., Letrilliart P., Valentin A.: Possibilities and Advantages of Turbo-Alternators with Forced Cooling. C.I.G.R.F., 1958, Nr 147.
5. Komar E. G.: Woprosy projektowanja turbogienieratorow. — Gosenergoizdat, Moskwa — Leningrad 1955.
6. Müllner F.: Potential Possibilities in the Construction and the Use Large Turboalternators of the Single Shaft Type. — C.I.G.R.E., 1958, N 106.
7. Piątek S.: Siła magnetomotoryczna możliwa do uzyskania w wirniku turbogeneradora dla różnych sposobów chłodzenia i różnych materiałów uzwojenia wirnika. — „Archiwum Elektrotechniki”.
8. Rieger F.: Einige Probleme bei der Auslegung von Grenzleistungsmaschinen. V.D.E. Fachberichte, 1956, t. 19 str. I/118 — I/123.
9. Wiedemann: Grenzleistungs — Turbogeneratoren. — E.T.Z. — A, 1955, Nr 20.

S. PIĄTEK

THE ROTOR-MMF NEEDED FOR GIVEN WORKING CONDITIONS
OF TURBOGENERATORS WITH VARIOUS COOLING SYSTEMS

Summary

The formula of the rotor-MMF needed to assure existing working conditions of the stator of a turbogenerator has been derived. It is a function of the stator diameter and the kind of cooling system (intermediate air cooling, hydrogen intermediate and immediate cooling). It enables determining the approximate value of the MMF that is necessary to acquire defined working conditions of the turbogenerator having one of the above mentioned cooling systems.

S. PIĄTEK

FORCE MAGNÉTOMOTRICE DE ROTOR DE TURBOGÉNÉRATEUR
NÉCESSAIRE AUX CONDITIONS DONNÉES DE FONCTIONNEMENT DE
TURBOGÉNÉRATEUR À DIFFÉRENTS SYSTÈMES DE RÉFROIDISSEMENT

Résumé

On a déduit la formule de la force magnétomotrice de rotor de turbogénérateur, nécessaire à assurer des conditions imposées de fonctionnement de stator.

Cette force magnétomotrice est exprimée sous la forme de la fonction du diamètre de stator et du système de refroidissement (r. indirect d'air, r. indirect d'hydrogène et r. direct d'hydrogène).

À temps d'élaboration du projet de turbogénérateur cette fonction permet la détermination de la valeur approximative de la force magnétomotrice nécessaire à obtenir les conditions données de fonctionnement de turbogénérateur avec de différents systèmes de refroidissement.

S. PIĄTEK

DIE MAGNETOMOTORISCHE KRAFT DES TURBOGENERATORS, DIE FÜR
GEGEBENE ARBEITSBEDINGUNGEN DES TURBOGENERATORS BEI
VERSCHIEDENEN KÜHLSYSTEMEN ERFORDERLICH IST

Zusammenfassung

In diesem Artikel wurden Ausdrücke (Bezeichnungen) für die magnetomotorische Kraft des Turbogeneratorenankers eingeführt, welche die dem Ständer aufgezungenen Arbeitsbedingungen gewährleistet. Diese magnetomotorische Kraft wird als Funktion des Ständerdurchmessers und Kühlsystems bei indirekter Luftkühlung sowie bei indirekter und direkter Wasserstoffkühlung ausgedrückt.

Diese Funktion gestattet bei der Projektierung von Turbogeneratoren den annähernden Wert der elektromotorischen Kraft zu ermitteln, die für die Erzielung gegebener Arbeitsbedingungen des Turbogenerators mit verschiedenen Kühlsystemen notwendig ist.

С. ПИОНТЭК

МАГНИТОДВИЖУЩАЯ СИЛА РОТОРА ТУРБОГЕНЕРАТОРА НЕОБХОДИМАЯ
ДЛЯ ДАННЫХ УСЛОВИЙ РАБОТЫ ТУРБОГЕНЕРАТОРА ПРИ РАЗНЫХ
СИСТЕМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ

Резюме

В статье приведена формула, дающая значение магнитодвижущей силы ротора турбогенератора необходимой для обеспечения требуемых условий работы статора.

Эта магнитодвижущая сила выражена в виде функции диаметра расточки статора и системы охлаждения (косвенного воздушного, косвенного водородного и прямого водородного).

При проектировании турбогенератора найденная функция позволяет определить приблизительное значение магнитодвижущей силы, необходимой для получения требуемого режима работы турбогенератора при данной системе охлаждения.

WACŁAW LIDMANOWSKI

Niektóre zagadnienia wyładowań ślizgowych

Rękopis dostarczono 8.4.1963

Podano terminologię, ogólne własności i parametry wyładowań ślizgowych w ujęciu uwypuklającym ich wzajemne oddziaływanie. Przejrzano metody badawcze stosowane do wyładowań ślizgowych: eksperymentalne i rachunkowe. Rozpatrzono wpływ pojemności w układzie zastępczym na napięcia początkowe różnych form wyładowań ślizgowych. Podano zestawienie i porównanie wykreślne wzorów (według różnych badaczy) na napięcia początkowe różnych form wyładowań ślizgowych. Omówiono rozbieżności w podanych wzorach z uwzględnieniem zmienności jednostkowej pojemności powierzchniowej w funkcji szybkości zmian prądu wyładowania ślizgowego. Podano wyniki autora pomiaru napięć początkowych wyładowań ślizgowych na materiałach izolacyjnych o bardzo dużej przenikalności dielektrycznej ($\epsilon_r \approx 4000$).

1. WSTĘP

Wyładowania elektryczne przebiegające na powierzchni stałych materiałów izolacyjnych, zwane wyładowaniami ślizgowymi, rozpoczęto badać najdawniej bo od przeszło 185 lat. Odkrywcą ich był G. Ch. Lichtenberg (r. 1777) [1]. Wyładowania tego rodzaju są jednocześnie badane po dziś dzień, w ostatnich latach nawet dość intensywnie. W nowszych czasach serię podstawowych prac badawczych rozpoczął Toepler, który główne wyniki i wnioski, już dziś klasyczne, jednak aktualne i wykorzystywane jeszcze nadal, opublikował w r. 1921. Ostatnie lata przyniosły przynajmniej kilka podstawowych publikacji będących wynikiem wielu interesujących odkryć z dziedziny tych wyładowań elektrycznych.

Znaczenie wyładowań ślizgowych i badań nad nimi polega na ich wpływie na wytrzymałość elektryczną praktycznych układów izolacyjnych, szczególnie typu przepustowego, na możliwości badań i poznawania mechanizmu wyładowań elektrycznych na tym charakterystycznym rodzaju wyładowań, w końcu na możliwości wykorzystywania wymiaru obrazów wyładowań ślizgowych do pomiarów napięcia.

Praca niniejsza ma na celu zreferowanie stanu badań nad wyładowaniami ślizgowymi, ich wyników, następnie porównanie i krytyczne ich omówienie, wreszcie wysunięcie wniosków autora na tle własnych doświadczeń.

2. TERMINOLOGIA WYŁADOWAŃ ŚLIZGOWYCH

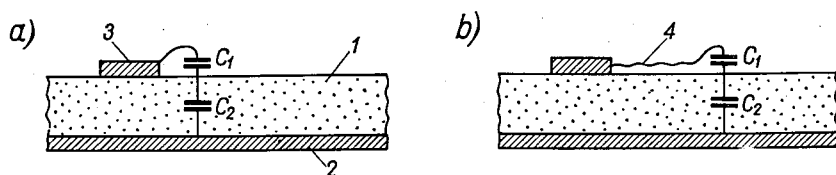
Na początku należy omówić terminologię różnych postaci tych wyładowań. Jest to konieczne z tego względu, że dotąd niektórzy autorzy używają tej samej nazwy na oznaczenie różnych form wyładowań, przy czym to pomieszanie pojęć istnieje pomimo definicji nazw wyładowań zawartych w normach niektórych krajów.

Nazwa pierwszej widocznej formy wyładowań ślizgowych na ogół nie nastrocza nieporozumień. Zarówno w języku polskim, jak i w innych językach używa się wyłącznie tej samej nazwy co i dla pierwszego widocznego wyładowania występującego z dala od powierzchni stałych dielektryków, a więc nazwy „ulot”¹⁾ lub nazwy „wyładowanie świetlące”, w języku niemieckim „Koronaentladung”¹⁾ lub „Glimmentladung” w języku angielskim „corona”¹⁾ lub „glow discharge”, w języku rosyjskim „koronnyj rozriad”. Powstająca przy napięciu wyższym od napięcia ulotu forma wyładowań ślizgowych, odznaczająca się słabo świecącymi na niebiesko nitczkami gęsto obok siebie rozmieszczonymi i mniej więcej jednakowej długości, nosi wiele nazw. A więc nazwa najstarsza „figury Lichtenberga”. Ściśle biorąc, to nazwą tą określa się często nie same wyładowanie, lecz ślady przez nie pozostawione na światłoczułych warstwach fotograficznych, na warstewce pyłu nasypanego na powierzchni dielektryka stałego, na warstewce wilgoci osiadłej na tej powierzchni lub w jakiś inny sposób zapisane. Używana nazwa polska to „wyładowania smużyste”, również „wyładowania nitkowe”. Przepisy niemieckie VDE-0111/8.53 § 7 podają na tę formę wyładowań nazwę niemiecką „Gleitbüscheln”. Tej samej nazwy używa również A. Roth [2] (obok nazwy „Streifenentladung”) oraz wielu innych autorów [3], [4]. Jednakże są autorzy [5], którzy dla tej formy wyładowań używają nazwy „Streifenentladung”, a nazwę „Gleitbüschel” rezerwują dla następnej, bardziej rozwiniętej formy wyładowań, a mianowicie dla iskier ślizgowych. Również używane są nazwy „Polbüschel” i „Gleitkorona” [6]. Odpowiednik w języku angielskim to „brush discharge” [7], w języku rosyjskim „kistiewoj razriad”. Wreszcie wyładowanie ślizgowe w formie jasno świecącej łodygi, odznaczające się dużym prądem i małym spadkiem napięcia wzdłuż wyładowania nosi w języku polskim jednoznaczną nazwę „iskry ślizgowej”. W języku niemieckim przepisy VDE na tę formę wyładowania podają nazwę „Gleitfunken”, A. Roth [2] używa nazwy „Gleitstielbüschel”, inni autorzy — „Gleitfunkenkorona”, „Gleitbüschel” [6]. Odpowiednikiem w języku angielskim jest „streamer discharge” [7], w języku rosyjskim „iskrowyj razriad”.

¹⁾ Nazwa zgodna z Międzynarodowym Słownikiem Terminologii Elektrycznej z 1960 r.

3. OGÓLNE WŁASNOŚCI WYŁADOWAŃ ŚLIZGOWYCH I PARAMETRY ZWIĄZANE Z WYŁADOWANIAM

Wyładowania ślizgowe zawdzięczają bardzo dużą łatwość rozwoju oraz duży wpływ na obniżenie ogólnej wytrzymałości dielektrycznej układu izolacyjnego faktowi, iż rozkład natężenia pola elektrycznego na drodze przeskoku jest nie tylko bardzo nierównomierny, ale że ta nierównomierność utrzymuje się w znacznym stopniu nadal również po wystąpieniu wyładowań niezupełnych, przenosząc się tylko do innych miejsc układu, czego nie obserwuje się w układach innego typu, układach o również bardzo nierównomiernym rozkładzie pola. Np. w układzie ostrzowym o jednakowym dielektryku gazowym pierwsze wyładowania niezupełne wprowadzając ładunki przestrzenne łatwiej łagodzą nierównomierność rozkładu pola w miejscach najbardziej naprzężanych. Natomiast w typowym układzie ślizgowym, jak na rys. 1, duże natężenie pola, które



Rys. 1. Układ ślizgowy z zastępczymi pojemnościami C_1 i C_2 w miejscu największego natężenia pola przed wystąpieniem wyładowań a) i po wystąpieniu wyładowań b).

1 — dielektryk stały, 2 — elektroda większa, 3 — elektroda mniejsza, 4 — wyładowanie

występuje przy mniejszej elektrodzie (rys. 1a), po wystąpieniu wyładowań wstępnych nie likwiduje się, lecz przenosi się na miejsce przy końcu wychodzącej z mniejszej elektrody iskry (rys. 1b). Osiąga ono tym większe wartości, im pojemność C_2 jest większa od C_1 i im mniejsza jest oporność wyładowania, która w układzie ślizgowym jest stosunkowo mała, bo wyładowanie wiedzie duży prąd ładujący dużą pojemność C_2 . To duże natężenie jest więc wywołane bliskością elektrody przeciwnego potencjału (elektrody dolnej na rys. 1) i małą opornością pozorną warstwy stałego dielektryka dla bardzo szybkozmennego prądu iskry wyładowania ślizgowego. Małą oporność warstwy materiału stałego można osiągnąć również przy jego półprzewodnictwie, stąd znana jest możliwość wywoływania wyładowań ślizgowych na powierzchniach półprzewodników [18].

Ponieważ o wystąpieniu i rozwoju wyładowań ślizgowych decydują bardzo duże nierównomierności w rozkładzie pola wzdłuż powierzchni dielektryka stałego, rozpatrzymy wszystkie czynniki kształtujące rozkład pola elektrycznego. Są to:

1) Pojemność elektrody lub kanału iskry względem powierzchni dielektryka stałego (pojemność C_1 na rys. 1).

- 2) Pojemność powierzchni dielektryka stałego względem przeciwnej elektrody — pojemność C_2 na rys. 1.
- 3) Oporność powierzchniowa dielektryka stałego.
- 4) Oporność kanału wyładowania.
- 5) Ładunki przestrzenne.
- 6) Przebieg przyłożonego napięcia.

Oddziaływanie C_1 i C_2 na rozkład pola jest silne tylko wtedy, gdy mamy do czynienia z elektrostatycznym rozkładem pola, tzn. gdy oporności czynne (w zasadzie tylko oporność powierzchniowa) nie wykazują działania zwierającego. Przy napięciu 50-okresowym i udarowym działanie zwierające oporności czynnej jest w każdym praktycznym przypadku pomijalne. Przy napięciu stałym istnienie oporności powierzchniowej nie jest pomijalne; znosi ono dużą nierównomierność rozkładu pola wywołaną małym stosunkiem $\frac{C_1}{C_2}$, dlatego wyładowania ślizgowe przy tym napięciu obserwuje się tylko w przypadkach szczególnych, przy bardzo dużych opornościach powierzchniowych właściwych, rzędu przynajmniej $30 \cdot 10^3 \text{ M}\Omega$ i większych [4].

Trzeba w tym miejscu zwrócić uwagę na to, że stosunek pojemności $\frac{C_1}{C_2}$ jest zależny od szybkości zmian napięcia panującego na tych pojemnościach, gdyż pojemność C_2 ze względu na różny czas relaksacji nie jest stała. Będzie o tym mowa w dalszym ciągu.

Jeśli chodzi o kanał wyładowania, to jego przewodność zmniejsza natężenie pola na jego drodze przenosząc potencjał górnej elektrody, pomniejszony o spadek napięcia panujący wzdłuż kanału, na jego kraniec wysunięty w kierunku drugiej elektrody. Na tym krańcu mamy sytuację podobną do sytuacji w miejscu przy mniejszej elektrodzie przed początkiem rozwoju wyładowania. Mianowicie natężenie pola przed krańcem wyładowania, natężenie które będzie decydować o dalszym postępie wyładowania, będzie zależeć — przy założeniu wartości i przebiegu potencjału krańca wyładowania — od proporcji pojemności $\frac{C_1}{C_2}$ zdefiniowanych na rys. 1b.

Dużą rolę w kształtowaniu pola elektrycznego przy wyładowaniach mają ładunki powierzchniowe i przestrzenne. Ich wpływ jest tym większy, im większa jest oporność powierzchniowa dielektryka, gdyż wtedy wolniej odpływają ładunki przestrzenne z obszaru pola do elektrod, ponadto wpływ ten rośnie z szybkością zmiany napięcia, gdyż wtedy odpływ ich w krótkim czasie, w jakim zmienia się napięcie, jest pomijalny.

Przebieg napięcia przyłożonego do układu wpływa na rozkład natężenia w ten sposób, że znosi lub uwypukla działanie poprzednio wymienionych parametrów. Wzrost stromości przebiegu czasowego napięcia powoduje malenie oporów pojemnościowych, a przeto wzrost działania

zwierającego pojemności połączonych równolegle z opornościami czynnymi. Ponadto — jak już było wspomniane — przy napięciach szybko zmieniających się lub krótkotrwałych znaczny wpływ na kształtowanie się rozkładu pola elektrycznego i na rozwój wyładowań zaczynają mieć ładunki powierzchniowe rozmieszczone na powierzchni dielektryka stałego.

4. PRZEGLĄD METOD BADAWCZYCH WYŁADOWAŃ ŚLIZGOWYCH

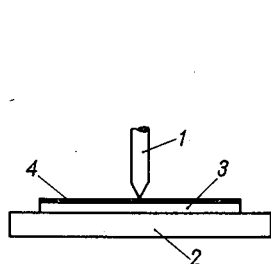
Badania wyładowań ślizgowych szły w dwóch kierunkach. Jeden z nich to kierunek badań doświadczalnych, drugi analityczno-obliczeniowy, opierający się na schematach zastępczych układu ślizgowego. Sposób analityczny nie był na ogół oderwany od doświadczenia i w większym lub mniejszym stopniu nawiązywał do wyników eksperymentalnych już to dla ustalenia założeń wyjściowych, już to dla uzyskania niezbędnych uproszczeń matematycznych. Większość prac wykonanych odnosi się do pierwszej metody badań. W tych badaniach eksperymentalnych mierzono głównie następujące parametry: napięcia początkowe poszczególnych form wyładowań, a więc napięcie początkowe korony i napięcie początkowe iskier ślizgowych w funkcji grubości dielektryka stałego i jego przenikalności dielektrycznej, następnie mierzono długość wyładowań w funkcji napięcia, szybkość rozwoju wyładowań w funkcji długości wyładowań, prądy wyładowań, oporność iskier wyładowań i ich pojemność.

W ostatnim czasie poświęcono pewną liczbę prac obliczeniom związanym z izolacyjnymi układami ślizgowymi, rozpatrując układy zastępcze w celu analitycznego wyznaczenia początkowego napięcia korony i początkowego napięcia iskier ślizgowych [8], [9].

W badaniach eksperymentalnych wyładowań ślizgowych stosowano wiele różnorodnych metod. Metoda stosowana do zapisu i obserwacji śladów po wyładowaniach przy użyciu drobnopziarnistego pyłu z różnych materiałów izolacyjnych jest najstarszą metodą, bo stosowaną również przez odkrywcę tych wyładowań G. Ch. Lichtenberga. Pył taki (może to być zwykły kurz lub pył ze szkła, ebonitu, laku używanego do pieczętowania, miki, sadzy, dalej nasiona widłaku, mieszaniny pyłu minii z kalafonią lub siarką itp.) nasypany cienką warstewką na powierzchnię, na której mają wystąpić wyładowania, układa się przy powstaniu wyładowań w skupienia o większej gęstości i rozrzedzenia, tworząc figury, zwane figurami Lichtenberga. To przeniesienie cząstek pyłu następuje wskutek sił mechanicznych wywołanych ruchem nośników ładunków i ładowaniem w miejscu wystąpienia wyładowania elektrycznego. Efekt ten otrzymuje się również przy napyleniu powierzchni wyładowań po wystąpieniu wyładowań, co tłumaczy się tym, że ładunki nie odpływają zaraz po przeminieciu wyładowań, lecz utrzymują się na powierzchni jeszcze przez pewien czas. Ponadto figury Lichtenberga otrzymuje się

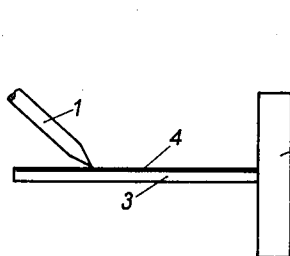
przy zroszeniu powierzchni ślizgowej parą wodną. W miejscach naładowanych osiadłe przy zroszeniu na powierzchni kropelki wody rozlewają się tworząc ciągłą warstwę wody, w miejscach nie naładowanych kropelki pozostają oddzielone od siebie.

Następną metodą badawczą, przeważnie stosowaną, jest metoda fotograficzna. Stosowano ją już przed stu laty, kiedy znaleziono, że wyładowania pozostawiają ślady na płytach dagerotypowych i na papierze pokrytym jodkiem srebra po ich wywołaniu. Zwykle stosuje się metodę bezpośredniego fotografowania bez układu soczewek; wyładowania wywołuje się bezpośrednio na światłoczułej warstwie lub na przezroczystej przegrodzie pokrywającej warstwę światłoczułą. Do tych celów używano prawie wyłącznie napięć udarowych, gdyż przy napięciach dłużej trwających ślady wyładowań, wobec dużej ich liczby, zachodziły na siebie i odczytywanie ich oraz interpretacja stawały się niemożliwe. Metodę fotograficzną stosowano do rejestrowania i badania śladów wyładowań w rozmaitych warunkach zewnętrznych oraz w specjalnych układach i przy oddziaływaniu specjalnych czynników. Badania przeprowadzano zmieniając media, w których je wytwarzano, a więc stosując różne gazy, takie jak powietrze, azot, gazy elektryczniejemne, mieszaniny różnych gazów, oraz płynne media — jak oleje izolacyjne. Ponadto badano wpływ ciśnienia gazów na rozwój i kształt wyładowań ślizgowych w nich występujących. Jeśli chodzi o specjalne układy, w których przeprowadzano badania fotograficzne, to należy wymienić różne układy przestrzenne elektrod i materiału fotograficznego oraz różne układy obwodów elektrycznych. A więc znane są badania w klasycznym układzie Toeplera

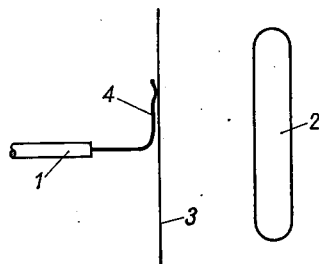


Rys. 2. Układ ślizgowy Toeplera

1, 2 — elektrody, 3 — płytka izolacyjna, 4 — warstwa światłoczuła



Rys. 3. Układ ślizgowy Marxa. Oznaczenia jak na rys. 2



Rys. 4. Układ ślizgowy Nasser

1, 2 — elektrody, 3 — papier fotograficzny, 4 — kanał wyładowania

(rys. 2), a także w układzie Marxa (rys. 3). Ostatnio Nasser [10] stosował układ wg Winkelnkempera (rys. 4), w którym wyładowania ślizgowe powstają na papierze fotograficznym rozpiętym w wolnej przestrzeni między ostrzem i płytą. Ponadto były w użyciu kombinacje tych układów przestrzennych w układzie Toeplera, np. umieszczano po dwie elektrody ostrzowe obok siebie, ale przykładając do jednego ostrza napięcie

udarowe opóźnione względem napięcia udarowego na drugim ostrzu. Tu przechodzimy już do omówienia badań, w których stosowano różne specjalne obwody elektryczne zasilające i sterujące, przeważnie w celu śledzenia i mierzenia rozwoju szybkości, długości wyładowań. A więc stosowano układy pozwalające na ucinanie udarów, o regulowanych czasach do ucięcia (aż do ok. $4 \cdot 10^{-9}$ s [10]) w celu pomiaru czasu i szybkości rozwoju wyładowań [13].

Jeśli chodzi o badania nad oddziaływaniem specjalnych czynników na wyładowania, to można wymienić próby z oddziaływaniem pola magnetycznego na tor wyładowań, badanie wpływu zmożenia powierzchni ślizgowej wodą, itd. Właśnie próby nad oddziaływaniem pola magnetycznego na tor wyładowań [19] pozwoliły niezbicie wykazać, że tor wyładowań ślizgowych jest formowany przez poruszające się elektrony. W końcu tego wykazu sposobów badań fotograficznych należy wymienić oczywiście badania wpływu wartości napięcia i stromości jego narastania oraz biegunowości napięcia na rozwój wyładowań i ich charakter.

Pewien wgląd w mechanizm wyładowań ślizgowych daje metoda pomiarów oscylograficznych. Przy pomocy oscylografu mierzono i badano przebieg prądów wyładowań, przebieg napięć w różnych częściach układu ślizgowego (przy pomocy elektrody-sondy), a na ich podstawie wnioskowano o rozkładzie pola elektrycznego w czasie wyładowań oraz o warunkach elektrycznych (opory, pojemności) wzdłuż kanałów wyładowań w funkcji czasu i przestrzeni [3]. Badania te przeprowadzone na układzie ślizgowym walcowym z dielektrykiem szkłem wykazały przy napięciu udarowym szybkości rozwoju iskry ślizgowej z dodatniego bieguna od ok. 16 cm/ μ s przy długości iskry 15 cm do ok. 7 cm/ μ s przy długości iskry ok. 45 cm.

Wykonywano również badania oscylograficzne wyładowań ślizgowych z równoczesnym przeprowadzaniem zdjęć bezpośrednich wyładowań [20]. Taka równoczesna rejestracja prądu i napięcia wyładowania oraz jego przestrzennego rozwoju pozwoliła na bardzo ciekawe podporządkowanie poszczególnych impulsów prądowych z oscylogramów i wyliczonych na ich podstawie ładunków poszczególnym odcinkom nitek wyładowań. Było to możliwe głównie dla wyładowania dodatniego, gdyż dla wyładowania ujemnego taka analiza czasowo-przestrzenna była utrudniona przez zbyt zamazany obraz wyładowania. Okazało się przy tym, że rozwój wyładowania odbywa się tylko w zakresie wzrostu napięcia, zależy od stromości wzrostu napięcia, ponadto że natężenie pola w kanale wyładowania jest mniej więcej stałe (ok. 7,5 kV/cm) i że kanał przechodzi w iskrę ślizgową uzyskując dużą przewodność po przejściu przez kanał określonego ładunku, zgodnie z dawnymi sugestiami Toeplera. Mianowicie dla wyładowania dodatniego dla przejścia w iskrę ślizgową wymagany ładunek, który powinien przepłynąć w impulsie prądowym przez kanał, wynosił 70 ... 100 $\cdot 10^{-10}$ As, a dla wyładowania ujemnego tylko $10 \cdot 10^{-10}$ As.

Ciekawą rzeczą przy tych pomiarach okazało się to, że napięcie początkowe iskry ślizgowej przy napięciu dodatnim leży przy małej stromości udaru, odpowiadającej stromości fali napięcia 50 Hz, znacznie wyżej niż to samo napięcie dla fali udarowej $1/50 \mu\text{s}$ lub napięcia 50 Hz, a mianowicie ok. 3-krotnie wyżej (60 kV wobec 20 kV). Jako wytłumaczenie tego faktu wydaje się słuszne twierdzenie, że przy małych stromościach odstępów czasowe pomiędzy poszczególnymi impulsami prądowymi na czole udaru ($> 100 \mu\text{s}$) odpowiadają mniejszym przyrostom napięcia udaru, gdyż duże przerwy między impulsami sprzyjają większemu odpływowi ładunków powierzchniowych i stwarzają lepsze warunki rozkładu pola elektrycznego dla następnego zapalenia się wyładowania (reprezentowanego przez następny impuls prądowy). Przy mniejszych zaś przyrostach napięciowych przepływają przez nitkę wyładowania mniejsze ładunki. Aby nitka wyładowania przeszła w iskrę ślizgową, musi przez nią przepłynąć pewien minimalny krytyczny ładunek (wg twierdzenia Toëplera), stąd więc przy mniejszej stromości napięcia ten krytyczny ładunek wystąpi przy znacznie większym napięciu (ładunek zasilający wyładowanie w czasie trwania impulsu prądowego jest mniej więcej proporcjonalny do napięcia, przy którym ten impuls się zapala).

5. PARAMETRY OKREŚLAJĄCE WŁASNOŚCI WYŁADOWAŃ ŚLIZGOWYCH

Najczęściej wyznaczanymi parametrami a jednocześnie posiadającymi największe praktyczne znaczenie z punktu widzenia wytrzymałości dielektrycznej układów izolacyjnych były napięcia początkowe poszczególnych faz wyładowania ślizgowego. Dla celów pomiarowych w klidonografach określano udarowe napięcie przykładane na podstawie średnicy śladu wyładowania na kliszy fotograficznej.

Dla innych celów, np. dla śledzenia i badania mechanizmu rozwoju wyładowania ślizgowego badano szybkość rozwoju wyładowania, rozkład potencjału wzdłuż drogi wyładowania, przebieg prądu i napięcia, oporność i pojemność iskry wyładowania, wpływ warunków układu izolacyjnego i warunków otoczenia na rozwój wyładowania. W końcu badano wpływ rodzaju napięcia na wytrzymałość układów ślizgowych, co ma znaczenie praktyczne, jak i pozwala wnioskować o mechanizmie wyładowania. W dalszym ciągu będą rozważone napięcia świetlenia oraz napięcie początkowe iskier ślizgowych dla układów ślizgowych.

1. *Napięcie początkowe wyładowania świetlającego U_0 .* Napięcie to będzie osiągnięte, gdy na brzegu mniejszej elektrody przy powierzchni stałego materiału izolacyjnego natężenie pola elektrycznego przekroczy dla normalnych warunków atmosferycznych w powietrzu wartość ok. 30 kV/cm. Natężenie pola elektrycznego w tym miejscu przed wystąpieniem wyładowań jest dla napięcia zmiennego i udarowego funkcją parametrów rozkładu elektrostatycznego, dla napięcia stałego — funkcją parametrów

$$U_0 = 3,62 \cdot \frac{1}{C^{0,45}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right]. \quad (2)$$

Według Häfely'ego [15] po przeliczeniu przez E. Heutera:

$$U_0 = (1 \dots 1,38) \cdot 10^{-12} \cdot \frac{1}{C} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right] \quad (3a)$$

lub

$$U_0 = (0,9 \dots 1,25) \frac{1}{C} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right]. \quad (3b)$$

Według H. Papena [17] dla napięcia 50 Hz i udarowego $1/50 \mu\text{s}$

$$U_0 \approx \frac{3}{C} [\text{kV}_m, \text{pF}/\text{cm}^2]. \quad (4)$$

B. Heller i A. Veverka [9] obliczyli analitycznie, opierając się na wzorze na pojemnościowy rozkład napięć i na wzorze Paschena, U_0 jako równe

$$U_0 = \frac{\text{const}}{C} \quad (5)$$

potwierdzając tym wyniki doświadczalne E. Heutera.

Wykres z rys. 6 podaje graficznie porównanie podanych wzorów na U_0 w funkcji C . Jak widać, różnice są znaczne (3 do 4-krotne), co spowodowane jest głównie różnicą wykładnika potęgi pojemności C (0,45 względnie 1).

2. *Napięcie początkowe iskier ślizgowych U_{0sl} .* Jak wiadomo, napięcie to jest osiągnięte wówczas, gdy słabo świecące kanały wyładowania nitkowego o dużej oporności i o dodatniej charakterystyce napięciowo-prądowej przechodzą w silnie świecące dłuższe pnie, zwane iskrami ślizgowymi, o ujemnej w znacznej części charakterystyce napięciowo-prądowej i małej oporności.

Najczęściej stosowany wzór empiryczny, już dziś klasyczny, wyraża U_{0sl} w funkcji powierzchniowej pojemności jednostkowej względem większej elektrody c jak następuje [2]:

$$U_{0sl} = \frac{1,92 \cdot 10^{-4}}{C^{0,45}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right]. \quad (6)$$

Według nowszych pomiarów przeprowadzonych w układach zawierających jako dielektryk stały szkło i papier bakelizowany otrzymano [5]:

$$U_{0sl} = \frac{(3,58 \dots 4,54) \cdot 10^{-3}}{C^{0,33}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right]. \quad (7)$$

Wzór Toeplera [6] dający mniejsze wartości dla udaru dodatniego brzmi:

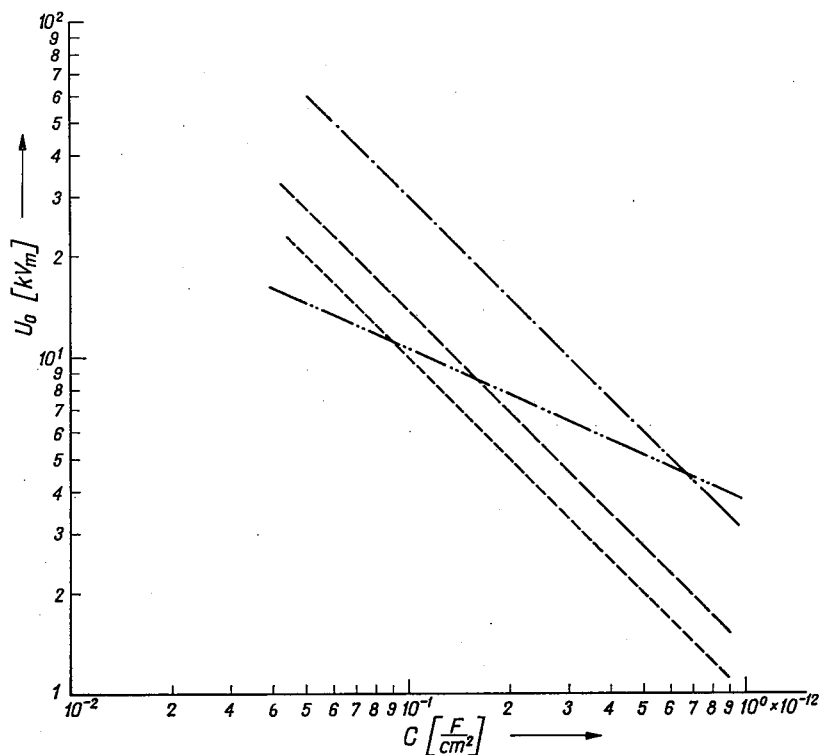
$$U_{0sl} = 3,67 \cdot \frac{10^{-5}}{C^{0,5}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right]. \quad (8)$$

Podług Jokoby'ego [16] wzór Toeplera dla napięcia zmiennego powinien mieć postać:

$$U_{0sl} = 3,43 \cdot \frac{10^{-5}}{C^{0,5}} \left[kV_m, \frac{F}{cm^2} \right]. \quad (9)$$

Według wzoru teoretycznego wyprowadzonego analitycznie w oparciu o pewne dane doświadczalne otrzymano [9]:

$$U_{0sl} = \frac{K_{0sl}}{C^{0,5}} \left(\frac{1}{\omega^2 \rho^2} + k^2 \right)^{0,5}, \quad (10)$$



Rys. 6. Graficzne porównanie wzorów na U_0 w funkcji pojemności jednostkowej

----- podług Häfely'ego [15], po przeliczeniu przez Heutera — dolne wartości. Wzór:

$$U_0 = 1 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{1}{C} \left[kV_m, \frac{F}{cm^2} \right] \text{ lub } U_0 = 0,908 \cdot \frac{1}{C} \left[kV_m, \frac{cm}{cm^2} \right];$$

----- jak wyżej, lecz górne wartości. Wzór:

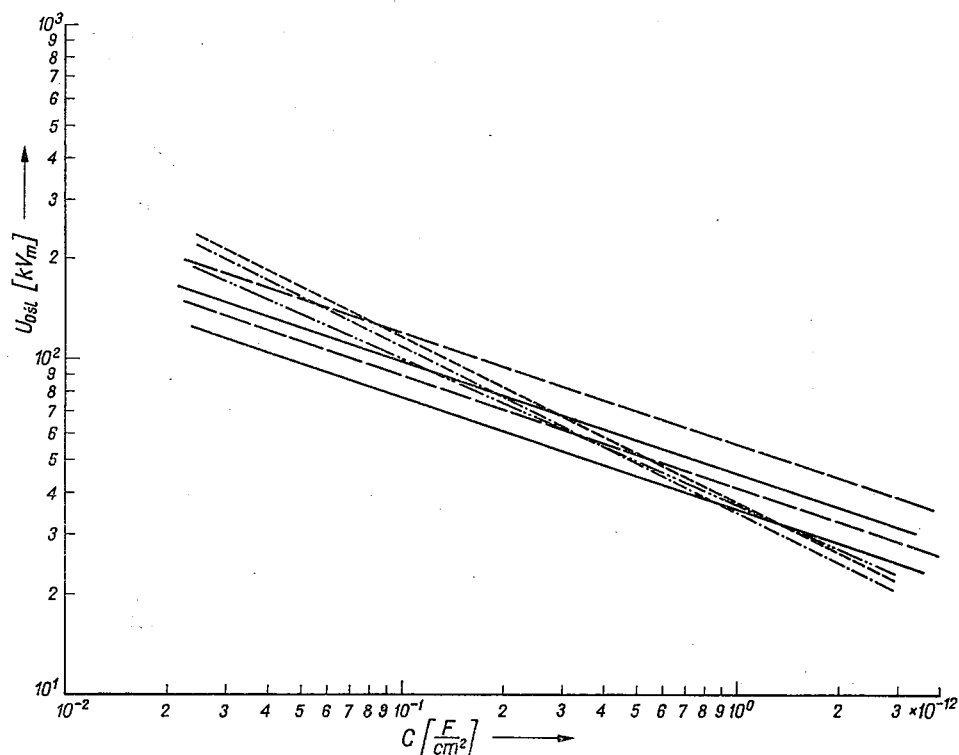
$$U_0 = 1,38 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{1}{C} \left[kV_m, \frac{F}{cm^2} \right] \text{ lub } U_0 = 1,25 \cdot \frac{1}{C} \left[kV_m, \frac{cm}{cm^2} \right];$$

..... podług Papena [17]. Wzór:

$$U_0 = 2,98 \cdot \frac{1}{C} \cdot 10^{-13} \left[kV_m, \frac{F}{cm^2} \right] \text{ lub } U_0 = 2,69 \cdot \frac{1}{C} \left[kV_m, \frac{cm}{cm^2} \right];$$

..... podług Roth'a [2] — za Kappelerem. Wzór:

$$U_0 = 1,5 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{C^{0,45}} \left[kV_m, \frac{F}{cm^2} \right] \text{ lub } U_0 = 3,62 \cdot \frac{1}{C^{0,45}} \left[kV_m, \frac{cm}{cm^2} \right]$$



Rys. 7. Przebieg wytrzymałości U_{0sl} układów ślizgowych w funkcji pojemności jednostkowej wyładowania ślizgowego wg różnych autorów

----- podług Käfely'ego [15], [17]. Wzory:

1) dolne wartości:

$$U_{0sl} = 2,94 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{C^{1/3}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right] \text{ lub } U_{0sl} = 40,2 \cdot \frac{1}{C^{1/3}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right],$$

2) górne wartości:

$$U_{0sl} = 5,59 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{C^{1/3}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right] \text{ lub } U_{0sl} = 54,3 \cdot \frac{1}{C^{1/3}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right];$$

- . - . - . - podług Rotha [2]. Wzór:

$$U_{0sl} = 1,92 \cdot \frac{10^{-4}}{C^{0,44}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right] \text{ lub } U_{0sl} = 34,8 \cdot \frac{1}{C^{0,44}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right];$$

----- podług Toeplera [6]. Wzory:

$$U_{0sl} = 3,67 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{1}{C^{0,5}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right] \text{ lub } U_{0sl} = 34,8 \cdot \frac{1}{C^{0,5}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right];$$

- - podług Jakoby'ego [16]. Wzory:

$$U_{0sl} = 3,43 \cdot \frac{1}{C^{0,5}} \cdot 10^{-5} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right] \text{ lub } U_{0sl} = 32,5 \cdot \frac{1}{C^{0,5}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right];$$

———— podług Papena [17]. Wzory:

1) dolne wartości:

$$U_{0sl} = 3,53 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{C^{1/3}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right] \text{ lub } U_{0sl} = 34,8 \cdot \frac{1}{C^{1/3}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right],$$

2) górne wartości:

$$U_{0sl} = 4,54 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{C^{1/3}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{F}}{\text{cm}^2} \right] \text{ lub } U_{0sl} = 44,2 \cdot \frac{1}{C^{1/3}} \left[\text{kV}_m, \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right]$$

gdzie:

K_{0sl} , q , k — stałe,

ω — pulsacja napięcia.

Dla ostatniego wzoru autor [9] sprawdził doświadczalnie zależność U_{0sl} od ω w zakresie $f = 20 \dots 100$ Hz i otrzymał zgodność ze wzorem teoretycznym.

Rysunek 7 podaje zestawieniowo przebieg wytrzymałości U_{0sl} układów ślizgowych w funkcji pojemności jednostkowej wyładowania ślizgowego według różnych autorów.

Widzimy z tego porównania dość znaczne rozbieżności (do 100%), co późniejsi autorzy przy porównywaniu swych wyników z poprzednimi tłumaczyli albo zmianą warunków pomiarowych, bądź nie dość czułą metodą poprzedników [5], [10], bądź też wadliwym sposobem pomiaru pojemności jednostkowej C ze względu na to, że nie była ona mierzona na tej samej próbce lub w tym miejscu próbki, gdzie występowały wyładowania ślizgowe [3].

Autor sądzi jednak, że te przyczyny nie mogą wywołać tak dużych różnic i że znamienne jest, że każdy z badaczy układał swój wzór empiryczny na podstawie pomiarów na jednym najczęściej lub na dwóch dielektrykach. Stosowanie wzoru do innych materiałów izolacyjnych lub nawet tych samych, lecz wykonanych w innych warunkach technologicznych dawało znaczne niedokładności i skłaniało do szukania nowego wzoru wiążącego napięcie początkowe wyładowań z pojemnością jednostkową.

Wydaje się, że przyczyną rozbieżności jest w dużej części nieporozumienie co do pojęcia jednostkowej pojemności powierzchniowej, która jest miarą pojemności, jaką tworzy nitka bądź kanał wyładowania ślizgowego względem drugiej elektrody. Jest to pojemność, przez którą zamyka się prąd wyładowania świetlącego lub iskry ślizgowej i od niej zależy oczywiście rozkład napięć i natężeń w obszarze tworzenia się wyładowania, a więc i napięcie początkowe poszczególnych rodzajów wyładowań. Wszyscy autorzy definiują tę pojemność, którą wprowadzają do wzorów, jako pojemność jednostkową mierzoną przy częstotliwości małej lub przy napięciu stałym. Byłoby to słuszne, gdyby pojemność ta nie zmieniała się ze zmianą stromości prądu płynącego przez nią — lub inaczej, gdyby była niezależna od częstotliwości. Wiemy, że tak nie jest. Już dla przebiegów udarowych, odpowiadających stromością zmianom częstotliwości ok. 250000 Hz, jak podaje A. Roth [2] (tablica 1), obniżka ϵ , a więc i pojemności, dochodzi do 65%. Zjawisko to jest powodowane opóźnieniem polaryzacji dielektryków, które dla materiałów stałych jest szczególnie duże. Należy się liczyć, że przy szybkościach zmian prądów w wyładowaniach ślizgowych, odpowiadających czasom tworzenia się wyładowań 30 ns i szybkościom rozwoju $6 \dots 1 \times 10^2$ cm/ μ s — jeśli wziąć nowsze pomiary — polaryzacja strukturalna i dipolowa najprawdopodobniej nie

rozwinie się wcale. Może to spowodować bardzo znaczne obniżenie przenikalności dielektrycznej, a przez to i pojemności odczuwanej przez rozwijające się wyładowanie ślizgowe. Ujęcie tych zmian jest trudne, gdyż na czas opóźnienia poszczególnych rodzajów polaryzacji ma wpływ nie tylko rodzaj materiału izolacyjnego, ale również jego pochodzenie, technologia itp.

Tablica 1

Stosunek stałej dielektrycznej ϵ przy napięciu udarowym do ϵ przy napięciu wolnozmiennym dla różnych materiałów

Materiał	Stosunek ϵ przy napięciu udarowym do ϵ przy napięciu wolnozmiennym
Porcelana	0,65
Mikanit	0,69
Preszpan	0,74
Papier bekelizowany	0,76
Szkło	0,78

Pomierzone wartości przenikalności dla pewnego specjalnego materiału ceramicznego (zawierającego w przeważającej części — około 90% — tytanian baru) o szczególnie dużej przenikalności dielektrycznej (wartość względna ok. 4000) dały dla różnych częstotliwości wyniki przedstawione w tablicy 2. Obniżka pojemności dochodzi tu do około 56%.

Tablica 2

Przenikalność dielektryczna względna ϵ_w dla różnych częstotliwości f

f [MHz]	0,001	0,2	0,5	0,97	2,55	5,0	9,0	13,2	18,8	22,9	24,0	25,2	29,3
ϵ_w	4020	4045	4020	4030	3970	3960	3920	3760	3410	3180	2980	2640	2470

Dla tego samego materiału autor pomierzył metodą fotografii bezpośredniej w układzie płaskim przy grubości płytki 0,3 cm i elektrodach z folii metalowej napięcia początkowe: korony i iskry ślizgowych przy napięciu udarowym 1/50 μ s. Średnica mniejszej elektrody z folii wynosiła 6 mm. Otrzymano dla obu biegunowości wyniki praktycznie te same, a mianowicie: $U_0 = 1700$ V oraz $U_{0sl} = 3300$ V. Rysunki 8a i 8b pokazują fotografie bezpośrednie, na podstawie których wyznaczono podane wartości napięć początkowych. Rysunek 8a pokazuje pierwszy, najmniejszy ślad wyładowania. Przy mniejszych napięciach nie otrzymano już żadnych śladów zaczernień. Rysunek 8b odpowiada najmniejszemu napięciu udarowemu, przy którym otrzymano łodygę iskry ślizgowej. Rysunek 8c przedstawia bardziej rozwinięte iskry ślizgowe przy wyższym napięciu udarowym. Gdyby ekstrapolować podane uprzednio wzory na U_0 i U_{0sl}

dla tego rozpatrywanego układu o bardzo dużej pojemności jednostkowej, otrzymalibyśmy dla napięcia początkowego korony np. wg Kappelera $U_0 = 123$ V, a dla napięcia początkowego iskier ślizgowych $U_{0sl} = 1060$ V (wg Toeplera). W pierwszym przypadku mamy dla U_0 różnicę 14-krotną, a dla U_{0sl} różnicę przeszło 3-krotną. Oczywiście jest, że dla tego przypadku nie można uważać, że przyczyną tak znacznie wyższych w rzeczywistości napięć początkowych może być obniżenie pojemności, bo musiałaby być to obniżka około 10-krotna. W tym przypadku nie można ekstrapolować poprzednich wzorów, gdyż dielektryk przez swą dużą przenikalność stanowi prawie zwarcie i na zwiększenie napięć początkowych zaczyna mieć duży wpływ ukształtowanie elektrody, z której rozwija się wyładowanie oraz ładunki powierzchniowe o działaniu ekranującym.

Politechnika Warszawska
Katedra Wysokich Napięć

WYKAZ LITERATURY

1. Lichtenberg G.: *Novi Commentarii Soc. Reg. Sc. Gottingensis*, Bd. 8 (1777), S. 162.
2. Roth A.: *Hochspannungstechnik*, IV Aufl., Wien 1960.
3. Fischer G.: Messungen mit dem Kathodenstrahloszillographen zur Klärung der Vorgänge bei Gleitenladungen, Diss. TH, Dresden 1940.
4. Hartmann G.: Ein Betrag zur Kenntnis der Vorgänge bei Gleitenladungen mit Gleich- und Wechselspannung, Diss. TH, Berlin 1956.
5. Hueter E. Papen H.: Über Gleitenladungen, ETZ-A, 1953, S. 15.
6. Toepler M.: Über die physikalischen Grundgesetze der in der Isolatortechnik auftretenden elektrischen Gleiterscheinungen, Arch. Elektrotechn. Bd. 10, 1921, S. 157.
7. Pleasante J.: *Electrical Figures on Plates in Air*, El. Engineering, 1934, S. 300.
8. Veverka A.: K theorii klouzowych wyboju, Rozprawy Cs. Vzd 64, 1954, rada TV, ses. 2, S. 22.
9. Heller B., Veverka A.: Elektricka pevnost, S. 336.
10. Nasser E.: Die zeitliche Entwicklung positiver Entladungskanäle längs der Oberfläche von Isolierfilmen, Archiv für Elektrot., 1959. S. 455.
11. Elsner R., Rebhanz J.: Die Überschlagfertigkeit von Hochspannungsdurchführungen bei Stoss- und Wechselspannung, Arch. Elektrotechn. 31, (1937), S. 398.
12. Kappeler H.: Hartpapierdurchführungen für Höchstspannungen, Bull. SEV 40 (1949), S. 807.
13. Martin O.: Anfangsvorgänge bei Lichtenbergschen Figuren, Arch. für Elektrotechn. 35 (1941), S. 424.
14. Dragu G.: Untersuchungen v. Gleitfiguren durch Strom- und Spannungsmessungen mit dem Kathodenstrahloszillographen, Arch. Elektrotechn. 31 (1937), S. 131.
15. Häfely E.: Studien an Durchführungen unter spezieller Berücksichtigung der Luftmanteldurchführung, Diss. Darmstadt 1920.

16. Jakoby, Toepler: Gleitentladungen bei Wechsellspannung, Ztschr. Techn. Physik, 1933, S. 527.
17. Papen H.: Über die Streifen- und Gleitbüschelanfangsspannung bei Wechsel- und Stossspannung, Diss. Darmstadt 1951.
18. Toepler M.: Gleitfunken auf feuchten Kreidenstücken..., Annalen der Physik, 1908, S. 1043.
19. Merrill F., Hippel A.: The atomphysical Interpretation of Lichtenberg Figures and their Application to the Study of gas Discharge Phenomena. J. of Appl. Phys., 1939, S. 873.
20. Neumärker G.: Vorentladungen auf der Oberfläche von Isolierungen. Diss. der TU-Dresden, 1963.

W. LIDMANOWSKI

SOME ASPECTS OF SURFACE DISCHARGES

Summary

The terminology, general properties as well as parameters of surface discharges from the point of view rendering more conspicuous their mutual interacting have been given. Research methods: experimental and computing applied to surface discharges have been discussed. The influence of capacitance in an equivalent circuit on starting voltage of various forms of surface discharges have been considered. The schedule and the graphic comparison of formulas (according to different researches) concerning starting voltage of various forms of surface discharges have been given. The author has discussed the discrepancies in the given formulas, taking into consideration the variation of specific surface capacity as a function of speed of the changes of the surface discharge current. The obtained by the author results of measurements concerning starting voltages of surface discharges on insulants having very large electric inductive capacity ($\epsilon_r \approx 4000$) have been given.

W. LIDMANOWSKI

QUELQUES PROBLEMES CONCERNANT LES DECHARGES SUPERFICIELLES

Résumé

On a présenté terminologie, propriétés générales et caractéristiques des décharges superficielles en conception soulignant leur influence mutuelle. On a fait un aperçu des méthodes de recherche utilisées en cas des décharges superficielles: expérimentales et de calcul. On a analysé l'influence de la capacité dans le schéma équivalent sur la tension initiale des décharges superficielles à formes différentes. On a donné une liste et une comparaison graphique des formules (d'après les chercheurs diverses) servant à évaluer la tension initiale des décharges superficielles à formes différentes. On a présenté des divergences se rencontrant dans les formules données en considérant la variabilité de la capacité superficielle d'unité en fonction de la vitesse des variations du courant de la décharge grimpeante. On a pré-

senté les résultats des mesures, effectuées par l'auteur, des tensions initiales des décharges superficielles sur des isoléments à une très grande constante diélectrique. ($\epsilon_r \approx 4000$).

W. LIDMANOWSKI

EINIGE PROBLEME VON GLEITENTLADUNGEN

Zusammenfassung

Hier wurde die Terminologie, die allgemeinen Eigenschaften sowie die Parameter der Gleitentladungen in einer Erfassung, die ihre gegenseitige Beeinflussung wiedergibt, dargestellt. Hier wurden die experimentalen und rechnerischen Forschungsmethoden, die für Gleitentladungen angewandt werden, erwähnt. Ferner wurde der Einfluss der Kapazität im Ersatzsystem auf die Anfangsspannungen verschiedener Formen der Gleitentladungen angegeben. Es wurde auch die graphische Vergleichung der Formel (laut verschiedener Autoren) betr. die Anfangsspannungen verschiedener Formen der Gleitentladungen dargestellt. Hier wurden auch die Divergierungen in den angegebenen Formeln unter Berücksichtigung der Änderungen der spezifischen Flächenkapazität in der Funktion der Wechselschnelligkeit des Gleitentladestromes ermittelt. Die angegebenen Messergebnisse betreffen die Gleitanfangsspannungen an Isoliermaterialien von grosser dielektrischer Permeabilität ($\epsilon_r \approx 4000$).

В. ЛИДМАНОВСКИ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СКОЛЬЗЯЩИХ РАЗРЯДОВ

Резюме

Приведена терминология, общие свойства и параметры скользящих разрядов с подходом, подчёркивающим их взаимную связь и взаимодействие. Сделан обзор исследовательских методов, применяющих для скользящих разрядов, а именно: экспериментальных и вычислительных методов. Рассмотрено влияние ёмкости в эквивалентной схеме на начальное напряжение скользящих разрядов разных форм. Приведена сводка и графическое сравнение формул (по разным исследователям) для начального напряжения скользящих разрядов разных форм. Обсуждены разногласия в приведенных формулах с учётом изменяемости единичной поверхностной ёмкости в функции скорости изменений тока скользящего разряда. Приведены результаты измерений начальных напряжений скользящих разрядов на изоляционных материалах с очень большой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon_r \approx 4000$), полученные автором.

JERZY STANISŁAW ZIELIŃSKI

O obliczaniu przebiegów wewnętrznych przy pomocy modeli matematycznych

Rękopis dostarczono 31.5.1963

W artykule omówiono na przykładzie jednofazowego układu sposób i kolejność postępowania przy obliczaniu przebiegów wewnętrznych w układzie elektroenergetycznym przy pomocy maszyny analogowej. Wskazano na trudności występujące przy modelowaniu linii długiej oraz przy obliczaniu przebiegów wewnętrznych w trójfazowym układzie elektroenergetycznym.

1. WSTĘP

Rozwój układów elektroenergetycznych dużej mocy, połączonych liniami przemysłowymi najwyższych napięć jest związany z szeregiem zjawisk niebezpiecznych dla pracy systemów. Wśród tych zjawisk obszerną grupę, bardzo ważną z punktu widzenia budowy i eksploatacji układu, tworzą przebiegi wewnętrzne. Przebiegi te, powstające w czasie różnych łączności w układzie, decydują o wyborze wytrzymałości izolacji w liniach najwyższych napięć. Ważność problemu spowodowała konieczność poszukiwania metod badawczych dla określenia parametrów przebiegów wewnętrznych. Wśród współczesnych metod służących do analizy przebiegów wewnętrznych należy wymienić metodę modelowania matematycznego — obliczenia przy pomocy maszyn analogowych. Ponieważ obliczenia przebiegów wewnętrznych przy pomocy tej metody nie są bliżej omawiane w krajowych czasopismach elektrotechnicznych, wydaje się celowe przedstawienie toku postępowania przy tego rodzaju obliczeniach na konkretnym przykładzie.

2. ZAŁOŻENIA

2.1. Cel i zakres pomiarów¹⁾

Celem niżej opisanych badań było określenie następujących wielkości:

- a) energii wydzielonej w odgromniku, kształtu fali prądowej przechodzącej przez niego oraz liczby zapaśnięć odgromnika w czasie przebiegu,

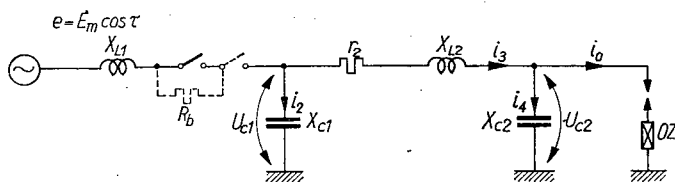
¹⁾ Opisane pomiary autor wykonał w Laboratorium Wysokonapięciowym im. A. A. Goriewa w Leningradzkim Politechnicznym Instytucie.

- b) wpływu opornika bocznikującego główne styki wyłącznika na wielkość przepięcia oraz na wartość energii wydzielonej w odgromniku,
- e) energii wydzielonej w oporniku bocznikującym główne styki w pierwszym etapie łączenia.

Pomiary wykonano dla dziewięciu rodzajów słupa zmiennooporowego odgromnika, trzech wartości oporności bocznikującej styki wyłącznika i czternastu schematów badanego układu. Tak szeroki zakres zmienności elementów narzucił wybór sposobu badań: pomiary te wykonano dla przepięcia powstającego przy włączeniu nieobciążonej linii długiej, rozważono zjawiska w układzie jednofazowym przy pomocy modelu matematycznego. Wykonano także pewną ilość pomiarów dla przypadku odłączenia linii łączącej dwa systemy w chwili utraty synchronizmu.

2.2. Schemat badanego układu i charakterystyki jego elementów

W obliczeniach nie uwzględniono zjawisk nasycenia stali transformatorów i generatorów, pominięto również wpływ zjawiska ulotu na badane wielkości. Schemat badanego układu podano na rys. 1.



Rys. 1. Schemat zastępczy badanego układu

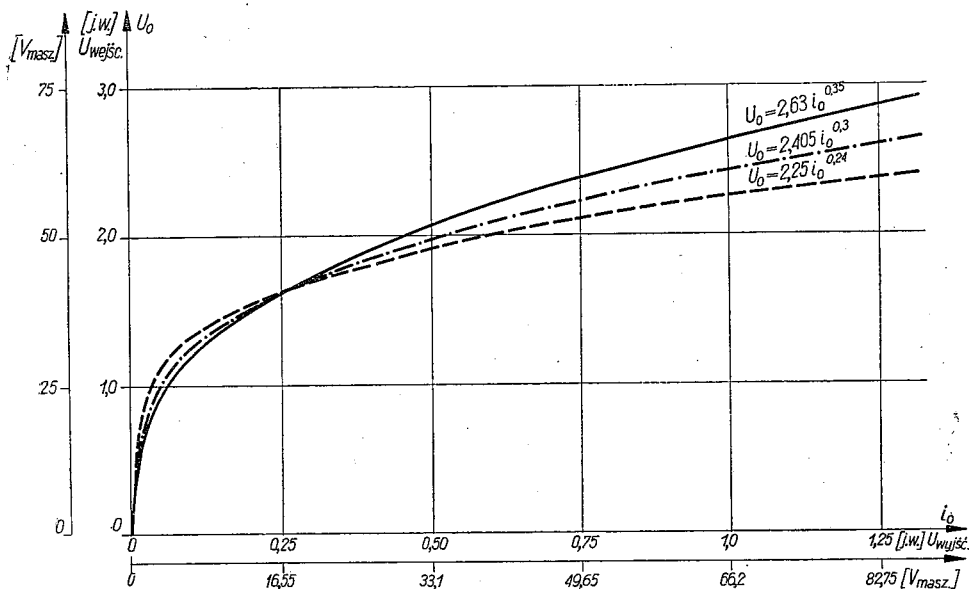
Oznaczenia: X_{L1} — zastępcza oporność i indukcyjność wstępna, R_b — oporność bocznikująca styki główne wyłącznika w pierwszym etapie łączenia, r_2 , X_{L2} , X_{C1} , X_{C2} — odpowiednio oporność czynna, indukcyjna i pojemnościowa linii, OZ — odgromnik zaworowy.

W rozważaniach odwzorowano linię o $U_n = 500$ kV przedstawioną w postaci elementu π , pozostałą część układu odwzorowano jako źródło napięcia $E_m \cos \tau$ (gdzie $\tau = \omega t$) włączone za indukcyjnością. Linię dołączono do źródła w chwili, gdy jego napięcie przechodziło przez maksimum. Wartości stałych układu podano w tabelcy 1.

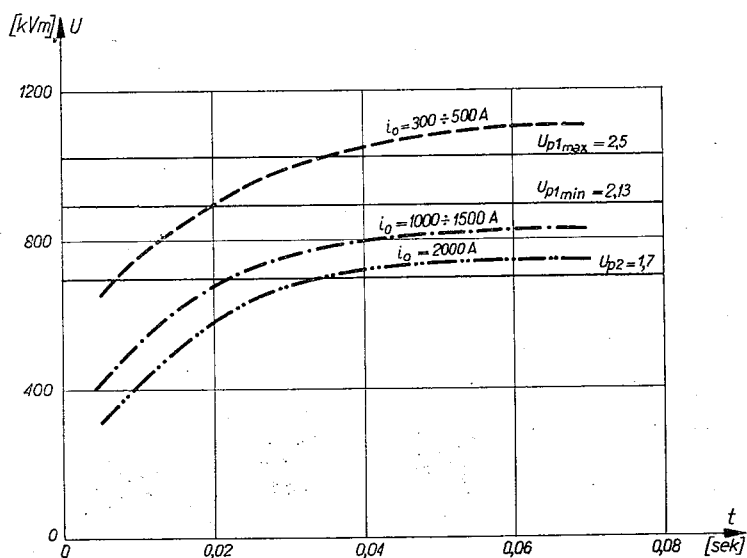
Charakterystyki odgromników zaworowych

Charakterystyki trzech podstawowych rodzajów słupa zmiennooporowego podano na rys. 2. (Sposób określenia pozostałych charakterystyk omówiony zostanie w dalszym ciągu). Zgodnie z danymi WEI wytrzymałość przerwy iskrowej odgromnika jest określona krzywymi podanymi na rys. 3. Na ich podstawie ustalono sposób pracy odgromnika w modelu następująco: pierwsze zadziałanie odgromnika przy napięciu $2,3 U_{fmax}$, drugie i trzecie — przy napięciu $1,7 U_{fmax}$ (w przypadku, gdy napięcie

powrotne przekroczyło wytrzymałość przerwy iskrowej odgromnika). Odgromnik nie wytrzyma większej liczby zadziałań niż trzy w ciągu jednego procesu łączeniowego.



Rys. 2. Charakterystyki słupów zmiennoporowych odgromnika nastrojone przy pomocy bloków nieliniowości



Rys. 3. Wytrzymałość iskiernika gaszącego odgromnika (wg danych WEJ)

3. OBLICZENIA POMOCNICZE

3.1. Równania różniczkowe opisujące procesy przejściowe powstające po nagłym włączeniu linii

W oparciu o oznaczenia z rys. 1 dla badanego układu piszemy układ równań różniczkowych:

$$i_2 + i_3 = \frac{e\omega_s}{pX_{L1}} - \frac{u_{c1}\omega_s}{pX_{L1}} - (i_2 + i_3) \frac{R\omega_s}{pX_{L1}}, \quad (1)$$

$$i_3 = \frac{u_{c1}\omega_s}{pX_{L2}} - \frac{u_{c2}\omega_s}{pX_{L2}} - i_3 \frac{r_2\omega_s}{pX_{L2}}, \quad (2)$$

$$u_{c1} = \frac{i_2\omega_s X_{c1}}{p}, \quad (3)$$

$$u_{c2} = \frac{(i_3 - i_0)\omega_s X_{c2}}{p}. \quad (4)$$

(W równaniach 1 ÷ 4 i dalszych litera p oznacza $\frac{d}{dt}$, zaś $\frac{1}{p} \int_{t_1}^{t_2} dt$).

Energię wydzieloną w odgromniku działającym pod wpływem przepięcia określamy równaniem:

$$W_0 = \frac{u_{c2} i_0}{p}. \quad (5)$$

3.2. Zakres zmienności badanych funkcji

Zakładamy, że maksymalne przepięcie $u_{c2} \leq 4$ jedn. wzgl. napięcia

Zakładamy, że maksymalny prąd $i_2 + i_3 \leq 4$ jedn. wzgl. prądu

Prąd w odgromniku $i_0 \leq 1,1$ j. w. prądu (por. rys. 3)

Energia wydzielona w odgromniku $W = 0,005$ j. w. energii (na podstawie przybliżonych obliczeń).

3.3. Wartości współczynników podobieństwa

Przyjmując jako górną granicę napięcia na wyjściu wzmacniacza 100 V_{masz} (maszynowych) oraz biorąc pod uwagę przewidywany zakres zmienności badanych funkcji, określamy następujące wartości współczynników podobieństwa:

$$\text{Współczynnik podobieństwa dla napięć } M_U = \frac{u_{masz}}{u_{obl}} = 25 \frac{V_{masz}}{\text{j.w. nap.}} \quad (6)$$

$$\text{„ „ „ prądów w linii } M_i^I = \frac{i_{masz}^I}{i_{obl}^I} = 25 \frac{V_{masz}}{\text{j.w. prądu}} \quad (7)$$

$$\text{„ „ „ prądu w odgromniku } M_i^o = \frac{i_{masz}^o}{i_{obl}^o} = 100 \frac{V_{masz}}{\text{j.w. prądu}} \quad (8)$$

$$\text{Współczynnik podobieństwa dla czasu } M_t = \frac{t_{masz}}{t_{obl}} = 500 \quad (9)$$

$$\text{„ „ dla energii } M_W = \frac{W_{masz}}{W_{obl}} = 12.500 \frac{V_{masz}}{\text{j.w. energii}} \quad (10)$$

3.4. Równania maszynowe. Określenie współczynników przenoszenia

Przy pomocy modelu matematycznego rozwiązujemy układ równań o budowie analogicznej jak (1) — (5), z innymi współczynnikami. Ten nowy układ równań, nazwanych równaniami maszynowymi, piszemy w oparciu o (1) — (5) w postaci:

$$(i_2 + i_3)_{masz} = K_{61} \frac{e_{masz}}{p_{masz}} - K_{62} \frac{u_{c1 masz}}{p_{masz}} - K_{63} \frac{(i_2 + i_3)_{masz}}{p_{masz}}, \quad (11)$$

$$i_{3 masz} = K_{22} \frac{u_{c1 masz}}{p_{masz}} - K_{21} \frac{u_{c2 masz}}{p_{masz}} - K_{23} \frac{i_{3 masz}}{p_{masz}}, \quad (12)$$

$$u_{c1 masz} = K_{51} \frac{i_{2 masz}}{p_{masz}}, \quad (13)$$

$$u_{c2 masz} = K_{11} \frac{i_{3 masz}}{p_{masz}} - K_{12} \frac{i_{0 masz}}{p_{masz}}, \quad (14)$$

$$W_{0 masz} = K_{81} \frac{u_{c2 masz} i_{0 masz}}{p_{masz}}. \quad (15)$$

Występujące w równaniach (11) — (15) współczynniki K_{ij} nazwiemy współczynnikami przenoszenia, indeksy stojące przy nich można wybrać dowolnie. Podstawiając do równań (11) — (15) wartości współczynników podobieństwa zgodnie z równaniami (6) — (10) otrzymujemy po prostych przekształceniach układ równań:

$$i_2 + i_3 = K_{61} \frac{e}{p} \frac{M_u}{M_i^I} \cdot M_t - K_{62} \cdot \frac{u_{c1}}{p} \cdot \frac{M_u}{M_i^I} \cdot M_t - K_{63} (i_2 + i_3) \frac{M_t}{p}, \quad (16)$$

$$i_3 = K_{22} \frac{u_{c1}}{p} \cdot \frac{M_u}{M_i^t} \cdot M_t - K_{21} \frac{u_{c2}}{p} \cdot \frac{M_u}{M_i^t} \cdot M_t - K_{23} i_3 \frac{M_t}{p}, \quad (17)$$

$$u_{c1} = K_{51} \frac{i_2}{p} \frac{M_i^t}{M_u} \cdot M_t, \quad (18)$$

$$u_{c2} = K_{11} \frac{i_3}{p} \frac{M_i^t}{M_u} M_t - K_{12} \frac{i_3}{p} \frac{M_i^0}{M_u} M_t, \quad (19)$$

$$W_0 = K_{81} \frac{u_{c2} i_0}{p} \cdot \frac{M_u \cdot M_t^0}{M_w^0} \cdot M_t. \quad (20)$$

Porównując odpowiednio równania (1) — (5) z równaniami (16) — (20) określamy współczynniki przenoszenia przy uwzględnieniu (6) — (10):

$$\begin{aligned} K_{61} = K_{62} &= \frac{\omega_s}{X_{L1}} \cdot \frac{M_i^t}{M_u} \cdot \frac{1}{M_t} = \frac{314}{X_{L1}} \cdot \frac{25}{25} \cdot \frac{1}{500} = \frac{0,629}{X_{L1}}, \\ K_{63} &= \frac{R_b \omega_s}{X_{L1}} \cdot \frac{1}{M_t} = 0,629 \frac{R_b}{X_{L1}}, \\ K_{21} = K_{22} &= \frac{\omega_s}{X_{L2}} \cdot \frac{M_i^t}{M_u} \cdot \frac{1}{M_t} = \frac{0,629}{X_{L2}}, \\ K_{23} &= \frac{\omega_s}{X_{L2}} \cdot \frac{M_i^t}{M_u} \cdot \frac{r_2}{M_t} = 0,629 \frac{r_2}{X_{L2}}, \\ K_{51} &= \frac{\omega_s}{M_t} \cdot \frac{M_u}{M_i^t} \cdot X_c = 0,629 X_c, \\ K_{11} &= \frac{\omega_s}{M_t} \cdot \frac{M_u}{M_i^t} X_c = 0,629 X_c, \\ K_{12} &= \frac{\omega_s}{M_t} \cdot \frac{M_u}{M_i^0} X_c = 0,157 X_c, \\ K_{81} &= \frac{M_w \cdot 100}{M_u M_i M_t} = 1. \end{aligned} \quad (21)$$

Równania (21) są podstawą do określenia współczynników przenoszenia, zależą one w prosty sposób od parametrów układu.

Dodatkowego omówienia wymaga współczynnik przenoszenia K_{81} . Mnożnik 100 w liczniku wynika stąd, że na wejście integratora 8 podawany jest iloczyn $u_{c2}i_0$ z bloku mnożącego, na wyjściu którego otrzymujemy tenże iloczyn podzielony przez 100 (wynika to z własności konstrukcyjnych bloku).

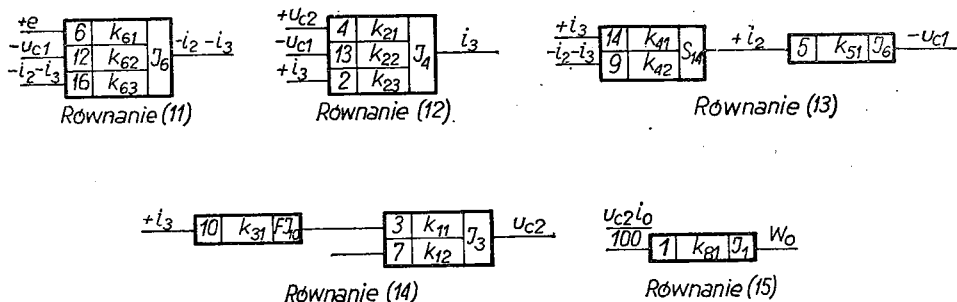
Pobieżna analiza wartości współczynników określonych wzorami (21) pokazuje nam, że w rozpatrywanym zakresie zmian parametrów układu niektóre ze współczynników osiągają duże wartości, a niektóre — małe. Ponieważ niewygodnie jest wykonywać pomiary w modelu ze zbyt mały-

mi i zbyt dużymi współczynnikami przenoszenia, zmieniamy je w sposób zachowujący spełnienie równań maszynowych (11) — (15). Przy tej zmianie uwzględniamy również fakt, że łatwiej jest zmieniać współczynnik przenoszenia na sumatorze niż na integratorze.

Zanim przejdziemy do podania ostatecznych równań, na podstawie których określono współczynniki przenoszenia użyte w obliczeniach, dla lepszego zrozumienia wprowadzonych zmian i oznaczeń, zestawmy schematy blokowe odpowiadające równaniom (11) — (15).

3.5. Schematy blokowe dla rozwiązania równań maszynowych

Schematy blokowe modelu pozwalające rozwiązać układ równań maszynowych (11) — (15) podano na rys. 4.



Rys. 4. Schematy blokowe dla rozwiązania równań maszynowych (11) — (15).

W oparciu o uwagi z rozdz. 2.4 dotyczące zmian we współczynnikach przenoszenia oraz równania (21) i uwzględniając schematy podane na rys. 4, ustalamy następujące równania dla określenia współczynników przenoszenia, użytych w obliczeniach:

$$K_{61} = K_{62} = 1 \quad \text{dla} \quad X_{L1} = 0,6 \div 1,0,$$

$$K_{61} = K_{62} = 4 \quad \text{dla} \quad X_{L1} = 0,2,$$

$$K_{63} = R_b,$$

$$K_{21} = K_{22} = \frac{0,629}{X_{L2}}, \quad K_{23} = 0,629 \frac{r_2}{X_{L2}},$$

$$K_{51} = 4,$$

$$K_{41} = \frac{0,629}{4} X_e = 0,157 X_c \quad K_{42} = \frac{0,629^2}{X_{L1}} X_c = 0,099 \frac{X_c}{X_{L1}} \quad (22)$$

$$\text{dla } X_{L1} = 0,6 \div 1,0,$$

$$K_{42} = \frac{0,099}{4} \frac{X_c}{X_{L1}} = 0,0248 \frac{X_c}{X_{L1}}$$

$$\text{dla } X_{L1} = 0,2,$$

$$K_{11} = 4, \quad K_{12} = 0,157 X_c,$$

$$K_{31} = 0,157 X_c,$$

$$K_{81} = 1.$$

W wyniku przeprowadzonych zmian uzyskano znaczne ułatwienie obliczeń, ponieważ ustalono niektóre współczynniki przenoszenia na integratorach 1, 3, 5 i 6, zakres zmienności pozostałych współczynników zmniejszono do granic nie następujących trudności w ich ustawieniu w modelu. (Jedynym wyjątkiem jest współczynnik $K_{23} = 0,0629$, którego nie można zwiększyć bez skomplikowania rozwiązania). Wartości współczynników przenoszenia podano w tablicy 1.

Tablica 1

Wartości stałych układu elektroenergetycznego i współczynników przenoszenia

l[km]			150	200	300	400	500	Wartości współczynników $k_{61} = k_{62}$	Uwagi
X_{L2} [j.w.]			0,1565	0,2078	0,3092	0,4070	0,5000		
$X_{c1} = X_{c2}$ [j.w.]			12,720	9,529	6,330	4,700	3,730		
$k_{31} = k_{41}$			1,990	1,490	0,992	0,738	0,586		
$k_{21} = k_{22}$			4,020	3,030	2,030	1,540	1,260		
k_{42}	dla $X_{L1} =$	0,2	1,580	1,180	0,780	0,580	0,462	4	$X_{L2} = \sin \lambda$ $X_c = \text{ctg } \lambda$ $\lambda = 0,06 \text{ } ^\circ/\text{km}$ $\frac{r_2}{X_{L2}} = 0,1$ Jednostki podstawowe: $U_n = 500 \text{ kV}$ $Z_f = 279 \text{ } \Omega$
		0,6	2,100	1,570	1,042	0,775	0,616	1	
		0,8	1,580	1,180	0,780	0,580	0,462		
		1,0	1,260	0,942	0,626	0,466	0,369		
			$k_{11} = k_{51} = 4$		$k_{83} = R_b$				

3.6. Modelowanie charakterystyki słupa zmiennooporowego odgromnika

Charakterystyka słupa zmiennooporowego odgromnika określona jest równaniem:

$$U_0 = C^x i_0^\alpha, \quad (23)$$

gdzie:

U_0 — napięcie na słupie zmiennooporowym podczas przepływu prądu przez odgromnik (w jedn. względnych),

C^x — wyrażona w jednostkach względnych stała zależna od konstrukcji słupa zmiennooporowego,

i_0 — prąd płynący przez odgromnik w jedn. względnych,

α — współczynnik zaworowości odgromnika.

Odgromnik rzeczywisty, dla którego zbadano charakterystyki podane na rys. 3, ma następujące stałe: $C^* = 2,63$; $\alpha = 0,35$. Dla zanalizowania wpływu charakterystyki odgromnika na wartość energii wydzielanej w nim w czasie przepięć wewnętrznych przeanalizowano dziewięć różnych charakterystyk słupa zmiennooporowego, wybierając stałe C^* i α zgodnie z tablicą 2.

Tablica 2

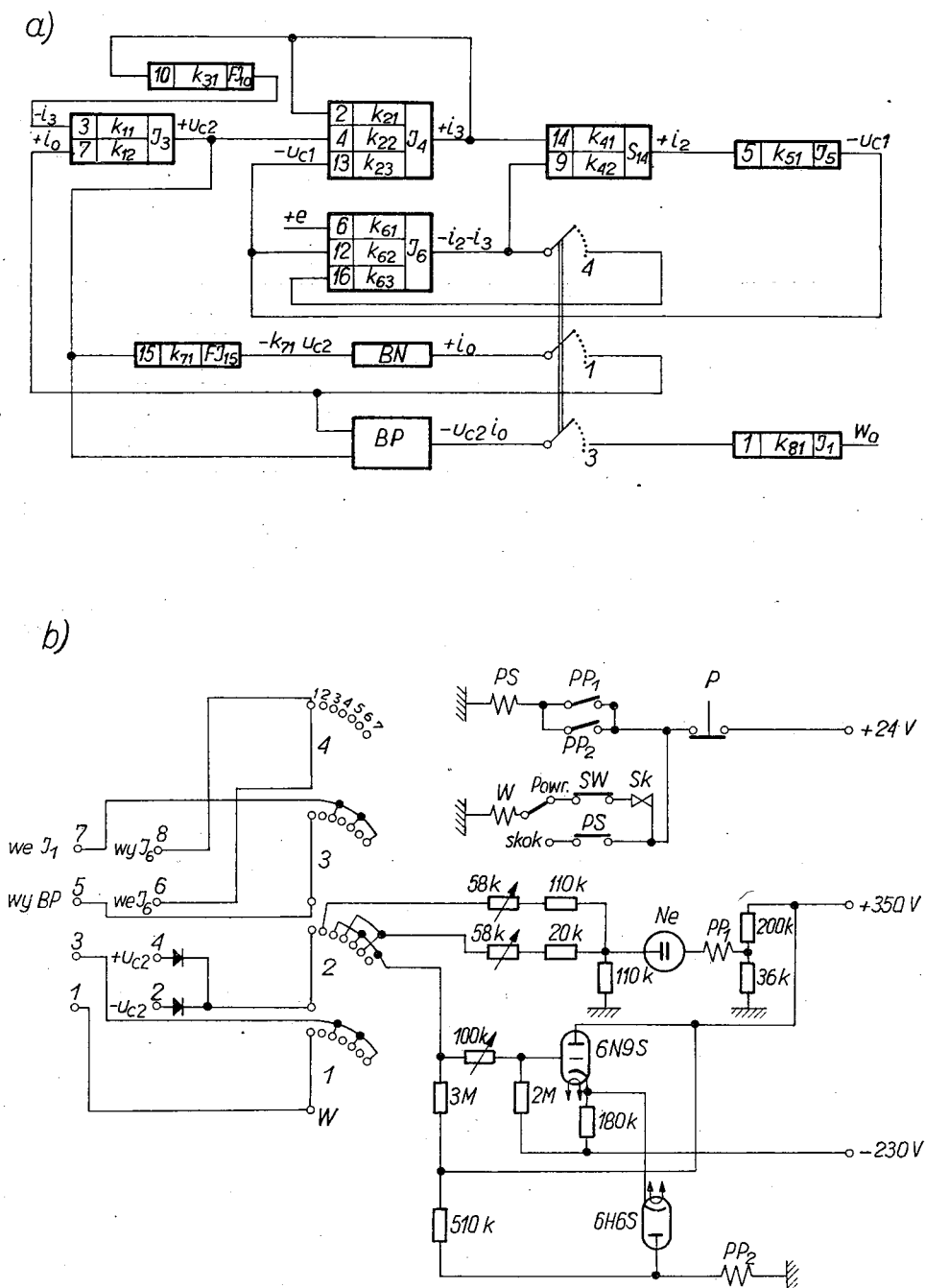
Wartości stałych C^* i α charakterystyk odgromników oraz współczynników przenoszenia k_{12} i k_{71}

α	0,35			0,3			0,24		
C^*	2,63	3,17	3,81	2,405	2,835	3,18	2,25	0,56	2,84
k_{12}	6,00	3,00	1,99	1,49	0,992	0,738	0,586	0,483	0,1
k_{71}	1,0	0,83	0,692	1,0	0,849	0,757	1,0	0,88	0,793

Dla zmodelowania funkcji nieliniowej posłużono się blokiem nieliniowości, przy czym w pomiarach użyto trzech bloków nieliniowości, z których każdy był nastrojony na określoną funkcję α (najniższa wartość C^* spośród trzech odpowiadających danemu α). Oznacza to innymi słowy, że dla każdego α nastrojono najniższą przebiegającą zależność $U_0 = C^* i_0^2$. Ponieważ napięcie na odgromniku w chwili przed jego zadziałaniem będzie stałe określone napięciem zapłonu odgromnika, zatem najniższemu C^* będzie odpowiadała największa wartość prądu płynącego przez odgromnik w chwili jego zadziałania, ze wzrostem C^* (w danej grupie α) prąd płynący przez odgromnik będzie malał. Dzięki temu możemy dla danego α nastroić tylko jedną funkcję, a pozostałe dwie uzyskamy przez odpowiednie zmniejszenie napięcia podawanego na wejściu bloku nieliniowego (dzięki temu zachowujemy wymagane wartości prądów płynących przez odgromnik). Zmianę wartości napięcia podawanego na blok nieliniowości uzyskujemy przez podanie napięcia u_{c2} z integratora J_3 za pośrednictwem fazoinwertora $FJ-7$. Ponieważ przy tym znak napięcia zmienia się na przeciwny, należało nastroić na nieliniowych blokach funkcje $u_0 = f(-i)$.

4. PEŁNY SCHEMAT POŁĄCZEŃ MODELU

W oparciu o rozważania rozdz. 2 można ustalić schemat połączeń modelu wraz z układem realizującym konieczne operacje logiczne w czasie pomiarów. Przy położeniu wyjściowym (1) noże 4 łączą wyjście integratora J_6 z jego wejściem 16, co odpowiada włączeniu linii przez oporność bocznikującą główne styki wyłącznika w pierwszym etapie łączenia. Za pomocą przycisku w dowolnie wybranej przez nas chwili powodujemy przeskok noży w położenie (2) — odpowiada to odłączeniu opornika



Rys. 5. a) Schemat połączeń modelu dla wykonywanych obliczeń, b) Schemat układu wykonującego operacje logiczne

bocznikującego. W chwili gdy przebiecie przekroczy $2,3 U_{fmax}$, wówczas poprzez nóż 2 spowoduje zapłon neonówki, zadziałanie przekaźnika spolaryzowanego i przeskok noży w położenie 3. W położeniu tym prąd odgromnika i_0 poprzez nóż 1 zostaje podany na blok przemnożenia BP i wejście 7 integratora J_3 oraz wyjście BP połączone zostaje z wejściem 1 integratora J_1 .

Z chwilą gdy przebiecie spadnie do zera zadziała drugi przekaźnik spolaryzowany, powodując przeskok noży w położenie 4. W wyniku tego na wejście 1 — J_1 i 7 — J_3 nie jest podawany żaden sygnał. Z chwilą gdy przebiecie przekroczy $1,7 U_{fmax}$ otrzymamy kolejny etap pracy. W ten sposób wykonany zostanie program włączania ochronnych elementów. Powrót wybieraka do położenia wyjściowego następuje po przełączeniu obwodu zasilania wybieraka poprzez jego styki pomocnicze.

Dla działania układu automatyki potrzebne jest m. in. napięcie — u_{c2} . To napięcie jest podane z wyjścia inwertora bloku przemnożenia BP. Zatrzymajmy się jeszcze nad sposobem pomiaru energii w oporności bocznikującej główne styki wyłącznika w pierwszym etapie łączenia. (Pomiary te wykonano tylko dla trzech różnych układów linii). Energię tę można określić zależnością:

$$W_R = \frac{1}{pR_b} \Delta u^2, \quad (24)$$

gdzie $\Delta u = e - u_{c1}$, R_b — oporność bocznikująca styki wyłącznika. W tym celu dla określenia Δu użyto sumatora ze współczynnikami przenoszenia = 1 i z jego wyjścia podawano Δu na dwa wejścia bloku przemnożenia BP. Z wyjścia BP poprzez noże 3 podawano $(\Delta u)^2$ na wejście 1 — J_1 .

5. SPOSÓB ROZWIĄZANIA ZADANIA

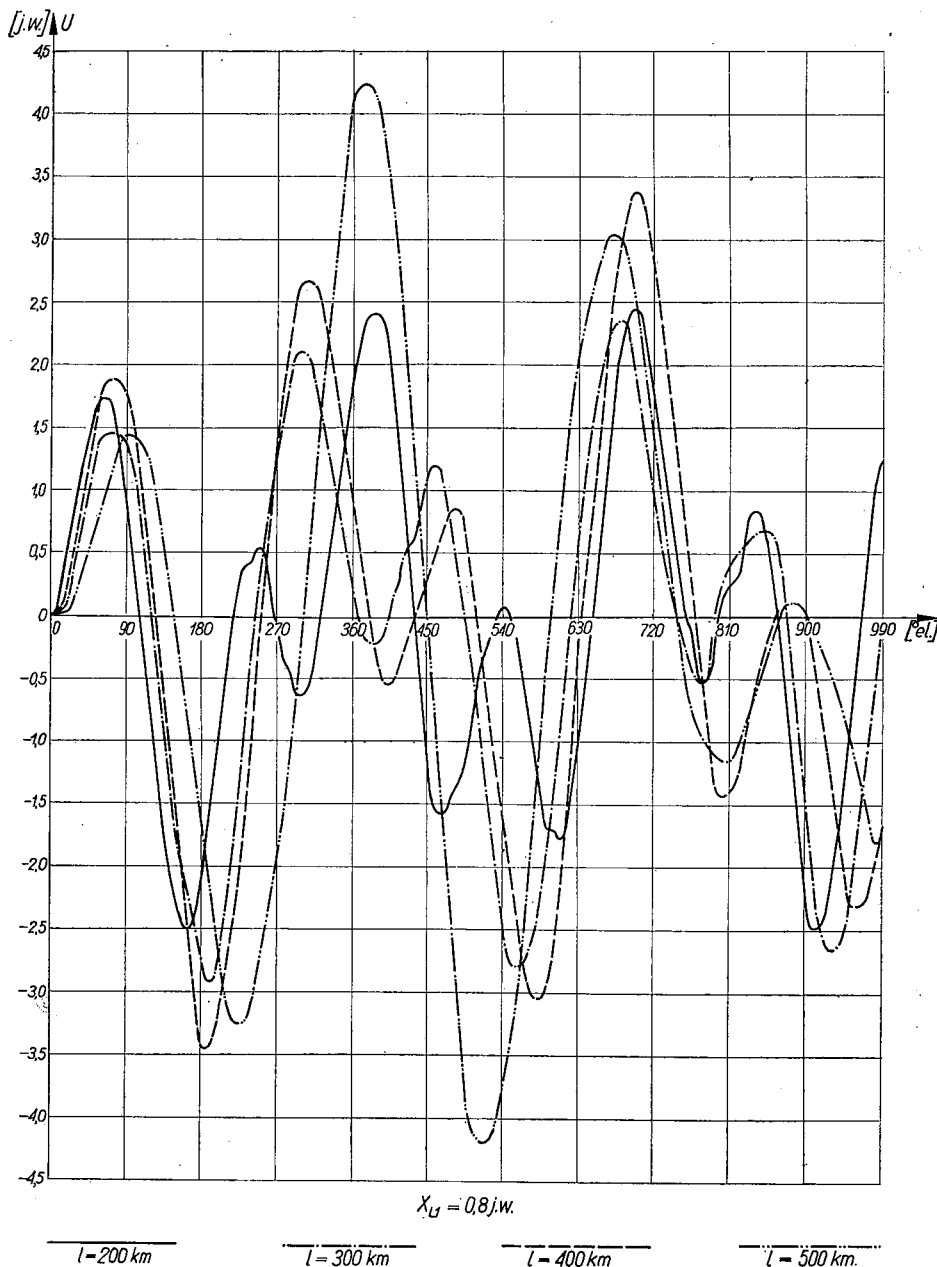
5.1. Włączenie nieobciążonej linii długiej

Jak wynika z tablicy 1, najwygodniejszym z punktu widzenia nastrojenia współczynników przenoszenia jest wykonanie pomiarów dla danego schematu przy zmianie wszystkich parametrów oporności i odgromników. Przejście od jednego schematu do drugiego należy dokonywać przede wszystkim przy niezmienionej długości linii.

Dla każdego schematu wykonywano pomiary wg następującego programu:

1. Po nastrojeniu współczynników przenoszenia odłączono wszystkie oporności czynne (odłączenie wejść 2, 7, 16 odpowiednich integratorów) i sprawdzono otrzymany przebieg z krzywą obliczeniową dla danego układu (rys. 6). (Wyprowadzenie równania dla obliczenia przebiegu

- napięcia na końcu linii w funkcji czasu podano w dodatku). W razie odchyień — sprawdzano ew. korygowano wartości współczynników przenoszenia do uzyskania zgodności 1-go maks. w granicach 1‰.
2. Dołączano wejścia 2, 7, 16 i badano wpływ wielkości oporności boczni-
kującej styki w pierwszym etapie łączenia na wielkość przepięć oraz



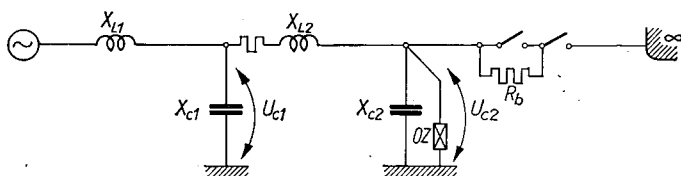
Rys. 6. Wykres przepięcia na końcu linii w funkcji czasu dla $X_{L1} = 0.8 j.w.$

a) $l = 200 \text{ km}$, b) $l = 300 \text{ km}$, c) $l = 400 \text{ km}$, d) $l = 500 \text{ km}$

zachowanie się odgromnika ograniczającego przepięcia. Rejestrowano przy pomocy oscylografu pętlicowego N-700 następujące przebiegi: a) napięcia źródłowego e , b) napięcia w punkcie przyłączenia odgromnika u_{c2} , c) prądu płynącego przez odgromnik, d) energii wydzielonej w odgromniku.

5.2. Wypadnięcie z synchronizmu i odłączenie linii od szyn nieskończonej mocy

Rozważania prowadzone będą w oparciu o schemat podany na rys. 7. Podczas współpracy systemów poprzez linię długą w układzie istnieją określone warunki napięciowe i prądowe. Zakładamy, że całkowite odłączenie po wypadnięciu z synchronizmu następuje w momencie, gdy wektory napięć źródłowych obydwu systemów są w przeciwfazie. W chwili tuż przed wyłączeniem pojemności linii naładowane są do napięcia za-



Rys. 7. Schemat zastępczy dwu współpracujących systemów (oznaczenia jak na rys. 1)

leżnego m. in. od oporności bocznikującej styki w pierwszym etapie łączenia. Moment całkowitego odłączenia linii od szyn nieskończonej mocy odwzorowujemy przy pomocy modelu jako włączenie napięcia źródłowego na linię naładowaną w chwili przed odłączeniem. Dzięki temu możemy prowadzić obliczenia przy pomocy modelu połączonego wg schematu z rys. 5 (należy tylko odłączyć całkowicie wejście 16 integratora J_6) z tym, że w odróżnieniu od poprzedniej grupy obliczeń, dla której warunki początkowe były zerowymi, należy obecnie na integratorach J_3 i J_5 nastawić warunki początkowe zgodnie z tablicą 3 (przykład obliczeń warunków początkowych podano w dodatku 4).

6. WYNIKI OBLICZEŃ

Przykłady oscylogramów otrzymanych w trakcie obliczeń przytoczono na rys. 8, 9, 10.

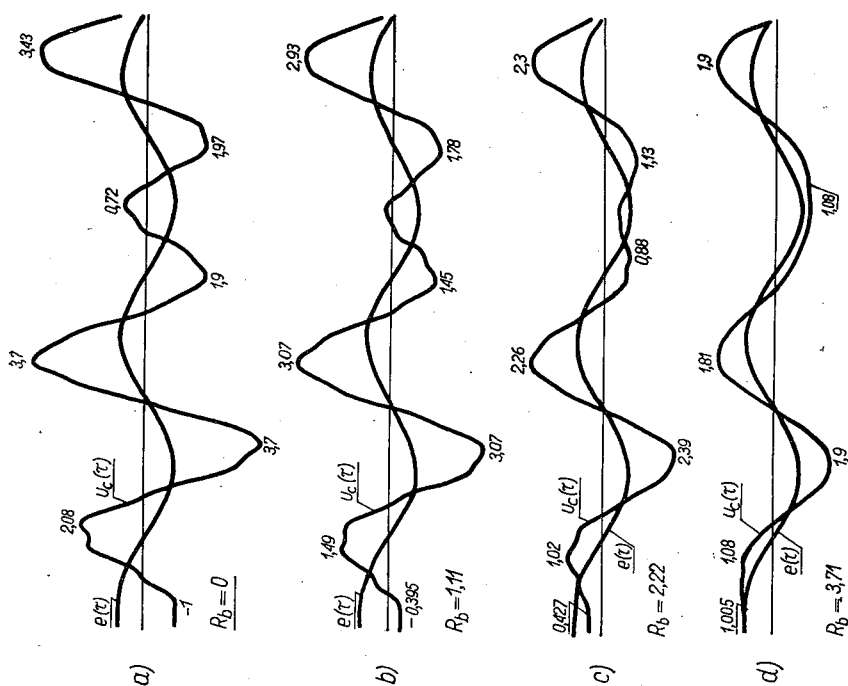
W efekcie wstępnego opracowania wyników przeprowadzonych pomiarów określono zależność energii wydzielonej w odgromniku, liczby zadziałań odgromnika w funkcji składowej wymuszonej przepięcia, określono wpływ oporności bocznikującej styki wyłącznika na wartość energii

Tablica 3

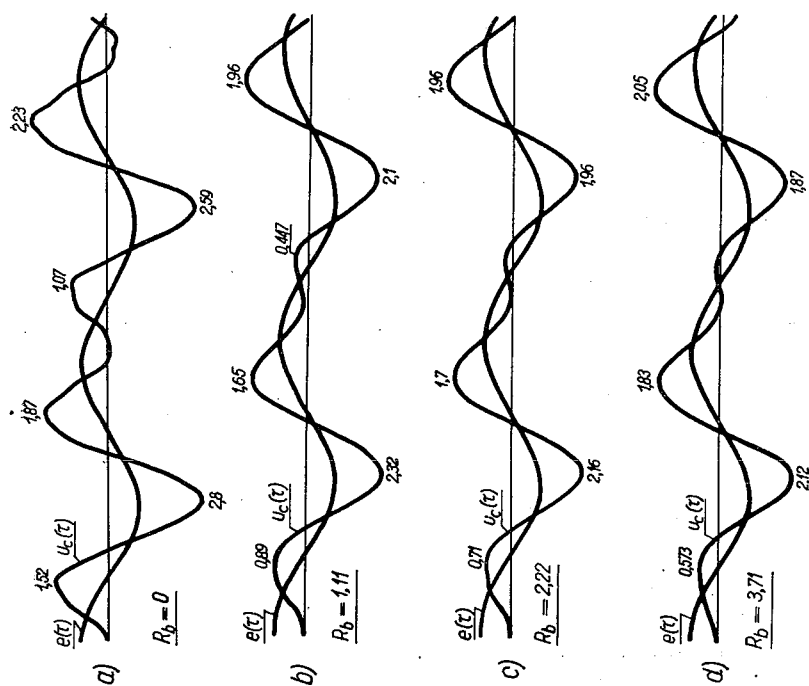
Warunki początkowe w układzie (odłączenie systemu przy wypadnięciu z synchronizmu)

l [km]	150				300				400				Uwagi
	0	1,11	2,22	3,71	0	1,11	2,22	3,71	0	1,11	2,22	3,71	
$-u_{c1}$ [j.w.]	+0,748	+0,02	-0,67	x)	+0,55	+0,07	-0,59	-1,04	+0,44	+0,07	-0,59	-1,03	$X_{L1} = 1$ [j.w.]
$-u_{c1}$ [V _{masz}]	+18,7	+0,5	-16,7	x)	+13,7	+1,7	-14,6	-26,1	+11,0	+1,8	-9,8	-25,8	
u_{c2} [j.w.]	-1	-0,16	+0,74	x)	-1	-0,4	0,43	1	-1	-0,5	+0,12	+0,97	
u_{c2} [V _{masz}]	-25	-4,04	+18,4	x)	-25	-10	10,7	25	-25	-12,5	+3	+24,2	

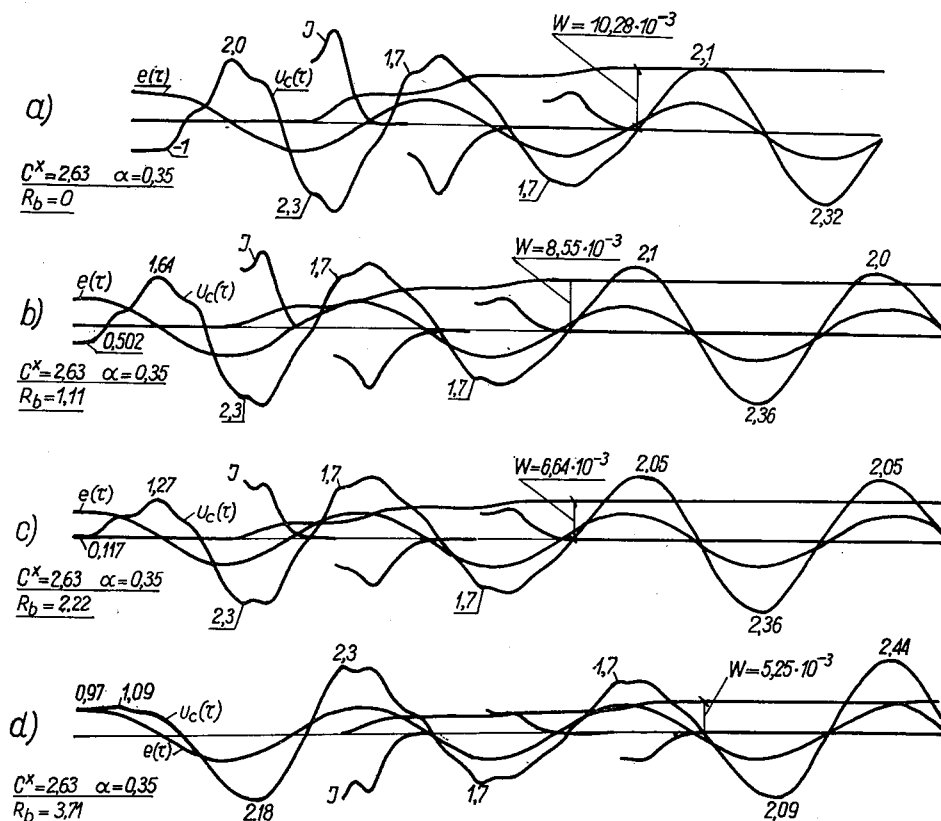
x) Nie wykonywano pomiarów.



Rys. 9. Zależność przepięcia na końcu linii od czasu i od wartości oporności bocznikującej styki główne dla $X_{L1} = 1$ j. w., $l = 300$ km (odłączenie systemu przy wypadnięciu z synchronizmu)



Rys. 8. Zależność przepięcia na końcu linii od czasu i od wartości oporności bocznikującej styki główne wyłącznika dla $X_{L1} = 0.8$ j. w., $l = 300$ km (włączenie nienaładowanej linii pod napięcie)



Rys. 10. Przebieg napięcia na końcu linii — $u_c(t)$, prądu w odgromniku J , energii wydzielonej w odgromniku W w funkcji czasu i oporności R_b dla $X_{L1} = 1$, $l = 400$ km (odłączenie systemu przy wypadnięciu z synchronizmu)

wydzielonej w odgromniku. Dla przypadku odłączenia systemu przy wypadnięciu z synchronizmu określono wartość energii wydzielonej w odgromniku dla różnych wartości oporności bocznikującej styki. Wymienione zależności i wnioski z nich wyciągnięte podane są w [6].

7. UWAGI O OBLICZENIACH PRZEPICIEŃ WEWNĘTRZNYCH PRZY POMOCY MODELI MATEMATYCZNYCH

Podane powyżej zasady zestawienia schematu modelu matematycznego, obliczenia jego współczynników przenoszenia i kolejności obliczeń ustalone zostały ogólnie dla wszystkich zagadnień rozwiązywalnych przy pomocy modeli matematycznych. Dyskusje błędów, dokładny opis bloków przemnożenia i nieliniowości podawane są w opracowaniach poświęconych maszynom analogowym.

W przypadku obliczeń przepięć wewnętrznych wykonywanych przy pomocy modeli matematycznych jedno zagadnienie stwarza szczególnie dużo trudności — jest nim odwzorowanie linii długiej. W przytoczonym powyżej układzie linię zastąpiono jednym elementem π ; postępowanie takie dopuszczalne było ze względu na cel pracy — zorientowanie się w charakterze zmiany energii wydzielonej w odgromniku w zależności od parametrów układu. Jak wiadomo, postępowanie takie prowadzi w ogólnym przypadku do błędów tym większych, im większa jest długość linii. Zwiększanie liczby czwórników π dla zapewnienia dostatecznej dokładności rozwiązania zwiększa liczbę wzmacniaczy operacyjnych, dlatego też stosowane są próby wprowadzenia specjalnych bloków stałego opóźnienia. Opisy tych bloków również są podawane w pracach poświęconych maszynom analogowym (por. również [4]). Trzeba jednak dodać, że bloki te nie pracują prawidłowo we wszystkich możliwych stanach pracy układu (np. podczas nagłego skoku napięcia wywołanego zadziałaniem odgromnika).

W przypadku analizy przepięć w układzie trójfazowym zwiększa się ilość wzmacniaczy operacyjnych więcej niż trzykrotnie, ze względu na konieczność przechodzenia od jednego układu współrzędnych do drugiego [1] ÷ [4] i dla systemu złożonego z dwóch elektrowni połączonych linią z kilkoma stacjami pośrednimi może wzrastać do stu pięćdziesięciu i więcej (rośnie przy tym liczba bloków nieliniowości, bloków przemnożenia, komplikuje się układ wykonujący operacje logiczne). Przykład ten wskazuje, że badanie przepięć wewnętrznych w rozbudowanym układzie wymaga odpowiednio dużego, dobrze wyposażonego modelu matematycznego.

8. ZAKOŃCZENIE

Mimo wspomnianych powyżej trudności w zastosowaniach modelowania matematycznego do badania przepięć wewnętrznych należy podkreślić względną łatwość modelowania różnych zjawisk, szybkość otrzymania rozwiązania, dużą elastyczność wprowadzania warunków początkowych. Mówiąc o trudnościach obliczeń przepięć przy pomocy modeli matematycznych należy pamiętać, że wynikają one m. in. z niedostatecznego przystosowania metody do tego rodzaju badań. Wydaje się usprawiedliwione przypuszczenie, że badania prowadzone przez różne ośrodki doprowadzą do ułatwienia obliczeń przepięć wewnętrznych przy pomocy modelowania matematycznego, dając tym samym jeszcze jedno skuteczne narzędzie badawcze w tej dziedzinie.

DODATEK

1. WYPROWADZENIE RÓWNAŃIA OKREŚLAJĄCEGO PRZEBIEG NAPIĘCIA
NA KOŃCU LINII W FUNKCJI CZASU

Rozważania będą prowadzone dla obwodu z rys. 1, w którym pominięto wszystkie oporności czynne, a źródło wytwarza napięcie $e = E_m \cos(\tau + \varphi)$ (gdzie $\tau = \omega t$). W takim przypadku operatorowe wyrażenie napięcia na końcu linii dołączonej nagle do źródła (linia nie naładowana) ma postać:

$$u_{c2}(p) = \frac{E_m(p^2 \cos \varphi - p \sin \varphi)}{(p^2 + 1) X_{L1} X_{L2} b_c^2 \left(p^4 + p^2 \frac{X_{L2} b_c + 2X_{L1} b_c}{X_{L1} X_{L2} b_c^2} + \frac{1}{X_{L1} X_{L2} b_c^2} \right)},$$

$$\text{gdzie } b_c = \frac{1}{X_{c1}} = \frac{1}{X_{c2}}.$$

Oznaczając przez:

$$A = \frac{2X_{L1} + X_{L2}}{X_{L1} X_{L2} b_c}, \quad B = \frac{1}{X_{L1} X_{L2} b_c^2}$$

otrzymujemy w drugim nawiasie mianownika równanie dwukwadratowe postaci $p^4 + p^2 + B$, którego rozwiązaniami będą następujące pierwiastki:

$$p_{1,2} = \pm j\omega_1,$$

$$p_{3,4} = \pm j\omega_2,$$

gdzie częstotliwości drgań własnych układu

$$\omega_1 = \left| \sqrt{-\frac{A}{2} + \sqrt{\frac{A^2}{4} - B}} \right|, \quad \omega_2 = \left| \sqrt{-\frac{A}{2} - \sqrt{\frac{A^2}{4} - B}} \right|.$$

Po przekształceniu otrzymamy następującą zależność u_{c2} od czasu:

$$u_{c2}(\tau) = \frac{E_m}{X_{L1} X_{L2} b_c^2} \left[\frac{\cos(\tau + \varphi)}{(\omega_1^2 - 1)(\omega_2^2 - 1)} + \frac{\sqrt{\cos^2 \varphi + \frac{\sin^2 \varphi}{\omega_1^2}}}{(1 - \omega_1^2)(\omega_2^2 - \omega_1^2)} \cos\left(\omega_1 \tau + \arctg \frac{\sin \varphi}{\omega_1 \cos \varphi}\right) + \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{\cos^2 \varphi + \frac{\sin^2 \varphi}{\omega_2^2}}}{(1 - \omega_2^2)(\omega_1^2 - \omega_2^2)} \cos\left(\omega_2 \tau + \arctg \frac{\sin \varphi}{\omega_2 \cos \varphi}\right) \right].$$

Dla $\varphi = 0$ otrzymamy:

$$u_{c2} = C \cos \tau + D \cos \omega_1 \tau + G \cos \omega_2 \tau,$$

gdzie:

$$C = \frac{E_m B}{(\omega_1^2 - 1)(\omega_2^2 - 1)}, \quad D = \frac{E_m B}{(1 - \omega_1^2)(\omega_2^2 - \omega_1^2)}, \quad G = \frac{E_m B}{(1 - \omega_1^2)(\omega_1^2 - \omega_2^2)}. \quad (I)$$

Wyrażenie $C \cos \tau$ jest składową wymuszoną przepięcia.

W tablicy 4 podano wartości stałych w równaniu (I) dla badanych schematów układu (por. tablica 1).

Tablica 4

Wartości współczynników ω_1 , ω_2 , C , D , G , określających przebieg przepięcia na końcu linii w funkcji czasu dla badanych układów

l (km)	150	200	300	400	500	Uwagi
ω_1	2,49	2,12	1,70	1,46	x)	$X_{L1} = 1,0$
ω_2	13,0	9,84	6,67	5,06	x)	
C	1,18	1,26	1,57	1,94	x)	
D	-1,22	-1,35	-1,64	-2,02	x)	
G	0,0377	0,0494	0,0716	0,094	x)	
ω_1	x)	2,35	1,90	1,61	1,41	$X_{L1} = 0,8$
ω_2	x)	9,92	6,72	5,12	4,2	
C	x)	1,23	1,41	1,68	2,15	
D	x)	-1,31	-1,50	-1,83	-2,29	
G	x)	0,0608	0,0882	0,114	0,133	
ω_1	x)	2,69	2,15	1,82	1,57	$X_{L1} = 0,6$
ω_2	x)	10,02	6,86	5,27	4,34	
C	x)	1,18	1,30	1,42	1,81	
D	x)	-1,26	-1,42	-1,61	-1,97	
G	x)	0,0747	0,111	0,139	0,161	
ω_1	x)	x)	x)	2,63	2,19	$X_{L1} = 0,2$
ω_2	x)	x)	x)	6,28	5,37	
C	x)	x)	x)	1,19	1,32	
D	x)	x)	x)	-1,41	-1,52	
G	x)	x)	x)	0,217	0,225	

x) Dla tych układów nie wykonywano pomiarów

2. OBLICZENIE WARUNKÓW POZĄTKOWYCH DLA PRZYPADKU ODŁĄCZENIA SYSTEMU PRZY WYPADNIĘCIU Z SYNCHRONIZMU

Zadaniem obliczeń jest określenie wartości napięć na kondensatorach w schemacie zastępczym π linii (rys. 7) w momencie, gdy odpowiadające sobie wektory napięć źródłowych systemów znajdują się w przeciwfazie (w tym momencie następuje odłączenie systemu o nieskończonej mocy — por. rozdz. 4.2). Jako przykład rozwiążemy układ z rys. 7 dla następujących stałych:

$$X_{L1} = 1,0, \quad X_{L2} = 0,3092, \quad X_{C1} = X_{C2} = 6,32.$$

W obliczeniach zastosujemy metodę zastępczego napięcia źródłowego.

Dla lewej strony układu z rys. 7 otrzymamy zastępcze napięcie źródłowe

$$E_{zl} = \frac{-j 6,32}{-j (6,32 - 1)} = 1,19$$

połączone poprzez zastępczą oporność

$$Z_{zl} = \frac{j 1 (-j 6,32)}{-j (6,32 - 1)} = j 1,19$$

z opornością $jX_{L_2} = j 0,3092$.

Dla prawej strony układu z rys. 7 otrzymamy zastępcze źródło napięcia

$$E_{zp} = \frac{j 6,32}{(3,71 - j 6,32)} = -0,747 + j 0,438$$

połączone poprzez zastępczą oporność

$$Z_{zp} = \frac{-j 6,32 \cdot 3,71}{3,71 - j 6,32} = 2,77 - j 1,63$$

z opornością $jX_{L_2} = j 0,3092$.

Otrzymaliśmy układ, w którym dwa zastępcze napięcia źródłowe połączone są poprzez szeregowo impedancje, przy czym napięcie na lewym końcu X_{L_2} odpowiadać będzie szukanemu napięciu na X_{c1} , napięcie na prawym końcu X_{L_2} — napięciu na X_{c2} . Obliczamy prąd płynący w układzie:

$$i = \frac{1,19 - 0,747 + j 0,438}{2,77 - j 0,1308} = 0,71 - j 0,1237$$

oraz

$$u_{c1} = 1,19 - j 1,19 (0,71 - j 0,1237) = 1,043 - j 0,844,$$

$$u_{c2} = 1,043 - j 0,844 - j 0,3092 (0,71 - j 0,1237) = 1 - j 1,063.$$

Ponieważ napięcia źródłowe wyrażone są liczbami rzeczywistymi, zatem interesują nas uzyskane z rozwiązań u_{c1} i u_{c2} części rzeczywiste. Musimy pamiętać, że na wyjściu integratora J_5 otrzymujemy — u_{c1} , zatem jako wartość początkową na tym integratorze ustawimy część rzeczywistą obliczonego u_{c1} ze znakiem przeciwnym. Wartości napięć początkowych na integratorach J_3 i J_5 podano w tablicy 3.

WYKAZ LITERATURY

1. Кадомская К. П., Левинштейн М. Л., Чертоусова В. М.: Применение вычислительных машин непрерывного действия для расчета внутренних перенапряжений в электрических сетях. — Н — Т. Инф. бюллетень, Электротехника, 8, ЛПИИ им. Калинина. Ленинград 1961.
2. Кадомская К. П., Набутовский И. Б.: Применение вычислительных машин непрерывного действия для исследования внутренних перенапря-

жений в несимметричных схемах и режимах электропередач переменного тока. — 4-я межвузовская конференция по применению физического и математического моделирования. Сборник 2.

3. Кадомская К. П., Левинштейн М. Л., Набутовский И. Б., Чертоусова В. М.: Применение вычислительных машин непрерывного действия для исследования внутренних перенапряжений с учетом насыщения стали генераторов и трансформаторов. см. [2].
4. Груздев И. А., Левинштейн М. Л.: Применение математических машин непрерывного действия для исследования переходных процессов в электрических системах. — „Электричество”, 3/1960.
5. Азарьев Д. И.: Математическое моделирование электрических систем. — Госэнергоиздат, М. — Л. 1962.
6. Зелинский Е. С.: К вопросу о требованиях к пропускной способности сопротивлений магнитно-вентильных разрядников. — Известия ВУЗ-ов „Энергетика”, 5/1964.
7. Konorski B.: Programowanie matematyczne elektronicznych maszyn analogowych. — Przegl. Elektrot. 4/1963.

J. S. ZIELIŃSKI

CALCULATION OF INTERNAL OVERVOLTAGES WITH ANALOG COMPUTER

Summary

In the paper means and successiveness of calculation of internal overvoltages in A-C power system with analog computer are discussed in the case of single-phase circuit. Difficulty bound with model of long-distance line and with calculations of internal overvoltages in three-phase A-C power system are indicated.

J. S. ZIELINSKI

DIE BERECHNUNG INNERER ÜBERSPANNUNGEN MIT HILFE MATEMATISCHER MODELLE

Zusammenfassung

Im Artikel wurde am einem Beispiel einer einphasiger Schaltung die Handlungsweise und Reihenfolge beim Berechnen der innerer Überspannungen im elektromagnetischen System mit Hilfe des Analogrechners besprochen. Man wies dabei auf Schwierigkeiten hin die bei der Nachbildung der langen Leitung und beim Berechnen der innerer Überspannungen im dreiphasigen, elektroenergetischen System auftreten.

Е. С. ЗЕЛИНСКИ

К РАСЧЁТУ ВНУТРЕННИХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ
МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Резюме

В статье рассматривается расчёт внутренних перенапряжений в однофазной электроэнергетической системе с применением вычислительных машин непрерывного действия (ВМНД). Подчеркнуты затруднения связанные с математическим моделированием длинной линии и с расчетом внутренних перенапряжений в трехфазной электроэнергетической системе.

ZDZISŁAW SZCZEPAŃSKI

Wyładowania niezupełne jako przyczyna starzenia dielektryku elektrycznych kondensatorów wysokonapięciowych

Rękopis dostarczono 28.6.1963

Omówiono mechanizmy starzenia izolacji kondensatorów. Najwięcej miejsca poświęcono starzeniu wywołanemu wyładowaniami niezupełnymi. W przypadku cieplnego mechanizmu starzenia zostało podane kryterium zestarzenia papieru izolacyjnego, uwzględniające stopień polimeryzacji celulozy. Omówiono czynniki przyspieszające starzenie cieplne izolacji papierowej.

Odnosnie starzenia elektrotechnicznego podano czynniki wpływające na wartość prądu upływu. Opisano mechanizmy elektrochemicznego starzenia izolacji papierowej przesyconej dielektrykiem chlorowanym. Omówiono wpływ stabilizatorów na opóźnienie starzenia elektrochemicznego.

W przypadku starzenia wywołanego wyładowaniami niezupełnymi rozpatrzono wpływ wyładowań wewnętrznych i powierzchniowych na degradację izolacji kondensatorów. Omówiono przyczyny powstawania wtrącin gazowych w dielektryku, mechanizm wyładowań wewnętrznych oraz wartość napięcia początkowego ich powstawania. Przedstawiono bilans energetyczny wyładowania wewnętrznego, w oparciu o który zostały podane różne definicje intensywności „jonizacji”. Omówiono mechanizm uszkodzenia dielektryku wskutek zachodzących w nim wyładowań wewnętrznych. Wskazano na termiczny rozkład dielektryku jako na główną przyczynę erozji dielektryków stałych. Omówiono procesy związane z uszkodzeniem izolacji papierowej przesyconej olejem i dielektrykami chlorowanymi. Przedstawiono wyniki doświadczeń mających na celu porównanie szybkości starzenia „jonizacyjnego” izolacji papierowej przesyconej olejem i przesyconej dielektrykami chlorowanymi.

Rozpatrzono wpływ szybkości zmian przyłożonego napięcia na częstotliwość wyładowań we wtrącinach gazowych oraz wpływ tych wyładowań na czas „życia” izolacji.

Przy omawianiu zagadnień związanych z wyładowaniami powierzchniowymi mi poruszono zagadnienie wpływu przepięć i wartości napięcia początkowego tych wyładowań na długość życia izolacji kondensatorów. Opisano mechanizm rozwoju wyładowań powierzchniowych w przypadku dielektryków suchych i dielektryków impregnowanych (papier impregnowany) olejem lub dielektrykami chlorowanymi. Omówiono wpływ kształtu i częstotliwości przykładanego napięcia na wartość napięcia początkowego wyładowań powierzchniowych.

Przedstawiono model fizyczny dielektryku dla przypadku wyładowań powierzchniowych i omówiono wpływ ładunku przestrzennego na mechanizm tych wyładowań.

W oparciu o pracę J. R. Nye'a i W. R. Wilsona podano niektóre określenia dotyczące wyładowań powierzchniowych.

Na zakończenie omówiono starzenie izolacji wywołane wyładowaniami powierzchniowymi.

1. WSTĘP

Mimo że głównym tematem niniejszego artykułu są zjawiska związane ze starzeniem izolacji kondensatorów, wywołanym wyładowaniami niezupełnymi, to jednak autor uznał za celowe krótkie omówienie innych mechanizmów starzenia, a mianowicie: „starzenie cieplne” i „starzenie elektrochemiczne”. Podział wymienionych mechanizmów starzenia dielektryku wynika z różnicy przyczyn, które je powodują.

„Starzenie cieplne” spowodowane jest wysoką temperaturą panującą w dielektryku.

„Starzenie elektrochemiczne” oznacza starzenie wywołane procesami, których przyczyną jest zjawisko „elektrolizy”, zachodzące w pewnych określonych warunkach w dielektryku.

„Starzenie jonizacyjne” powstaje w wyniku jonizacji gazu wypełniającego małe wolne przestrzenie zamknięte w dielektryku. Z uwagi na to, że papier impregnowany olejem lub dielektrykiem chlorowanym stanowi typową izolację kondensatorów wysokonapięciowych instalowanych w sieciach elektrycznych jak i stosowanych do celów specjalnych (generatory udarów prądowych i napięciowych), omawiając zjawiska starzenia autor położył większy nacisk na ten rodzaj dielektryku.

Ponieważ koszty i wymiary kondensatora zmieniają się w przybliżeniu w stosunku odwrotnym do kwadratu wytrzymałości dielektrycznej (długotrwałej) zastosowanego dielektryku [1], a wyładowania niezupełne stanowią jeden z najważniejszych czynników wpływających na zmniejszenie tej wytrzymałości [2], staje się zatem zrozumiałe, dlaczego wspomniane wyładowania stanowią od wielu lat przedmiot obszernych studiów. Do prowadzenia licznych badań związanych ze starzeniem izolacji wskutek występujących w niej wyładowań niezupełnych przyczynia się jeszcze fakt, że wyładowania te występują również w izolacji innych tak bardzo ważnych urządzeń elektrycznych, jak transformatory, maszyny wirujące i kable elektryczne.

Należy również nadmienić, że w ostatnich latach coraz częściej budowane są kondensatory do generatorów udarów napięciowych i prądowych, w których to kondensatorach starzenie wywołane wyładowaniami niezupełnymi odgrywa bardzo ważną rolę.

Kondensatory do generatorów udarów prądowych znalazły również zastosowanie przy badaniach reakcji termojądrowych [3].

W związku z badaniami mechanizmu wyładowań niezupełnych oraz ich wpływu na „długość życia” izolacji urządzeń rozwinęła się ogromnie dziedzina pomiarów związanych z tymi wyładowaniami.

Historia pomiarów dotyczących wyładowań niezupełnych sięga praktycznie lat trzydziestych tego stulecia [4]. Odtąd we wzajemnej korelacji pozostają prace dotyczące pomiarów związanych z wyładowaniami nie-

zupełnymi w izolacji i prace nad poznaniem mechanizmu tych wyładowań i ich wpływem na starzenie się dielektryku.

Badania dotyczące fizycznej strony wyładowań niezupełnych występujących w izolacji urządzeń, prowadzone są zarówno na modelach dielektryku, jak i na praktycznych układach (kondensatory, kable, maszyny wirujące, transformatory).

Badania modelowe mają głównie na celu poznanie fizycznej strony wyładowań i ich skutków. Przykładem takich badań mogą być na przykład prace J. H. Masona [5].

Badania przeprowadzone na samych urządzeniach mają głównie na celu znalezienie zależności pomiędzy „długością życia” izolacji a innymi wielkościami związanymi z wyładowaniami (jak np. ich intensywnością czy napięciem początkowym ich powstawania) lub wpływem przepięć na wspomnianą „długość życia” izolacji. Dla przykładu można wspomnieć tutaj prace R. J. Hopkinsa, T. R. Waltersa, M. E. Scoville'a [1], W. T. Rennego, W. M. Fainskiego, D. S. Warszawskiego [6], D. Zancobettiego, Ph. Courseya, C. G. Gartoa, A. Dejous i P. Gousensa [7] oraz innych.

Zjawiska związane z wyładowaniami niezupełnymi były także przedmiotem dociekań teoretycznych sprawdzanych następnie doświadczalnie. Wymienić tu trzeba między innymi prace A. E. W. Austena, W. Hacketta [4] oraz prace B. Hellera, A. Veverki, J. Chladka i ich współpracowników [8], [9], [10].

Mimo że duża liczba prac została wykonana w dziedzinie „starzenia izolacji” kondensatorów, to jednak pozostaje jeszcze wiele takich zagadnień, których rozwiązanie może przynieść znaczne korzyści zarówno konstruktorom, jak i użytkownikom tych urządzeń.

2. STARZENIE CIEPLNE

Starzenie cieplne, którego przyczyną jest długotrwałe działanie temperatury, jest zależne od struktury dielektryku. Na zewnątrz objawia się ono pogarszaniem własności mechanicznych (pęknięcia i rozwarstwienia). W istocie zmiany te wynikają ze zmian chemicznych, które zależą od wspomnianej struktury dielektryku, a także od warunków otoczenia. Obecność tlenu przyspiesza degradację dielektryku. Proces starzenia cieplnego jest wolniejszy w otoczeniu azotu i wodoru.

J. Fabre [11] podaje następujące główne procesy starzenia:

- a) Podział łańcuchów wielkocząsteczkowych, któremu towarzyszy obniżenie własności elektrycznych i mechanicznych — depolimeryzacja.
- b) Ulatnianie produktów o małych ciężarach drobinowych.
- c) Utlenianie prowadzące do powstawania produktów kwaśnych, działających na otoczenie — bądź prowadzące do powstawania połączeń pomiędzy łańcuchami molekularnymi.

Oceny „długości życia” izolacji dokonuje się na podstawie tzw. „charakterystyki życia” izolacji. W przypadku starzenia cieplnego przez „charakterystykę życia” izolacji rozumie się zależność czasu jej starzenia się od temperatury, która to temperatura doprowadza do określonego poziomu pewną własność dielektryku, użytego jako izolatora [48].

Dla celulozy, która jest głównym składnikiem takich popularnych materiałów izolacyjnych, jak papier, jedwab, bawełna, jako kryterium zestarzenia przyjmuje się między innymi określony stopień polimeryzacji¹⁾.

W pracach dawniejszych oceny zestarzenia się papieru dokonywano przez pomiar jego wytrzymałości mechanicznej. Pomiary te dają jednak dość duży rozrzut (50%) i są dzięki temu mało przydatne do celów praktycznych. Przyjęcie zaś stopnia polimeryzacji jako podstawy do oceny zestarzenia papieru izolacyjnego [12], [13] daje lepsze wyniki, gdyż pozwala na przeprowadzenie pomiarów znacznie dokładniejszych od pomiarów wyżej wspomnianej wytrzymałości mechanicznej.

Zjawisku depolimeryzacji (zmniejszaniu się długości łańcuchów celulozy) towarzyszy pogorszenie się własności mechanicznych papieru. W końcowej fazie starzenia papier staje się łamliwy. Oprócz tego często innym symptomem starzenia się papieru jest zmiana jego koloru. Papier zestarzony staje się wówczas brunatny.

Określony stopień polimeryzacji celulozy, podstawowego składnika papieru izolacyjnego, dlatego przyjęto za podstawę do wyznaczania „charakterystyki życia” papieru, że są z nim związane jednoznacznie jego własności mechaniczne.

Celuloza jest bardzo podatna na starzenie cieplne. Zjawisko to było przedmiotem licznych prac badawczych. Zgodnie z [11] należy tutaj wymienić przede wszystkim nazwisko V. M. Montsingera, jednego z pierwszych badaczy, który podał zależność „czasu życia” izolacji celulozowej w funkcji temperatury:

$$t = A \exp(-m \Theta);$$

t — czas życia izolacji (czas, który jest potrzebny, aby określona własność izolacji, np. jej wytrzymałość mechaniczna, pogorszyła się do pewnego umownego poziomu),

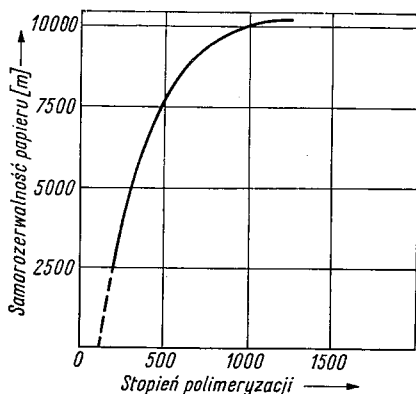
Θ — temperatura pracy,

A, m — stałe, $m = 0,0865$ (stała Montsingera).

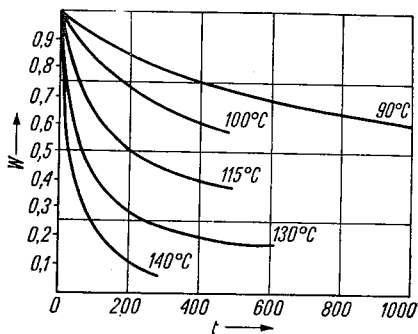
Podana wyżej zależność, zwana prawem Montsingera, jest ważna w przybliżeniu w przedziale temperatur $100^\circ \div 130^\circ$ [11]. Wynika z niej tzw. „reguła 8°C ”. We wspomnianym zakresie temperatur zwiększenie temperatury o $\Delta\Theta = 8^\circ\text{C}$ powoduje dwukrotne zwiększenie szybkości starzenia celulozy.

¹⁾ Stopniem polimeryzacji celulozy nazywamy średnią liczbę pierścieni glukozy w łańcuchu celulozy.

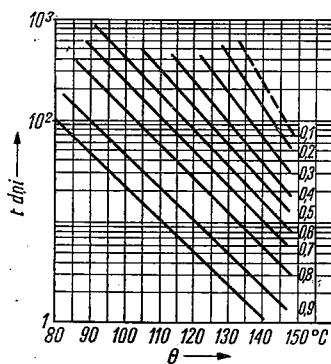
Wzrost temperatury, któremu przypisuje się dwukrotne skrócenie długości życia izolacji papierowej, zależy od tego, jaka wartość stopnia polimeryzacji została uznana jako odpowiadająca końcu życia tej izolacji. Ostatnie badania [13] wskazują, że gdy wspomniana wartość stopnia polimeryzacji zostanie przyjęta jako równa 150¹⁾ dla papieru izolacyjnego stosowanego w transformatorach, przyrost temperatury, po którym następuje dwukrotne zwiększenie prędkości jego starzenia, jest znacznie mniejszy i wynosi 5,5°C.



Rys. 1. Związek pomiędzy samorozerwalnością papieru i stopniem polimeryzacji [13]



Rys. 2. Stopień polimeryzacji, który zostanie osiągnięty po t dniach pracy dielektryku w temperaturze 90°C, 100°C, 115°C, 130°C, 140°C. W — względny stopień polimeryzacji. $W = \frac{P_m}{1300}$. P_m — stopień polimeryzacji (wartość bezwzględna), t — czas (dni), Θ — temperatura [13]



Rys. 3. Czas t , po jakim przy danej temperaturze Θ zostanie osiągnięty stopień polimeryzacji końcowej 0,1, 0,2, 0,3, ... 0,9 [13]

¹⁾ V. M. Montsinger przyjmował jako kryterium zestarzenia pewną określoną zmianę wytrzymałości mechanicznej papieru lub bawełny.

Jak okazuje się, początkowy stopień polimeryzacji celulozy w papierze, służącym jako izolacja uzwojeń transformatorów, wynosi $1200 \div 1300$, stopień zaś końcowy można przyjąć równy około 150. Przy tym ostatnim stopniu polimeryzacji papier nie posiada już praktycznie żadnej wytrzymałości mechanicznej, rys. 1 [13].

Autor uważa za pożyteczne podanie niektórych rezultatów badań papieru transformatorowego, przeprowadzonych w Centralnym Laboratorium Przemysłu Elektrycznego w Fontenay aux Roses (Laboratoire Central des Industries Électriques) [13]. Wspomniane badania miały między innymi na celu określenie zmian stopnia polimeryzacji celulozy papieru transformatorowego w funkcji czasu starzenia. Przeprowadzono je dla kilku temperatur, zawartych w granicach od 90° do 140° . Do prób użyto papieru przesyconego olejem, zamkniętego w próżni. Zawartość wody w wysuszonym papierze wynosiła około 0,3%. Papier i olej były uprzednio suszone i odgazowywane. Krzywe, obrazujące zmianę stopnia polimeryzacji w funkcji czasu starzenia, miały przebieg jak na rys. 2.

Wybierając z rodziny krzywych podanych na rys. 2 punkty odpowiadające temu samemu stopniowi polimeryzacji W otrzymuje się rodzinę charakterystyk starzenia — rys. 3.

Z powyższego wykresu wynika, że krzywe starzenia mają charakter zgodny z prawem starzenia podanym przez Montsingera oraz że równanie podane przez niego jest słuszne dla różnych określonych stopni polimeryzacji końcowej.

Czynniki przyspieszające starzenie izolacji papierowej

Głównymi czynnikami przyspieszającymi starzenie izolacji papierowej poza temperaturą są: wilgoć i tlen.

a) *Działanie wilgoci.* Obecność wilgoci w papierze znacznie przyspiesza jego starzenie. Zgodnie z doświadczeniem przy zawilgoceniach, zawierających się w przedziale 0,3—70% wpływ wilgoci na szybkość starzenia papieru daje się ująć w następujące proste prawo [13]: Szybkość starzenia termicznego papieru jest wprost proporcjonalna do zawartości w nim wilgoci. Ta szybkość starzenia odnosi się do końcowych stanów degradacji nie za daleko posuniętych, na przykład $W = 0,4$. Dla końcowego stanu degradacji stosunkowo niskiego, $W = 0,2$, wpływ zawilgocenia na szybkość starzenia papieru jest jeszcze większy, niż wynikałoby to z podanego wyżej prawa.

b) *Działanie tlenu.* Tlen rozpuszczony w oleju działa bezpośrednio na celulozę przyspieszając jej degradację. Działanie produktów utleniania oleju ma również charakter destrukcyjny, powodując degradację celulozy, ale to działanie jest drugorzędne w porównaniu do bezpośredniego działania tlenu.

Dla przykładu warto przytoczyć, że dla temperatur w przedziale $90 \div 110^{\circ}\text{C}$ papier o zawartości wilgoci 0,3—0,5%, znajdujący się w naczyniu otwartym (na wolnym powietrzu), starzeje się $2,5 \div 3$ razy szybciej niż papier o tym samym stopniu zawilgocenia, lecz znajdujący się w naczyniu zamkniętym w próżni lub w atmosferze azotu.

3. STARZENIE ELEKTROCHEMICZNE

Proces elektrochemicznego starzenia występuje przede wszystkim przy długotrwałym działaniu napięcia stałego. Według H. Churcha [14] ten rodzaj starzenia może mieć miejsce również i przy napięciu zmiennym niskiej częstotliwości. Prąd upływu, przepływający przez dielektryk, ma charakter elektrolityczny i jest związany z przenoszeniem jonów. Jony niemetaliczne po dojściu do elektrod i rozładowaniu się mogą tworzyć czynne substancje łączące się z dielektrykiem, zaś jony metaliczne, po neutralizacji przy elektrodach, mogą wnikać wgłąb dielektryku tworząc w nich niekiedy drogi przewodzące zwane „dendrytami” [15]. Zgodnie z poglądami J. B. Birksa i J. H. Schulmanna [16] powstawanie „dendrytów” obserwuje się przy napięciu stałym w wilgotnych ośrodkach w przypadku niektórych rodzajów izolacji szklanej i ceramicznej.

Główną przyczyną prądu upływu izolacji kondensatorów papierowych są: wilgoć występująca nawet w przypadku papieru stosunkowo dobrze wysuszonego [17] i dysocjujące zanieczyszczenia. Do takich zanieczyszczeń należy między innymi kalafonia, która jest stosowana przy lutowaniu wyprowadzeń w kondensatorach. Znane są przypadki [18] przebicia izolacji kondensatorów przy napięciu stałym w tych miejscach, do których przeniknęła kalafonia.

Dysocjacja zanieczyszczeń jest tym większa, im większą wartość przenikalności dielektrycznej posiada rozpuszczający je ośrodek [18]. To zaś ma miejsce w przypadku ciał, których cząsteczki mają duży moment dipolowy [19]. Dyfuzja zanieczyszczeń jest również większa wówczas, gdy wspomniany ośrodek jest polarny. Groźba przenikania kalafonii występuje szczególnie silnie dla izolacji papierowej, przesyconej dielektrykami chlorowanymi, które należą do syciw polarnych i posiadają stosunkowo wysoką przenikalność dielektryczną.

Gdy zaś na przykład syciwem jest wazelina, kalafonia nie stanowi tak dużego niebezpieczeństwa wskutek jej słabej dyfuzji [18]. Proces starzenia elektrochemicznego jest tym intensywniejszy, im wyższa jest temperatura dielektryku i im wyższe jest naprężenie w nim panujące. Wzrost temperatury nie tylko zwiększa przewodność dielektryku (liczbę przenoszonych jonów), ale również przyspiesza reakcje chemiczne, które przyczyniają się do starzenia dielektryku.

Pierwsze prace [15] dotyczące starzenia elektrochemicznego były wykonane dla kondensatorów, których izolację stanowił papier przesycony dielektrykami chlorowanymi (chloronaftalen, pięciochlorodwufenyl).

Wydaje się, że mechanizm starzenia elektrochemicznego nie jest jeszcze dobrze zbadany. Według pewnych badaczy [15] w przypadku papieru przesyconego dielektrykiem chlorowanym polega on na tym, że chlorowódor znajdujący się zawsze w śladowych ilościach w syciwie chlorowanym — dysocjuje pod wpływem równie śladowej wilgoci. Jony chloru podążają do dodatniej elektrody, gdzie po rozładowaniu się na tej elektrodzie (folia aluminiowa) wchodzi w reakcję z aluminium tworząc chlorek glinu [15], [18] będący jeszcze lepszym katalizatorem rozkładu syciw chlorowanych niż sam glin.

W wyniku tego rozkładu powstaje także HCl, który jak przedtem dysocjuje i proces się utrzymuje. Ostatecznie koncentracja HCl i chloru w papierze wzrasta, co powoduje zwiększenie przewodności dielektryku (papieru przesyconego) oraz uszkodzenie celulozy, które prowadzi do przebicia izolacji papierowej.

Według innych zaś badaczy proces niszczenia tego rodzaju dielektryku zaczyna się przy katodzie. Aktywny wodór wydzielający się przy katodzie w czasie elektrolizy oddziałuje na chlorowane syciwo tworząc chlorowódor.

W przypadku syciw niechlorowanych (olej, wazelina) mechanizm starzenia elektrochemicznego jest jeszcze stosunkowo mało znany [15].

Procesy starzenia elektrochemicznego mogą w poważnym stopniu być opóźnione przez zastosowanie związków chemicznych zwanych stabilizatorami. W przypadku syciw chlorowanych z dużym powodzeniem używany jest antrachinon. Istnieją różnice zdań odnośnie roli stabilizatora w procesie starzenia papierów, przesyconych dielektrykami chlorowanymi. Według jednej opinii rola stabilizatora polega na tworzeniu na elektrodach ochronnej błonki, zapobiegającej powstawaniu związku chloru z aluminium, który to związek przyczynia się do przyspieszenia rozkładu syciwa [15].

Według opinii angielskich [16], [14] rola stabilizatora polega na wiązaniu się jego z wodorem, który zaczyna gromadzić się przy katodzie wskutek elektrolizy. Wskutek tego, że czynny wodór łączy się łatwiej ze stabilizatorem niż z syciwem, zapobiega się tworzeniu szkodliwego chlorowodoru. Należy nadmienić, że wiązanie się stabilizatora z wodorem daje produkty nieszkodliwe dla izolacji. Do stabilizatorów, których używa się w przypadku syciw chlorowanych, między innymi należą: nitrochlorobenzen i oktadecilen (nienasycony węglowódor $C_{18}H_{36}$), który wiążąc się z wodorem zapobiega powstawaniu HCl.

Jeżeli w izolacji kondensatora pracującego przy napięciu stałym nie występują wyladowania we wtrącinach gazowych, wówczas „długość ży-

cia” kondensatora jest uwarunkowana jedynie starzeniem o charakterze elektrochemicznym.

W przypadku kondensatora papierowego zależność pomiędzy natężeniem pola panującego w dielektryku a czasem pracy określa (przy stałej temperaturze dielektryku) empiryczna zależność [15]:

$$K_p = A \cdot \tau^{-\frac{1}{m}};$$

K_p — napężenie robocze w dielektryku kondensatora,

τ — „długość życia” kondensatora,

A, m — stałe ($m = 4 \dots 6$).

W przypadku gdy K_p jest stałe, a temperatura izolacji zmienia się, zależność pomiędzy „długością życia” a temperaturą wyraża się następująco [15]:

$$\lg \tau_1 - \lg \tau_2 = \beta(t_2 - t_1);$$

τ_1 — czas do przebicia przy temperaturze t_1 ,

τ_2 — czas do przebicia przy temperaturze t_2 ,

β — $0,03 \div 0,04$ (dla kondensatorów papierowych).

Wzrost temperatury pracy kondensatora przyspiesza procesy elektrochemicznego starzenia i może w poważnym stopniu skrócić „długość życia” kondensatora.

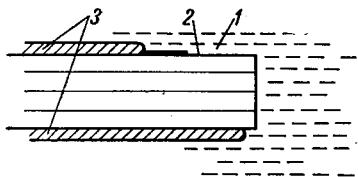
Gdy dielektrykiem w kondensatorze jest materiał nieorganiczny (szkło, masy ceramiczne itp.), starzenie izolacji przy prądzie stałym ma inny charakter niż w przypadku kondensatorów papierowo-olejowych. W podwyższonej temperaturze i przy zwiększonej wilgotności starzenie elektrochemiczne, w przypadku dielektryków nieorganicznych (jak to wspomniano wyżej), prowadzi do powstawania metalicznych odgałęzień (dendrytów), rozwijających się od katody w głąb dielektryku lub do powstawania półprzewodzących słoików przechodzących stopniowo w głąb dielektryku [15].

4. STARZENIE WYWOŁANE PRZEZ WYŁADOWANIA ELEKTRYCZNE WE WTRĄCINACH GAZOWYCH ZNAJDUJĄCYCH SIĘ W MASIE DIELEKTRKU

Ogólnie biorąc należy rozpatrywać wyładowania elektryczne we wtrącinach gazowych, występujące w masie dielektryku — wyładowania zwane wewnętrznymi i wyładowania powierzchniowe występujące na zewnątrz (na powierzchni) dielektryku stałego. Te ostatnie mogą również występować w pęcherzykach gazowych [20], [21] powstałych wskutek rozkładu dielektryku płynnego (np. syciwa kondensatorowego), który otacza dielektryk stały.

Wyładowania o charakterze powierzchniowym mają szczególne znaczenie w kondensatorach. Mogą one rozwijać się tutaj od krawędzi folii po powierzchni dielektryku i są często przyczyną jego uszkodzenia, rys. 4.

Niżej zostaną omówione oba przypadki wyładowań. Jako pierwszy z nich zostanie rozpatrzony przypadek, dotyczący wyładowań we wtrącinie gazowej znajdującej się w masie dielektryku rys. 5.



Rys. 4. Przekrój fragmentu warstwy zwijki kondensatorowej 1 — syciwo, 2 — wyładowanie powierzchniowe, 3 — elektrody (folia aluminiowa)



Rys. 5. Wtrącina gazowa znajdująca się w masie dielektryku — 1

4.1. Przyczyny powstawania wtrącin gazowych

Jednym z najbardziej trudnych problemów z dziedziny izolacji jest wykonanie jej bez wtrącin gazowych. Nawet wtedy, gdy izolacja jest wykonana bardzo dobrze pod tym względem, istnieje zawsze możliwość powstania w niej wtrącin gazowych, zwłaszcza w miejscach największych naprężeń.

Na przykład w kondensatorach mogą one powstawać w pobliżu brzegów folii. Wysokie naprężenia, jakie występują w tym miejscu, zwłaszcza w czasie przebiegu, mogą prowadzić do drobnych przebić w impregnacji. Przebicie częściowe w impregnacji powoduje jego rozkład, któremu towarzyszy wydzielanie się gazów [21].

Inną przyczyną powstawania wtrącin gazowych w masie dielektryku może być zimna emisja elektronów z katody, występująca przy silnych polach. Wskutek działania wyswobodzonych elektronów zachodzi rozpad cząsteczek oleju, któremu to rozpadowi towarzyszy uwalnianie się wodoru i tworzenie się wtrącin gazowych [6], [16]. Energia potrzebna do oderwania wodoru i chloru w postaci atomowej od drobiny dielektryku chlorowanego, lub wodoru od drobiny oleju mineralnego jest 3 do 5 razy mniejsza od energii jonizacji drobin tleny, azotu lub wodoru ($13 \div 16$ eV) [21].

W przypadku kondensatorów papierowo-olejowych powstawanie wtrącin gazowych może być także wynikiem elektrolizy zachodzącej w izolacji, zwłaszcza przy napięciu stałym [6], [14], [16].

4.2. Wartość napięcia i mechanizm wyładowania we wtrącinie gazowej

Wyładowania tego rodzaju, obserwowane w praktyce, mają charakter na pozór nieuporządkowanych impulsów. Ten charakter impulsów

wynika między innymi z tego, że w dielektryku wtrąciny gazowe są rozmieszczone przypadkowo i mają różne wymiary. W celu ułatwienia analizy tych wyładowań można rozpatrywać pojedynczą wtrącinę gazową, znajdującą się w masie dielektryku. Jeżeli kształt takiej wtrąciny jest geometrycznie określony, wówczas, znając przenikalność dielektryczną otaczającego ją dielektryku, można obliczyć panujące w niej naprężenie. Warto tutaj wspomnieć, że w takich samych warunkach największe naprężenie będzie panowało we wtrącinie gazowej o kształcie walca, spłaszczonego w kierunku pola elektrycznego, najmniejsze zaś dla wtrąciny o kształcie podłużnej rurki, o osi równoległej do kierunku pola elektrycznego.

Jeżeli wspomniane naprężenie przekroczy pewną wartość krytyczną, wówczas we wtrącinie gazowej następuje wyładowanie elektryczne. Dla wtrąciny gazowej o kształcie dysku prostopadłego do kierunku pola, naprężenie K_g we wtrącinie gazowej wyraża się wzorem:

$$K_g = \frac{\varepsilon \cdot K}{\varepsilon_g};$$

K — naprężenie w izolacji otaczającej wtrącinę gazową,
 $\varepsilon, \varepsilon_g$ — przenikalności dielektryczne: izolacji stałej i gazu tworzącego wtrącinę ($\varepsilon_g \approx 1$).

Aby naprężenie K_g osiągnęło wartość naprężenia wyładowania we wtrącinie gazowej K_{gw} , do próbki o grubości d zawierającej wtrącinę gazową o kształcie dysku i grubości d_1 należy przyłożyć napięcie:

$$U_{pw} = K_{gw} \cdot d_1 \left(1 + \frac{\frac{d}{d_1} - 1}{\varepsilon} \right)$$

(U_{pw} — napięcie początkowe panujące na układzie, przy którym powstają wyładowania we wtrącinie gazowej).

Gdy wtrącina gazowa ma kształt walca o wysokości d_1 i średnicy b_1 , a grubość dielektryku zawierającego tę wtrącinę jest równa d (wtrącina w dielektryku, w którym panuje pole jednorodne), wówczas w celu określenia napięcia, jakie należy przyłożyć do układu, aby wystąpiło wyładowanie w tej wtrącinie, można korzystać ze wzoru empirycznego [16]:

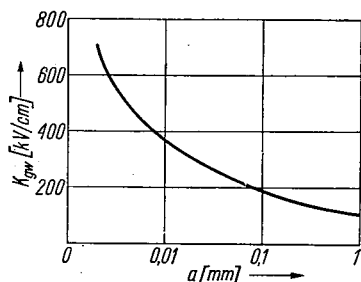
$$U_{pw} = K_{gw} \cdot d \frac{A + (1 + D)}{A + (1 + D)^2},$$

przy czym

$$A = \varepsilon^{1,6} - \left(\frac{b_1}{d_1} \right)^{3/2},$$

$$D = \frac{b_1}{d} (\varepsilon - 1).$$

Wartości K_{gw} (wynikające z prawa Paschena) dla powietrza przy małych odstępach elektrod i ciśnieniu 760 mmHg podają niżej wykres na rys. 6 i tablica 1.



Rys. 6. Zależność wytrzymałości dielektrycznej powietrza od odległości (a) pomiędzy elektrodami w jednostajnym polu

Przy stałych wymiarach wtrąciny naprężenie występujące w dielektryku ($K_{pw} = \frac{U_{pw}}{d}$), przy którym pojawia się w niej wyładowanie, maleje ze wzrostem grubości dielektryku (d). Z tego punktu widzenia korzystne byłoby stosowanie dielektryków o jak najmniejszej grubości.

Jak wynika również z podanych wzorów, napięcie U_{pw} , przy którym powstaje wyładowanie we wtrącinie gazowej, może zmieniać się ze zmianą jej wymiarów geometrycznych. Zmiana U_{pw} nie jest jednak w danym

Tablica 1

Zależność K_{gw} dla małych odstępów a pomiędzy elektrodami przedstawiona tabelarycznie

a (mm)	0,005	0,01	0,02	0,05	0,08	0,1
K_{gw} (kV/cm)	700	400	236	146	111	102,5

przypadku uwarunkowana jedynie rozkładem naprężeń w układzie uwarstwowionym, który stanowi wtrącina gazowa i szeregowo z nią połączona pozostała część izolacji. Ze zmianą długości wtrąciny, przy stałym ciśnieniu gazu w jej wnętrzu, zmienia się również wartość K_{gw} (wykres na rys. 6 i tablica 1).

Z wydłużaniem się wtrąciny gazowej (w kierunku pola) napięcie U_{pw} maleje, aż w końcu może się ono stać niższe od napięcia, przy którym pracuje dielektryk [23].

J. Schmidt [24] podaje, że obniżanie się liczby wyładowań wewnętrznych, występujących w izolacji papierowej przesyconej olejem (pozostającej przez dłuższy czas pod napięciem), wywołane jest zachodzącym w tej izolacji podziałem wtrącin gazowych na mniejsze.

B. Heller i J. Chladek [10] stwierdzają, że przy wzroście napięcia, wyładowania powstają najpierw we wtrącinach o większych długościach. Taką samą opinię wyrażają również A. E. W. Austen i W. Hackett [4].

Ponieważ powtarzające się wyładowania we wtrącinie gazowej powodują zwiększenie się jej wymiarów, zatem wzrost liczby wyładowań we wtrącinie gazowej prowadzi do stopniowego obniżania się wartości U_{pw} .

W przypadku izolacji papierowo-olejowej, gdy wtrącina wydłuża się na całą grubość warstewki olejowej, dalszy jej rozwój wskutek powtarzających się wyładowań występuje w kierunku poprzecznym do pola. Wtrącina gazowa zaczyna rozszerzać się [15].

Napięcie U_{pw} może z biegiem czasu także wzrastać. Zjawisko to występuje wtedy, gdy kondensator przez pewien czas nie pracuje. Wspomniane zwiększenie się napięcia U_{pw} jest spowodowane rozpuszczaniem się gazu w oleju [15].

Wyładowanie w szczelinie (wtrącinie) gazowej, znajdującej się w dielektryku, odbywa się w nieco odmiennych warunkach niż wyładowanie w przerwie gazowej pomiędzy metalowymi elektrodami.

W przypadku wtrąciny gazowej warunki dla jonizacji powierzchniowej oraz możliwości neutralizowania ładunku, powstałego wskutek jonizacji, są inne niż w przypadku elektrod metalowych. Mimo tych różnic można znaleźć w literaturze [50], [25], [21], [4], [16] stwierdzenia, że zależność napięcia początkowego od iloczynu ciśnienia i odległości pomiędzy elektrodami układu płaskiego:

$$U_0 = f(a \cdot p)$$

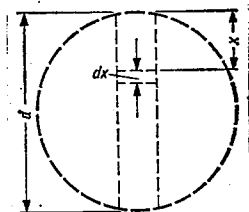
(U_0 — napięcie początkowe, a — odstęp, p — ciśnienie) — zwana prawem Paschena, obowiązująca dla elektrod metalowych, jest ważna również w przypadku wyładowań w odizolowanej wtrącinie gazowej.

W pracach na temat starzenia dielektryku spowodowanego erozją, powstałą wskutek wyładowań elektrycznych w jego wtrącinach gazowych, można napotkać na rozważania uwzględniające dwojakiego rodzaju mechanizm tych wyładowań [25]. Zgodnie z jednym z tych mechanizmów wyładowanie to ma charakter wyładowania niesamodzielnego, to jest takiego, w czasie którego lawinom elektronowym dają początki elektrony wyzwolone w szczelinie gazowej wskutek działania czynników zewnętrznych. W danym przypadku nie uwzględnia się procesów zwanych procesami γ i polegających na wyzwalaaniu elektronów zdolnych podtrzymać wyładowanie. W przypadku wyładowania o takim charakterze liczba elektronów dochodzących do anody na jednostkę czasu wyraża się wzorem (rys. 7).

W drugim przypadku, tj. przy założeniu, że wyładowanie jest samodzielne i podtrzymywane procesami γ , każdy elektron wybity z katody powoduje lawinę, w której liczba elektronów po przejściu drogi d wynosi e^{ad} . Jakkolwiek w ostatnim przypadku wyładowanie jonizacyjne jest bardzo intensywne, to jednak nie cała energia kinetyczna jonów zużyta jest na erozję dielektryku, gdyż część jej zużyta jest na emisję elektronów z katody i na ciepło.

Można uważać, że procesy γ odgrywają bardzo istotną rolę w mechanizmie wyładowania zachodzącego we wtrącinie gazowej dielektryku. Zgodnie bowiem z opinią A. E. W. Austena i W. Hacketta [4] żadne wyładowanie zachodzące we wtrącinie gazowej nie zostanie wykryte, dopóki nie nastąpi przejście od stanu z małym samoistnie utrzymującym się prą-

Rys. 7. Przekrój wtrąciny gazowej o kształcie kulistym



$$n = n_0 \int_0^d e^{\alpha x} dx = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{\alpha};$$

n — liczba elektronów wyzwolonych wskutek jonizacji zdezereniowej, które dochodzą do ścianki elementu wtrąciny gazowej, n_0 — liczba elektronów wyzwolona w jednostce czasu, przypadająca na jednostkę długości elementu przestrzeni gazowej, α — współczynnik jonizacji elektronowej, przy czym $n_0 dx$ stanowi liczbę elektronów wyswobodzonych w jednostce czasu w elemencie przestrzeni gazowej o grubości dx

dem do takiego stanu wyładowania, któremu towarzyszy stosunkowo znaczna gęstość prądu i katodowy spadek nie mniejszy od 50 woltów. Po rozładowaniu się pojemności, związanej z wtrąciną gazową, tak duża gęstość prądu nie może być dalej utrzymywana wskutek małej powierzchni objętej wyładowaniem i dużej oporności czynnej i pojemnościowej dielektryku włączonego szeregowo z wtrąciną gazową.

Zgodnie z [26], [27], [8], aby wyładowanie miało charakter iskrowy i mogło być wykrywalne, ładunek wyzwolony w czasie jonizacji towarzyszącej temu wyładowaniu nie może być mniejszy od pewnej krytycznej wartości. Wartość tego ładunku jest rzędu 10^{-11} kulomba.

Według D. Renaudina [26] pierwsze elektrony, zapoczątkowujące ławiny, wyrwane są wskutek silnego pola z powierzchni przewodnika lub z powierzchni dielektryku. Czas wyładowania jest zależny od długości wtrąciny [28]. W praktyce nie przekracza on 10^{-7} sek [5], [4].

G. J. Skanawi [22] podaje, że czas wyładowania we wtrącinie gazowej jest rzędu 10^{-10} sek. Po zakończeniu wyładowania jonizacja szybko zanika i wskutek rekombinacji następuje stopniowe zmniejszenie koncentracji jonów określone zależnością [22]:

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \beta t};$$

n_0 — koncentracja jonów w momencie zaniku wyładowania,

n — koncentracja jonów po czasie t ,

β — współczynnik rekombinacji.

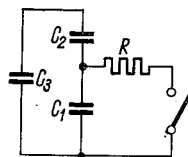
(Dla powietrza $\beta = 10^{-6}$ cm³/sek, $n_0 = 10^{14}$ 1/cm³. Po czasie $t = 10^{-8}$ sek koncentracja jonów zmniejsza się do połowy).

Zgodnie z [22], po zakończeniu wyładowania wtrącina jest jeszcze zjonizowana w czasie nie przekraczającym 10^{-7} sek. Po tym czasie wtrącina zachowuje się jak pojemność i może być ładowana ponownie przez źródło.

W czasie każdego wyładowania napięcie panujące na wtrącinie spada o pewną wartość. Wartość wspomnianego spadku napięcia zależy od rodzaju gazu wypełniającego tę wtrącinę, ciśnienia i wymiarów wtrąciny [16] oraz od oporności powierzchni, pomiędzy którymi występuje wyładowanie [7].

Przy makroskopowym ujęciu wyładowania, wtrącinę i pozostały dielektryk traktuje się jako układ pojemności, którego schemat podaje rys. 8.

Rys. 8. C_1 — pojemność szczelinki gazowej, C_2 — pojemność szeregowo połączonej ze szczeliną części dielektryku, C_3 — pojemność pozostałej części dielektryku, R — opór powierzchniowy ścianek szczelinki (ścianek, pomiędzy którymi odbywa się wyładowanie)



Schemat modelu dielektryku powinien pozwolić na stosunkowo wierne odtworzenie (w ujęciu makroskopowym) zjawisk towarzyszących wyładowaniom we wtrącinach gazowych. Ze względu jednak na to, że istnieją pewne różnice poglądów na mechanizm tych wyładowań, trudno jest ocenić, w jakim stopniu zbliża nas do rzeczywistości przyjęty model dielektryku.

E. A. W. Austen i W. Hackett [4], [8] przypuszczali, że wyładowanie odbywające się pomiędzy przeciwległymi elementami powierzchni prowadzi do praktycznego ich zwarcia, a po zgaśnięciu wyładowania elementy, pomiędzy którymi miało ono miejsce, są znowu od siebie odizolowane. Ci sami autorzy [4] w rozważaniach nad mechanizmem wyładowań wewnętrznych brali pod uwagę istnienie różnicy potencjałów pomiędzy elementami powierzchni wtrąciny, która uległa zneutralizowaniu przez wyładowanie, i elementami powierzchni jeszcze nie objętej wyładowaniem.

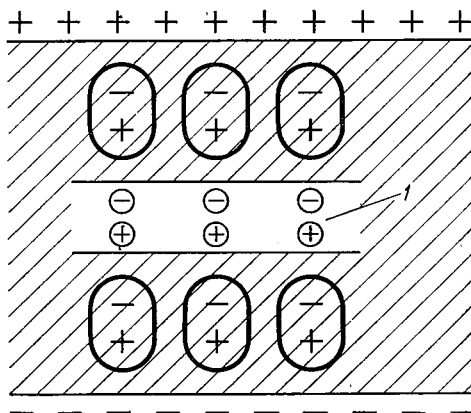
Dalsze prace w tym kierunku prowadził J. H. Mason [5], który badał wyładowania na modelu (szczelinka wykonana w polietylenie). Doszedł on do wniosku, że wskutek nierównomiernego rozładowania powierzchni ścianek w szczelinie gazowej możliwe są również wyładowania poprzeczne, styczne do powierzchni tych ścianek. Według tego badacza całkowicie rozładowany obszar jest otoczony strefami powierzchni dielektryku częściowo rozładowanymi. Średnica powierzchni dielektryku, objęta jednym wyładowaniem, nie przekracza 0,3 mm. Im niższa jest oporność powierzchniowa dielektryku, tym większa powierzchnia wtrąciny jest zneutralizowana przy pojedynczym wyładowaniu [28]. Na zewnątrz wspom-

niane zjawisko przejawia się większym spadkiem (impulsem) napięcia na układzie izolacyjnym, który to spadek napięcia jest wywołany wyładowaniem we wtrącinie gazowej układu. Na podstawie znanej liczby wyładowań, które spowodowały w polietylenie określoną liczbę jam o znanej objętości, J. H. Mason [5] wykazał także, że jedno wyładowanie prowadziło do ubytku 10^{-15} cm³ polietylenu.

Należy również wspomnieć o pracach J. Oudina i H. Thevenona [8], [29], według których w czasie jonizacji w szczelinie gazowej nie dochodzi do zwarcia pomiędzy elementami jej powierzchni. Rozważali oni płaską szczelinę w kablu, przyjmując następujące założenia:

- a) zmiana napięcia przyłożonego do układu jest tak duża, że w szczelinie zachodzi w każdym półokresie jonizacja zderzeniowa,
- b) energia tracona przez elektrony i jony przy zderzeniach z obojętnymi cząsteczkami gazu jest nieznaczna w porównaniu z ich energią kinetyczną, którą oddają ściankom wtrąciny gazowej,
- c) ruchliwości obu rodzajów nośników są tak duże, iż w czasie potrzebnym na dojście ich do ścianki szczelinki można zaniedbać zmianę wartości napięcia źródła.

Jony dodatnie i elektrony powstałe w wyniku jonizacji zderzeniowej osiadają na ściankach szczelinki o indukowanym ładunku przeciwnej biegunowości (rys. 9). Stwarzają one napięcie przeciwnego znaku, wskutek czego naprężenie wypadkowe w szczelinie gazowej maleje.



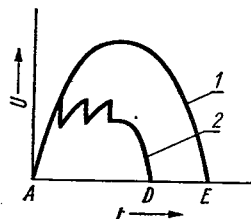
Rys. 9. Ładunek na ściankach wtrąciny gazowej 1 — wtrącina gazowa

Według J. Oudina i H. Thevenona elektrony i jony osiadłe na ściankach powodują, iż wypadkowe naprężenie w szczelinie spada do takiej wartości, że jonizacja przestaje zachodzić. Tymczasem rosnące napięcie źródła powoduje dalszy wzrost napięcia w szczelinie gazowej i ponowną jonizację.

Wspomniane wyżej wzrosty napięcia w szczelinie gazowej, wywołane rosnącym napięciem źródła, oraz spadki napięcia, spowodowane powstającymi w niej wyładowaniami, powtarzają się aż do momentu, gdy napięcie przyłożone do układu zacznie się zmniejszać (rys. 10).

Ładunki osiadłe na ściankach szczelinki gazowej utrzymują się na nich tak długo, aż wypadkowe napięcie spadnie do zera (punkt D), po czym w przedziale czasowym $D-E$ wg podanej teorii następuje stopniowo

Rys. 10. 1 — napięcie na szczelinie gazowej przy założeniu, że nie zachodzą w niej wyładowania, 2 — napięcie na szczelinie gazowej (wg J. Oudina i H. Thevenena) w przypadku, gdy występują w niej wyładowania



całkowita rekombinacja ładunków dodatnich i ujemnych. Dla drugiej połowy sinusoidy napięcie na wtrącinie gazowej przebiega analogicznie, z tą tylko różnicą, że jest ona przeciwnego znaku. Ostatnia koncepcja mechanizmu wyładowania we wtrącinie gazowej nie została bezpośrednio sprawdzona. Dokonano natomiast sprawdzenia jej drogą pośrednią przez porównanie obliczeń i pomiarów współczynnika stratności w funkcji napięcia.

Opierając się na koncepcji J. Oudina i H. Thevenona, B. Heller i A. Verkerka zajmowali się teoretyczną analizą przebiegu napięcia w przedziale czasowym $D-E$. Wykazali oni, że w przedziale tym mogą zachodzić wyładowania we wtrącinie gazowej i przebieg napięcia, panującego w niej, będzie miał inny charakter, niż to podał J. Oudin i H. Thevenon.

4.3. Bilans energetyczny przy wyładowaniu we wtrącinie gazowej dielektryku stałego (napięcie sinusoidalnie zmienne)

Dla przeprowadzenia bilansu energetycznego przy wyładowaniu we wtrącinie gazowej dielektryku, przyjmują różni autorzy model dielektryku zgodny z rys. 8, w którym można pominąć oporność R . Pominięcie tej oporności nie ma wpływu na ostateczne wyniki, które w niniejszym artykule podane są w formie wniosków.

Po zamknięciu wyłącznika W , które to zamknięcie imituje wyładowanie we wtrącinie gazowej, pojemność C_1 zostaje natychmiast (w czasie bardzo krótkim) rozładowana. Wówczas pojemność C_2 zostaje doładowana przez pojemność C_3 do pewnej wypadkowej wartości napięcia U_v . Ładowanie pojemności C_2 odbywa się również w czasie bardzo krótkim, zależnym od parametrów obwodu, jaki stanowi układ badany w czasie wyła-

dowań. Przejście od napięcia panującego na układzie przed wyładowaniem, do napięcia U_v , może mieć charakter drgający, lecz czas ustalenia się napięcia U_v w przypadku takich obiektów, jak kondensatory, nie powinien przekraczać 10^{-6} sek [30]. W tym krótkim czasie, ze względu na dużą impedancję źródła zasilającego, a głównie ze względu na jego oporność o charakterze indukcyjnym, żaden ładunek elektryczny nie zdąży praktycznie dopłynąć ze źródła zasilającego do rozpatrywanego układu (źródło pokryje ten ubytek ładunku po znacznie dłuższym czasie zależnym od parametrów obwodu zasilającego układ). Równość ładunków zmagazynowanych w pojemnościach C_2 i C_3 tuż przed — i zaraz po wyładowaniu we wtrącinie gazowej, stanowi podstawę do analizy rozważanego bilansu energetycznego [31]. Wspomiana równość ładunków da się wyrazić następującym równaniem:

$$U_2 C_2 + U C_3 = U_v (C_2 + C_3);$$

U — napięcie panujące na układzie przed wyładowaniem we wtrącinie gazowej,

U_2 — napięcie panujące w tym samym czasie na pojemności C_2 ,

U_v — napięcie panujące na układzie po wyładowaniu we wtrącinie gazowej.

W celu wygodniejszego przedstawienia omawianego bilansu energetycznego zostały wyprowadzone następujące oznaczenia:

$W_c = \frac{1}{2} C_1 U_1^2$ — energia tracona wskutek wyładowania jonizacyjnego w szczelinie gazowej (rozładowanie pojemności C_1),

U_1 — napięcie panujące na pojemności C_1 przed jej rozładowaniem,

$\Delta W = W_2 - W_1$ — różnica energii układu przed i po wyładowaniu, którą po pewnym czasie pokrywa źródło.

Po przeprowadzeniu analizy matematycznej dla przypadku, gdy do rozpatrywanego układu jest przyłożone napięcie sinusoidalnie zmienne, przy założeniu, że napięcie, przy którym wyładowanie zanika, jest równe zeru, A. Veverka i J. Chládek dochodzą do następujących wniosków:

- a) gdy $C_1 \gg C_2$ (przypadek bardzo cienkiej szczelinki gazowej), to energia tracona wskutek wyładowania w kondensatorze C_1 jest równa ubytkowi energii w układzie

$$W_c = \Delta W;$$

- b) gdy ten warunek nie zachodzi, wówczas:

$$\Delta W > W_c,$$

przy czym

$$\frac{\Delta W}{W_c} = \frac{C_1 + C_2}{C_1};$$