time-changes of initial permeability when the samples are not stressed (static changes). It may be mentioned there that although the changes referred to above are very small, they have not been neglected altogether because while analysing some processes which cause such changes, they may be found to be of great significance. In order to discuss individually the changes corresponding to diferent phases of experiment — separate figures were drawn having different scales (i.e. different enlargements of the different sections of the curves in Fig. 3).

3.2. Static time-instability and dynamic time-instability after thermal stresses

The observations of time-instability of initial permeability of samples from "zero time" to the time of thermal stress and that after thermal stresses are shown in Fig. 4 (the nature of changes during thermal stresses will be discussed subsequently). It will appear from Fig. 4, that in the first phase of the experiment the initial permeability of the samples

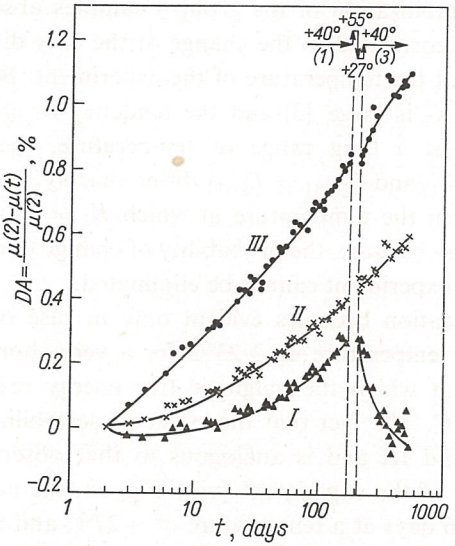


Fig. 4. Average changes of permeability for all groups of samples directly after annealing (phase *1* — from 1,92 days to 174 days) and after thermal shocks (phase *3* — from 206 to 526 days). Temperature of measurements: +40°C

gradually decreases with time. Such a phenomenon, as is known, is a consequence of the process of domain walls stabilization and the perminvar effect is also a consequence of this process. It may be concluded that the observed changes of initial permeability are the evidence of continuation of the process of magnetic ordering, which process has been accelerated during heat treatment of the samples. In the case of the first group of samples the decrease of permeability is observed until some time (about 4 days) and the extent of decrease during the remaining period of observation (192 days) is the least. The increase of initial permeability at the earlier phase suggests the possibility of the process

of destabilization. On the other hand the small time changes of initial permeability of the samples may be explained on the assumption that the relative state of the different components of free magnetic energy of the samples at annealing temperature and those at the temperature of experiment is almost similar and/or that the changes of different components of that energy are very small within the observed range of temperature. As a consequence it may be assumed that the magnetic domain structure at temperature of experiment is nearly the same as that formed during the annealing.

The addition of ZnO brings down the Curie point (e.g. when $y = 0{,}2$, $T_c = 360°C$; $y = 0{,}15$, $T_c = 450°C$ and when $y = 0$, $T_c = 580°C$) and the dependence of magnetocrystalline anisotropy and of magnetization on temperature becomes stronger. The equilibrium state (the stable configuration of ions and vacancies) at the annealing temperature differs more from that at temperature of experiment for the samples with ZnO content than for those without ZnO. It will be evident from Fig. 4, that in case of group II and group III samples with higher ZnO content the process of stabilization is more explicit, in spite of which it may be assumed that during the long time annealing the process of stabilization in the samples in the temperature of this annealing has been completed.

The phenomenon of stabilization of the group I samples observed at the initial stage of the experiment may be correlated to the change of the easy direction of magnetization in each and every crystal at the temperature of the experiment. Because in ferrites containing cobalt the value of K_2 is large [3] and the tendency to change the easy direction of magnetization occurs at a long range of temperature, the temperature at which $E_{[100]} = E_{[110]}$, $E_{[110]} = E_{[111]}$ and $E_{[100]} = E_{[111]}$ differ sharply from one another [4]. Even when the difference between the temperature at which $K_1 = 0$ (statistical value of K_1 in policrystalline samples) may be large, the probability of change of easy magnetization direction at the temperature of experiment cannot be eliminated.

The effect of destabilization becomes evident only in case of group I samples after keeping the samples at a temperature at +23°C for a very short period (about 2 days) because the temperature at which the magnetic free energy reaches minimum for that group, is nearest to +23°C. The fact that the effect of destabilization exists also in case of samples of group II and III and is analogous to that observed in case of samples group I in the first phase of the experiment [vide Fig. 5a, the curve at +40°C (1)], after keeping the samples for 16 days at a temperature of +27°C and after heating the samples to +40°C corroborates the above mentioned contention (vide Fig. 5b and c). The difference between the behaviour of the samples of group I and the samples of group II and III may be understood taking in consideration the fact that in case of group I the temperature at which $K_1 + 1/9\, K_2 \cong 0$ or $K_1 + 4/9\, K_2 \cong 0$ is the highest.

It may be concluded that in case of the above mentioned samples the effect of destabilization is not perpetual since after some time there follows the decrease of permeability consequent to the effect of stabilization. However in case of group I samples (without ZnO) in the phase I of the experiment the effect of destabilization is apparent but small, while in the phase III of experiment the same effect predominates [vide Fig. 5a, curve 40°C (3)].

In Fig. 5 the curves at +40°C (1) represent the effect of the phase I of the experiment while curves at +40°C (3) represent the phase III of the experiment. In that figure the

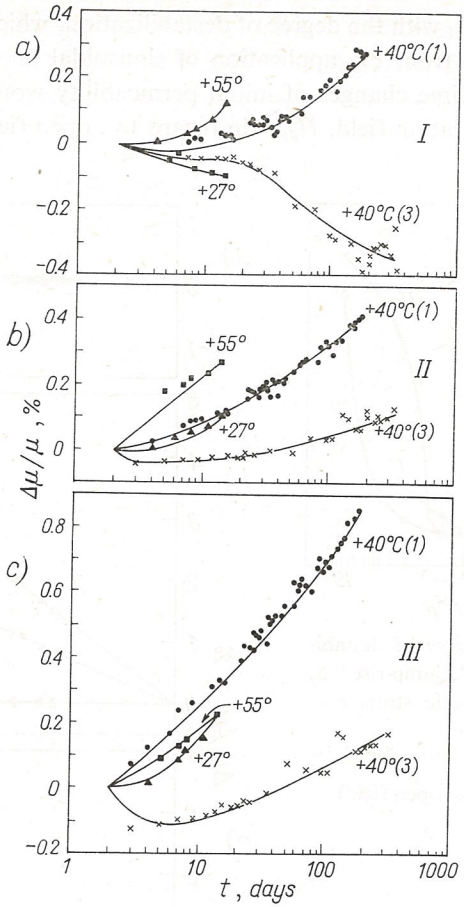


Fig. 5. Average changes of permeability of the samples: a) group I, b) group II, c) group III — in different measurement temperatures. Numbers in the brackets ( ) correspond to the experimental phases given in table 1

initial time was taken from the moment when samples attained the temperature indicated in the corresponding curves. As a basis of comparison the initial permeability was calculated corresponding to $t = 1, 92$ days after the samples have attained the temperature shown in the respective curves in Fig. 5. It is evident that a small variation of temperature of perminminvar ferrite cores may cause remarkable change in the time dependence of initial permeability.

From the foregoing discussion it becomes evident that the content of CoO in the composition is to be limited more carefully from the point of view of the time dependence of initial permeability than that required in order to get the flat part of the curve μ_i against temperature.

3.3. Dynamic instability after magnetic stresses

The investigation of time dependence of initial permeability after magnetic stresses was quite a separate phase of the experiments. The purpose of the experiment was to cor-

relate the time change of μ_i with the degree of destabilization, which was caused by partial demagnetization resulting from the application of sinusoidal alternating magnetic field. It was expected that the time changes of initial permeability would be greater when the intensity of the demagnetization field, H_{dem} (in regard to „open field", H_p), would be gre-

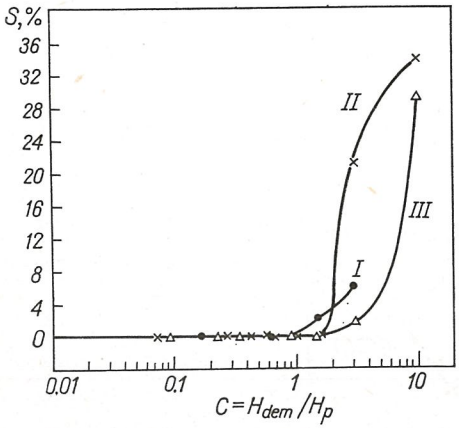


Fig. 6. Dependence of the degree of destabilization, expressed in terms of „jump-rise" S, on the relative value of magnetic stress $c = \frac{H_{dem}}{H_p}$ (H_{dem} — intensity of magnetic demagnetizing field, H_p — open field)

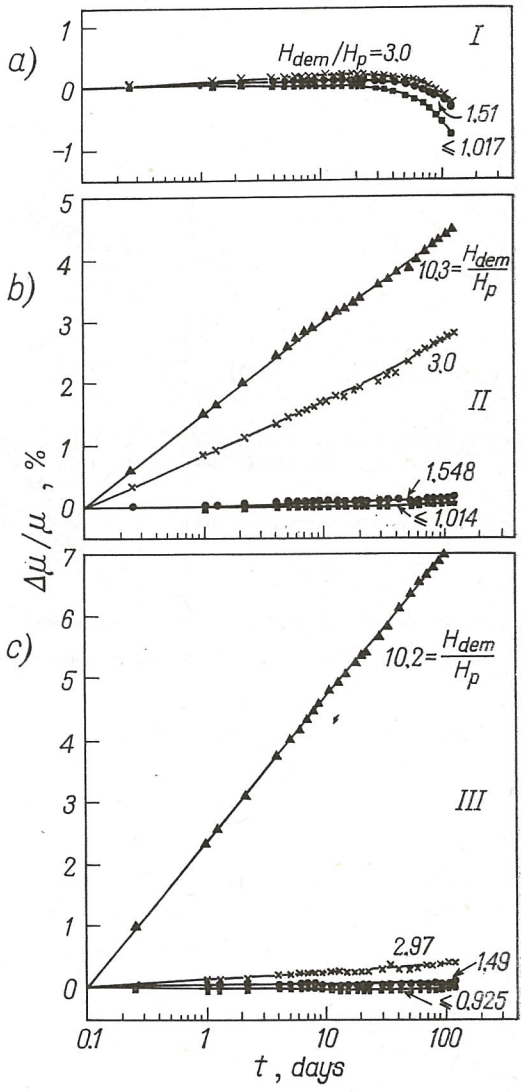


Fig. 7. Time changes of permeability of the samples — a) group I, b) group II, c) group III — after magnetic stress of different values. The temperature of measurement is +40°C

ater (that is, when the destabilization would be greater). The following expression was introduced in order to define the degree of destabilization:

$$S = \left[\frac{\Delta\mu_i}{\mu_i}(c = 0,\ t_0) - \frac{\Delta\mu_i}{\mu_i}(c,\ t_0)\right] \cdot 100\%,$$

where

S — was designated as "jump-rise",

$c = \dfrac{H_{dem}}{H_p}$ — magnetic stress,

t_0 — time at which the instantaneous stress c was applied.

The relation between "jump-rise" S and value of stress c is shown in Fig. 6. It is very clearly seen from the figure that the effect of the destabilization becomes prominent as soon as $c > 1$. In case of $c < 1$ (i.e. when $H_{dem} < H_p$) the effect of the destabilization is not observed, which decidedly distinguishes the cores referred to above from what is called the classical type cores, in which the time change of initial permeability may be observed at a relatively weaker stress [5]. The time changes of initial permeability after different values of magnetic stresses c have been shown in Fig. 7. The relationship between jump-rise S and the disaccommodation factor, DF, for all the three groups is shown in Fig. 8. The disaccommodation factor is formally defined here as

$$DF = \frac{\Delta\mu_i}{\mu_i^2 \lg \dfrac{t_1}{t_2}}$$

(μ_i — the initial permeability for $t = 1{,}92$ days).

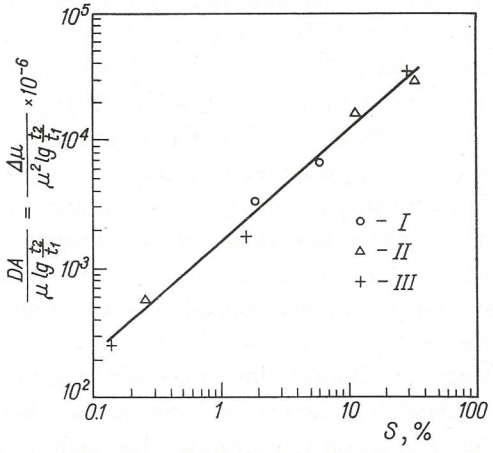


Fig. 8. Dependence of the reduced relative time changes of permeability $\dfrac{\Delta\mu_i}{\mu_i^2 \lg t_2/t_1}$, observed during the period from $t_1 = 0{,}1$ days to $t_2 = 10$ days after applying of magnetic stress, on the jump-rise S (where S is a measure of degree of destabilization)

From Fig. 8 it may be seen that the relationship is common for all the groups. It signifies that:

1° — the mechanism of magnetic ordering is the same in all the samples,

2° — the process of stabilization of a particular temperature depends only upon the difference between the actual state of magnetic ordering at that temperature and the "potential" state of complete magnetic ordering — independent of the cause resulting in such difference.

The nature of the end course of the curves in Fig. 7a corresponding to group I samples needs additional explanation. In these samples the process of continuous destabilization had been observed before they have been subjected to amplitude stresses (vide Fig. 5a, curve 40°C (3) or Fig. 4 curve I). As a result of magnetic stress this process has been restrained and the degree of the restraint depends on the value of stress c. However, after some time the process of destabilization again becomes dominant. It signifies that new directions of easy magnetization resulted from a thermal, stress are stable for this group of samples.

4. CONCLUSIONS

One of the phenomena of the process of magnetic ordering in ferrites with spinel structure is the change of permeability with time. It is known that such a process is a consequence of ion diffusion. In case of the cores under discussion the great stabilization of domain wall positions and that of the appearance of perminvar effect is a consequence of magnetic ordering caused by annealing at temperature below the Curie point.

On the basis of the results of the experiment the following conclusions may be drawn:

1. As a consequence of change of temperature of the cores (e.g. from temperature of the annealing below the Curie point to the temperature of the order of $+20 - +40$°C) the perminvar-effect either increases or shows a tendency to disappear. The latter indicates that there may exist a process of destabilization of magnetic structure, which may be observed as a *phenomenon of accommodation of permeability*.

2. The principal cause of destabilization of magnetic structure is due to the change of the direction of easy magnetization in the crystallites. It is possible in spite of the fact that the temperature at which this change is rapid is far lower than the temperature of experiments [1]. This may be explained by the fact, that

a) nonhomogeneity of material (particularly due to an uneven distribution of Co^{2+} on which the value of "compensation temperature" strongly depends),

b) large value of constant K_2, in case of ferrites containing cobalt, as a result of which the change of easy direction of magnetization is accomplished in a wide range of temperatures (hence the flat maximum in the curve $\mu_i = f(T)$ [4]).

3. The strongest tendency of destabilization of domain structure is observed in the case of cores without a ZnO content; it is understood from the fact that in cores containing the same amount of CoO "compensation temperature" for such cores is higher than those containing ZnO.

4. The amount of CoO in perminvar ferrite must be lower than that needed in such cores in order to get low temperature coefficient of initial permeability. It is necessary in order to secure a higher degree of stabilization of magnetic structure. Unfortunately, a decrease in the cobalt content in the cores causes a decrease of threshold high frequency.

5. The greater time instability of ferrite containing more ZnO results from:

a) great difference of values of particular components of free magnetic energy at the temperature of annealing and at the temperature of experiments,

b) low magnetostatic energy of domains at the temperature of annealing; from the practical point of view the annealing temperature cannot be too low (i.e. not nearer to the temperature of application), and then it is nearer to the Curie point.

6. On the three "forcing stresses" — temperature, magnetic field and time (time is formally taken as one of the forcing stresses) — the most critical one is temperature T, as that stress results in two consequences:

a) it may cause the process of destabilization, and

b) generally the change of $\frac{\Delta\mu(T)}{\Delta T}$ is greater than those in all other cases.

7. The magnetic stress is dangerous only when $c = \frac{H_{dem}}{H_p} \geqslant 1$; the stress $c < 1$ does not cause perceptible effects either immediatelly ($\mu_i = f(H) = \text{const}$), or in the long-time run.

8. The essential mechanism of the instability (process of stabilization or destabilization) in the kind of tested ferrites is the same in all the samples. This mechanism is independent of kind of stress. The value of observed changes depends only on the difference between actual state of magnetic ordering in the samples and the "potential state" of magnetic ordering, where "potential state" means complete magnetic ordering.

The authors wish to thank the following persons who were involved in the experimental work or in the report: Mrs M. Piotrkiewicz — for accomplishing calculations on electronic computer, Miss D. Izydorska, Messrs M. Kubiak and H. Struszkiewicz — for preparations of samples, measurements etc. and to Mr. Jyotirmoy Sanyal (from India) — for his guidance in the English adaptation of the Polish text and for his interest in the subject and many discussions.

Finally, the authors wish to express their gratitude to Prof. A. Kiliński for a grant of the electronic computer, which has been used to some calculations in this work.

Research Laboratory „Polfer"
Warsaw, Poland

REFERENCES

1. Bragiński A., Kulikowski J.: Przegląd Elektroniki, 1, 27 (1965).
2. Bragiński A., Kulikowski J.: ibid., 10—11, 658 (1963).
3. Mantzel M., Voigt F., Kleinert P.: Phys. Stat. Sol., 3, 1392 (1963).
4. Kulikowski J.: Przegląd Elektroniki, 6, 261 (1965).
5. Bragiński A., Postupolski T.: ibid., 11, 609 (1964).

T. POSTUPOLSKI, J. KULIKOWSKI

BADANIE STAŁOŚCI UPORZĄDKOWANIA MAGNETYCZNEGO W FERRYTACH PERMINWAROWYCH

Streszczenie

Badano zmiany czasowe przenikalności początkowej ferrytów o składzie $(Fe_2O_3)_{0,58} \cdot (NiO)_{0,42-x-y} \cdot (CoO)_x \cdot (ZnO)_y$. W rdzeniach tych wytworzono uporządkowanie magnetyczne, indukując w materiale anizotropię jednoosiową. Zaobserwowano, że w wyniku działania wymuszeń cieplnych (w zakresie tempe-

ratur od +27° do +55°C) może nastąpić zarówno spadek przenikalności w czasie (dezakomodacja), jak i jej wzrost (akomodacja). Zbadano również wpływ wymuszeń magnetycznych na trwałość „stanu perminwarowego".

Otrzymane wyniki przedyskutowano zarówno z fizycznego, jak i z technicznego punktu widzenia. Podano wnioski praktyczne.

T. POSTUPOLSKI, J. KULIKOWSKI

L'ÉTUDE DE LA STABILITÉ DE LA STRUCTURE MAGNÉTIQUE DES FERRITES PERMINVAR

Résumé

On a étudié l'évolution de la perméabilité magnétique des ferrites du type $(Fe_2O_3)_{0,58}(NiO)_{0,42-x-y}(CoO)_x(ZnO)_y$ ayant une forte anisotropie uniaxiale induite.

Les ferrites étudiés ont été soumis aux perturbations (contraintes) thermiques. On a constaté, en effet qu'on observe aux températures d'expérience de $+27°C \div +55°C$ la consolidation ainsi que le dépérissement de l'effet perminvar, malgré qu'on était loin de la température de minimum de l'anisotropie magnéocristalline des échantillons étudiés.

L'influence des perturbations magnétiques sur „l'état de perminvar" a été aussi examinée.

On a donné l'explication des résultats obtenus et des conclusions pratiques ont été présentées.

Т. ПОСТУПОЛЬСКИ, Я. КУЛИКОВСКИ

ИССЛЕДОВАНИЯ ВРЕМЕННОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПЕРМИНВАР-ФЕРРИТОВ

Резюме

Исследовалась временная устойчивость магнитной проницаемости поликристаллических ферритов состава типа $(Fe_2O_3)_{0,58} \cdot (NiO)_{0,42-x-y} \cdot (CoO)_x \cdot (ZnO)_y$. В исследуемых образцах произведено магнитное диффузионное упорядочение, в связи с чем в кристаллах феррита была наведена одноосная магнитная анизотропия.

В результате подвержения образцов температурными вынуждениями (в пределе от 27°C до +55°C) наблюдалось в них — в зависимости от состава феррита — падение начальной проницаемости с течением времени (дезаккомодация) или ее повышение (аккомодация).

Исследовалось также влияние магнитных вынуждений на устойчивость перминвар-эффекта.

Результаты измерений обсуждались с физической и технической точки зрения. Дан ряд выводов имеющих значение для практики.

621.317.374:621.3.054.42

BENEDYKT LICZNERSKI

Wzorce tangensa kąta strat kondensatorów o parametrach RC skupionych i rozłożonych

Rękopis dostarczono 6.10.1967

W artykule omówiono zasady konstrukcji wzorców tangensa kąta strat kondensatorów przeznaczonych do wzorcowania przyrządów i kontroli poprawności metody pomiarowej.

Wykonywane obecnie wzorce (o parametrach skupionych) pracują w pasmie częstotliwości 10^2—10^5 Hz. Są to przeważnie układy szeregowo połączonych wzorców pojemności i rezystancji, obudowane ekranami, które ustalają pojemności do otoczenia. Występujący w układzie szeregowym rozkład pojemności przedstawiono na rysunkach 3b i 5.

Jeśli modelowane wartości $\operatorname{tg}\delta$ nie przekraczają 1000×10^{-4}, to pojemność i $\operatorname{tg}\delta$ wzorca oblicza się z dobrym przybliżeniem (błąd $\leqslant 1\%$) ze wzorów (12) i (13).

Schematyczne rozwiązania konstrukcyjne wzorców o parametrach skupionych przedstawiono na rysunkach 7 do 10.

Autor proponuje rozszerzenie pasma częstotliwości pracy wzorców powyżej 10^5 Hz. Można je uzyskać przez modelowanie strat drogą doboru rezystancji elektrod wzorcowego kondensatora. Jest to układ o rozłożonych parametrach *RC*.

Analizowano dokładnie rozwiązanie o równomiernym rozkładzie pojemności i rezystancji wzdłuż elektrod. Rozkład pojemności przedstawiony na rys. 14 występuje w przypadku, gdy elektrody są płaskie , a konstrukcja jest obudowana ekranem o dobranej symetrii. Ze wzorów (32) i (33) można obliczyć (z błędem mniejszym od 1% , jeśli modelowany $\operatorname{tg}\delta \leqslant 1000\times\times10^{-4}$) pojemność i $\operatorname{tg}\delta$ tego wzorca. Rysunek 18 ilustruje wykonany wzorzec, przeznaczony do pracy w pasmie częstotliwości 100 kHz do 7 MHz, w którym straty modeluje się drogą doboru rezystancji elektrody cienkowarstwowej.

1. WSTĘP

Elektryczne własności dielektryka pracującego w zmiennym polu elektrycznym określają jego dwa podstawowe parametry: stała dielektryczna i tangens kąta strat. Pomiaru tych parametrów dokonuje się najczęściej metodą pośrednią, polegającą na ocenie własności kondensatora, którego izolację stanowi badany materiał [1].

Kondensator charakteryzuje się przede wszystkim pojemnością, która określa zdolność gromadzenia lub oddawania zgromadzonego ładunku elektrycznego. Pojemność (C) jest definiowana jako wielkość wynikająca ze stosunku ładunku ($\hat{Q}$) zgromadzonego na elektrodach kondensatora do napięcia ($\hat{U}$) między tymi ekektrodami. Jeśli przyłożone napięcie zmienia się według zależności $\hat{U} = U_0 e^{j\omega t}$, to przez tak zdefiniowany kondensator powinien płynąć w stanie ustalonym prąd o wartości

$$\hat{I}_c = \frac{d\hat{Q}}{dt} = jC\omega\hat{U}. \tag{1}$$

Zmiana napięcia jest przesunięta w stosunku do zmiany prądu o kąt $\varphi = -90°$.

W rzeczywistych kondensatorach występują straty energii elektrycznej, a wartość ich zależy od rodzaju dielektryka umieszczonego między elektrodami oraz rezystancji elektrod i doprowadzeń; wobec tego kąt $|\varphi|$ jest mniejszy od 90°. Jeśli znane są wartości skuteczne przyłożonego napięcia (U) i całkowitego prądu (I), który płynie przez kondensator, to moc strat można obliczyć z wyrażenia

$$P = UI\cos\varphi. \tag{2}$$

Ponieważ w większości materiałów dielektrycznych stosowanych w elektronice moc strat jest mała (kąt φ bliski $-90°$), wygodniej jest operować kątem dopełniającym (δ). Wtedy wzór (2) zapisuje się następująco:

$$P = UI\sin\delta. \tag{3}$$

Gdy $$|\varphi| \gg \delta,$$

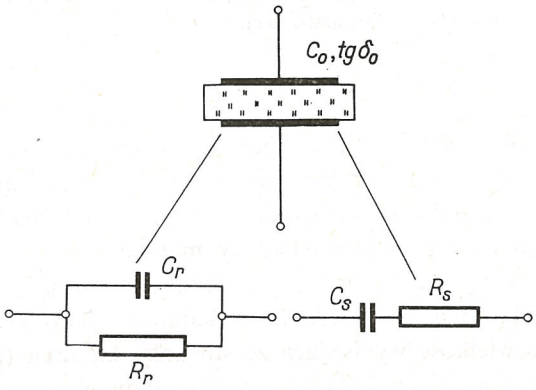
to $$P \approx UI\operatorname{tg}\delta. \tag{4}$$

Kąt δ w przyjętej nomenklaturze nosi nazwę kąta strat. Tak więc tangens kąta strat jest bezpośrednim wskaźnikiem wartości strat energii elektrycznej i parametrem charakterystycznym dla danego materiału lub typu kondensatora. Przyjęcie tego współczynnika upraszcza interpretację wyników pomiarów.

Spotyka się również określenie — dobroć kondensatora (Q_c), którą oblicza się jako odwrotność $\operatorname{tg}\delta$

$$Q_c = \frac{1}{\operatorname{tg}\delta}. \tag{5}$$

Pojemności, tangensy kąta strat lub dobroci kondensatorów mierzy się metodą mostkową (w pasmie 10^1 — 10^6 Hz) lub rezonansową (w pasmie 10^4 — 10^8 Hz). Zmierzenie pojemności i $\operatorname{tg}\delta$ jest możliwe, jeśli przyjmie się odpowiedni elektryczny model zastępczy, który



Rys. 1. Podstawowe układy zastępcze kondensatora obarczonego stratami

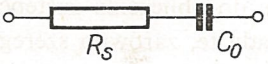
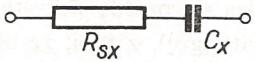
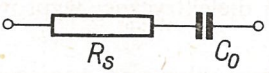
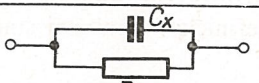
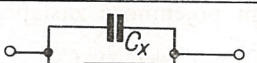
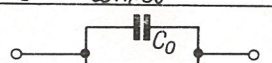
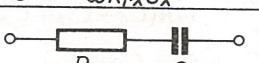
odzwierciedla możliwie dokładnie zjawiska zachodzące w konkretnym kondensatorze [1]. Idealne odwzorowanie zachowania się rzeczywistych dielektryków układem zastępczym jest teoretycznie możliwe [2], ale praktycznie w różnych rodzajach kondensatorów mogą

dominować inne zjawiska, co w efekcie prowadzi do konieczności mozolnego szukania modeli, nieomal dla każdego typu kondensatora lub rodzaju badanego dielektryka. Z tych względów kondensator przyjęto przedstawiać przy pomocy najprostszych schematów zastępczych — równoległego lub szeregowego (rys. 1.). W każdym z tych układów wartości pojemności i rezystancji reprezentują odpowiednio zdolność do gromadzenia ładunków elektrycznych oraz zdolność rozpraszania energii elektrycznej na ciepło (wskutek strat w kondensatorze).

W tablicy 1 pokazano, że wyniki pomiarów pojemności są różne i zależne od tego, czy mierzony kondensator porównuje się z układem zastępczym szeregowym czy równoległym, zaś wartość różnicy jest tym większa, im większy jest $\mathrm{tg}\,\delta$ mierzonego kondensatora.

Tablica 1

Przybliżona ocena wpływu przyjęcia modelu zastępczego na dokładność pomiarów pojemności i tg δ

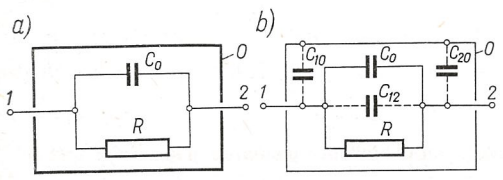
Układ zastępczy odpowiadający mierzonemu kondensatorowi	Układ zastępczy przyjęty w metodzie pomiarowej	Mierzone wartości pojemności $[C_x]$ i tangensa kąta strat $[\mathrm{tg}\,\delta_x]$
 $\mathrm{tg}\,\delta_0 = \omega R_s C_0$	 $\mathrm{tg}\,\delta_x = \omega R_{sx} C_x$	$C_x = C_0$ $\mathrm{tg}\,\delta_x = \mathrm{tg}\,\delta_0$
 $\mathrm{tg}\,\delta_0 = \omega R_s C_0$	 $\mathrm{tg}\,\delta_x = \frac{1}{\omega R_{rx} C_x}$	$C_x = \frac{C_0}{1+\mathrm{tg}^2\delta_0}$ $\mathrm{tg}\,\delta_x = \mathrm{tg}\,\delta_0$
$\mathrm{tg}\,\delta_0 = \frac{1}{\omega R_r C_0}$	 $\mathrm{tg}\,\delta_x = \frac{1}{\omega R_{rx} C_x}$	$C_x = C_0$ $\mathrm{tg}\,\delta_x = \mathrm{tg}\,\delta_0$
 $\mathrm{tg}\,\delta_0 = \frac{1}{\omega R_r C_0}$	 $\mathrm{tg}\,\delta_x = \omega R_{sx} C_x$	$C_x = C_0(1+\mathrm{tg}^2\delta_0)$ $\mathrm{tg}\,\delta_x = \mathrm{tg}\,\delta_0$

Oczywiście, jeśli dany model zastępczy bardziej poprawnie odzwierciedla zjawiska zachodzące w kondensatorze, to wynik pomiaru pojemności uzyskany przez porównanie kondensatora z tym układem jest bliższy rzeczywistości. To stwierdzenie nie zawsze jest brane pod uwagę przy badaniu materiałów i interpretacji wyników pomiarów. Trzeba stwierdzić, że również niektórzy producenci przyrządów popełniają w tym przypadku błędy. W tej sytuacji porównanie wyników uzyskanych w różnych ośrodkach, jak również kontrolę stosowanych przyrządów i metod pomiarowych mogą znakomicie ułatwić wzorce pojemności, będące równocześnie wzorcami tangensa kąta strat.

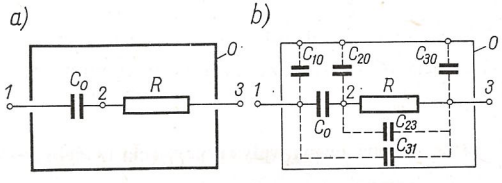
Pierwsze koncepcje budowy i przykłady rozwiązań takich wzorców podali niezależnie A. Jellonek [3] i H. Hoyer [4].

2. IDEE BUDOWY WZORCÓW TANGENSA KĄTA STRAT

Pierwsze modele wzorców tangensa kąta strat[1]) realizowano w oparciu o równoległy lub szeregowy schemat zastępczy, tzn. z wzorcami pojemności łączono odpowiednio wzorce rezystancji, przy czym cały układ ekranowano w celu ustalenia pojemności w stosunku do otoczenia (rys. 2a i rys. 3a). Zaleta ta jest jednak z reguły okupiona wzrostem pojemności pasożytniczych między ekranem i elementami układu (rys. 2b i rys. 3b).



Rys. 2. Równoległy wzorzec strat
a) Schemat połączeń, b) Pojemności składowe



Rys. 3. Szeregowy wzorzec strat
a) Schemat połączeń, b) Pojemności składowe

Analizę obu układów sprowadza się przede wszystkim do obliczenia zastępczych pojemności (C_z) i tangensa kąta strat ($\mathrm{tg}\delta_z$), z tym, że układy te, zarówno szeregowy, jak i równoległy, przelicza się na dwuelementowy równoległy schemat zastępczy, uwzględniając rozkład pojemności pasożytniczych. Uzasadnienie takiego postępowania wynika z teorii dielektryków, w której definicję zespolonej stałej dielektrycznej wyprowadza się z układu równoległego [5].

Schematy na rysunkach 2b i 3b są w praktyce mniej skomplikowane, ponieważ ekrany łączy się z jednym z zacisków pomiarowych wzorca.

I tak we wzorcu równoległym pojemność zastępcza i $\mathrm{tg}\delta_z$ wynoszą odpowiednio:

dla połączenia *1—0*

$$C_z = C_0 + C_{12} + C_{20}, \tag{6}$$

$$\mathrm{tg}\delta_z = \frac{1}{\omega R(C_0 + C_{12} + C_{20})}; \tag{7}$$

dla połączenia *2—0*

$$C_z = C_0 + C_{12} + C_{10}, \tag{8}$$

$$\mathrm{tg}\delta_z = \frac{1}{\omega R(C_0 + C_{12} + C_{10})}. \tag{9}$$

Przykładową charakterystykę $\mathrm{tg}\delta_z = F(f)$ wzorca równoległego przedstawiono na rys. 4.

W przypadku wzorca szeregowego, po połączeniu z ekranem zacisku *1* lub *3*, rozkład pojemności można sprowadzić do schematu pokazanego na rys. 5.

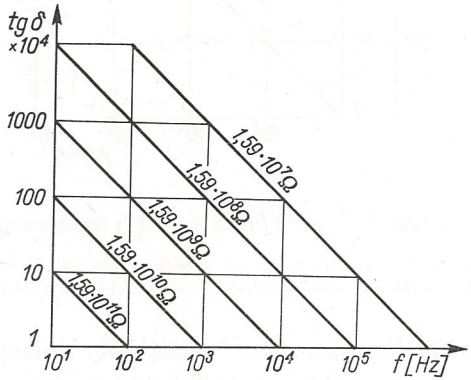
Połączenie *1—0* daje

$$C_1 = C_0 + C_{20},$$
$$C_2 = C_{30} + C_{31},$$
$$C_3 = C_{23},$$

[1]) nazywane dalej wzorcami strat.

zaś połączenie *3—0*

$$C_1 = C_0,$$
$$C_2 = C_{10}+C_{31},$$
$$C_3 = C_{20}+C_{23}.$$

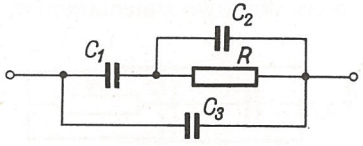


Rys. 4. Charakterystyka $\mathrm{tg}\,\delta_z = F(f)$ wzorca równoległego
Wartość rezystancji liczona dla $C_z = 100$ pF

Wynikające z przeliczeń układu (rys. 5) pojemność zastępcza i $\mathrm{tg}\,\delta_z$ wynoszą [4]:

$$C_z = C_1 \frac{1+\omega^2R^2C_3(C_1+C_3)}{1+\omega^2R^2(C_1+C_3)^2}+C_2, \tag{10}$$

$$\mathrm{tg}\,\delta_z = \frac{\omega RC_1^2}{C_1[1+\omega^2R^2C_3(C_1+C_3)]+C_2[1+\omega^2R^2(C_1+C_3)^2]}. \tag{11}$$



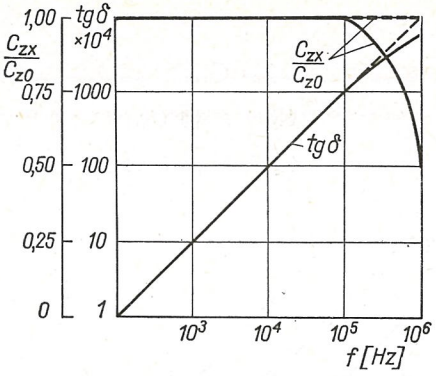
Rys. 5. Rozkład pojemności we wzorcu szeregowym po połączeniu zacisku *1* lub *3* z ekranem

Powyższe wzory przedstawia się w znacznie prostszej formie przy założeniu, że ustalony $\mathrm{tg}\,\delta_z$ nie przekroczy wartości 1000×10^{-4}. Wobec tego człony $\omega^2R^2(C_1+C_3)^2$, a tym samym człony $\omega^2R^2(C_1+C_3)C_3$ są znacznie mniejsze od jedności.
Wtedy

$$C_z = C_1+C_2, \tag{12}$$

$$\mathrm{tg}\,\delta_z = \omega RC_z\left(1-\frac{C_2}{C_z}\right)^2. \tag{13}$$

Dla wartości $\mathrm{tg}\,\delta_z > 1000\times10^{-4}$ występuje stopniowe zmniejszanie się pojemności C_z oraz odchylenie od liniowego wzrostu $\mathrm{tg}\,\delta_z$ ze wzrostem częstotliwości (rys. 6).



Rys. 6. Charakterystyki $\frac{C_{zx}}{C_{z0}} = F_1(f)$ i $\mathrm{tg}\,\delta = F_2(f)$ szeregowego wzorca strat

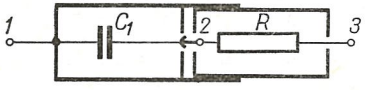
Linie ciągłe — wartości obliczone wg wzorów (10) i (11), linie przerywane — wartości liczone wg wzorów (12) i (13) ($C_{z0} = 100$ pF przy $f = 100$ Hz, wartość rezystancji szeregowej $R = 1590\ \Omega$)

Pomimo złożonego rozkładu pojemności i nieliniowej zmiany C_z i $\mathrm{tg}\,\delta_z$, w szerszym pasmie częstotliwości wzorce szeregowe są budowane znacznie częściej niż równoległe. Przyczyną tego są zbyt duże wartości rezystancji potrzebne do modelowania strat we wzorcach równoległych. Oporniki, które mogłyby być stosowane do tego celu, są mało stabilne w czasie i czułe na zmiany warunków otoczenia.

3. SZEREGOWE WZORCE STRAT — SCHEMATY ROZWIĄZAŃ KONSTRUKCYJNYCH

Szeregowe wzorce strat realizuje się w praktyce jako przyrządy o stałej lub regulowanej pojemności oraz stałej lub regulowanej wartości $\mathrm{tg}\,\delta$ [3], [4], [6], [7], [8], [9], [10].

Na rysunkach od 7 do 10 przedstawiono schematy typowych rozwiązań wzorców strat. W przyrządach o stałej pojemności i skokowo zmienianym tangensie kąta strat rezystancje



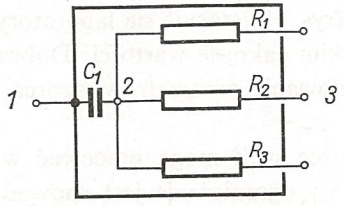
Rys. 7. Wzorzec strat o stałej pojemności i skokowo zmienianym $\mathrm{tg}\,\delta$ (kondensator i opornik w oddzielnych ekranach, oporniki wymieniane)

dobiera się tak, ażeby przy danej częstotliwości (f_0) uzyskać $\mathrm{tg}\,\delta_z$ o wzrastających w stosunkach dziesiętnych wartościach, najczęściej 10×10^{-4}, 100×10^{-4}, 1000×10^{-4}. Dzięki temu uzyskuje się możliwość sprawdzenia kilku punktów podziałki $\mathrm{tg}\,\delta$ przyrządów pomiarowych.

Wzorzec może być wykorzystany również w pewnym pasmie częstotliwości, takim, w którym jego pojemność nie ulegałaby zmianie; wtedy $\mathrm{tg}\,\delta_x$ (wartość wzorca przy częstotliwości f_x) wylicza się z zależności

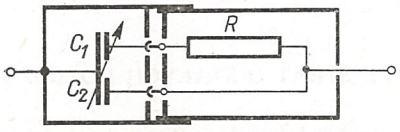
$$\mathrm{tg}\,\delta_x = \mathrm{tg}\,\delta_z \frac{f_x}{f_0}. \tag{14}$$

Jak już wspomniano, częstotliwość, przy której wartość $\mathrm{tg}\,\delta_x$ przekracza 1000×10^{-4}, uważa się zwykle za górną granicę pracy wzorca o stałej pojemności. Przy tej częstotliwości odchylenie ujemne pojemności od wartości stałej wynosi 1% i rośnie ze wzrostem częstotliwości.



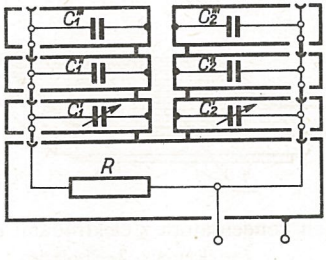
Rys. 8. Wzorzec strat o stałej pojemności i skokowo zmienianym $\mathrm{tg}\,\delta$ (kondensator i oporniki we wspólnej obudowie, oporniki przełączane)

Ograniczenie dla małych $\mathrm{tg}\,\delta_x$ podyktowane jest koniecznością uwzględnienia poziomu strat własnych ($\mathrm{tg}\,\delta_c$) wzorca pojemności, które mieszczą się na ogół w zakresie wartości $\mathrm{tg}\,\delta_c \leqslant 10^{-5}\div10^{-4}$; zmieniają się one jednak w czasie eksploatacji kondensatora zależnie od warunków otoczenia — przede wszystkim wilgotności, temepratury i czystości powietrza.



Rys. 9. Wzorzec strat o stałej pojemności i regulowanej płynnie wartości $\mathrm{tg}\,\delta$ (C_1, C_2 — kondensator różnicowy, oporniki R w oddzielnych ekranach pozwalają zmieniać zakresy $\mathrm{tg}\,\delta$)

Zasada działania wzorców przedstawionych na rysunkach 9 i 10 wynika ze wzorów (12) i (13). Zmiana wartości bocznikującej pojemności (C_2) w odpowiednim stosunku do całkowitej pojemności wzorca pozwala uzyskać ciągłą regulację $\mathrm{tg}\,\delta$. I tak we wzorcu



Rys. 10. Wzorzec strat — rozwiązanie uniwersalne. Regulowana pojemność i $\mathrm{tg}\,\delta$ (C_1', C_1'', C_1''', C_2', C_2'', C_2''' — dołączane wzorce pojemności)

o stałej pojemności i regulowanym płynnie $\mathrm{tg}\,\delta$ (rys. 9) stosuje się liniowy kondensator różnicowy lub dwa oddzielne kondensatory o połączonych równolegle i przestawionych o 180° rotorach. Wtedy $C_1+C_2 = \mathrm{const}$, a przy założeniu, że $C_1 = C_z\varphi$; $C_2 = C_z(1-\varphi)$, tangens kąta strat opisany jest zależnością

$$\operatorname{tg}\delta_z = \omega R C_z \varphi^2, \tag{15}$$

gdzie

$$\varphi = \frac{\text{aktualny kąt obrotu rotora w kondensatorze } C_1 \text{ (w stopniach)}}{180^\circ}.$$

We wzorcu uniwersalnym (rys. 10) stosuje się laboratoryjne wzorce pojemności, które mogą być zestawione w szerokim zakresie wartości. Dobór oporników R i kondensatorów C_1, C_2 pozwala na modelowanie parametrów wzorca stosownie do powstałych potrzeb.

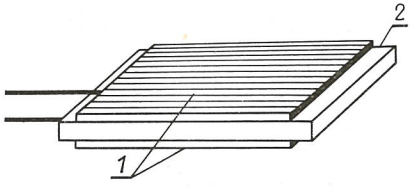
Omówione dotychczas wzorce strat mogą pracować w stosunkowo małym zakresie częstotliwości (10^2—10^5 Hz). To ograniczenie jest spowodowane kilkoma przyczynami, z których najważniejsze to indukcyjność kondensatora, doprowadzeń i oporników oraz wzrastająca z częstotliwością (wskutek zjawiska naskórkowości) rezystancja elektrod i doprowadzeń. Czynniki te powodują wzrost strat własnych kondensatora. Ten wzrost $\operatorname{tg}\delta_c$ wywołany rezystancją elektrod i doprowadzeń jest trudny do przewidzenia ze względu na złożoną geometrię typowych kondensatorów wzorcowych.

Uproszczenie geometrii kondensatora i ustalenie uniezależnionych od częstotliwości rezystancji elektrod i doprowadzeń może umożliwić budowę wzorców strat przeznaczonych do pracy przy większych częstotliwościach. Analizę tych możliwości przedstawiono w następnym rozdziale.

4. WZORCE STRAT O STAŁYCH ROZŁOŻONYCH

Zwiększona rezystancja elektrod kondensatora daje w wyniku większe straty; wobec tego drogą doboru jej wartości można uzyskać określony tangens kąta strat [6], [7].

Scalenie elementów układu wzorca strat daje korzyści przede wszystkim w rozwiązaniach przeznaczonych do pracy przy większych częstotliwościach, ponieważ możliwe jest zmniejszenie udziału parametrów szczątkowych — indukcyjności układu i pojemności pasożytniczych. Autor [10], [11] analizował możliwości takiego rozwiązania i ocenił wpływ czynników szkodliwych, decydujących o klasie wzorca.



Rys. 11. Idea konstrukcji kondensatora z elektrodami o dobieranej rezystancji
1 — elektrody, 2 — izolacja

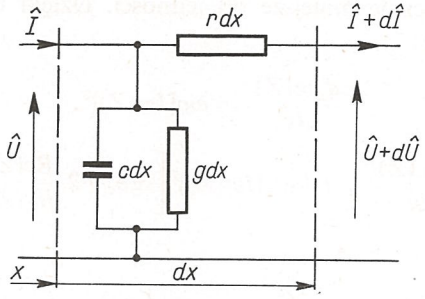
Kondensator z elektrodami o zwiększonej rezystancji (rys. 11) jest układem o rozłożonych parametrach r, g, c. W pierwszym przybliżeniu[1]) kondensator taki można przedstawić schematem zastępczym złożonym z nieskończonej ilości elementarnych odcinków,

[1]) W pierwszym przybliżeniu pomija się wpływ indukcyjności własnej układu i doprowadzeń oraz pojemności pasożytniczych.

jak na rys. 12. Przyrosty napięcia i prądu na tym elementarnym odcinku opisuje się zależnościami

$$d\hat{U} = -\hat{I}r\,dx, \tag{16}$$

$$d\hat{I} = -\hat{U}(j\omega c+g)dx. \tag{17}$$



Rys. 12. Schemat zastępczy elementarnego odcinka układu o rozłożonych parametrach r, g, c

Z tych dwóch wyrażeń można obliczyć przyrost impedancji wejściowej w odległości x od początku elektrod [16]

$$\frac{dZ}{dx} = r-Z^2(g+j\omega c), \tag{18}$$

gdzie:

$r = r_1+r_2$ — suma rezystancji jednostkowych, odpowiednio elektrod dolnej i górnej, w odległości x od ich początku,

c — pojemność jednostkowa,

g — konduktancja jednostkowa wynikająca z upływności izolacji i strat polaryzacyjnych, w przyjętym schemacie równoległym $g = \omega c \operatorname{tg}\delta_c$.

Wyrażenie (18) przyjmuje postać

$$\frac{dZ}{dx} = r-Z^2\omega c(\operatorname{tg}\delta_c+j). \tag{19}$$

Jeśli Z przedstawi się jako

$$Z = Re(Z)+jIm(Z),$$

to otrzymujemy [10]

$$\frac{dIm(Z)}{dx} = \omega c[Im(Z)]^2\left[1-\left(\frac{Re(Z)}{Im(Z)}\right)^2-2\frac{Re(Z)}{Im(Z)}\operatorname{tg}\delta_c\right], \tag{20}$$

$$\frac{dRe(Z)}{dx} = r+\omega c[Im(Z)]^2\left[\operatorname{tg}\delta_c-\left(\frac{Re(Z)}{Im(Z)}\right)^2+2\frac{Re(Z)}{Im(Z)}\right]. \tag{21}$$

Ostatnie dwa wyrażenia mogą być łatwo rozwiązane dla dowolnego, ciągłego rozkładu r, g, c przy założeniach upraszczających, możliwych do przyjęcia w rozpatrywanym przypadku, ponieważ w praktycznych konstrukcjach wzorców strat wartość $\operatorname{tg}\delta$ ustala

się przeważnie w zakresie 0 — 0,1, tzn. $\operatorname{tg}\delta = \frac{Re(Z)}{Im(Z)} \leqslant 0{,}1$ (jeśli $Re(Z)$ i $Im(Z)$ obliczono dla całego układu). Wreszcie dąży się do maksymalnego ograniczenia niestabilnych strat własnych izolacji ($\operatorname{tg}\delta_c \ll 0{,}1$) i dlatego człony $\left(\frac{Re(Z)}{Im(Z)}\right)^2$ oraz $2\frac{Re(Z)}{Im(Z)}\operatorname{tg}\delta_c$ można pominąć jako znacznie mniejsze od jedności. Dzięki temu wyrażenia (20) i (21) upraszczają się do postaci:

$$\frac{dIm(Z)}{dx} = \omega c[Im(Z)]^2, \tag{22}$$

$$\frac{dRe(Z)}{dx} = r+\omega c[Im(Z)]^2\left[\operatorname{tg}\delta_c+2\frac{Re(Z)}{Im(Z)}\right]. \tag{23}$$

Wobec tego

$$Im(Z) = -\frac{1}{\omega\int c\,dx}, \tag{24}$$

$$\frac{dRe(Z)}{dx} = r+\omega c\left[\frac{\operatorname{tg}\delta_c}{(\omega\int c\,dx)^2}-2\frac{Re(Z)}{\omega\int c\,dx}\right]. \tag{25}$$

Z wyrażeń (24) i (25) wynikają następujące wnioski:

— pojemność układu nie zależy od funkcji rozkładu rezystancji elektrod,

— rezystancja zastępcza w układach o dowolnym rozkładzie r, c zależy od funkcji rozkładu rezystancji i pojemności wzdłuż elektrod, nie zależy jednak od częstotliwości.

Do dalszej analizy wybrano układy o równomiernym rozkładzie parametrów r, c, ponieważ podstawowe własności innego rodzaju rozkładów są podobne. Oprócz tego przy rozkładzie równomiernym możliwe jest stosunkowo proste określenie wpływu parametrów szkodliwych.

I tak w wyniku rozwiązania równań (16) i (17), w których pominięto jako czynniki drugiego rzędu upływność i straty polaryzacyjne w izolacji, otrzymuje się

$$\hat{U}_1 = \hat{I}_2\sqrt{\frac{r_0 l}{j\omega c_0 l}}\operatorname{sh}\sqrt{j\omega r_0 c_0 l^2}+\hat{U}_2\operatorname{ch}\sqrt{j\omega r_0 c_0 l^2}, \tag{26}$$

$$\hat{I}_1 = \hat{I}_2\operatorname{ch}\sqrt{j\omega r_0 c_0 l^2}+\frac{\hat{U}_2}{\sqrt{\frac{r_0 l}{j\omega c_0 l}}}\operatorname{sh}\sqrt{j\omega c_0 r_0 l^2}, \tag{27}$$

gdzie:

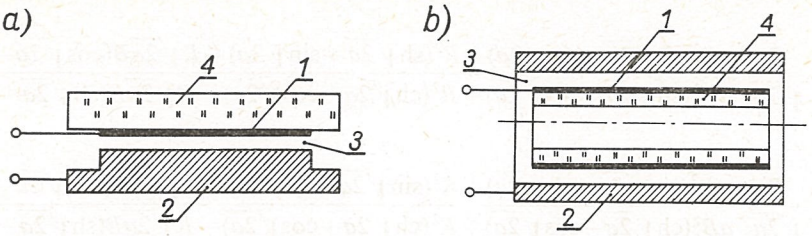
$\hat{U}_1$, $\hat{I}_1$ — napięcie i prąd na wejściu układu,

$\hat{U}_2$, $\hat{I}_2$ — napięcie i prąd na wyjściu układu,

c_0, r_0 — pojemność i rezystancja na jednostkę długości,

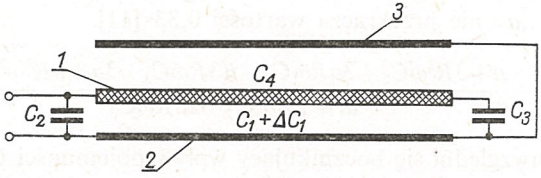
l — długość elektrody rezystywnej.

W praktyce wygodnie jest ustalać rezystancję tylko jednej elektrody, nałożonej w postaci cienkiej warstwy metalicznej na podłoże izolacyjne, natomiast drugą wykonać jako dobrze przewodzącą. Nasuwają się w związku z tym dwa rozwiązania: płaskie i cylindryczne (rys. 13) [10].



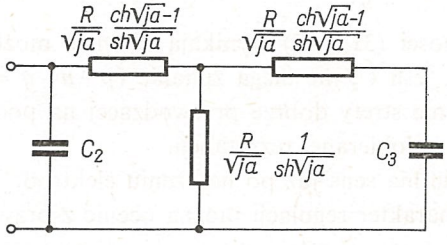
Rys. 13. Schematy rozwiązań wzorców strat o parametrach *RC* rozłożonych
a) konstrukcja płaska, b) konstrukcja cylindryczna; *1* — elektrody cienkowarstwowe o dobieranej rezystancji, *2* — elektrody o dużej konduktancji, *3* — izolacja powietrzna, *4* — izolacyjne podłoża elektrod cienkowarstwowych

Technologia wykonania wzorca strat wg konstrukcji płaskiej jest prostsza, wymaga jednak dodatkowego ekranowania w celu ustalenia pojemności do otoczenia, natomiast we wzorcu cylindrycznym ekranem jest elektroda zewnętrzna o dużej konduktancji. Rozkład pojemności występujący w ekranowanym wzorcu płaskim przedstawiono na rysunku 14.



Rys. 14. Rozkład pojemności w płaskiej konstrukcji wzorca strat
1 — elektroda cienkowarstwowa o dobieranej rezystancji, *2* — elektroda o dużej konduktancji, *3* — ekran; C_1 — pojemność główna, ΔC_1 — pojemności brzegowe wzdłuż elektrod, C_2 — suma pojemności doprowadzeń i pojemności brzegowej na wejściu wzorca, C_3 — pojemność brzegowa końca elektrod, C_4 — pojemność między elektrodą cienkowarstwową a ekranem

W oparciu o wyrażenia (26) i (27) układ ten można przedstawić jako czwórnik (rys. 15) [11]. Symbol „*a*" na rysunku 15 oznacza iloczyn $\omega R(C_1+\Delta C_1+C_4)$, przy czym $R = r_0 l$; $C_1+\Delta C_1+C_4 = (c_1+\Delta c_1+c_4)l$. Ta forma zapisu jest słuszna przy założeniu, że konstrukcja charakteryzuje się odpowiednią geometrią: wzdłuż elektrod rozkład pojemności brzegowych (Δc_1) i pojemności do ekranu (C_4) jest równomierny.



Rys. 15. Układ zastępczy wzorca strat w postaci czwórnika

Impedancja wejściowa takiego układu, bez uwzględnienia wpływu pojemności (C_2) wynosi [11]

$$Z = Re(Z)+jIm(Z), \tag{28}$$

gdzie:

$$Re(Z) = \frac{R}{\sqrt{2a}} \frac{aB^2(\mathrm{sh}\sqrt{2a}-\sin\sqrt{2a})+R^2(\mathrm{sh}\sqrt{2a}+\sin\sqrt{2a})+R\sqrt{2a}B(\cos\sqrt{2a}-\mathrm{ch}\sqrt{2a})}{aB^2(\mathrm{ch}\sqrt{2a}-\cos\sqrt{2a})+R^2(\mathrm{ch}\sqrt{2a}+\cos\sqrt{2a})-R\sqrt{2a}B(\mathrm{sh}\sqrt{2a}+\sin\sqrt{2a})}, \tag{29}$$

$$Im(Z) = \frac{R}{\sqrt{2a}} \frac{aB^2(\sin\sqrt{2a}-\mathrm{sh}\sqrt{2a})+R^2(\sin\sqrt{2a}-\mathrm{sh}\sqrt{2a})+R\sqrt{2a}B(\cos\sqrt{2a}+\mathrm{ch}\sqrt{2a})}{aB^2(\mathrm{ch}\sqrt{2a}-\cos\sqrt{2a})+R^2(\mathrm{ch}\sqrt{2a}+\cos\sqrt{2a})-R\sqrt{2a}B(\mathrm{sh}\sqrt{2a}+\sin\sqrt{2a})}; \tag{30}$$

$$B = -\frac{1}{\omega C_3}.$$

Wzory (29) i (30) w podanej formie są trudne do jakiejkolwiek interpretacji, dlatego konieczne jest ich uproszczenie.

W przypadku wzorców strat iloczyn $\omega R(C_1+\Delta C_1+C_4) = a$ będzie mniejszy od jedności. Wobec tego wzory można uprościć, stosując rozkład funkcji trygonometrycznych i wykładniczych na szereg Maclaurina. Uproszczony wzór nie różni się od dokładnego więcej niż o 1%, jeśli „a" nie przekracza wartości 0,33 [11].

$$Z \approx \frac{R}{3} \frac{a+3R^2\omega C_3^2+3aR\omega C_3-j(3R\omega C_3+3a+aR^2\omega^2C_3^2)}{a^2+R^2\omega^2C_3^2+2aR\omega C_3}. \tag{31}$$

Jeżeli dodatkowo uwzględni się bocznikujący wpływ pojemności C_2 i dokona dalszych uproszczeń, co jest możliwe przy założeniu, że C_2 i C_3 stanowią nie więcej niż 10% pojemności głównej (C_1), wtedy oblicza się z dobrym przybliżeniem pojemność wypadkową (C_z), która wynosi

$$C_z = C_1(p+n+q), \tag{32}$$

$$\mathrm{tg}\,\delta_z = \frac{\omega RC_1}{3} \frac{p^2+3n^2+3pn}{p+n+q}, \tag{33}$$

gdzie:

$$p = \frac{C_1+\Delta C_1+C_4}{C_1}; \qquad q = \frac{C_2}{C_1}; \qquad n = \frac{C_3}{C_1}.$$

Z otrzymanych zależności (31) (32) wynikają również możliwości doregulowywania strat wzorca. Mianowicie, jeśli C_z nie ulega zmianie ($p+n+q = \mathrm{const}$), to regulację $\mathrm{tg}\,\delta$ uzyskuje się przez tworzenie strefy dobrze przewodzącej na początku lub na końcu elektrody cienkowarstwowej o dobieranej rezystancji.

Takie doregulowywanie ma sens już po nałożeniu elektrod, jeśli konieczna jest ostatteczna kalibracja $\mathrm{tg}\,\delta_z$. Charakter regulacji można ocenić z przybliżonych zależności (34) i (35).

I tak jeśli q = 0, zaś n rośnie od 0 do 0,1, tj. gdy p maleje od 1 do 0,9

$$\mathrm{tg}\,\delta_z = \frac{\omega RC_1}{3}(1-n^3). \tag{34}$$

Założono, że przy $n = 0$ jest $p = 1$.

W drugim przypadku, jeśli $n = 0$, zaś q rośnie od 0 do 0,1, a p maleje równocześnie od 1 do 0,9, otrzymuje się

$$\operatorname{tg}\delta_z = \frac{\omega RC_1}{3}(1-q)^3. \tag{35}$$

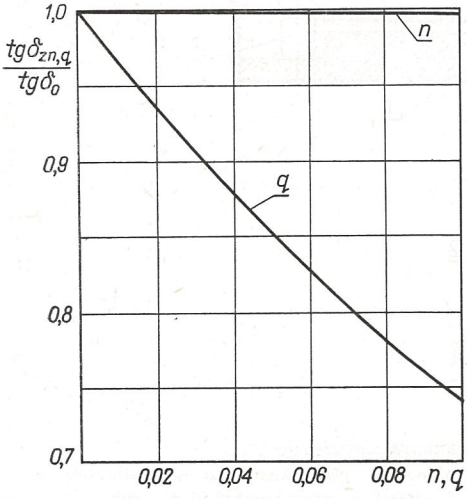
W pierwszym przypadku zmiana n od 0 do 0,1 powoduje zmniejszenie $\operatorname{tg}\delta_z$ zaledwie o 0,1%, podczas gdy zmiana q od 0 do 0,1 powoduje prawie 30% zmniejszenie wartości $\operatorname{tg}\delta_z$, (rys. 16). Wynika stąd, że istnieje możliwość precyzyjnego doregulowania $\operatorname{tg}\delta_z$ od końca elektrody i zgrubnego od strony wejścia.

Regulację $\operatorname{tg}\delta_z$ uzyskuje się również drogą doboru punktu przyłączenia doprowadzeń do elektrody o dokładnej rezystancji[1]), (rys. 17).

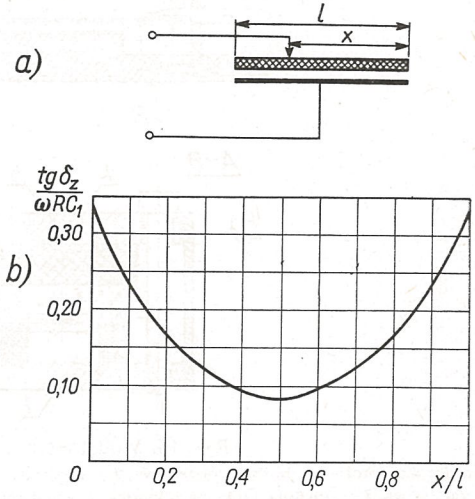
$$\operatorname{tg}\delta_z = \frac{\omega RC_1}{3}\,\frac{l^2+3x^2-3xl}{l^2}; \tag{36}$$

przy $0{,}5l$ $\qquad \operatorname{tg}\delta_{z\,min} = \dfrac{\omega RC_1}{12}.$

wzór (36) wyprowadzono dla $p = 1$, n, $q = 0$.



Rys. 16. Charakterystyki regulacji $\operatorname{tg}\delta$



Rys. 17. Schemat regulacji $\operatorname{tg}\delta$ drogą doboru punktu przyłączenia doprowadzeń do cienkowarstwowej elektrody
a) Schemat połączeń, b) Charakterystyka regulacji $\operatorname{tg}\delta$

Należy zwrócić uwagę na to, że podane dotychczas zależności opisujące zachowanie się wzorców strat o parametrach rozłożonych obliczono dla szeregowego układu zastępczego. Przeliczenie na układ równoległy jest nieskomplikowane i zgodnie z tablicą 1

$$C_{zr} = \frac{C_z}{1+(\operatorname{tg}\delta_z)^2}, \tag{37}$$

[1]) Na ten fakt mający znaczenie w kształtowaniu częstotliwościowej charakterystyki $\operatorname{tg}\delta_z$ kondensatorów zwijkowych zwrócił uwagę m. in. Z. Perkowski [12].

$$\operatorname{tg}\delta_{zr} = \operatorname{tg}\delta_z, \tag{38}$$

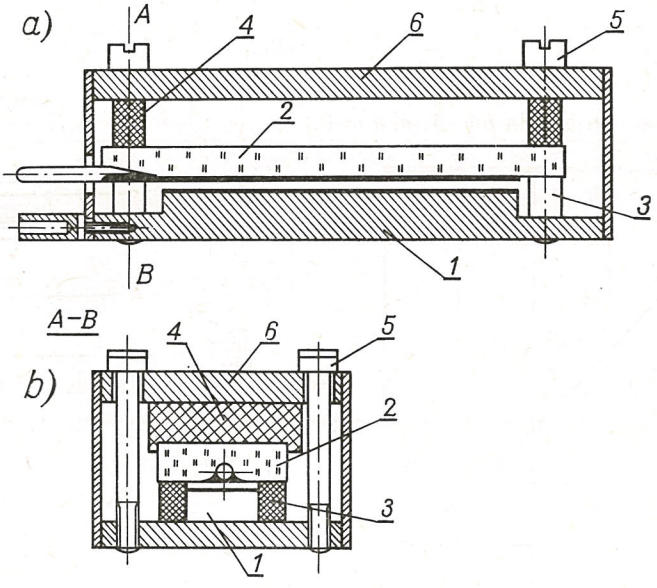
gdzie:

C_{zr} — pojemność zastępcza po przeliczeniu na układ równoległy,

$C_z = C_{zs}$ — pojemność zastępcza w równoważnym układzie szeregowym.

5. PRZYKŁAD KONSTRUKCJI

W oparciu o wyprowadzone wzory opracowano doświadczalny model wzorca o równomiernie rozłożonych parametrach *rc*, rys. 18. Jest to układ płaskich elektrod, z których pierwsza, dobrze przewodząca (*1*) stanowi jednocześnie część obudowy. Elektrodę o dobieranej rezystancji nałożono w postaci cienkiej warstwy na szklaną płytę (*2*) wykonaną z precyzyjnie polerowanego szkła optycznego. Elektrody oddzielone są warstwą izolacji



Rys. 18. Model wzorca strat o parametrach rozłożonych

a) Przekrój profilowy, b) Przekrój czołowy; *1* — elektroda o dużej konduktancji, *2* — płyta szklana z naniesioną elektrodą cienkowarstwową, *3* — izolatory z topionego kwarcu, *4* — izolatory teflonowe, *5* — wkręty mocujące konstrukcję, *6* — płyta nośna-ekran

powietrznej o grubości 0,2 mm. Odległość 0,2 mm uzyskuje się przez wsparcie szklanej płyty na dwóch systemach izolatorów. Są to izolatory ze szkła kwarcowego (*3*) i teflonu (*4*).

Trwałe umocowanie płyty względem elektrody dobrze przewodzącej następuje przez zaciśnięcie jej między systemami izolatorów i dwóch masywnych płyt mosiężnych (*1* i *6*). Płyty te są ściągane czterema wkrętami (*5*). Dzięki temu, że izolatory teflonowe są w pewnym zakresie nacisków sprężyste, zabezpieczają zarówno płytkę szklaną, jak i dystansowniki kwarcowe przed zniszczeniem w momencie skręcania wzorca.

W celu zapewnienia równomierności rozkładu pojemności narzucono tolerancje obróbki mechanicznej; decydujące o równoległości dystansowniki kwarcowe, płytę szklaną oraz elektrodę dobrze przewodzącą udało się wykonać z następującymi tolerancjami:

— płyta szklana — grubość 10 mm $\pm$ 0,005 mm,

— elektroda dobrze przewodząca — grubość 19,8 mm±0,02 mm,
— dystansowniki kwarcowe — wysokość 10 mm±0,001 mm.

Sumarycznie w najbardziej niekorzystnym przypadku odchyłki równoległości elektrod w stosunku do odległości 2 mm osiągnąć mogą ±13%.

Równomierny rozkład rezystancji uzyskano w trakcie parowania, dzięki zastosowaniu obrotu podłoża i specjalnie kształtowanej przesłony obrotowej [13]. Mosiężną elektrodę dobrze przewodzącą pokryto przed montażem cienką warstwą złota (złoto naparowano), zabezpieczając ją w ten sposób przed utlenieniem się. Rezystancję elektrody modelującej straty uzyskano w granicach 65 Ω.

Tablica 2

Zestawienie wyników pomiarów wzorca strat, o parametrach RC rozłożonych, w pasmie częstotliwości od 100 kHz do 7,2 MHz

$\operatorname{tg}\delta_m$ — straty mierzone, $\operatorname{tg}\delta_l$ — straty liczone w stosunku do wartości $460 \cdot 10^{-4}$ $\left(\text{wg zależności } 460 \cdot 10^{-4} \frac{f_x\ [\text{MHz}]}{7{,}2\ [\text{MHz}]}\right)$

$$\text{Odchylenie } [\%] = \frac{\operatorname{tg}\delta_m - \operatorname{tg}\delta_l}{\operatorname{tg}\delta_l} \cdot 100$$

Lp.	f_x [MHz]	$\operatorname{tg}\delta_m \cdot 10^4$	$\operatorname{tg}\delta_l \cdot 10^4$	Odchyl. [%]	C [pF]
1	0,100	9	7	+30	52,1
2	0,224	16	15	+7	52,4
3	0,442	28	28	0	52,1
4	1,00	59	64	−8	52,4
5	2,20	145	141	+3	52,5
6	7,20	460	460	0	52,2

W tablicy 2 zestawiono wyniki pomiarów wzorca w pasmie 100 kHz÷7,2 MHz.

Z geometrii układu wynika, że pojemność wzorca powinna wynosić 50 pF, a $\operatorname{tg}\delta_z = 480 \times 10^{-4}$ (przy częstotliwości 7,2 MHz). Różnice wartości $\operatorname{tg}\delta_z$ mogą wynikać z nierównomiernego rozkładu rezystancji elektrody lub pojemności. Równomierność rozkładu pojemności można kontrolować drogą optycznych pomiarów równoległości elektrod. Kłopoty wynikają przy próbach dostatecznie precyzyjnego pomiaru równomierności rozkładu rezystancji. Pomocną tutaj jest tzw. metoda sondy czteropunktowej [14].

Znane w technice warstw cienkich metody nakładania pozwalają uzyskiwać przy rozmiarach elektrod rzędu $l = 10$ cm nierównomierności rozkładu rezystancji nie gorsze niż 1÷5%. Wpływ tego rzędu nierównomierności na wartość $\operatorname{tg}\delta_z$ wzorca można obliczyć z dobrym przybliżeniem w oparciu o wzory (24) i (25). I tak jeśli przyjmiemy, że rozkład pojemności jest równomierny, to

$$Im(Z) = -\frac{1}{\omega C_0 x},$$

zaś rezystancja jednostkowa zmienia się np. od $r_0 - \Delta r$ na początku elektrody do $r_0 + \Delta r$ na końcu elektrody, czyli całkowita rezystancja (R) elektrody nie ulega zmianie. Wówczas

$$\frac{dRe(Z)}{dx} = r_0 - \Delta r + 2\Delta r \frac{x}{l} - 2\frac{Re(Z)}{x}.$$

Równania tego typu rozwiązuje się metodą uzmiennienia stałej [15], a więc

$$Re(Z) = \frac{r_0}{3}\left(1+\frac{\Delta r}{2r_0}\right),$$

czyli

$$\operatorname{tg}\delta_z = \frac{\omega RC_1}{3}\left(1+\frac{\Delta r}{2r_0}\right). \tag{39}$$

Podobnie w przypadku zmiany rezystancji jednostkowej od $r_0+\Delta r$ do $r_0-\Delta r$ wypadkowy $\operatorname{tg}\delta_z$ wynosi

$$\operatorname{tg}\delta_z = \frac{\omega RC_1}{3}\left(1-\frac{\Delta r}{2r_0}\right). \tag{40}$$

Tak więc np. pięcioprocentowa nierównomierność rozkładu $\left(\frac{2\Delta r}{r_0}[\%] = 5\right)$ będzie w powyższych przypadkach oddziaływała na wartość $\operatorname{tg}\delta_z$ jak $\frac{5}{4}$, tj. 1,25-procentowa zmiana rezystancji całkowitej.

6. ZAKOŃCZENIE

Omówione dotychczas wzorce strat o parametrach skupionych, realizowane w praktyce do pracy w zakresie małych i średnich częstotliwości (10^2—10^5 Hz), oraz wzorce o parametrach rozłożonych, przydatne szczególnie do pracy przy większych częstotliwościach (powyżej 10^5 Hz) nie wyczerpują wszystkich możliwości konstrukcyjnych. Przykładem innych rozwiązań mogą być wzorce dielektryczne, w których wykorzystuje się materiał dielektryczny o określonych stratach i przenikalności dielektrycznej [7], [10].

Podstawową wadą znanych obecnie dielektryków jest mała stabilność $\operatorname{tg}\delta$ oraz czułość na zmianę warunków otoczenia; dlatego wzorce dielektryczne nie znalazły dotychczas szerszych zastosowań. W tej dziedzinie rokuje jednak nadzieje szereg nowych technologii wykorzystanych do wytwarzania dielektryków z kształtowanymi częstotliwościowymi charakterystykami stałej dielektrycznej i $\operatorname{tg}\delta$. Możliwość takich dostarcza m. in. technika warstw cienkich.

Autor dziękuje Panu Profesorowi drowi inż. Andrzejowi Jellonkowi za cenne uwagi przy dyskusji wyników powyższej pracy.

Politechnika Wrocławska
Instytut Technologii Elektronowej

WYKAZ LITERATURY

1. Jellonek A.: Założenia miernictwa elektrycznych własności dielektryków. — Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, Elektryka V, 1954/1955, str. 65.
2. Wagner K. W.: Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika. — Ann. der Phys., 40 (1913), str. 817.

3. Jellonek A.: Wzorce stratności dielektrycznej w zastosowaniu do sprawdzania mostków prądu zmiennego. — Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, Elektryka V, 1954/1955.
4. Hoyer H.: Verlustwinkel normale und Verlustwinkel variatoren. — Archiv für Elektrotechnik, 41/1954, str. 344.
5. Hippel A.: Dielectric Materials and Applications. New York 1952.
6. Jellonek A.: Standards of the Loss Angle of Capacitors. Posiedzenie Komitetu nr 1 CIGRE, Paris 1958, Milano 1959.
7. Jellonek A.: Możliwości realizacji wzorców tangensa kąta strat kondensatorów. — Rozprawy Elektrotechniczne, t. VII, 1961, z. 1, str. 3.
8. Kägler S.: Konstruktion einer tan δ — Normals zur Überprüfung und Eichung von Hochspannungs Verlustfaktor-Messbrücken. — Arch. für Techn. Mess., 10/1962.
9. Licznerski B.: Wzorce kąta strat. — Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, z. 53, Łączność — Miernictwo II/1963.
10. Licznerski B.: Rozprawa doktorska. Politechnika Wrocławska, 1966.
11. Licznerski B.: Zastosowanie cienkiej warstwy oporowej do modelowania strat kondensatora. — Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, Miernictwo VI, z 87/1964.
12. Perkowski Z.: Pomiar parametrów jednostkowych torów przewodowych metodą bezpośrednią. — Rozprawy Elektrotechniczne, t. XII, 1965, z. 2, str. 313.
13. Barańska E., Buczyłko J., Rymaszewski R.: Sposób określania kształtów przysłony wirującej w urządzeniu do równomiernego naparowania warstw cienkich. Materiały I Krajowej Konferencji Mikroelektroniki, Warszawa, czerwiec 1966.
14. Rymaszewski R.: Pomiar oporności powierzchniowej cienkich warstw metalicznych. — Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej, Miernictwo VII, z. 106/1965.
15. Pogorzelski W.: Analiza matematyczna, t. III. Warszawa 1956.
16. Litwinienko O. N., Sosznikow W. I.: Tieorija nieodnorodnych linij i ich primienienije w radiotiechnikie. Izd. Sow. „Radio". Moskwa 1964.

B. LICZNERSKI

THE STANDARDS OF TAN δ OF CAPACITORS WITH CONCENTRATED AND DISTRIBUTED PARAMETERS RC

Summary

In the paper, principles of constructing tan δ standards of capacitors designed for the standarization of measuring instruments, and for control of the method's correctness, are described.

Standards made at present (with concentrated parameters) can be applied in the range 10^2—10^5 c/s. They are usually composed of capacity and resistance standards connected in series, built in screens which establish parasite capacities. The distribution of capacities in series connection is shown in Figs. 3b and 5.

If the values of tan δ to be modelled do not exceed 1000×10^{-4}, then both capacity and tan δ are computed from the formulas (12) and (13), with good approximation (error less than 1%).

Schematic solutions of the concentrated parameters standards are shown in Figs. 7 to 10.

The author proposes a widening of the range of tan δ standards applicability above 10^5 c/s. limit. It can be achieved by loss modelling through selecting of the standard capacitor electrodes resistance. Thus a system is obtained with distributed parameters *RC*. Solution of the case with uniform distribution of capacity and resistance along the electrodes is analysed. The capacity distribution as shown in Fig. 14 occurs in case of flat electrodes, and the whole construction is built into the symmetric screen. From formulas (32) and (33), values of capacity and tan δ can be obtained for this standard (with error less than 1% if the modelled tan δ is not greater than 1000×10^{-4}). Fig. 18 shows a standard designed to operate at the frequencies from 100 kc/s to 7 Mc/s, with the losses modelled by the choice of thin film electrode resistance.

B. LICZNERSKI

LES ÉTALONS DE TAN δ DES CONDENSATEURS AVEC DES PARAMÈTRES RC CONCENTRÉS ET DISTRIBUÉS

Résumé

Dans cet article on decrit les principes de construction des étalons tan δ des condensateurs destinés à l'étalonnage des instruments de mesure et pour le contrôle de la correction de la méthode de mesure. Les étalons qui sont construits en présent (avec les paramètres concentrés) peuvent etre appliqués dans une bande des fréquences de 10^2—10^5 Hz. Ce sont surtout des systèmes qui se composent des étalons de capacité et de resistance couplées en serie et incadrées en écrans qui ètablissent les capacités parasites (vers l'ambiance). La distribution des capacités en serie est répresentée sur les fig. 3b et 5.

Si les valeurs tan δ modelées ne depassent pas le 1000×10^{-4} alors on calcule la capacité et le tan δ de l'étalon des formules (12) et (13) avec une bonne approximation (erreur moins $\leqslant 1\%$). Les solutions schématiques de la construction des étalons avec des paramètres concentrés sont representées sur les fig. 7—10.

L'auteur propose d'élargir la bande des fréquences des étalons au dessus de 10^5Hz. On peut l'obtenir par modélage des pèrtes par la selection de la résistance des électrodes du condensateur étalon. C'est un système avec des paramètres *RC* distrubués. On analyse la solution du ce cas avec une uniforme distribution de la capacité et de la résistance en long des électrodes. La distribution de la capacité montrée sur la Fig. 14 apparait dans le cas des électrodes plats et la construction entière est incadrée en écran d'une symétrie bien assortie. Utilisant les formules (32) et (33) on peut calculer des valeurs de la capacité et du tan δ de cet étalon (avec une erreur $\leqslant 1\%$ si le tan δ modele n'est pas 1000×10^{-4}).

La fig. 18 nous montre un étalon élaboré et destiné à travailler dans une bande des frequences de 100 kHz jusqu'à 7 MHz, dans lequel les erreurs sont modelées par le choix de la résistance spécifique des electrodes à couche mince.

B. LICZNERSKI

VERLUSTWINKELNORMALE MIT KONZENTRIERTEN UND VERTEILTEN RC PARAMETERN

Zusammenfassung

In diesem Beitrag wurden die Grundlagen für den Bau Verlustwinkelnormale von Kondensatoren beschrieben, die zur Eichung von Geräten sowie zur Kontrolle von Messverfahren bestimmt sind.

Die bisher hergestellten Normale (mit konzentrierten Parametern) arbeiten im Frequenzbereich 10^2—10^5 Hz. Es sind hauptsächlich in Serie geschaltete Kapazitäts- und Widerstandsnormale, die mit Schirmen verbaut sind, wodurch die Kapazität zur Umgebung bestimmt wird. Die in der Serieschaltung auftretenden Kapazitäten zeigen die Bilder 3b und 5.

Liegen die modellierten Werte des tan δ unterhalb 1000×10^{-4}, so kann die Kapazität und der Verlustwinkel tan δ mit guter Annäherung (Fehler $\leqslant 1\%$) aus den Formeln (12) und (13) ermittelt werden.

Die Konstruktionen von Verlustwinkelnormale mit konzentrierten Parametern wurden schematisch in den Bildern 7—10 dargestellt.

Vom Verfasser wird eine Ausdehnung des Frequenzbereich über 10^5 Hz vorgeschlagen. Dies kann erreicht werden, indem die Verluste durch eine entsprechende Wahl der Elektrodenwiderstände des Eichkondensators modelliert werden. Die Schaltung besteht also aus verteilten RC Parametern. Es wurde eine Ausführung mit gleichmassiger Verteilung der Kapazität und Resistanz entlang der Elektroden ausführlich untersucht. Die in Bilde 14 dargestellte Kapazitätsverteilung betrifft den Fall mit ebenen Elektroden, wobei die ganze Konstruction mit einem Schirm von entsprechender Symmetrie verbaut ist. Aus den Formeln (32) und (33) kann die Kapazität und der Verlustfaktor tan δ eines solchen Normals berechnet werden

(der Fehler ist $\leqslant 1\%$, sobald tan $\delta \leqslant 1000 \times 10^{-4}$ modelliert wird). Das Bild 18 stellt ein hergestelltes Normal für den Bereich 100 kHz bis 7 MHz dar. Die Verluste dieses Normals wurden durch die entsprechende Wahl der Resistanz der Dünnschichtenelektrode modelliert.

Б. ЛИЧНЕРСКИ

ЭТАЛОНЫ ТАНГЕНСА УГЛА ПОТЕРЬ КОНДЕНСАТОРОВ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ И РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Р е з ю м е

В статье описаны принципы эталонов тангенса угла потерь конденсаторов, предназначенных для градуировки измерительных приборов и контроля правильности метода измерений.

Изготовливаемые в настоящее время эталоны (с сосредоточенными параметрами) работают в диапазоне частот 10^2—10^5 гц. В большинстве случаев это включенные последовательно эталоны емкости и сопротивления, экранированные так, что бы паразитные емкости оставались постоянными.

Существующее в последовательной схеме распределение емкостей показано на рис. 3б и 5. Если модулируемые величины тангенса угла потерь не превышают 1000×100^{-4}, тогда емкость и тангенс угла потерь можно вычислить с хорошей точностью (ошибка $\leqslant 1\%$) из формул (12) и (13). Схематические конструктивные решения этанолов с сосредоточенными параметрами представлены на рис. 7 до 10.

Автор предлагает расширить рабочий диапазон этанолов выше 10^5 гц. Расширение это возможно путем моделирования потерь с помощью подбора сопротивления электродов эталонного конденсатора. Получается система с распределенными параметрами. Проведены расчеты для равномерного распределения удельного сопротивления и емкости вдоль обкладок конденсатора. Распределение емкости показано на рис. 14 существует для случая плоских электродов, экранированных симметричным экраном. На основании формул (32) и (33) можно рассчитать (с ошибкой меньше 1% если моделируемый $\operatorname{tg}\delta < 1000 \times 100^{-4}$) емкость и $\operatorname{tg}\delta$ этого эталона. На фиг. 18 представлен эталон предназначенный для работы в диапазоне частот 100 кгц до 7 Мгц, в котором потери моделируются путем подбора удельного сопротивления тонкопленочного электрода.

621.313.392

JERZY OWCZAREK

Mikrosilnik histerezowo-permasynowy

Rękopis dostarczono 16.10.1967

W artykule podano teorię i metodę obliczania nowego rodzaju mikrosilnika synchronicznego. Zasada działania silnika jest oparta na zjawiskach zachodzących w silnikach histerezowych, silnikach ze wzbudzeniem magnetoelektrycznym i silnikach synchronicznych ze wzbudzeniem elektromagnetycznym.

Materiał podany w artykule stanowi znaczny skrót (do około 1/4 objętości) tekstu rozprawy habilitacyjnej autora [13] pt. „Mikrosilnik synchroniczny magnesowany podczas rozruchu", ujmujący najistotniejszą część tej pracy. W związku z koniecznością przeprowadzenia tak znacznego skrótu pominięto szereg zagadnień i dowodów przytoczonych w [13], w szczególności w zakresie uzasadnienia metody obliczania i badań sprawdzających.

Opracowany silnik ma w określonym zakresie mocy lepsze parametry eksploatacyjne przy prostszej, bardziej technologicznej konstrukcji, niż inne rodzaje mikromaszyn synchronicznych. Według opracowanych założeń wykonano kilka modeli silników o różnych danych znamionowych. Badania wykonanych modeli potwierdziły słuszność opracowanej teorii maszyny i dużą dokładność zaproponowanej metody jej obliczania. Silnik został opatentowany.

1. WSTĘP

W pracy rozpatrzono teorię i metodę obliczania mikrosilników synchronicznych o wydawanych mocach na wale od kilku do około 50 W przy prędkościach obrotowych w zakresie $10\,000 \div 20\,000 \frac{\text{obr}}{\text{min}}$. Podane teoria i metoda obliczania mogą mieć zastosowanie również do mikrosilników zasilanych napięciami o niższych częstotliwościach, przy których otrzymuje się odpowiednio niższe synchroniczne prędkości obrotowe, jak np. 3000 $\frac{\text{obr}}{\text{min}}$ przy częstotliwości przemysłowej 50 Hz. Silniki takie są jednymi z poszukiwanych elementów układów automatyki, przy czym podstawową ich zaletą powinien być jak największy wskaźnik ciężarowy lub objętościowy wydawanej mocy.

Rozwiązaniami wyjściowymi, na których można było się oprzeć przy rozpoczęciu opracowania, były silniki histerezowe i silniki z trwałymi magnesami na wirniku, zwane permasynami. W zadanym zakresie mocy lepszy wskaźnik mocy występuje w przypadku silników histerezowych, jednakże przy zastosowaniu materiałów nie produkowanych w kraju. W zakresie większych mocy lepszy wskaźnik mocy występuje w przypadku permasynów. Maszyny histerezowe i permasyny mają wzajemnie uzupełniające się zalety w tym sensie, że te cechy, które są zaletami jednego z rodzajów silników są wadami drugiego i odwrotnie.

Silnik histerezowo-permasynowy, którego teoria zostanie podana dalej, wykazuje zalety właściwe mikrosilnikom histerezowym i permasynom przy wyeliminowaniu ich wad. Zachowanymi zaletami silnika histerezowego są — prostota konstrukcji i wrodzony moment rozruchowy; wyeliminowanymi wadami — niższe moce wydawane, sprawność i współczynnik mocy niż u permasynów. Zachowanymi zaletami permasyna są duża moc wydawana na wale, sprawność i współczynnik mocy, wyeliminowanymi wadami — skomplikowanie konstrukcji przez konieczność wbudowania elementów rozruchowych (duża pracochłonność przy wytwarzaniu). Rozwiązanie autora otrzymano na podstawie analizy teorii obydwu rodzajów maszyn, przy zastosowaniu materiału o właściwościach umożliwiających, przy odpowiednim postępowaniu rozruchowym, pracę maszyny podczas rozruchu jako silnika histerezowego, a podczas pracy znamionowej jako permasyna. Z tego względu opracowany silnik można uważać za silnik histerezowo-permasynowy i oznaczyć zgodnie z przyjętymi zasadami symbolem SSHP (silnik synchroniczny histerezowo-permasynowy) — symbolu tego będziemy nadal używali dla oznaczania silnika zamiast jego długiej pełnej nazwy.

Otrzymanie rozwiązania jednoczącego zalety silników histerezowych i permasynów założono na drodze opracowania teorii i zaprojektowania modeli silnika, który byłby zbudowany jak histerezowy, a więc miałby prosty technologicznie jednorodny wirnik, podczas rozruchu zachowałby się również jako silnik histerezowy, a więc miałby wrodzony moment rozruchowy i synchronizujący bez potrzeby stosowania jakichkolwiek dodatkowych urządzeń rozruchowych; natomiast po zakończeniu rozruchu mógłby być przekształcony w permasyn, a więc jego wirnik mógłby być trwale namagnesowany. Przy takim rozwiązaniu cała objętość wirnika nie zmniejszona o miejsce potrzebne w permasynie dla umieszczenia urządzeń rozruchowych mogłaby być wykorzystana dla magazynowania energii trwałego magnesowania, dzięki czemu dolna granica mocy dla rozwiązania permasynowego mogłaby być obniżona.

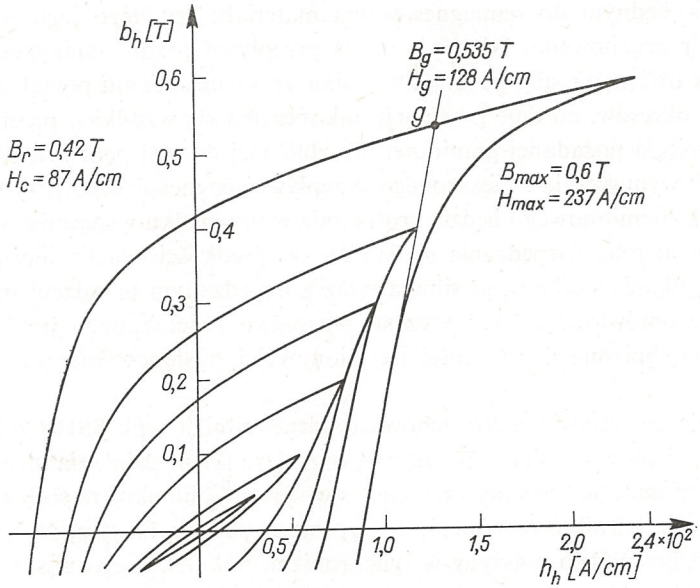
Spełnienie założenia jest uzależnione od właściwego doboru charakterystyk materiału czynnego wirnika, którego właściwości pozwalałyby na otrzymanie dostatecznego rozruchowego momentu histerezowego mimo konstrukcji wirnika o możliwie jak najgrubszej warstwie materiału czynnego, potrzebnej ze względu na późniejszą permasynową pracę silnika (maksimum masy do zmagazynowania energii trwałego magnesowania), a więc o geometrii dalekiej od optimum dla silnika histerezowego. Z drugiej strony wybrany materiał powinien charakteryzować się przebiegiem krzywej odmagnesowania pozwalającym na uzyskanie możliwie dużego trwałego namagnesowania przy ograniczonym konstrukcją stojana silnika przepływie magnesującym. Niezbędne jest również opracowanie przebiegu postępowania rozruchowego, zapewniającego właściwy rozruch i magnesowanie wirnika mikrosilnika.

2. BUDOWA I ZASADA DZIAŁANIA

Stojan silnika zbudowany jak w maszynie indukcyjnej jest zaopatrzony w uzwojenie wytwarzające wirujące pole magnetyczne przy danym sposobie zasilania. Silnik może więc być zasilany trój-, dwu- lub jednofazowo z fazą pomocniczą. Wirnik silnika jest zbudowany jako nieuzwojony gładki cylinder spakietowany z tarczek (blach) z materiału CuNiFe

404020, którego przykładowa rodzina pętli histerezy do granicznej włącznie, otrzymana z własnych pomiarów omówionych dalej, jest podana na rys. 1.

Postępowanie rozruchowe polega na wymuszeniu po lub w czasie włączenia silnika



Rys. 1. Rodzina pętli histerezy dla CuNiFe 40

zwiększonego przepływu prądu przez uzwojenia stojana, który powoduje osiągnięcie nasyconej lub zbliżonej do niej pętli histerezy materiału wirnika.

Rozpatrzmy kolejno zjawiska zachodzące podczas rozruchu i przy pracy silnika typu SSHP.

2.1. Rozruch, magnesowanie

Po włączeniu napięcia znamionowego lub podwyższonego — w celu wymuszenia zwiększonego przepływu — materiał wirnika zaczyna być przemagnesowywany jak w silniku histerezowym, wskutek czego powstaje moment rozruchowy. Zarówno w przypadku włączenia napięcia znamionowego, jak i podwyższonego, materiał nie jest przemagnesowywany według najkorzystniejszej pętli z rodziny mającej największy współczynnik wypukłości [6]. W pierwszym przypadku będzie to pętla dużo mniejsza, a więc i węższa, w drugim — większa, lecz o mniejszej wartości kąta histerezy (sin ψ). Ponadto wskutek budowy wirnika jako prawie pełnego cylindra z materiału czynnego występuje przypadek histerezy wirowej niekorzystny dla pracy silnika [7], [8]. Niezależnie od tego, czy początkowo zostaje włączone napięcie znamionowe, czy od razu podwyższone, moment rozruchowy silnika jest wytwarzany pod wpływem napięcia podwyższonego, a więc przy pracy na pętli nasyconej lub zbliżonej do niej. Mimo wspomnianych okoliczności, powodujących, że warunki pracy na tej pętli są dalekie od optymalnych dla silnika histerezowego, rozwijany

moment wystarcza do rozruchu maszyny mając wartość zbliżoną do wartości momentu znamionowego silnika po magnesowaniu. Dzieje się to kosztem przepływu zwiększonego prądu, przekraczającego znacznie dopuszczalną ze względów termicznych wartość prądu ciągłego obciążenia. Taki prąd może jednakże przepływać przez uzwojenia silnika w krótkim czasie, niezbędnym do namagnesowania materiału czynnego jego wirnika podczas postępowania rozruchowego. Niezbędny czas przepływu prądu namagnesowującego powinien być tak obliczony, aby po dojściu silnika do synchronizmu płynął on jeszcze przez czas około 10 okresów, co daje gwarancję zakończenia się wszelkich przebiegów nieustalonych i osiągnięcia pożądanej granicznej lub zbliżonej do niej pętli histerezy. Oczywiście niezbędny czas wymuszania zwiększonego przepływu magnesującego przy wstępnym włączeniu napięcia znamionowego będzie krótszy niż w przypadku włączenia od razu napięcia podwyższonego o czas rozpędzania się silnika do prędkości synchronicznej, limitowany bezwładnością układu ruchomego silnika wraz z napędzanym urządzeniem.

Po upływie omówionego okresu czasu przepływu zwiększonego prądu, napięcie zasilające zostaje obniżone do wartości znamionowej i postępowanie rozruchowe zostaje zakończone.

W rezultacie postępowania rozruchowego wirnik silnika typu SSHP zostaje namagnesowany w promieniowym kierunku, zgodnym z kierunkiem działania strumienia wytworzonego przez wymuszony przepływ namagnesowujący. Silnik nabiera cech maszyny z trwałym magnesem na wirniku, różniąc się od typowego permasyna tym, że namagnesowanie odbywa się już po wejściu maszyny w synchronizm, wskutek czego w silniku typu SSHP nie występuje charakterystyczne dla permasynów zjawisko rozmagnesowywania wirnika podczas rozruchu strumieniem stojana wirującym względem kierunku namagnesowania magnesu trwałego na wirniku i powodującym charakterystyczne zjawisko tzw. stabilizacji magnesu przy przeciwwłączeniu [1]. Dzięki uniknięciu tego niekorzystnego dla właściwości silnika zjawiska z jednostki objętości magnesu można w silniku typu SSHP uzyskać większą moc wewnętrzną, a tym samym i wydawaną, niż w permasynie przy dopuszczalnym prądzie obciążenia ciągłego.

Wymuszenie przepływu namagnesowującego można otrzymać metodami stosowanymi przy przewzbudzaniu silnika histerezowego. Odpowiednie zastosowanie mają również wnioski o różnicach procesu zachodzącego przy zwyżce napięcia bez zmiany fazy i rezonansowej [13].

Różnice między przewzbudzaniem silnika histerezowego a postępowaniem rozruchowym powodującym magnesowanie wirnika silnika typu SSHP wynikają z różnic w budowie wirnika, który w pierwszym przypadku jest zaopatrzony w cienką, a w drugim w grubą warstwę materiału czynnego, przy czym właściwości tego materiału różnią się od siebie znacznie. Materiał dla silnika histerezowego jest dobierany pod kątem widzenia maksimum powierzchni pola pętli histerezy związanego z maksimum wartości $\sin\psi$. Materiał na silnik typu SSHP jest natomiast wybierany z punktu widzenia możliwości osiągnięcia granicznej pętli histerezy podczas postępowania rozruchowego, warunkowanej wielkością przepływu magnesującego. Materiał ten powinien ponadto mieć dostatecznie duże natężenie pola powściągającego (H_c) ze względów znanych z teorii permasyna. Materiały optymalne dla silników histerezowych (typu wikaloi) nie dają, jak wiadomo [2], [5], [13], dobrych wyników przy stosowaniu przewzbudzenia.

2.2. Praca po namagnesowaniu

Zakres znamionowej pracy, podczas której silnik typu SSHP może być obciążony od stanu jałowego poprzez obciążenie znamionowe do maksymalnego, powodującego wypadnięcie silnika z synchronizmu, rozpoczyna się po zakończeniu omówionego w rozdz. 2.1 postępowania rozruchowego. Jak już stwierdzono w tym rozdziale, silnik można traktować jako pewien szczególny przypadek permasyna lub maszyny synchronicznej ze wzbudzeniem elektromagnetycznym. Znane stwierdzenie o podobieństwie permasyna do maszyny ze stale włączonym wzbudzeniem nie ma zastosowania w przypadku silnika typu SSHP, gdyż dzięki omówionemu w 2.1 postępowaniu rozruchowemu można uważać, że „wzbudzenie zostaje włączone" po wejściu maszyny w synchronizm, właśnie jak to ma miejsce w silnikach ze wzbudzeniem elektromagnetycznym.

Jedną z podstawowych przyczyn powodujących różnicę silnika typu SSHP i permasyna jest budowa ich wirników. W silniku typu SSHP mamy mianowicie gładki cylindryczny wirnik, w którym zmagazynowano pewną ilość energii magnetycznej, zdolnej do wytwarzania własnego strumienia. Jest więc on bardziej niż do permasyna podobny do wirnika maszyny synchronicznej z utajonymi biegunami i elektromagnetycznym wzbudzeniem. Na tej podstawie przy dalszych rozważaniach wartości spadków napięcia magnetycznego od strumienia wirnika, wyrażone iloczynem natężenia pola magnetycznego wirnika-magnesu przez długości odpowiednich odcinków drogi, będziemy nazywali przepływem, mimo że rzeczywisty przepływ prądu maszyny o wzbudzeniu elektromagnetycznym jest w przypadku SSHP zastąpiony energią magnesu trwałego.

Czynną powierzchnię cylindrycznego wirnika-magnesu i współczynnik rozproszenia własnego strumienia określa się na podstawie znanych zależności podanych w rozdz. 3.3 „obliczanie wirnika-magnesu". Punkt pracy na krzywej odmagnesowania można określić jak dla permasyna na podstawie znajomości indukcji szczątkowej magnesu odczytanej z osiągniętej podczas magnesowania pętli histerezy. Ten punkt pracy określa strumień magnetyczny wytwarzany przez wirnik silnika podczas biegu jałowego i wartość siły elektromotorycznej, odpowiadającej sile elektromotorycznej biegu jałowego silnika synchronicznego o wzbudzeniu elektromagnetycznym. Można ją łatwo pomierzyć, co umożliwia sprawdzenie poprawności rozumowania, założeń i przeprowadzonego obliczenia tej siły elektromotorycznej.

Znamionowe napięcie zasilania silnika SSHP po postępowaniu rozruchowym należy obrać z dalej podanych przyczyn większe od omówionej siły elektromotorycznej biegu jałowego. Różnica wielkości napięcia zasilania i siły elektromotorycznej biegu jałowego odpowiada stopniowi niedowzbudzenia silnika synchronicznego ze wzbudzeniem elektromagnetycznym. Geometryczna różnica tych dwóch wielkości, składająca się ze spadków napięcia na rezystancji i reaktancji synchronicznej, dających w sumie spadek napięcia na impedancji synchronicznej, określa — jak wynika z wykresu wektorowego maszyny omówionego w rozdz. 2.3 — prąd pobierany przez silnik z sieci. Prąd ten wytwarza przepływ stojana, dodający się geometrycznie do przepływu wirnika, czego wynikiem jest przepływ wypadkowy, odpowiadający sile elektromotorycznej wypadkowej (szczelinowej). W przypadku niedowzbudzenia przepływ stojana przy biegu jałowym tworzy z przepływem wirnika kąt ostry, działanie jego jest domagnesowujące. W miarę wzrostu

obciążenia silnika, jak w każdej maszynie synchronicznej, zwiększa się rozchylenie kierunków strumieni stojana i wirnika, a tym samym i siły elektromotorycznej biegu jałowego i napięcia zasilającego, określone kątem obciążenia maszyny synchronicznej ϑ. Wskutek tego kąt między przepływami wirnika i stojana zwiększa się również, przybierając w pewnym momencie wartość $\frac{\pi}{2}$. Od tego momentu przy dalszym obciążaniu silnika wskutek przekroczenia przez kąt między przepływami stojana i wirnika wartości $\frac{\pi}{2}$ zjawia się składowa przepływu stojana rozmagnesowująca wirnik. Tu znów występuje zasadnicza różnica między silnikiem SSHP i silnikiem synchronicznym ze wzbudzeniem elektromagnetycznym: rozmagnesowujące oddziaływanie przepływu stojana nie może być skompensowane przez zwiększenie prądu wzbudzenia wirnika — „dowzbudzenie" maszyny. Punkt pracy magnesu zaczyna przesuwać się w dół wzdłuż krzywej odmagnesowania materiału wirnika do punktu odpowiadającego wartości maksymalnej energii $(BH)_{max}$ zmagazynowanej w wirniku. Po przekroczeniu tego punktu energia magnesu zaczyna maleć, praca maszyny przestaje być stateczna i silnik wypada z synchronizmu.

Im mniejszą obieramy różnicę między napięciem zasilania a siłą elektromotoryczną biegu jałowego, tym lepszą otrzymujemy wartość współczynnika mocy — $\cos\varphi$ (jak w silniku ze wzbudzeniem elektromagnetycznym mniej niedowzbudzonym), ale jednocześnie przy tym mniejszych kątach obciążenia zaczyna występować rozmagnesowywanie wirnika, co prowadzi do otrzymania mniejszych mocy wydawanych przez silnik na wale. Optymalny praktycznie stosunek wartości znamionowego napięcia zasilania i siły elektromotorycznej biegu jałowego wynosi około 1,33 — gdyż przy większych jego wartościach otrzymuje się zbyt małe współczynniki mocy (rzędu 0,7 zgodnie z [1], gdzie zależność ta obliczona została dla permasynów; z toku obliczenia wynika jednak analogiczność wyników zarówno dla silników ze wzbudzeniem elektromagnetycznym o niezmiennym wzbudzeniu, jak i dla SSHP).

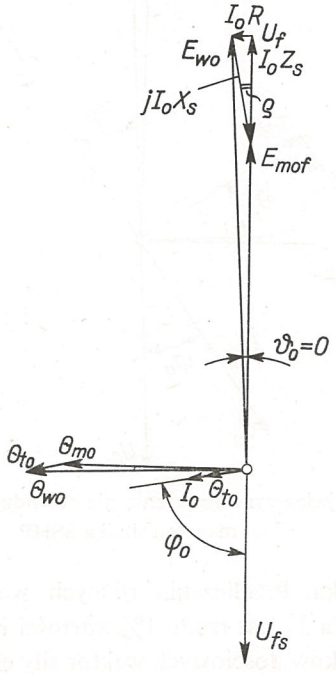
Zakres możliwych obciążeń SSHP składa się w ten sposób z zakresu obciążeń nie powodujących rozmagnesowania wirnika, namagnesowanego podczas postępowania rozruchowego, który przy właściwym doborze stosunku napięcia znamionowego zasilania do siły elektromotorycznej biegu jałowego stanowi przeważającą część, i pozostałego niewielkiego zakresu, powodującego rozmagnesowywanie, określonego odcinkiem krzywej odmagnesowania zawartym między punktem pracy przy biegu jałowym i punktem maksymalnej energii magnetycznej $(BH)_{max}$ odpowiadającym punktowi pracy przy maksymalnym obciążeniu. Po przekroczeniu obciążenia, przy którym rozpoczyna się rozmagnesowywanie wirnika, odciążaniu silnika towarzyszy przesuwanie się punktu pracy wzdłuż odpowiedniej krzywej powrotu, której początek odpowiada aktualnemu położeniu punktu pracy przy osiągniętym obciążeniu.

Silnik typu SSHP zachowuje się więc w tym zakresie obciążeń podobnie jak przewzbudzony silnik histerezowy. Wskutek ruchu punktu wzdłuż prostej powrotu strumień magnesu przy odciążaniu rośnie wolniej niż malał, nie może osiągnąć wartości, która występowała podczas biegu jałowego i wytworzyć siły elektromotorycznej równej sile elektromotorycznej biegu jałowego. Prąd przy odciążaniu nie maleje do wartości odpowiadających aktualnej wydawanej mocy podczas obciążania. Praca SSHP w tym zakresie obciążeń nie może być z powyższych względów zalecana, aczkolwiek jest możliwa.

Wykorzystywanie w charakterze punktu pracy punktu leżącego na krzywej odmagnesowywania materiału wirnika, a nie na prostej powrotu, determinowanej procesem stabilizacji w czasie „przeciwwłączania" podczas asynchronicznego rozruchu permasyna, pozwala na osiąganie wyższych wartości siły elektromotorycznej biegu jałowego w silniku typu SSHP, dzięki czemu można uzyskać większe wydawane moce przy tej samej wartości pobieranego prądu.

2.3. Wykresy wektorowe silnika SSHP

Z rozważań podanych w rozdz. 2.2 wynika, że silnik typu SSHP może być traktowany jako silnik synchroniczny ze wzbudzeniem elektromagnetycznym, niedowzbudzony, którego wzbudzenie nie może być regulowane w celu kompensacji oddziaływania twornika. W zakresie jego znamionowej pracy synchronicznej można wyodrębnić trzy charakterystyczne stany, dla których zostaną wykonane wykresy wektorowe jak dla maszyny synchronicznej z wirnikiem cylindrycznym (z utajonymi biegunami) w oparciu o metodę opracowa-

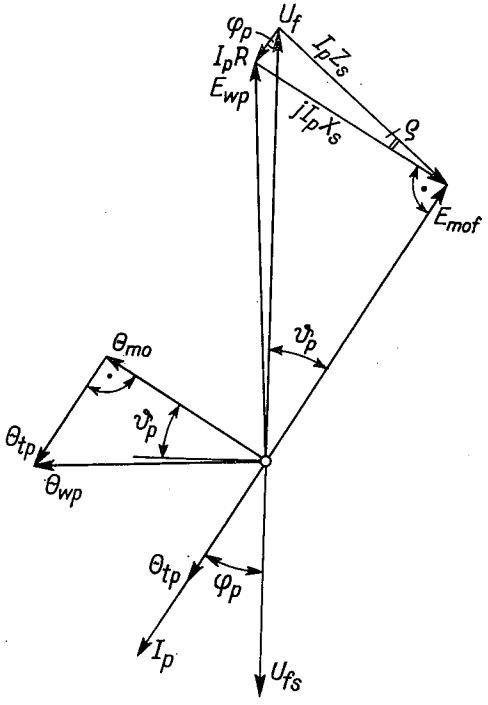


Rys. 2. Wykres wektorowy idealnego biegu jałowego silnika SSHP

ną i uzasadnioną w [9] na str. 161÷166 przy wprowadzeniu odpowiednich modyfikacji odpowiadających omówionej specyfice pracy silnika typu SSHP. Charakterystycznymi stanami pracy silnika są: idealny bieg jałowy, stan największego obciążenia nie powodującego jeszcze rozmagnesowywania wirnika przez przepływ stojana oraz stan maksymalnego obciążenia powodującego wypadnięcie silnika z synchronizmu.

Wykres wektorowy dla stanu idealnego biegu jałowego podany jest na rys. 2. Wielkości zmienne z obciążeniem występujące na tym wykresie oznaczono indeksem „o". Ze względu

na to, że kąt obciążenia $\vartheta_o = 0$, wektor napięcia zasilania na zaciskach silnika U_f jest w fazie z wektorem siły elektromotorycznej biegu jałowego E_{mof} indukowanej przez wirnik-magnes. Różnicę między nimi pokrywa spadek napięcia na impedancji synchronicznej silnika $I_o Z_s$, składający się z sumy spadków napięć na rezystancji uzwojenia $I_o R$ stojana i reaktancji synchronicznej $I_o X_s$. Reaktancja synchroniczna składa się, jak wiadomo, z reaktancji oddziaływania twornika X_{as} i reaktancji rozproszenia uzwojeń twornika X_l. W silniku typu SSHP reaktancja oddziaływania twornika zależy od permeancji twardego materiału, z którego zbudowany jest wirnik silnika, i z tego względu jest znacznie większa od reaktancji

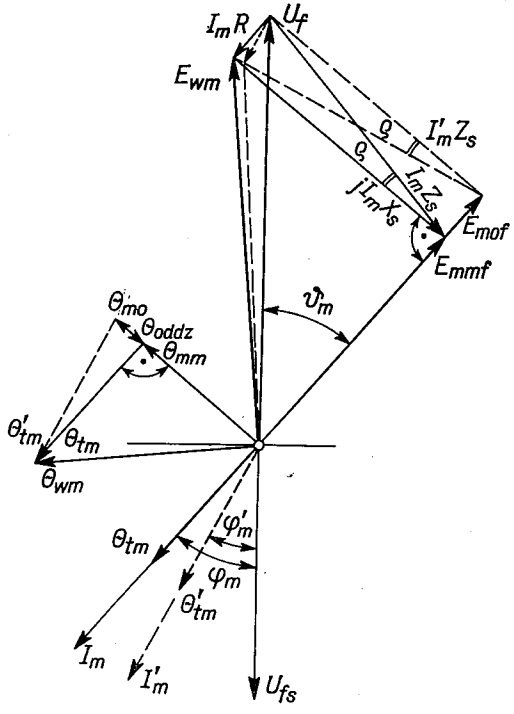


Rys. 3. Wykres wektorowy przy największym obciążeniu nie powodującym rozmagnesowywania wirnika-magnesu silnika SSHP

rozproszenia uzwojeń twornika. Przeliczenia różnych wariantów silnika wykazują, że wartość reaktancji rozproszenia X_l jest rzędu 1% wartości reaktancji oddziaływania twornika X_{as}. Wobec takich stosunków ilościowych wektor siły elektromotorycznej wewnętrznej E_{wo} można poprowadzić jak na rys. 2, zaniedbując podział odcinka $I_o X_s$ w stosunku $X_l : X_s$. Zaznaczony na wykresie kąt ϱ między wektorami $I_o Z_s$ i $jI_o X_s$ może być określony ze stosunku rezystancji uzwojenia R i reaktancji synchronicznej X_s według zależności $\operatorname{tg}\varrho = \frac{R}{X_s}$. Przepływy magnesów θ_{mo} i wewnętrzny θ_{wo}, odpowiadające siłom elektromotorycznym E_{mof} i E_{wo}, są przesunięte względem tych ostatnich o kąt $\frac{\pi}{2}$ w przód, a przepływ oddziaływania twornika θ_{to} łączący ich końce dodaje się, jak widać, do przepływu magnesów działając domagnesowująco. Kierunek przepływu θ_{to} określa kierunek prądu biegu jałowego

I_o, tworzący z kierunkiem napięcia sieci U_{fs} kąt φ_o określający współczynnik mocy idealnego biegu jałowego $\cos\varphi_o$.

Wykres wektorowy dla największego obciążenia nie powodującego jeszcze rozmagnesowywania wirnika przez przepływ stojana jest podany na rys. 3. Wielkości zmienne z obciążeniem, występujące na tym wykresie, oznaczono indeksem „p". Ze względu na warunek niewystępowania rozmagnesowywania wirnika wartość siły elektromotorycznej E_{mof} nie ulega zmianie, a kąt obciążenia ϑ_p przybiera wartość równą wartości kąta przesunięcia



Rys. 4. Wykres wektorowy dla maksymalnego obciążenia silnika SSHP

fazowego φ_p, gdyż w tym przypadku, jak wynika z podanego w 2.2 wyjaśnienia i jak widać z wykresu, przepływ oddziaływania twornika θ_{tp} tworzy kąt $\frac{\pi}{2}$ z przepływem magnesów θ_{mo}, tak samo jak odpowiadające im wektory jI_pX_s oraz E_{mof}. Wielkości i położenia pozostałych wektorów omówionych przy rozpatrywaniu wykresu biegu jałowego wynikają bezpośrednio z podanej na rys. 3 konstrukcji wykresu.

Wykres wektorowy dla maksymalnego obciążenia, którego zwiększenie spowodowałoby wypadnięcie silnika z synchronizmu jest podany na rys. 4. Wielkości zmienne z obciążeniem występujące na tym wykresie oznaczono indeksem „m". W miarę wzrostu kąta obciążenia powyżej omówionej przy rys. 3 wartości ϑ_p, kąt między przepływami θ_{mo} i θ'_{tm} zaczyna przybierać wartości mniejsze od $\frac{\pi}{2}$, wskutek czego zjawia się składowa θ_{oddz} przepływu θ'_{tm} skierowana przeciwnie do przepływu θ_{mo}, która zaczyna rozmagnesowywać

wirnik. Ze względu na niemożliwość skompensowania rozmagnesowującego działania tej składowej przez zwiększenie wzbudzenia maszyny, siła elektromotoryczna wzbudzana przez wirnik zmniejsza się względem występującej przy biegu jałowym E_{mof}. Proces ten trwa do czasu, gdy przepływ rozmagnesowujący zmniejszy strumień wirnika do wartości odpowiadającej maksymalnej wartości energii magnetycznej wirnika $(BH)_{max}$, po czym, jak stwierdzono w 2.2, silnik wypada z synchronizmu. Stan w tej właśnie chwili, jako odpowiadający maksymalnemu obciążeniu biegnącego synchronicznie silnika SSHP, jest przedstawiony na rys. 4. Liniami przerywanymi i oznaczeniami literowymi ze znakiem ′ oznaczono sytuację, jaka wystąpiłaby, gdyby nie istniało rozmagnesowywanie wirnika, liniami ciągłymi — stan rzeczywisty, z tym, że wartości E_{mmf} i θ_{mm} odpowiadają strumieniowi magnetycznemu wirnika $\Phi_{\delta m}$ występującemu przy maksymalnej energii magnetycznej zmagazynowanej w wirniku. Z konstrukcji wykresu wynika, że i w tym przypadku kąt przesunięcia fazowego φ_m równa się kątowi obciążenia ϑ_m.

Z porównania wykresów wektorowych na rys. 2, 3 i 4 widać, że w miarę obciążania silnika od stanu jałowego do maksymalnego obciążenia, ze wzrostem kąta obciążenia ϑ prąd pobierany z sieci rośnie, natomiast współczynnik mocy, określony kątem przesunięcia fazowego φ, rośnie od biegu jałowego do czasu wystąpienia rozmagnesowywania wirnika przez przepływ stojana, po czym znów zaczyna maleć.

3. METODA OBLICZANIA

Proponowana metoda obliczania jest oparta na omówionej w poprzednim rozdziale teorii pracy mikrosilnika SSHP. Zadaniem metody jest podanie recepty obliczenia takiego silnika przy zadanej mocy wydawanej na wale w założeniu możliwie maksymalnego wykorzystania materiałów czynnych maszyny (nagrzewania się) przy braku wymuszonego obcego chłodzenia. Metoda zostanie podana dla przypadku symetrycznego trójfazowego zasilania uzwojeń stojana silnika. Przejście do przypadków innych rodzajów zasilania jest łatwo możliwe przy wykorzystaniu ogólnie znanych zależności teorii maszyn elektrycznych.

3.1. Wstępne określenie objętości materiału czynnego wirnika

Ze względu na to, że silnik zachowuje się podczas pracy znamionowej jak permasyn, określenie objętości materiału czynnego jego wirnika, pełniącego w tym czasie rolę magnesu trwałego, można przeprowadzić zgodnie z odpowiednio zmodyfikowanym wzorem podawanym przez [1] dla permasyna.

$$V_m = \frac{10^6}{\pi\sqrt{2}} \cdot \frac{1+\dfrac{1}{k_E}}{k_\mu \cdot f \cdot \zeta B_r H_c} \cdot P_{wmax} \ [\mathrm{cm}^3], \tag{1}$$

przy czym

$$P_{wmax} = \frac{P_w}{\sin\vartheta} \ [\mathrm{W}]. \tag{2}$$

$$P_w = P_1 - \Delta P_{Cu} \text{ [W]},$$
$$P_1 = mU_f I_{1f} \cos\varphi \text{ [W]},$$
$$\Delta P_{Cu} = mI_{1f}^2 R_{1f} \text{ [W]}, \tag{3}$$
$$P_1 = \frac{P_2}{\eta} \text{ [W]}.$$

Współczynnik

$$k_E = \frac{U_f}{E_{mof}}, \tag{4}$$

gdzie:

V_m — objętość materiału czynnego wirnika,
P_1, P_2, P_w — moce — odpowiednio pobrana, wydana i wejściowa,
ΔP_{Cu} — straty w miedzi stojana,
U_f, I_{1f}, R_{1f} — odpowiednio — napięcie, prąd i rezystancja fazy stojana,
B_r i H_c — indukcja szczątkowa i siła koercji dla pętli histerezy osiąganej podczas magnesowania wirnika przy rozruchu silnika,
f — częstotliwość napięcia zasilającego silnik,
ϑ — kąt obciążenia maszyny synchronicznej,
η — sprawność silnika,
m — liczba faz silnika,
k_μ, k_E, ζ — współczynniki omówione dalej.

Wartości indukcji B_r i natężenia pola H_c krzywej odmagnesowania pętli histerezy, na której po magnesowaniu pracuje materiał wirnika, należy podstawić odpowiednio w [T] i $\left[\frac{\text{A}}{\text{m}}\right]$.

Współczynnik ζ jest empirycznym współczynnikiem, nazwanym w [1] współczynnikiem wykorzystania materiału magnesu i reprezentującym stosunek pola zawartego między prostymi łączącymi punkty pracy magnesu przy biegu jałowym i maksymalnym obciążeniu z początkiem układu współrzędnych (BH) a prostą powrotu poprowadzoną z punktu pracy przy maksymalnym obciążeniu do pola prostokąta o bokach B_r i H_c.

Współczynnik k_μ jest empirycznym współczynnikiem korekcyjnym autora do wzoru [1], zależnym od właściwości zastosowanego materiału czynnego wirnika. Współczynnik k_μ uwzględnia specyfikę pracy silnika typu SSHP polegającą na tym, że wirnik-magnes tego silnika nie podlega stabilizacji przez prąd przeciwwłączenia, występujący podczas rozruchu permasyna, powodującej przesuwanie się punktu pracy magnesu nie wzdłuż krzywej odmagnesowania, lecz wzdłuż prostej powrotu. Współczynnik k_μ uwzględnia również brak urządzeń rozruchowych na wirniku silnika typu SSHP, dzięki czemu energia zmagazynowana w namagnesowanym wirniku jest wykorzystywana w większym stopniu niż w przypadku permasyna.

Podczas wstępnego określania objętości materiału czynnego wirnika V_m niektóre wartości parametrów wchodzących do wzoru (1) nie są jeszcze określone i należy je założyć.

Przyjmując wstępnie, że dla mikrosilników typu SSHP straty w miedzi uzwojenia stojana ΔP_{Cu} wynoszą około $(13 \div 15)\,\%$ P_n, sprawność η jest rzędu $(75 \div 80)\,\%$, zaś kąt

obciążenia przybiera wartości bliskie 45°, wobec czego $\sin\vartheta \cong 0{,}7$, można po wykonaniu przeliczeń zgodnie ze wzorami (3) napisać:

$$P_{wmax} = k_P P_n = 1{,}5 P_n \ [\mathrm{W}], \tag{5}$$

skąd współczynnik przejścia od maksymalnej mocy wejściowej P_{wmax} do znamionowej mocy P_n wydawanej na wale silnika k_P wynosi

$$k_P = 1{,}5. \tag{6}$$

Wartość współczynnika k_E należy obierać rzędu:

$$k_E = 1{,}33. \tag{7}$$

Jak udowodniono w [1], obieranie $k_E > 1{,}4$ prowadzi do spadku wartości $\cos\varphi$ poniżej 0,7, co oczywiście nie jest celowe.

Wartość współczynnika wykorzystania magnesu ζ można zgodnie z zaleceniami [1] zakładać:

$$\zeta = 0{,}4 \div 0{,}5. \tag{8}$$

Pole wycinka płaszczyzny ograniczonej krzywą odmagnesowania, decydującego o wielkości współczynnika ζ, jest co prawda w przypadku silnika typu SSHP zwiększone w stosunku do przypadku permasyna wskutek braku ograniczenia go przez krzywą powrotu, jednak różnica kątów między prostymi łączącymi punkty pracy przy biegu jałowym i maksymalnym obciążeniu jest mniejsza, co powoduje praktyczne utrzymanie podanej wartości współczynnika ζ.

Wartość współczynnika korekcyjnego k_μ przy konstrukcji wirnika właściwej silnikom typu SSHP i przy zastosowaniu jako materiału czynnego stopu CuNiFe 404020 wynosi

$$k_\mu = 3. \tag{9}$$

Dla innych materiałów czynnych wirnika wartość współczynnika k_μ będzie miała podobny rząd wielkości, a jego dokładną wartość będzie należało ewentualnie wyznaczyć doświadczalnie.

Po wstępnym określeniu wartości objętości materiału czynnego wirnika V_m wg (1) przy uwzględnieniu (5 do 9) możemy założyć wymiary geometryczne wirnika obierając jego średnicę zewnętrzną D_z, wewnętrzną D_w i długość l, związane wzajemną zależnością:

$$V_m = \frac{\pi}{4}(D_z - D_w)^2 l \ [\mathrm{cm}^3]. \tag{10}$$

Mając te wielkości można przyjąć geometrię obwodu magnetycznego i przystąpić do jego obliczenia, omówionego w następnym punkcie.

3.2. Obliczenie obwodu magnetycznego i charakterystyk magnesowania

Po przyjęciu wyjściowych wymiarów obwodu magnetycznego maszyny na podstawie rozważań rozdziału 3.1 uzupełniamy dane konstrukcyjne rysując wykrój blach stojana i wirnika, zestawiamy dane potrzebne dla przeliczania charakterystyk magnesowania i przeliczamy obwód magnetyczny znaną metodą [3], [4].

Ze względu na specyfikę pracy silnika SSHP, który przed magnesowaniem pracuje początkowo jako silnik indukcyjny, a następnie synchroniczny histerezowy do czasu magnesowania włącznie, po czym zaczyna pracować jako silnik synchroniczny z magnesem trwałym na wirniku, w tablicy do wykreślenia charakterystyk magnesowania należy wyodrębnić charakterystykę magnesowania dla stojana, wirnika i sumaryczną dla całego obwodu magnetycznego. Wszystkie te charakterystyki będą potrzebne dla dalszych obliczeń. Nie zmienia to normalnie znanego toku obliczeń, wymaga jedynie wykreślenia na wspólnym wykresie charakterystyk magnesowania $\Phi = f(\theta)$ dwóch dodatkowych krzywych. Na podstawie przebiegu tych krzywych możemy ocenić, czy wymiary obwodu magnetycznego zostały obrane właściwie.

Przykładem właściwie zaprojektowanego obwodu magnetycznego jest przeliczenie tego obwodu dla silnika SSHP 30/250 ilustrowane charakterystykami magnesowania na rys. 14. Widać z nich mianowicie, że spadki napięcia magnetycznego w stojanie (przepływ stojana θ_s) stanowią niewielką część całkowitego przepływu magnesującego, obwód stali stojana nie zostaje nasycony, a o nasyceniu obwodu magnetycznego decyduje nasycenie materiału wirnika, jak to powinno mieć miejsce w silnikach typu SSHP ze względu na dążenie do osiągnięcia możliwie granicznej pętli histerezy materiału wirnika.

3.3. Obliczanie wirnika-magnesu

Wirnik silnika SSHP po namagnesowaniu podczas postępowania rozruchowego zachowuje się jak magnes trwały i jako taki może być przeliczany. Kąt środkowy między tworzącymi obejmującymi zastępczą czynną powierzchnię cylindrycznego wirnika namagnesowanego promieniowo (odpowiadającą uwzględnieniu współczynnika α_i klasycznej teorii maszyn elektrycznych [3]) wynosi, jak wynika z doświadczeń:

$$\alpha_{magn} = (100° \div 110°) = (1{,}72 \div 1{,}91) \text{ rad}. \tag{11}$$

Korzystając z tej wielkości możemy obliczyć czynną powierzchnię magnesu trwałego wirnika S_m:

$$S_m = l_m \cdot r_m \cdot \alpha_{magn}. \tag{12}$$

Następnie z rodziny pętli histerezy dla zastosowanego w wirniku materiału obieramy pętlę, zgodnie z którą zakładamy magnesowanie podczas postępowania rozruchowego. Na ogół powinna to być pętla graniczna, chyba że przepływ magnesujący zapewniający otrzymanie tej pętli będzie za duży dla projektowanego silnika. W tym ostatnim przypadku obieramy pętlę dla dopuszczalnego przepływu magnesującego.

Z krzywej odmagnesowania możemy obliczyć strumień Φ_r odpowiadający indukcji szczątkowej magnesu trwałego B_r:

$$\Phi_r = S_m B_r. \tag{13}$$

Strumień w szczelinie przy biegu jałowym $\Phi_{\delta o}$ zgodnie z [1] wynosi

$$\Phi_{\delta o} = (0{,}65 \div 0{,}7)\Phi_r. \tag{14}$$

Ten strumień związany jest z fazową siłą elektromotoryczną biegu jałowego E_{mof} znaną zależnością:

$$E_{mof} = 4{,}44 \cdot \Phi_{\delta o} f z_1 k_q \text{ [V]}. \tag{15}$$

Siła elektromotoryczna międzyprzewodowa E_{mo} względnie fazowa E_{mof} może być zmierzona w wykonanym silniku, napędzanym przez inną maszynę z synchroniczną prędkością obrotową, przez pomiar napięcia międzyprzewodowego lub fazowego tego silnika, po namagnesowaniu jego wirnika drogą normalnego postępowania rozruchowego dla silników SSHP. Taki pomiar może być sprawdzianem poprawności obliczenia.

Zakładając współczynnik rozproszenia magnesu σ_r, wynoszący orientacyjnie dla cylindrycznego wirnika [1] przy właściwie zaprojektowanym obwodzie magnetycznym maszyny

$$\sigma_r = 1{,}015, \tag{16}$$

możemy określić strumień na parę biegunów — wytwarzany przez magnes przy biegu jałowym:

$$\Phi_{mo} = \sigma_r \Phi_{\delta o}. \tag{17}$$

Rzeczywista wartość współczynnika σ_r zostanie obliczona dalej i w przypadku niezgodności jej z założeniem obliczenie powinno być skorygowane.

Indukcja na powierzchni namagnesowanego wirnika przy biegu jałowym

$$B_{mo} = \frac{\Phi_{mo}}{S_m}. \tag{18}$$

Znaleziona wartość B_{mo} określi punkt pracy magnesu na krzywej odmagnesowania podczas biegu jałowego.

Dla krzywej odmagnesowania obranej pętli histerezy znajdujemy znanym wykreślnym sposobem przebieg $(BH) = f(B)$ i indukcję B_{mm}, dla której występuje wartość $(BH)_{max}$. Przy indukcji B_{mm} w wirniku jest zmagazynowana maksymalna możliwa ilość energii i przy tej wartości B_{mm} silnik może wydawać maksymalną moc przy biegu synchronicznym. Jako punkt pracy na krzywej odmagnesowania przy maksymalnej mocy wydawanej silnika określamy więc punkt o indukcji B_{mm}.

Strumień na powierzchni magnesu przy indukcji B_{mm} wyniesie:

$$\Phi_{mm} = S_m \cdot B_{mm}, \tag{19}$$

a odpowiadający mu strumień w szczelinie:

$$\Phi_{\delta m} = \frac{\Phi_{mm}}{\sigma_r}. \tag{20}$$

Dla obliczenia wartości strumienia rozproszenia wirnika-magnesu, a tym samym sprawdzenia słuszności założonej wartości współczynnika rozproszenia σ_r obliczymy przewodność rozproszenia dla wirnika-magnesu. Obliczenia zostały oparte na [1] rozdz. IV. Ich wyniki zgodnie ze stwierdzeniem [1] są orientacyjne — mogą być obarczone błędem rzędu 20%, ponieważ jednak dla występującej w SSHP cylindrycznej formy wirnika strumień rozproszenia, jak wynika z wielu obliczeń, wynosi około 1,5% strumienia czynnego, zwiększając się jedynie w przypadkach niedostosowania konstrukcji maszyny do jej przeznaczenia, ta dokładność obliczenia całkowicie wystarcza. Przy właściwym zaprojektowaniu maszyny współczynnik rozproszenia może być zakładany zgodnie z (16) i nie korygowany.

Przewodność dla strumienia rozproszenia zgodnie z [1] oblicza się ze wzoru:

$$G_{lm} = \frac{1}{2}(G_1+2G_2+G_4) \text{ [H]}, \tag{21}$$

gdzie poszczególne składniki przy wprowadzeniu oznaczeń przyjętych w niniejszej pracy wyraża się wzorami:

$$G_1 = 0{,}4\pi 10^{-8}\frac{1}{D_w}\left(l+\frac{0{,}307D_w}{\pi}\right)\cdot 2{,}4\left(\frac{D_w}{2}+\frac{D_z-D_w}{4}\right) \text{ [H]},$$

$$G_2 = 0{,}4\pi 10^{-8}\cdot l\cdot\frac{1}{\pi}\ln\left(\frac{D_z-D_w}{D_w}+1\right) \text{ [H]}, \tag{22}$$

$$G_4 = 0{,}4\pi 10^{-8}\cdot 2\left[2{,}4\left(\frac{D_w}{2}+\frac{D_s-D_w}{4}\right)\cdot g'+l\cdot g''\right] \text{ [H]},$$

przy czym wymiary długościowe należy podstawiać w [cm], a wartości g' i g'' należy określić z wykresu podanego w [1] na rys. 4.2., str. 101, z tym, że podane pod wykresem wielkości n i m wynoszą przy oznaczeniach stosowanych w niniejszej pracy odpowiednio

dla g': $m = \frac{l}{D_w}$; $n = \frac{D_w+2l}{D_w}$,

dla g'': $m = \frac{l_l}{D_w}$; $n = \frac{D_w+l_l}{D_w}$, gdzie $l_l = 2{,}4\left(\frac{D_w}{2}+\frac{D_z-D_w}{4}\right)$.

Strumień rozproszenia magnesu Φ_{lm} obliczamy zgodnie ze wzorem:

$$\Phi_{lm} = \frac{\theta_s}{2}G_{lm}\cdot 10^{-8} \text{ [Wb]}, \tag{23}$$

przy czym wartość θ_s odczytujemy z wykresu na rys. 14 dla wartości strumienia, przy którym chcemy określić współczynnik rozproszenia. Dla przeprowadzanego obliczenia będzie to wartość strumienia $\Phi_{\delta m}$.

Współczynnik rozproszenia σ_r określimy ze wzoru:

$$\sigma_r = \frac{\Phi_{\delta m}+\Phi_{ml}}{\Phi_{\delta m}}. \tag{24}$$

Obecnie możemy sprawdzić słuszność założenia wartości współczynnika σ_r wg (16) lub wg skorygowanego rozumowania dla nietypowego rozwiązania obwodu magnetycznego obliczanej maszyny.

Należy zaznaczyć, że wartość współczynnika rozproszenia σ_r nie zmienia się dostrzegalnie w zależności od tego, czy będzie obliczana dla wartości strumienia w szczelinie przy biegu jałowym $\Phi_{\delta o}$, czy przy wydawaniu maksymalnej mocy $-\Phi_{\delta m}$; gdyż metoda jego przeliczenia zakłada przebieg strumienia Φ_{lm} w powietrzu. Z tego względu słuszne jest przyjmowanie tej samej jego wartości w (17) co i w (20).

3.4. Dobór uzwojenia stojana

Konstrukcję uzwojenia stojana, a więc liczbę żłobków na biegun i fazę, skrót uzwojenia i współczynnik uzwojenia obieramy na podstawie przyjętego podczas przeliczania obwodu

magnetycznego wykroju blach stojana. Staramy się, aby zaprojektowane uzwojenie umożliwiało otrzymanie pola magnetycznego o możliwie małej zawartości wyższych harmonicznych.

Przy zadanej lub założonej wartości napięcia zasilającego U_f, uwzględniając wartość k_E według (7) i podstawiając znalezioną w 3.3 wg (14) wartość strumienia $\Phi_{\delta o}$, obliczamy liczbę zwojów w fazie uzwojenia:

$$z_1 = \frac{\frac{U_f}{k_E}}{4{,}44\Phi_{\delta o} f k_q}. \tag{25}$$

Z przekroju żłobka w świetle $S_{\dot{z}}$, zakładając współczynnik zapełnienia żłobka gołą miedzią $\sigma_{\dot{z}} = 0{,}2 \div 0{,}3$, obliczamy przekrój miedzi przewodu

$$S_{Cu} = \frac{qS_{\dot{z}}\sigma_{\dot{z}}}{z_1} \tag{26}$$

i znajdujemy odpowiadającą mu średnicę drutu nawojowego. Długość połączeń czołowych, średnia długość zwoju i długość drutu w fazie uzwojenia określamy wg znanych wzorów dla maszyn elektrycznych w zależności od konstrukcji uzwojenia. Z określonej długości drutu fazy możemy obliczyć rezystancję fazy uzwojenia $\bar{\bar{R}}_f$.

3.5. Obliczenie reaktancji synchronicznej X_s i impedancji synchronicznej Z_s

Dla obliczenia reaktancji i impedancji synchronicznej, potrzebnych do określenia pobieranych przez silnik z sieci prądów i wydawanej przez silnik mocy na wale, znajdujemy początkowo przewodności magnetyczne dla strumienia.

Dla wartości strumienia $\Phi_{\delta m}$ odczytujemy z charakterystyki magnesowania silnika przepływ stojana θ_s i przeliczamy zgodnie z tablicą tejże charakterystyki magnesowania wartość przepływu dla szczeliny powietrznej θ_p. Współczynnik nasycenia stojana wyniesie:

$$k_s = \frac{\theta_s}{\theta_p}. \tag{27}$$

Przeliczenie przewodności przeprowadzamy na podstawie wzorów podanych w [1]. Wzory te odniesione są do jednego bieguna.

Przewodność magnetyczna szczeliny powietrznej:

$$G_\delta = \frac{1}{R_\delta} = \frac{0{,}4\pi \cdot l \cdot \tau \cdot \alpha_i \cdot 10^{-8}}{k_c \cdot k_s \cdot \delta} \text{ [H]}. \tag{28}$$

Przewodność magnetyczna dróg strumienia rozproszenia wirnika-magnesu G_{lm} została obliczona w rozdz. 3.3 wg wzorów (22) i (23).

Przewodność magnetyczną samego magnesu obliczamy zgodnie z teorią magnesu trwałego podaną np. w [1]. Do obranej pętli histerezy, zgodnie z którą magnesowany jest wirnik, prowadzimy styczną w punkcie B_r, mierzymy kąt α_μ między tą styczną a prostą poziomą, przykładowo jak na rys. 12, 15 lub 17, znajdujemy:

$$\operatorname{tg}\alpha_\mu \left[\frac{\text{Vs}}{\text{Am}}\right]$$

i obliczamy przewodność magnetyczną dla magnesu:

$$G_m = \operatorname{tg}\alpha_\mu \frac{S_m}{h_w} \text{ [H]}, \tag{29}$$

gdzie:

$h_w = \frac{L_w}{2}$ — wysokość magnesu.

Stosując współczynnik przeliczeniowy k_X wg [1] przewodności magnetycznej G na reaktancję indukcyjną X:

$$k_X = \frac{3\pi f}{2p} \cdot (z_1 k_q)^2 \left[\frac{1}{\text{s}}\right] \tag{30}$$

przeliczamy:

$$\begin{aligned} X_\delta &= G_\delta k_X \text{ [}\Omega\text{]}, \\ X_{lm} &= G_{lm} k_X \text{ [}\Omega\text{]}, \\ X_m &= G_m k_X \text{ [}\Omega\text{]} \end{aligned} \tag{31}$$

oraz reaktancję synchroniczną samoindukcji na jeden biegun X_{as1}:

$$X_{as1} = \frac{X_\delta (X_m + X_{lm})}{X_\delta + X_m + X_{lm}} \text{ [}\Omega\text{]}. \tag{32}$$

Reaktancja synchroniczna samoindukcji na parę biegunów wyniesie:

$$X_{as} = 2X_{as1} \text{ [}\Omega\text{]}. \tag{33}$$

Reaktancję rozproszenia uzwojeń stojana X_l przeliczamy według wzorów podanych w [14] lub [4], w zależności od kształtu żłobka i konstrukcji uzwojenia.

Reaktancja i impedancja synchroniczne wyniosą:

$$X_s = X_{as} + X_l \text{ [}\Omega\text{]}, \tag{34}$$

$$Z_s = \sqrt{X_s^2 + \bar{\bar{R}}_f^2} \text{ [}\Omega\text{]}, \tag{35}$$

zaś wartość ϱ można określić z zależności:

$$\operatorname{tg}\varrho = \frac{R}{X_s}. \tag{36}$$

3.6. Obliczanie parametrów elektrycznych

Prąd potrzebny do namagnesowania wirnika podczas postępowania rozruchowego, a więc dla osiągnięcia granicznej lub założonej nienasyconej pętli rodziny charakterystyk zastosowanego w wirniku materiału, znajdziemy z potrzebnego dla osiągnięcia tej pętli natężenia pola w wirniku H_{magn} odczytanego dla obranej pętli, któremu odpowiada przepływ

$$\theta_{w\,magn} = H_{magn} L_w \text{ [A]}. \tag{37}$$

Z charakterystyk magnesowania silnika $\Phi = f(\theta_w)$ i $\Phi = f(\theta)$ znajdziemy przepływ całkowity θ_{magn}, odpowiadający określonemu z (37) przepływowi θ_{magn} przy tej samej war-

tości strumienia. (Będzie on większy od θ_{wmagn} o odpowiednią wartość przepływu stojana θ_{smagn}).

Wartość prądu magnesowania obliczymy ze wzoru:

$$I_{magn} = \frac{\pi}{2m\sqrt{2}} \cdot \frac{p\theta_{magn}}{z_1 k_q} \text{ [A]}. \tag{38}$$

Podczas postępowania rozruchowego, polegającego jak stwierdzono w rozdz. 2 omawiającym zasadę działania silnika typu SSHP na magnesowaniu wirnika przez wymuszony zwiększony względem znamionowego przepływ magnesujący θ_{magn} wywołany prądem magnesowania I_{magn}, maszyna zachowuje się jak silnik histerezowy, pracujący na odpowiednio powiększonej pętli histerezy bliskiej lub pokrywającej się z nasyconą pętlą graniczną. Ze względu na budowę wirnika, wynikającą z zasady działania SSHP, a charakteryzującą się dużą grubością warstwy materiału magnetycznego grającego podczas rozruchu rolę materiału histerezowego, można uważać, że podczas tego okresu pracy występuje w wirniku zjawisko histerezy wirowej.

Początkowy moment rozruchowy rozwijany przez silnik SSHP można zatem obliczyć zgodnie z rozważaniami [7], [8] i [13] według wzorów (39) i (41), do których dane odczytujemy z pętli histerezy osiąganej podczas postępowania rozruchowego. Wartość współczynnika $\sin\psi$ określa dla tej pętli wzór:

$$\sin\psi_{\circledcirc} = \frac{1}{4}\left[\left(\frac{B_r}{B_{max}} + \frac{B_r}{B_r + B_{max}}\right)\frac{H_g}{H_{max}} + \left(\frac{H_c}{H_{max}} + \frac{H_c}{H_c + H_{max}}\right)\frac{B_g}{B_{max}}\right] \cdot k_\psi, \tag{39}$$

gdzie:

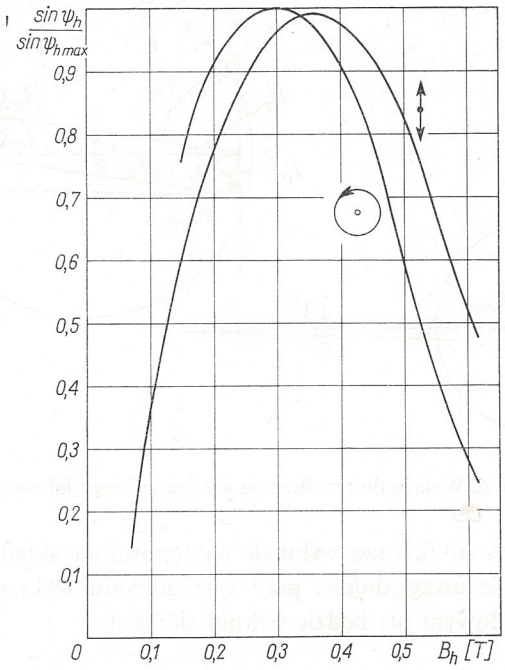
$$k_\psi = \frac{\sin\psi_{\circledcirc}}{\sin\psi_{\updownarrow}} \tag{40}$$

jest współczynnikiem określającym zmianę wartości $\sin\psi$ przy zmianie histerezy liniowej, podczas której obowiązuje wartość $\sin\psi_{\updownarrow}$, na histerezę wirową, dla której miarodajna jest wartość $\sin\psi_{\circledcirc}$. Metoda określenia przebiegów wartości $\sin\psi$ przy znanym przebiegu wartości $\sin\psi_{\updownarrow}$ została opracowana w [7], [8] i [13]. Na podstawie tej metody, korzystając z odpowiednich charakterystyk zastosowanego materiału CuNiFe 404020, przeliczono krzywe $\sin\psi = f(B_h)$ przy obydwu rodzajach histerezy podane na rys. 5. Wartości bezwzględne $\sin\psi$ zależą, jak wiadomo, od kształtu krzywych rodziny pętli histerezy, który nie jest — jak stwierdzono — praktycznie stały dla danego materiału, lecz zmienia się dla poszczególnych dostarczanych partii z różnych wytopów. Jednakże stosunek wielkości $\sin\psi_{\updownarrow}$ dla histerezy liniowej do $\sin\psi_{\circledcirc}$ dla histerezy wirowej pozostaje praktycznie stały. Dlatego wykres na rys. 5 wykonano w jednostkach względnych.

Dla wartości indukcji B_{magn} występującej podczas magnesowania określamy z rys. 5 współczynnik zmiany wartości $\sin\psi$ i wprowadzamy go do wzoru (39). Następnie możemy obliczyć początkowy moment rozruchowy silnika podczas postępowania rozruchowego według wzoru:

$$M_h = 50{,}92 \cdot 10^{-4} p \cdot V_h \cdot B_{hmax} \cdot H_{1hmax} \cdot \sin\psi_{\circledcirc} \text{ [cmG]}. \tag{41}$$

Kąty obciążenia, przesunięcia fazowe i prądy dla charakterystycznych stanów znamionowej pracy silnika SSHP, którymi są, jak stwierdzono w rozdz. 2.3, idealny bieg jałowy, największe obciążenie nie powodujące rozmagnesowywania wirnika i maksymalne obciążenie przy biegu synchronicznym, znajdujemy w oparciu o wykresy wektorowe podane dla tych stanów na rys. 2 do 4. Możemy to zrobić ze względu na brak założeń upraszcza-



Rys. 5. Wykres dla określenia współczynnika zmiany wartości sin ψ przy histerezie wirowej dla CuNiFe 404020

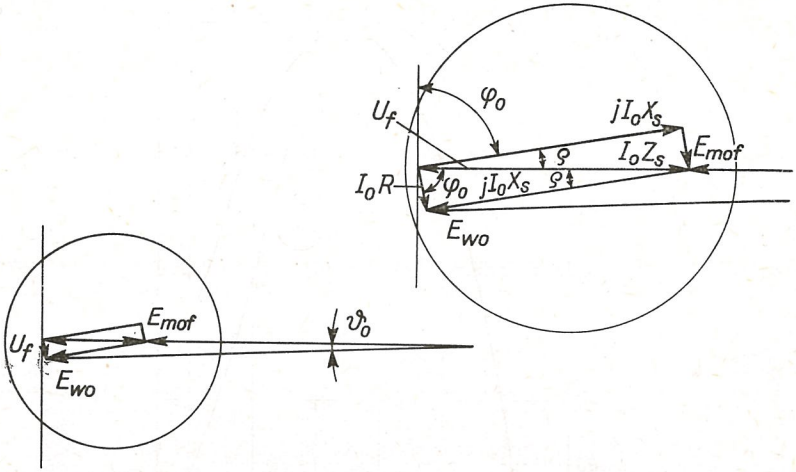
ących przy ich konstruowaniu, wynikający ze specyfiki pracy silnika SSHP. Założenie nienasycenia obwodu magnetycznego czynione przy sporządzaniu wykresu wektorowego, będące przybliżeniem w przypadkach innych maszyn synchronicznych, jest w silniku SSHP spełnione ściśle; zwymiarowanie stojana uwzględniające konieczność umożliwienia przeprowadzenia postępowania rozruchowego prowadzi do pracy maszyny przy znamionowym zasilaniu na prostoliniowej nienasyconej części charakterystyki magnesowania. Nieliniowości wirnika nie wpływają na konstrukcję wykresu ze względu na wyrażenie natężeń pola przez „przepływy" θ_{mo} i θ_{mm} i indukcji przez siły elektromotoryczne E_{mof} i E_{mmf}. Zaniedbanie podziału reaktancji synchronicznej X_s w stosunku reaktancji X_{as} i X_l wprowadza pomijalny uchyb, rzędu 1%. Wobec powyższego wyprowadzenie przeliczeniowych wzorów ze stosunków otrzymanych na wykresach wektorowych może zapewnić dostateczną dokładność otrzymywanych z ich pomocą wyników.

Dla idealnego biegu jałowego na podstawie rys. 2 wykonujemy rys. 6

$$\begin{aligned} &\text{z założenia: } \vartheta_0 = 0, \\ &\text{z rys. 6: } \quad \varphi_0 = 90° - \varrho, \end{aligned} \tag{42}$$

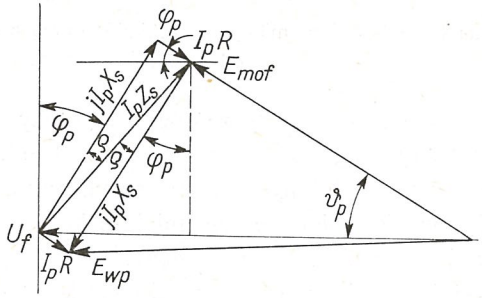
$$I_0 = \frac{U_f - E_{mof}}{Z_s}. \tag{43}$$

Prąd występujący w rzeczywistości przy biegu jałowym silnika SSHP będzie nieco większy, a kąt jego przesunięcia fazowego nieco mniejszy wskutek nieuniknionych opo-



Rys. 6. Wykres do przeliczania idealnego biegu jałowego

rów tarcia obciążających silnik oraz wskutek występowania składowej prądu pokrywającej straty w żelazie, nie uwzględniane przy sporządzaniu wykresów, wobec czego kąt obciążenia przy biegu jałowym nie będzie równał się zeru.



Rys. 7. Wykres do przeliczania stanu największego obciążenia nie powodującego rozmagnesowywania wirnika-magnesu

Dla największego obciążenia nie powodującego rozmagnesowywania wirnika na podstawie rys. 3 wykonujemy rys. 7. Na podstawie podanego w rozdz. 2.3 rozumowania:

$$\varphi_p = \vartheta_p. \tag{44}$$

Z rys. 7:

$$\operatorname{tg}(\varphi_p + \varrho) = \frac{U_f - E_{mof}\cos\vartheta_p}{E_{mof}\sin\vartheta_p}$$

podstawiamy zgodnie z (44) i przekształcamy:

$$\frac{\operatorname{tg}\vartheta_p+\operatorname{tg}\varrho}{1-\operatorname{tg}\vartheta_p\operatorname{tg}\varrho}=\frac{U_f-E_{mof}\cos\vartheta_p}{E_{mof}\sin\vartheta_p};$$

$$U_f-E_{mof}\cos\vartheta_p-U_f\operatorname{tg}\vartheta_p\operatorname{tg}\varrho+E_{mof}\sin\vartheta_p=E_{mof}\sin\vartheta_p\operatorname{tg}\vartheta_p+E_{mof}\sin\vartheta_p\operatorname{tg}\varrho;$$

mnożymy przez $\cos\vartheta_p$

$$U_f\cos\vartheta_p-E_{mof}\cos^2\vartheta_p-U_f\operatorname{tg}\varrho\sin\vartheta_p+E_{mof}\operatorname{tg}\varrho\sin\vartheta_p\cos\vartheta_p=$$
$$=E_{mof}\sin^2\vartheta_p+E_{mof}\operatorname{tg}\varrho\sin\vartheta_p\cos\vartheta_p;$$

sprowadzamy:

$$E_{mof}+U_f\,tg\,\varrho\sin\vartheta_p-U_f\cos\vartheta_p=0,$$

$$E_{mof}+U_f\operatorname{tg}\varrho\sin\vartheta_p=U_f\sqrt{1-\sin^2\vartheta_p},$$

$$E_{mof}^2+2E_{mof}U_f\operatorname{tg}\varrho\sin\vartheta_p+U_f^2\operatorname{tg}^2\varrho\sin^2\vartheta_p=U_f^2(1-\sin^2\vartheta_p),$$

$$U_f^2-U^2\sin^2\vartheta_p-U_f^2\operatorname{tg}^2\varrho\sin^2\vartheta_p-E_{mof}^2-2E_{mof}U_f\operatorname{tg}\varrho\sin\vartheta_p=0,$$

$$U_f^2(1+\operatorname{tg}^2\varrho)\sin^2\vartheta_p+2E_{mof}U_f\operatorname{tg}\varrho\sin\vartheta_p+E_{mof}^2-U_f^2=0;$$

mnożymy przez $\frac{1}{1+\operatorname{tg}^2\varrho}=\cos^2\varrho$:

$$U_f^2\sin^2\vartheta_p+2E_{mof}U_f\sin\varrho\cos\varrho\sin\vartheta_p+E_{mof}^2\cos^2\varrho-U_f^2\cos^2\varrho=0,$$

$$\sin\vartheta_p=\frac{-E_{mof}U_f\sin\varrho\cos\varrho\pm\sqrt{E_{mof}^2U_f^2\sin^2\varrho\cos^2\varrho-U_f^2(E_{mof}^2-U_f^2)\cos^2\varrho}}{U_f^2},$$

$$\sin\vartheta_p=\frac{-E_{mof}\sin\varrho\cos\varrho\pm\sqrt{E_{mof}^2\cos^2\varrho\,(\sin^2\varrho-1)+U_f^2\cos^2\varrho}}{U_f};$$

odrzucamy ujemną wartość jako fizycznie nieuzasadnioną i po ostatecznym uporządkowaniu otrzymujemy:

$$\sin\vartheta_p=\frac{-E_{mof}\sin\varrho\cos\varrho+\cos\varrho\sqrt{U_f^2-E_{mof}^2\cos^2\varrho}}{U_f}. \tag{45}$$

Z rys. 7: $I_pX_s=U_f\sin\vartheta_p$,

$$I_p=\frac{U_f\sin\vartheta_p}{X_s}\ [\mathrm{A}]. \tag{46}$$

Dla maksymalnego obciążenia przy biegu synchronicznym na podstawie rys. 4 wykonujemy rys. 8. Na podstawie omówienia wykresu 4

$$\varphi_m=\vartheta_m. \tag{47}$$

Konstrukcja rys. 8 jest analogiczna jak rys. 7, z tym że zamiast wielkości E_{mof} występuje wielkość E_{mmf}, zaś zamiast kąta ϑ_p kąt ϑ_m. Wyprowadzenie wzorów dla określenia kąta obciążenia ϑ_m i prądu maksymalnego obciążenia I_m będzie zatem takie same jak wzorów (45) i (46), a wynik możemy napisać od razu w postaci:

$$\sin\vartheta_m=\frac{-E_{mmf}\sin\varrho\cos\varrho+\cos\varrho\sqrt{U_f^2-E_{mmf}^2\cos^2\varrho}}{U_f}, \tag{48}$$

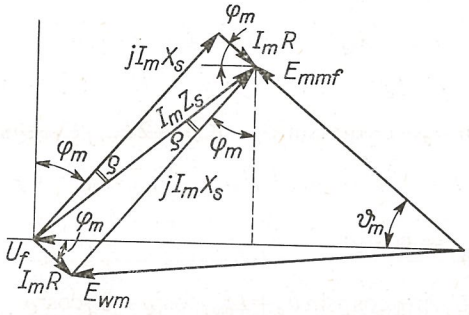
$$I_m=\frac{U_f\sin\vartheta_m}{X_s}\ [\mathrm{A}]. \tag{49}$$

Wielkość siły elektromotorycznej E_{mmf} występującą we wzorze (48) określamy z zależności:

$$E_{mmf} = 4{,}44\Phi_{\delta m} f z_1 k_q \text{ [V]}. \tag{50}$$

Moc elektryczną „wejściową" P_w silnika SSHP, różniącą się od jego mocy pobranej P_1 o sumę strat w żelazie, obliczamy według znanego wzoru dla maszyn synchronicznych z utajonymi biegunami [9]:

$$P_w = \frac{mU_f E_{mof}}{X_s} \sin\vartheta \text{ [W]}. \tag{51}$$



Rys. 8. Wykres do przeliczania maksymalnego obciążenia silnika

Wzór (51) wynika z dokładniejszej postaci wzoru na moc wejściową silnika, którą można wyprowadzić z wykresu wektorowego (pomijającego straty w żelazie), rzutując wektory na prostą pochyloną o $\measuredangle \varphi$ względem wektora IZ_s:

$$P_w = mU_f I\cos\varphi = \frac{mU_f}{Z_s}[E_{mof}\sin(\vartheta-\varrho)+U_f\sin\varrho]$$

przy założeniu upraszczającym pominięcia kąta ϱ między spadkami napięcia na impedancji synchronicznej IZ_s i reaktancji synchronicznej IX_s, spowodowanego istnieniem rezystancji uzwojenia stojana maszyny. Ze względu na to, że wartości kąta ϱ dla silników SSHP, jak wykazują dalsze przeliczenia, wahają się w granicach od $\sim 10°$ dla większych jednostek do $\sim 26°$ dla najmniejszych, omawiane uproszczenie przy określaniu mocy wejściowej P_w, stosowane z reguły dla dużych maszyn synchronicznych, nie wprowadza decydujących błędów do obliczeń mocy również i dla mikrosilników SSHP, co potwierdza porównanie wyników przeliczeń i badań tych maszyn podane w rozdz. 5.

Po odjęciu od otrzymanej wartości mocy wejściowej P_w strat w miedzi uzwojenia stojana wyrażonych wzorem:

$$\Delta P_{Cu} = mI^2 \cdot 1{,}05R_f(1+\alpha\Delta t) \text{ [W]} \tag{52}$$

otrzymamy zgodnie z powyższym rozumowaniem poszukiwaną wartość mocy wydawanej na wale dla obliczanego silnika

$$P_2 = P_w - \Delta P_{Cu} \text{ [W]}. \tag{53}$$

Moc wejściową, straty w miedzi uzwojenia stojana i moc wydawaną na wale przeliczamy:

1) dla obciążenia nie powodującego rozmagnesowywania wirnika podstawiając do wzorów (51), (52) i (53) odpowiednio wartości $\sin\vartheta_p$ według (45) oraz I_p według (46) i otrzymując wartości P_{wp}, ΔP_{Cup}, P_{2p} oraz $\cos\varphi_p$ z (44);

2) dla obciążenia maksymalnego, podstawiając do wzorów (51), (52) i (53) odpowiednio wartości $\sin\vartheta_m$ według (48) oraz I_m według (49) i otrzymując wartości P_{wm}, ΔP_{Cum}, P_{2m} oraz $\cos\varphi_m$ z (47).

Nieuwzględnienie strat w żelazie przy sporządzaniu wykresów wektorowych silnika SSHP i wyprowadzonej na ich podstawie metodzie obliczania spowoduje otrzymywanie w wyniku obliczeń wartości prądów nieco mniejszych od występujących w rzeczywistości. Jednakże różnice tych wartości, jak wynika z ich zestawienia w rozdz. 5 są niewielkie; uwzględnienie strat w żelazie spowodowałoby konieczność ich obliczania ogólnie znanymi, dość pracochłonnymi metodami i znacznie skomplikowałoby proponowaną metodę obliczania silników SSHP pogarszając przejrzystość wykresów wektorowych i wzorów, niepotrzebnie praktycznie wobec i tak wystarczająco dobrej zgodności wyników obliczeń z wynikami pomiarów, co jest w ogólnym przypadku trudne do uzyskania podczas przeliczania mikromaszyn wskutek nieuniknionych niedokładności obliczeń.

Straty dodatkowe dzięki brakowi uzębienia i uzwojenia wirnika, dążeniu do wyeliminowania wyższych harmonicznych, szczególnie ważnemu w silnikach SSHP, i niskim nasyceniom obwodu magnetycznego można uważać za pomijalne.

Straty mechaniczne wskutek gładkiej budowy wirnika i stosowanej z reguły w precyzyjnych mikromaszynach selekcji łożysk są rzędu 2% P_2 i mogą być również pominięte przy określaniu mocy na wale silnika, zgodnie ze wzorem (53).

W celu sprawdzenia przeliczenia z punktu widzenia dopuszczalnego nagrzewania się maszyny, na podstawie rozważań zawartych w [12] i [13] określamy dopuszczalny przepływ dla przeliczanego silnika.

Ze wzoru (54) wyprowadzonego we wspomnianych publikacjach obliczamy moc strat ΔP, które może odprowadzić silnik przy dopuszczalnym dla zastosowanej w nim izolacji przyroście temperatury Δt°_{dop}:

$$\Delta P = (15 \div 17{,}9) \cdot \left(\pi D_z l_z + \frac{2\pi D_z^2}{4}\right) \cdot (\Delta t^\circ_{dop} + 15^\circ) \text{ [W]}. \tag{54}$$

We wzorze (54) poza omówionymi oznaczeniami D_z i l_z odpowiednio średnica i długość obudowy maszyny, współczynnik oddawania ciepła przybiera wartość 15 przy nowoczesnym rozwiązaniu konstrukcyjnym metalowego kadłuba w postaci gładkiego walca bez otworów i przy braku wymuszonego chłodzenia. W rzadziej spotykanym przypadku istnienia otworów w tarczach łożyskowych wartość tego współczynnika waha się w zależności od wielkości tych otworów w granicach 17,5÷17,9. Przy kadłubach żebrowanych lub wykonywanych z tworzyw niemetalicznych wartość współczynnika oddawania ciepła trzeba wyznaczyć każdorazowo doświadczalnie.

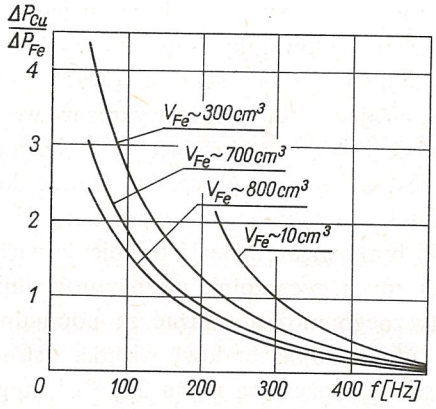
Znalezioną moc strat ΔP dzielimy na straty w miedzi ΔP_{Cu} i straty w stali stojana ΔP_{Fe} na podstawie orientacyjnego statystycznego wykresu podanego na rys. 9, uzasadnionego w [13].

Ze znalezionej wartości strat w miedzi ΔP_{Cu} określamy wartość prądu I_t dopuszczal-

nego dla obliczanego silnika:

$$I_t = \sqrt{\frac{\Delta P_{Cu}}{m \cdot 1{,}05 \bar{R}_f (1+\alpha \Delta t)}} \text{ [A]}. \tag{55}$$

Znalezioną zgodnie z (55) wartość prądu możemy przyjąć za wartość znamionową dla obliczanego silnika, jeżeli będzie ona mniejsza od maksymalnego prądu pobieranego przez silnik obliczonego wg wzoru (49). Wtedy bowiem zapewniona będzie zdolność przeciążalności, gwarantująca stabilną pracę ciągłą obliczonego silnika. Jeżeli natomiast war-



Rys. 9. Orientacyjny rozdział strat cieplnych w mikromaszynach

tość prądu obliczona ze wzoru (55) okaże się równa lub większa od wartości I_m ze wzoru (49), to będzie wskazywało, że maszyna jest niewykorzystana i należy ją przeprojektować zmniejszając wymiary stojana. Najkorzystniejszym przypadkiem będzie, jeżeli wartość prądu I_t ze wzoru (55) będzie równa lub bliska wartości prądu I_p nie powodującego rozmagnesowywania wirnika ze wzoru (46). W przypadku gdy znaleziony wg (49) prąd I_t będzie zbyt mały w stosunku do wartości I_p, wymiary stojana silnika trzeba będzie powiększyć w celu zmniejszenia wykorzystania materiałów, a więc i strat, oraz polepszenia warunków odprowadzania tych ostatnich.

Po określeniu wyżej podanym sposobem wartości prądu znamionowego I_n dla przeliczanego silnika, można określić pozostałe jego znamionowe parametry. Jeżeli dobór przeprowadzono optymalnie, to znaczy w przypadku $I_n = I_p$, wartości znamionowych parametrów będą równe wartościom obliczonym dla największego obciążenia nie powodującego rozmagnesowywania wirnika magnesu. Jeżeli I_n jest zbliżone do I_p, to odpowiadającą prądowi znamionowemu I_n wartość mocy wejściowej P_{wn} określimy ze wzoru:

$$P_{wn} = P_{2n} - \Delta P_{Cun} \text{ [W]}, \tag{56}$$

gdzie ΔP_{Cun} wg (52) dla wartości $I = I_n$.
Sinus kąta obciążenia wg wzoru:

$$\sin \vartheta_n = \frac{P_{wn} X_s}{m U_f E_{mof}}. \tag{57}$$

Jeżeli $I_p \leqslant I_n < I_m$, to znamionowy współczynnik mocy $\cos\varphi_n$ zgodnie z rozważaniami w 2.3 przybierze wartość:

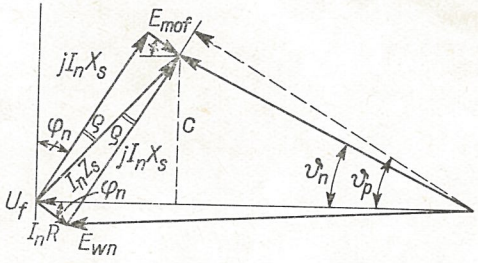
$$\cos\varphi_n = \cos\vartheta_n. \tag{58}$$

Jeżeli natomiast $I_n < I_p$, znamionowy współczynnik mocy określimy na podstawie rozpatrzenia wykresu wektorowego podanego na rys. 10, gdzie wobec $I_n < I_p$ również $\vartheta_n < \vartheta_p$. Zgodnie z tym wykresem:

$$\cos(\varphi_n + \varrho) = \frac{E_{mof}\sin\vartheta_n}{I_n Z_s},$$

stąd:

$$\cos\varphi_n = \cos\left[\arccos\frac{E_{mof}\sin\vartheta_n}{I_n Z_s} - \varrho\right]. \tag{59}$$



Rys. 10. Wykres do przeliczania znamionowego obciążenia silnika, przy $I_n < I_p$

Z wykresu widać, że w przypadku $I_n < I_p$ wielkość kąta φ_n wzrasta w stosunku do wielkości występującej przy $I_n = I_p$; ponieważ przy $I_p < I_n < I_m$ kąt φ_n jest również większy niż przy $I_n = I_p$, potwierdza się stwierdzenie, że optymalną wartością znamionowego prądu ze względu na uzyskiwaną wartość współczynnika mocy jest wartość $I_n = I_p$.

Sprawność silnika przy znamionowym obciążeniu możemy obliczyć z zależności:

$$\eta_n = \frac{P_{2n}}{P_{1n}} = \frac{P_{2n}}{mI_n U_{fn}\cos\varphi_n}. \tag{60}$$

W ten sposób wszystkie ważniejsze parametry obliczanego silnika o zadanej mocy wydawanej na wale zostały określone.

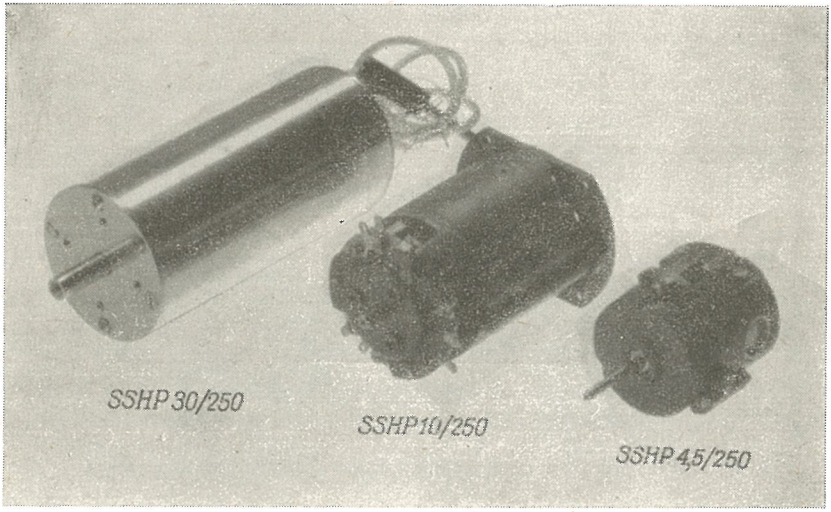
4. WYKONANE MODELE

W celu sprawdzenia rozważań teoretycznych podanych w pracy wykonano i przebadano szereg modeli mikrosilnika histerezowo-permasynowego.

Podstawowym modelem wykonanym w kilku egzemplarzach, na którym przeprowadzono najbardziej szczegółowe i wyczerpujące badania, jest silnik SSHP 30/250 o mocy znamionowej na wale 30 W, zasilany napięciem o częstotliwości 250 Hz. Wykonanie kilku egzemplarzy tego silnika dało możliwość uśrednienia wyników i wyeliminowania przypadkowych odchyleń, spowodowanych różnicami właściwości zastosowanych materiałów i tolerancjami technologicznymi. Na tym samym modelu wykonywanym całko-

wicie we własnym zakresie sprawdzano ponadto wpływy właściwości materiałowych na parametry maszyny, a w szczególności wpływ zmian właściwości blach stojana, wpływ właściwości materiału wirnika i wpływ wielkości szczeliny powietrznej.

Dodatkowymi modelami wykonanymi dla sprawdzenia niektórych wybranych parametrów były silniki wykonane na bazie stojanów innych rodzajów maszyn, a mianowicie selsynów, do których dorobiono wirniki z materiału CuNiFe 404020. Modele te oznaczono odpowiednio: SSHP 4,5/250 i SSHP 10/250. Zdjęcia wykonanych modeli podano na rys. 11.



Rys. 11. Wykonane modele silników SSHP

Ze względu na to, że przy wykonywaniu modeli SSHP 10/250 i SSHP 4,5/250 wykorzystano nie zmienione pakiety stali i uzwojenia stojanów maszyn o innych początkowo przeznaczeniach, wartości napięcia zasilającego i magnesującego obrano na podstawie przeliczeń obwodu magnetycznego i przepływów odpowiednich dla materiału wirnika, otrzymując wartości nieznormalizowane.

W przypadku modeli dodatkowych, wielkość szczeliny powietrznej w silniku SSHP 10/250 i wykrój blach stojana w silniku SSHP 4,5/250, są nieodpowiednie dla silników typu SSHP. Modele te pozwalają jednak na wyciągnięcie odpowiednich wniosków przy zastosowaniu niezbędnych korekt przeliczeń. Zbadanie ich pozwoliło na dodatkowe potwierdzenie słuszności i uniwersalności w stosunku do wielkości i mocy, opracowanej teorii silników typu SSHP i proponowanej metody ich obliczenia.

4.1. Dane konstrukcyjne i obliczenia

4.1.1. SSHP 30/250

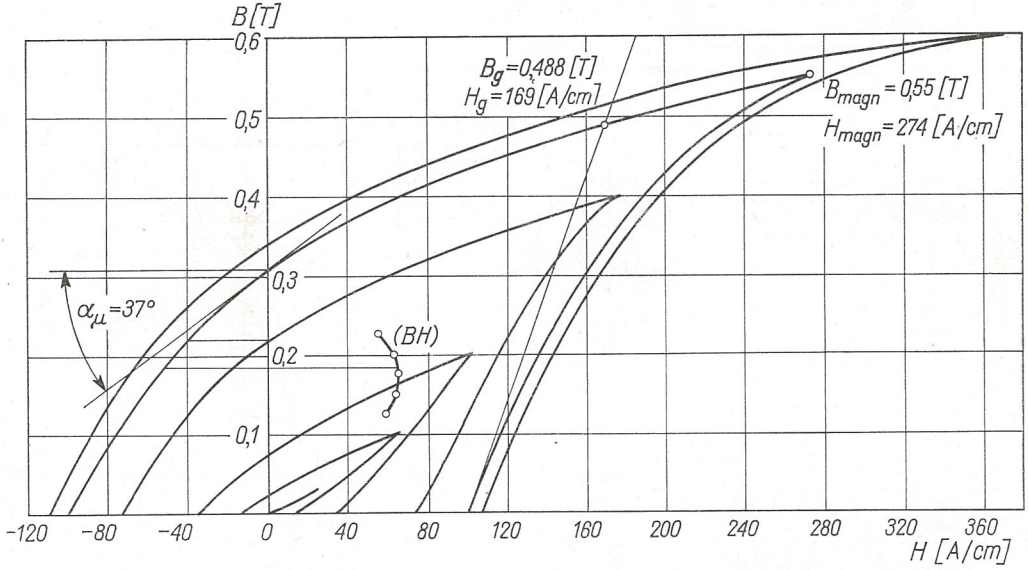
Założono wykonanie silnika o mocy wydawanej na wale 30 W przy zasilaniu napięciem 150 V o częstotliwości 250 Hz. Wirnik silnika spakietowano z tarczek z materiału CuNiFe 404020, mającego zdjętą doświadczalnie rodzinę pętli histerezy podaną na rys. 12.

Graniczna pętla histerezy ma stosunkowo duży nosek, którego osiągnięcie wymagałoby znacznego zwiększenia przypływu przy magnesowaniu nie dającego opłacalnie dużego zwiększenia indukcji. Założono osiągnięcie podczas magnesowania pętli nienasyconej o krótszym nosku, niewiele mniejszej od granicznej, charakteryzującej się wielkościami:

$$B_{max} = 0{,}55 \text{ [T]}; \quad H_{max} = 27\,400 \left[\frac{\text{A}}{\text{m}}\right]; \quad B_r = 0{,}31 \text{ [T]}; \quad H_c = 10\,000 \left[\frac{\text{A}}{\text{m}}\right].$$

Wtenczas zgodnie ze wzorami (1) (6) (7) i (9) dla zadanej mocy znamionowej $P_n = 30$ W przy częstotliwości napięcia zasilającego 250 Hz:

$$V_m = 15{,}25 \text{ [cm}^3\text{]}.$$



Rys. 12. Rodzina pętli histerezy materiału zastosowanego na wirnik SSHP 30/250

Ze względu na narzucony przez dostępny materiał histerezowy i wykrój blach stojana wymiar średnicy zewnętrznej wirnika $D_z = 19{,}6$ mm dobrano średnicę wewnętrzną wirnika $D_w = 8$ mm — dające zbliżoną do obliczonej objętość materiału czynnego, jak wynika z (10):

$$V_m = 15{,}4 \text{ [cm}^3\text{]}.$$

$D_1 = 40{,}3$ mm; $D = 20{,}0$ mm; $D_2 = 19{,}6$ mm; $D_w = 8{,}0$ mm;

$l = 61$ mm; $\delta = 0{,}2$ mm; $k_{Fe} = 0{,}93$; $k_{r1} = 1{,}05$; $k_{Few} = 0{,}98$.

Szkic wymiarowy silnika, wykrój blachy stojana, szkic wymiarowy żłobka, wykrój tarczki wirnika — podano na rys. 13.

Obwód magnetyczny i charakterystyki magnesowania przeliczono zgodnie z klasyczną metodą [3] i [4], korzystając z charakterystyk magnesowania zastosowanych materiałów. Dla stojana krzywa *3* z rys. 19, dla wirnika krzywa *1* z rys. 20. Na podstawie wyników obliczeń wykreślono charakterystyki magnesowania silnika podane na rys. 14.

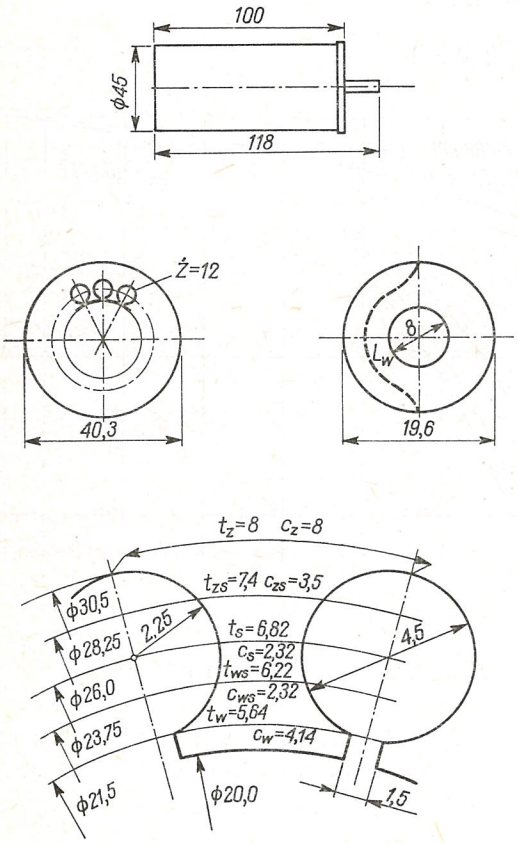
Parametry wirnika-magnesu przeliczono dla założonej wyżej pętli magnesowania zgodnie ze wzorami (11) do (24) otrzymując wartości:

$$S_m = 10{,}3 \cdot 10^{-4}[\mathrm{m}^2], \quad \Phi_r = 0{,}32\ [\mathrm{kWb}], \quad \Phi_{\delta o} = 0{,}224\ [\mathrm{kWb}],$$

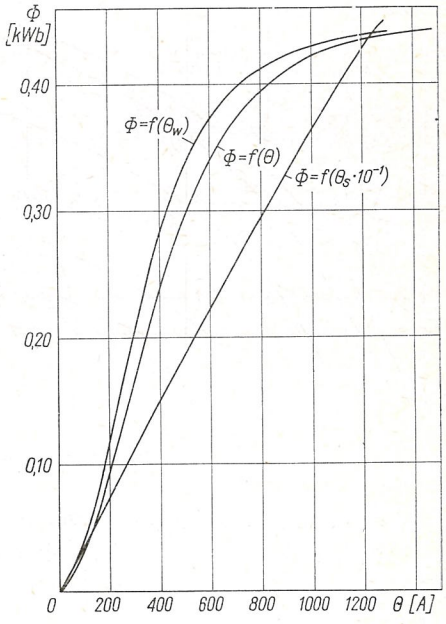
$$\Phi_{mo} = 0{,}2273\ [\mathrm{kWb}], \quad B_{mo} = 0{,}22\ [\mathrm{T}], \quad B_{mm} = 0{,}187\ [\mathrm{T}],$$

$$\Phi_{mm} = 0{,}193\ [\mathrm{kWb}], \quad \Phi_m = 0{,}19\ [\mathrm{kWb}], \quad G_{lm} = 11{,}5 \cdot 10^{-8}\ [\mathrm{H}],$$

$$\Phi_{lm} = 0{,}00274\ [\mathrm{kWb}].$$



Rys. 13. Szkic wymiarowy SSHP 30/250. Wykrój blachy stojana, wykrój tarczki wirnika, szkic wymiarowy żłobka i zęba



Rys. 14. Charakterystyki magnesowania SSHP 30/250

Trójfazowe uzwojenie stojana wykonano określając na podstawie (7) i (25) liczbę zwojów w fazie $z_1 = 280$ przy $q = 2$ i $\frac{W}{\tau} = \frac{5}{6}$. Na podstawie (26) średnica drutu $\varnothing = 0{,}17$ mm, długość połączeń czołowych $l_{cz} = 4{,}25$ cm, średnia długość zwoju $l_{zw} = 20{,}7$ cm, długość drutu fazy uzwojenia $l_f = 58$ m, a rezystancja fazy uzwojenia $\bar{R}_f = 45\ \Omega$.

Reaktancja i impedancja synchroniczne silnika obliczone na podstawie (27) do (36) wynoszą: $X_{as} = 243\ \Omega$, $X_l = 2\ \Omega$, $X_s = 245\ \Omega$, $Z_s = 249\ \Omega$, zaś $\varrho = 10°20'$.

Prąd magnesowania wirnika podczas postępowania rozruchowego przy założeniu osiągnięcia założonej pętli histerezy o podanych parametrach wg rys. 14 na podstawie wzorów (37) i (38) wyniesie $I_{magn} = 1{,}0$ A.

Początkowy moment rozruchowy wg (39) do (41) — $M_h = 210$ cmG.

Parametry elektryczne występujące podczas charakterystycznych stanów SSHP 30/250 otrzymane z obliczenia, to:

— dla idealnego biegu jałowego $E_{mof} = 66$ V wg (15), $\cos\varphi_0 = 0{,}179$ wg (42), $I_0 = 0{,}083$ A wg (43);

— dla największego obciążenia nie powodującego rozmagnesowywania wirnika: $\sin\vartheta_p = 0{,}528$ wg (45), $I_p = 0{,}187$ A wg (46), $\cos\varphi_p = 0{,}850$ wg (44), $P_{wp} = 37$ W wg (51), $\Delta P_{Cup} = 6{,}16$ W wg (52), $P_{2p} = 30{,}84$ W wg (53).

— dla maksymalnego obciążenia: $\sin\vartheta_m = 0{,}659$ wg (48), $I_m = 0{,}233$ A wg (49), $\cos\varphi_m = 0{,}751$ wg (47), $P_{wm} = 46{,}1$ W wg (51), $\Delta P_{Cum} = 9{,}6$ W wg (52), $P_{2m} = 36{,}5$ W wg (53).

Moc strat, które może odprowadzić silnik wg (54) — $\Delta P = 11{,}7$ W, na podstawie rys. 9 dla SSHP 30/250 zakładamy $\Delta P_{Cu} = \Delta P_{Fe}$, wobec czego $\Delta P_{Cu} = 6$ W, na fazę $\Delta P_{Cuf} = 2$ W, a wg (55) $I_t = 0{,}185$ A.

Otrzymana wartość prądu $I_t = 0{,}185$ A nie przekracza i jest praktycznie równa (w granicach dokładności obliczenia) znalezionej wartości największego prądu nie powodującego rozmagnesowywania wirnika I_p. Silnik SSHP 30/250 jest więc zgodnie z wynikami obliczeń zwymiarowany prawidłowo i powinien zapewnić wydawanie założonej mocy 30 W. Ponadto można stwierdzić, że odbędzie się to w najkorzystniejszym zakresie pracy — przed rozmagnesowywaniem wirnika, co potwierdza obliczona wartość $P_{2p} = 30{,}84$ W.

Wobec stwierdzonej zgodności $I_t \cong I_p$ można powyższą wartość przyjąć za wartość znamionową prądu obliczanego silnika

$$I_n = I_t = 0{,}185 \text{ A},$$

a parametry obliczone dla stanu największego obciążenia nie powodującego rozmagnesowywania wirnika przyjąć za parametry znamionowe.

Obliczając dodatkowo, zgodnie z (60):

$$\eta_n = \frac{P_{2n}}{P_{1n}} = \frac{P_{2n}}{mI_n U_{fn} \cos\varphi_n} = \frac{30}{3 \cdot 0{,}185 \cdot 86{,}6 \cdot 0{,}850} = 0{,}735.$$

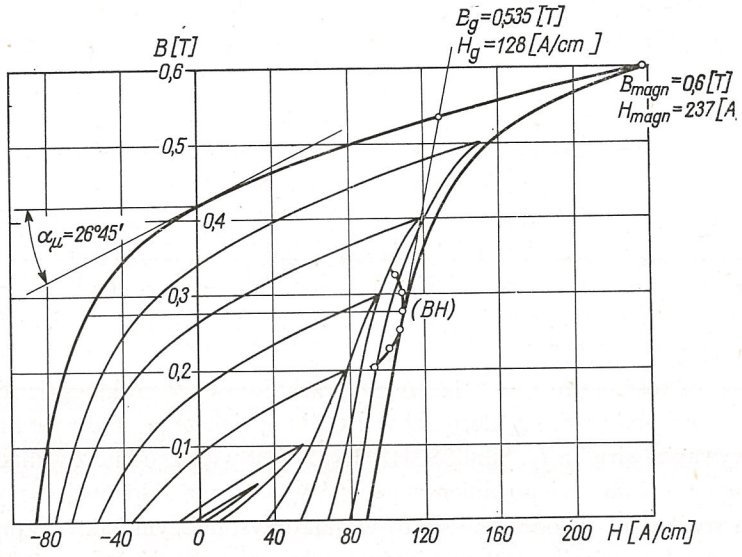
Zestawiamy znamionowe parametry silnika SSHP 30/250 otrzymane na podstawie obliczeń:

prąd magnesowania	$I_m = 1{,}0$ A
początkowy moment rozruchowy	$M_r = 210$ cmG
napięcie znamionowe	$U_n^* = 150$ V, 250 Hz
prąd znamionowy	$I_n = 0{,}185$ A
znamionowa moc wydawana	$P_{2n}^* = 30$ W
maksymalna moc wydawana	$P_{2m} = 36{,}5$ W
znamionowy współczynnik mocy	$\cos\varphi_n = 0{,}85$
znamionowa sprawność	$\eta_n = 0{,}735$

* Wartości zadane.

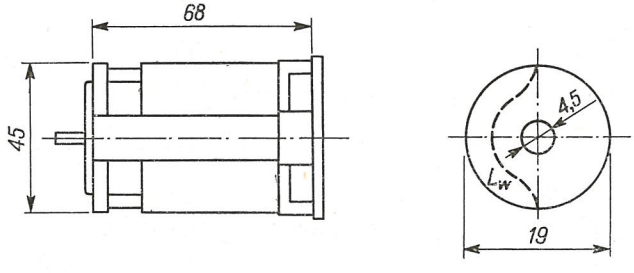
4.1.2. SSHP 10/250

Silnik wykonano wykorzystując nawinięty stojan wraz z obudową mechaniczną selsyna Ln 26973, dorabiając wirnik z CuNiFe 404020 o rodzinie pętli histerezy podanej na rys. 15. Kształt blach stojana silnika jest identyczny z zastosowanym do SSHP 30/250 (rys. 13),



Rys. 15. Rodzina pętli histerezy materiału zastosowanego na wirnik SSHP 10/250

szkic wymiarowy SSHP 10/250 i wykrój tarczki wirnika podane są na rys. 16. Wymiar dostępnych tarczek wirnika z zastosowanego materiału narzucił za dużą w stosunku do optymalnej ($\delta = 0{,}2$ mm) szczelinę powietrzną $\delta = 0{,}5$ mm. Spowodowało to konieczność wprowadzenia korekt przy obliczaniu silnika opartych na teorii obliczania maszyn elekt-

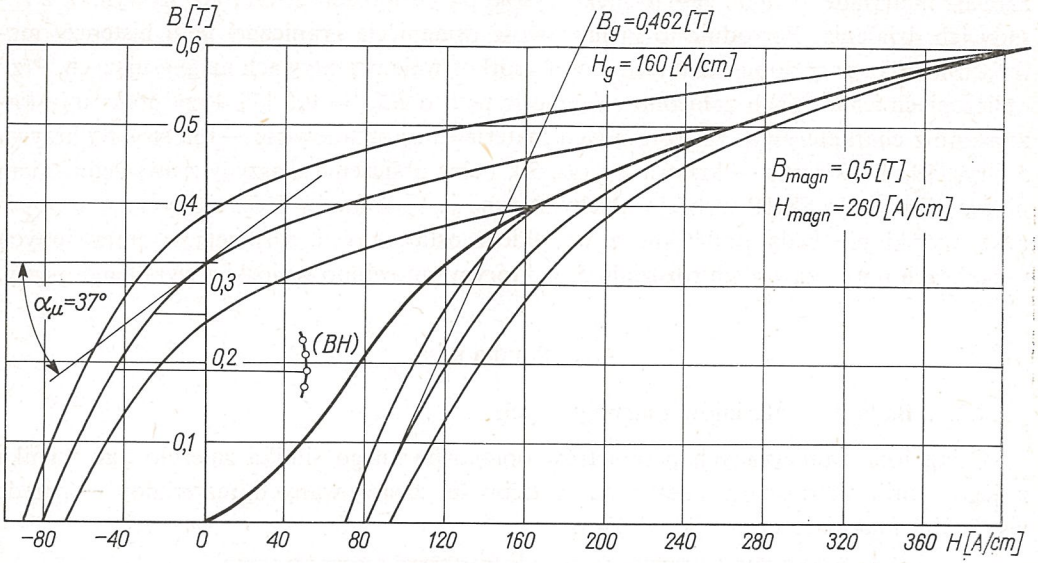


Rys. 16. Szkic wymiarowy SSHP 10/250 i wykrój tarczki wirnika

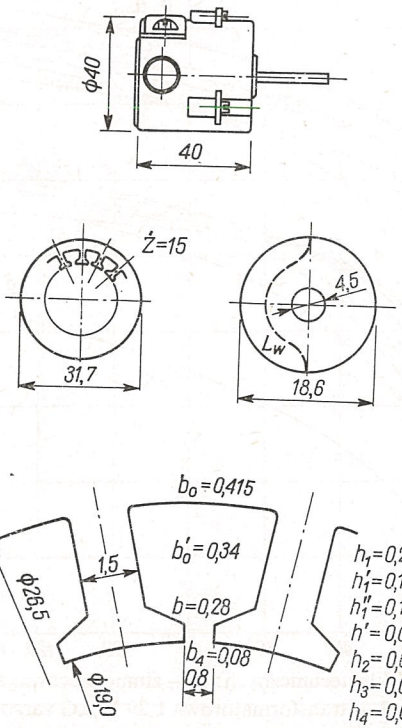
rycznych. Przy obliczaniu korzystano z charakterystyk zastosowanych materiałów. Dla stojana krzywa *6* z rys. 19, dla wirnika — krzywa *3* z rys. 20. Pełne obliczenie maszyny podane jest w [13], a otrzymane szczegółowe wyniki nie będą tu podawane z wyjątkiem ostatecznych parametrów zestawionych w tablicach porównawczych rozdziału 5, w którym omówiono wnioski z wykonanej pracy.

4.1.3. SSHP 4,5/250

Silnik wykonano wykorzystując nawinięty stojan wraz z obudową mechaniczną selsyna SO 11, dorabiając wirnik z materiału CuNiFe 404020 o rodzinie pętli histerezy podanej na



Rys. 17. Rodzina pętli histerezy materiału zastosowanego na wirnik SSHP 4,5/250



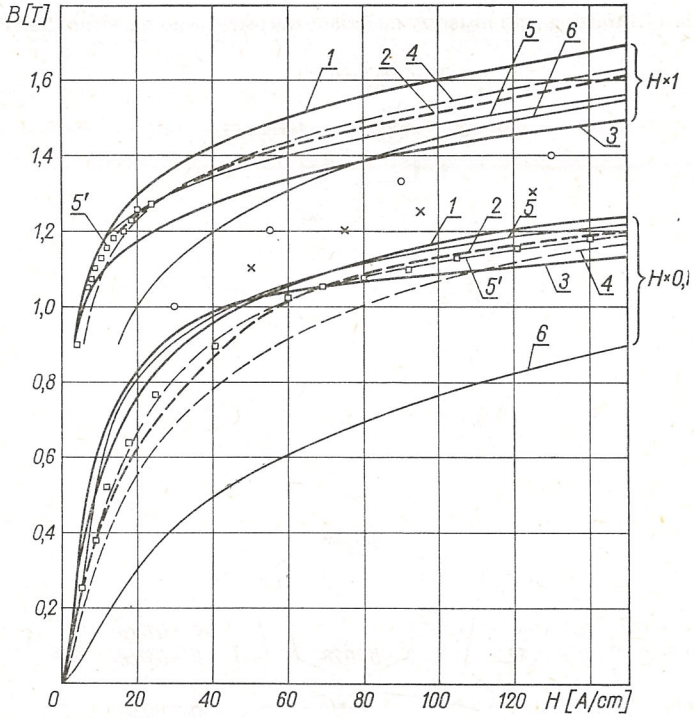
Rys. 18. Szkic wymiarowy SSHP 4,5/250. Wykrój blachy stojana, wykrój tarczki wirnika, szkic wymiarowy silnika

rys. 17. Wykrój blach stojana wykorzystanego selsyna, tarczki wirnika i szkic wymiarowy obudowy są podane na rys. 18. Wykrój wykorzystanej blachy charakteryzuje się cienkim jarzmem. Przekrój jarzma decyduje w tym przypadku o nasyceniu obwodu magnetycznego zamiast materiału wirnika. Jest to niekorzystne przy silnikach SSHP, jak to wynika z zasady ich działania. Powoduje to niemożliwość osiągnięcia granicznej pętli histerezy materiału wirnika przy dopuszczalnych nawet krótkotrwale przepływach magnesujących. Przy obliczeniach i badaniach założono osiągnięcie pętli o $B_{max} = 0{,}5$ [T]. Przy obliczaniu korzystano z charakterystyk zastosowanych materiałów, a mianowicie — dla stojana krzywa *5* z rys. 19, dla wirnika — krzywa *2* z rys. 20. Pełne obliczenie maszyny z uwzględnieniem niewłaściwego dla SSHP wykroju blachy stojana jest podane w [13]. Otrzymane szczegółowe wyniki nie będą podawane z wyjątkiem ostatecznych parametrów zestawionych w tablicach porównawczych rozdziału 5, w którym omówiono wnioski z wykonanej pracy.

4.2. Badania

4.2.1. Badania materiałów magnetycznych

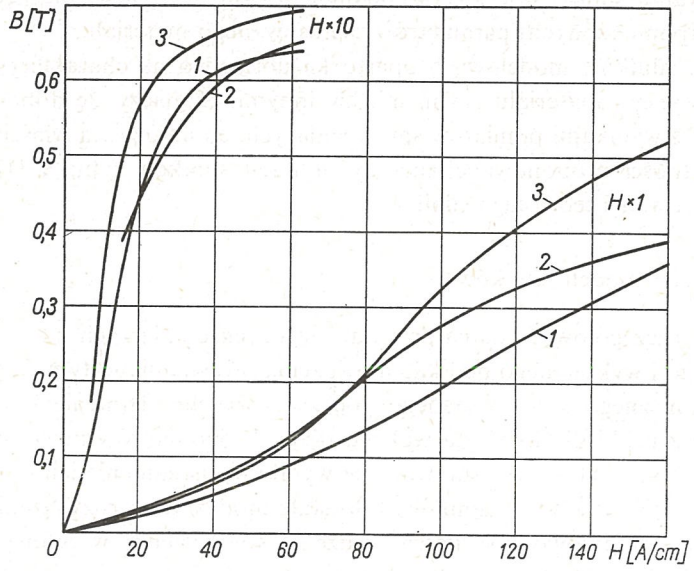
Osiągnięcie zamierzonych parametrów opracowywanego silnika zależało, jak wynika z jego teorii, w znacznej mierze od właściwości zastosowanych materiałów — przede wszystkim materiału czynnego wirnika.



Rys. 19. Charakterystyki blach elektrotechnicznych: *1* — zimnowalcowana 1,12 W/kG; *2* — zimnowalcowana 1,12 W/kG — z innej partii; *3* — transformatorowa 1,29 W/kG żarzona po wykrawaniu; *4* — „E" — 1,68 W/kG; *5* — E 44 — 1,76 W/kG; *5'* — E 44 — 1,76 W/kG — z innej partii; *6* — blacha stojana SSHP 10/250 — marka nieznana; ○ — wg [4] — 1,7 W/kG; × — wg [4] — 1,8 W/kG

Obliczenie maszyny wymagało również znajomości charakterystyk materiałów magnetycznych. Dla większości materiałów (przede wszystkim magnetycznie twardych) charakterystyki katalogowe nie istniały, zaś dla tych (przede wszystkim blach elektrotechnicznych), dla których można je było otrzymać z norm, atestów lub z literatury, tak dalece odbiegały od rzeczywistych, że oparcie się na nich podczas obliczeń było niemożliwe. Stwierdzenie to ilustruje podane na rys. 19 porównanie krzywych *5* i *5'* dla blachy E 44 zdjętych doświadczalnie z dwóch próbek pochodzących z różnych partii i krzywych oznaczonych punktami ○ i × dla odpowiednich materiałów o zbliżonych stratnościach (1,7 i 1,8 W/kg) zaczerpniętych z literatury.

Dla otrzymania wiarygodnych wyników obliczeń, nadających się do sprawdzenia opracowywanej teorii i proponowanej metody obliczeń, są więc niezbędne pomiary właściwości magnetycznych konkretnych materiałów zastosowanych do budowy badanego modelu maszyny. Należy zaznaczyć, że to wymaganie powinno być spełnione w przypadku więk-



Rys. 20. Krzywe pierwotne magnesowania trzech wytopów materiału CuNiFe 404020 zastosowanych na wirniki poszczególnych modeli SSHP

szości mikromaszyn w celu uściślenia obliczeń z uwagi na rozbieżności właściwości poszczególnych partii dostarczanych materiałów, wywierających wpływ niepomijalny na właściwości gotowego wyrobu.

Nieznajomość rzeczywistych charakterystyk stosowanych materiałów i niedostateczne uwzględnianie specyfiki metod badań kontrolnych mikromaszyn omówionych w pracy autora [11] są podstawowymi przyczynami małej dokładności obliczeń mikromaszyn nawet w przypadku stosowania właściwych metod obliczania.

Zbadano siedem rodzajów dostępnych blach elektrotechnicznych o parametrach znamionowych rokujących przydatność do budowy opracowywanego silnika. Zdejmowano krzywe pierwotne magnesowania i pętle histerezy, przez planimetrowanie których określano stratność. Wyniki pomiarów podane są na rys. 19.

W trakcie dobierania optymalnego materiału histerezowego na wirnik silnika zbadano 18 rodzajów próbek dostępnych materiałów z tym, że w każdym z rodzajów starano się badać po 2 do 5 próbek. Po ustaleniu, że najlepsze wyniki rokuje zastosowanie materiału CuNiFe zbadano 6 rodzajów próbek tego materiału o różnych składach i różnych rodzajach obróbki. W rezultacie zatrzymano się na materiale CuNiFe 404020, którego rodziny pętli histerezy podano na rys. 12, 15, 17, a krzywe pierwotne magnesowania zestawiono na rys. 20. Rodziny podane na tych rysunkach otrzymano dla teoretycznie tego samego składu i receptury obróbki z tym, że reprezentują one dokładne wartości dla poszczególnych wytopów zastosowanych w różnych modelach silników.

Z porównania rysunków widać, że i w przypadku badanego materiału występują odchyłki właściwości magnetycznych, nieuniknione przy obecnym stanie technologii wytwarzania niektórych magnetycznie twardych materiałów. Te odchyłki w odróżnieniu od odchyłek właściwości blach stojana wpływają wyraźnie na parametry silnika. Przy obliczaniu i wykonywaniu silnika jest więc szczególnie w tym przypadku niezbędna znajomość rzeczywistych (pomierzonych) parametrów zastosowanego materiału.

Przeliczenia silników modelowych oparto każdorazowo na charakterystykach rzeczywiście zastosowanego materiału. Tym, między innymi, tłumaczy się dobra zgodność wyników obliczeń z wynikami pomiarów sprawdzających, co umożliwia właściwą ocenę praktycznej przydatności proponowanej metody obliczeń silników typu SSHP i potwierdza słuszność opracowanej teorii tego silnika.

4.2.2. Badanie modeli silników

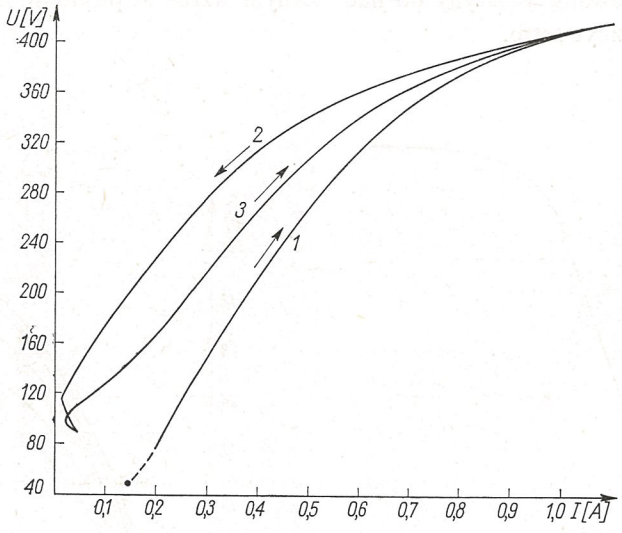
Najbardziej szczegółowe badania prowadzono na egzemplarzach silnika SSHP 30/250 jako obliczonego i wykonanego pod kątem widzenia otrzymania optymalnego rozwiązania silnika synchronicznego magnesowanego podczas rozruchu. Istnienie kilku egzemplarzy i kolejne ich przeróbki dla ustalenia wpływu różnych parametrów maszyny na jej właściwości, pozwoliło na wielokrotne sprawdzanie wyników, uśrednienie ich i korekty eliminujące wpływy przypadkowych czynników. Pozostałe modele jako rozwiązania dostosowane zbadano mniej szczegółowo pod kątem widzenia sprawdzenia wybranych parametrów.

W ramach badań zdejmowano charakterystyki:

1) nagrzewania się maszyny,
2) biegu jałowego,
3) początkowego momentu rozruchowego (histerezowego),
4) obciążenia po namagnesowaniu,
5) maksymalnej mocy wydawanej i prądów w funkcji napięcia zasilania po namagnesowaniu,
6) pobranej mocy, prądu, współczynników mocy i sprawności w funkcji mocy wydawanej przez silnik na wale,
7) siły elektromotorycznej wzbudzanej przez wirnik-magnes.

Próba nagrzewania się silnika pozwalała każdorazowo określić dopuszczalną wartość prądu ciągłego obciążenia maszyny, z której wynikała na podstawie dalszych pomiarów maksymalna moc obciążenia ciągłego silnika. Obydwie te wartości można było porównać z wynikami obliczeń.

Charakterystyka biegu jałowego $U = f(I)$ ilustruje przebieg magnesowania się materiału wirnika silnika. Zdejmowano ją podczas synchronicznego biegu silnika po rozmagnesowaniu materiału wirnika. Przykładowy przebieg tej charakterystyki dla SSHP 30/250 jest podany na rys. 21. Z przebiegu charakterystyki biegu jałowego można określić wartość optymalnego prądu magnesowania przy postępowaniu rozruchowym, którą można porównać z obliczoną, wartość siły elektromotorycznej E_{mof} występującą przy poborze minimalnego prądu w gałęzi *2* krzywej z rys. 21, którą można również porównać z obliczoną.



Rys. 21. Charakterystyka $U = f(I)$ ilustrująca namagnesowywanie wirnika SSHP 30/250

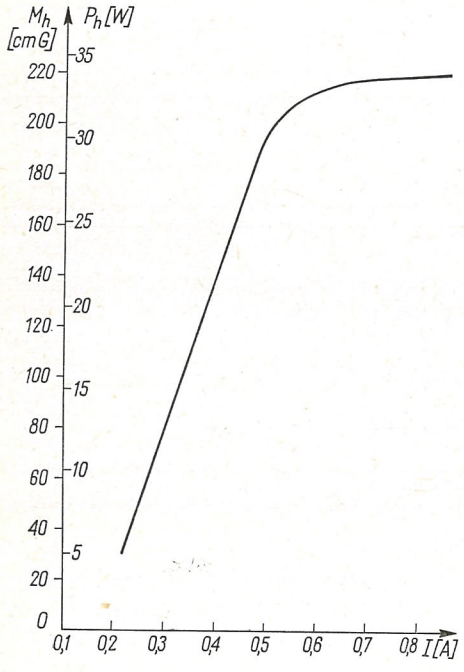
Charakterystyka $U = f(I)$ pozwala ocenić porównawczo właściwości materiału zastosowanego w silniku przez porównanie zdolności magazynowania energii magnetycznej (odległości krzywych *1*, *2*) i poboru prądu zasilającego z sieci przy danym napięciu zasilania po ustalonym niezmiennym magnesowaniu.

Przez dyskusję rodziny charakterystyk biegu jałowego można również określić wartość optymalnej szczeliny powietrznej SSHP i wpływ szczerbin żłobków stojana. Zagadnienia te omówione w [13] nie zostaną tu przytoczone, jako zagadnienia odrębne.

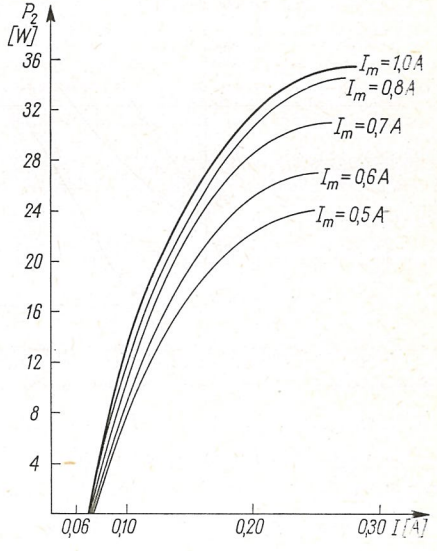
Charakterystyka początkowego momentu rozruchowego (histerezowego) $M_h = f(I)$ jest podana przykładowo dla SSHP 30/250 na rys. 22. Przy zdejmowaniu tej charakterystyki należy przestrzegać wskazówek metodologicznych podanych w [16] i [13]. Z jej przebiegu poza określeniem wartości momentu rozruchowego podczas postępowania rozruchowego przy zastosowanym prądzie magnesowania, którą to wartość można porównać z obliczoną, można również wnioskować o optymalnej wartości szczeliny powietrznej SSHP, w połączeniu z wnioskami z rozpatrzenia charakterystyk biegu jałowego.

Charakterystyka obciążenia po namagnesowaniu $P_2 = f(I)$ jest krzywą najprzejrzyściej ilustrującą najważniejsze parametry badanego silnika. Na rys. 23 podano rodzinę tych charakterystyk dla SSHP 30/250 przy optymalnym prądzie namagnesowywania 1 A i przy prądach mniejszych, potwierdzającą wnioski z teorii silnika. Wartości prądów i mocy odczytane z tych charakterystyk mogą być porównywane z obliczonymi.

O stateczności pracy silnika decyduje pochylenie (sztywność) charakterystyki obciążenia w punkcie pracy maszyny. Zakres obciążeń ciągłych ogranicza dopuszczalny ze względów na nagrzewanie się silnika prąd I. W silniku SSHP 30/250 wartość tego prądu wynosi 0,2 A. Z przebiegu charakterystyki wynika, że w całym zakresie pracy znamionowej sztywność charakterystyki jest wystarczająca, istnieje rezerwa przeciążalności, a co najważniejsze w pobliżu maksymalnej dopuszczalnej mocy sztywność charakterystyki nieco maleje, dzięki czemu wymagania w stosunku do ewentualnego przekaźnika powodującego ponowne magnesowanie maszyny po nadmiernym wzroście prądu spowodowanym przeciążeniem, nie są zbyt ostre.



Rys. 22. Charakterystyka początkowego momentu rozruchowego SSHP 30/250

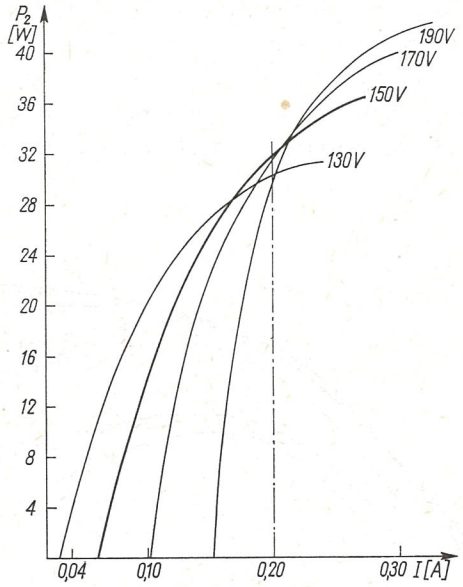


Rys. 23. Charakterystyki obciążenia $P_2 = f(I)_{I_m}$ SSHP 30/250

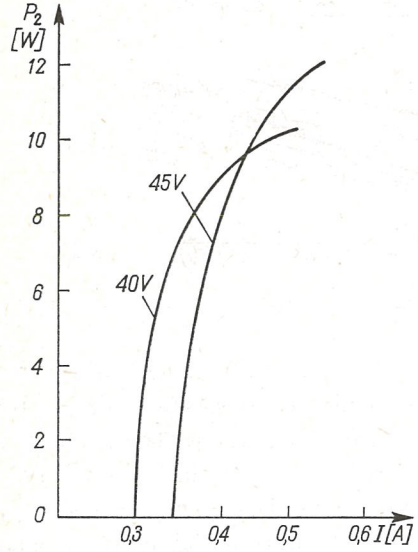
Kształt charakterystyki obciążenia wykazuje więc również i pod tym względem dobre właściwości silników typu SSHP.

Zestawienie charakterystyk obciążenia silnika $P_2 = f(I)_{U_n}$ przy rozmaitych napięciach zasilania U_n dla silnika SSHP 30/250 podane jest na rys. 24. Charakter ich przebiegu potwierdzają również w pełni wykresy z rys. 2 do 4 podane przy omawianiu teorii silnika typu SSHP. Widać wyraźnie wzrost prądu biegu jałowego spowodowany różnicą napięcia zasilania i siły elektromotorycznej wzbudzanej przez wirnik-magnes, co wynika ze wzoru (43) i wzrost maksymalnej wydawanej mocy, co wynika ze wzoru (51). Na wykresie zaznaczono jednocześnie maksymalną wartość prądu ciągłego obciążenia określoną próbą nagrzewania się silnika. Z tejże charakterystyki widać różnicę zmiany pobieranego prądu w funkcji obciążenia od biegu jałowego do obciążenia znamionowego. W zależności od układu sterowania, w którym będzie pracował silnik, można przez zmianę napięcia zasi-

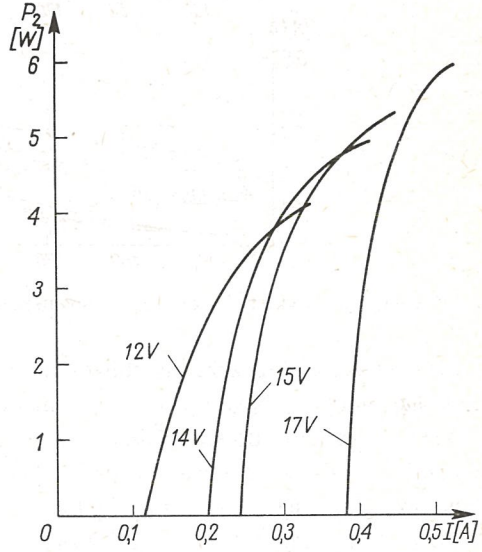
lającego dobrać najkorzystniejszy stosunek zmian prądu przy praktycznie stałej wartości wydawanej mocy zgodnej z obliczoną w rozdz. 3, a limitowanej dopuszczalną wartością prądu ciągłego obciążenia.



Rys. 24. Charakterystyki obciążenia $P_2 = f(I)_{U_n}$ SSHP 30/250



Rys. 25. Charakterystyki obciążenia $P_2 = f(I)_{U_n}$ SSHP 10/250

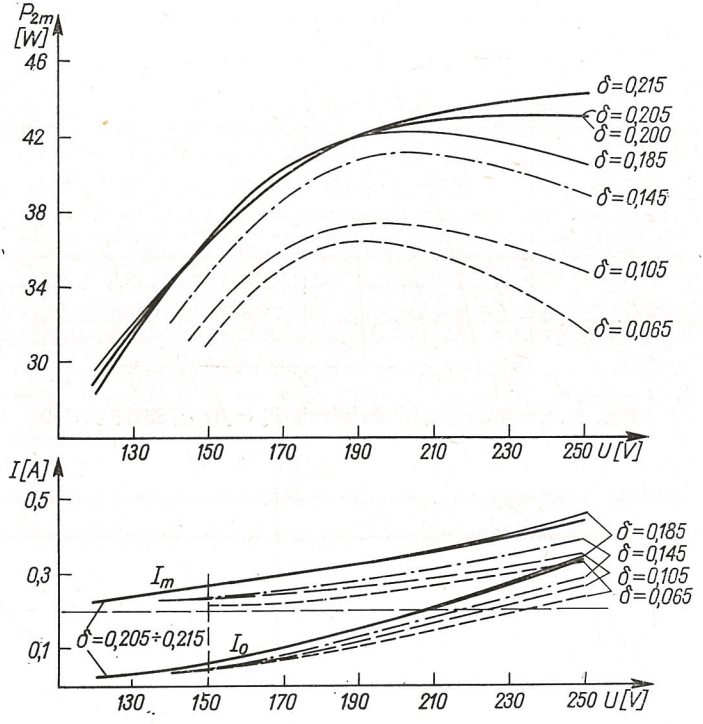


Rys. 26. Charakterystyki obciążenia $P_2 = f(I)_{U_n}$ SSHP 4,5/250

Podobne rodziny charakterystyk $P_2 = f(I)_{U_n}$ podano na rys. 25 i 26 dla silników SSHP 10/250 i SSHP 4,5/250 przy napięciach zasilania zgodnych z obranymi przy ich przeliczaniu. Otrzymane wyniki potwierdziły poprawność przeliczeń, jak wykazują zestawienia wyników obliczeń i pomiarów podane w rozdziale 5.

Charakterystyka maksymalnej wydawanej mocy i pobieranych prądów w funkcji napięcia zasilania po magnesowaniu (P_{2m}, I_0, I_m) $= f(U)$ dla SSHP 30/250 jest podana na rys. 27.

Pionowa odległość między górną i dolną krzywą charakterystyki $I_0 = f(U)$ i $I_m = f(U)$ na rys. 27 daje miarę zmian prądu w pełnym zakresie pracy synchronicznej maszyny. Uwzględniając to, że dopuszczalny ze względu na nagrzewanie się trwały przepływ prądu wynosi 0,2 A, można z tej charakterystyki zorientować się w zakresie przeciążalności maszyny i położeniu punktu pracy na charakterystyce obciążenia.

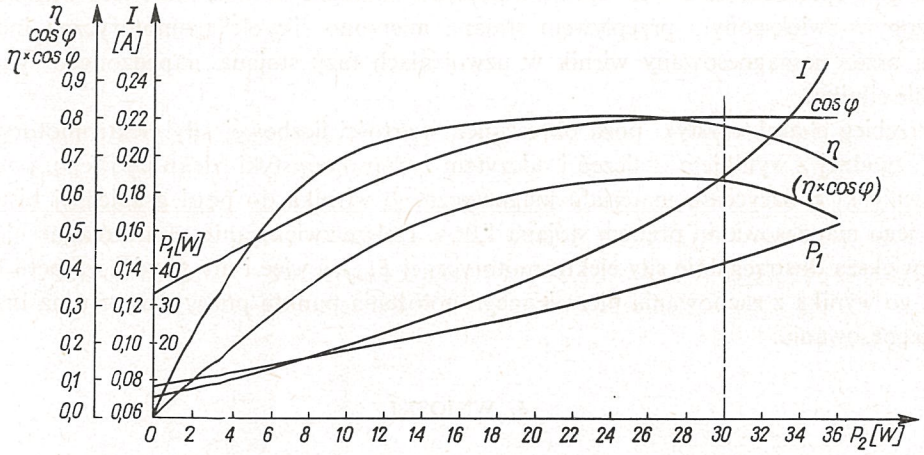


Rys. 27. Charakterystyki maksymalnej wydawanej mocy i prądów $P_{2m} = f(U)_\delta$; I_o, $I_m = f(U)_\delta$ SSHP 30/250

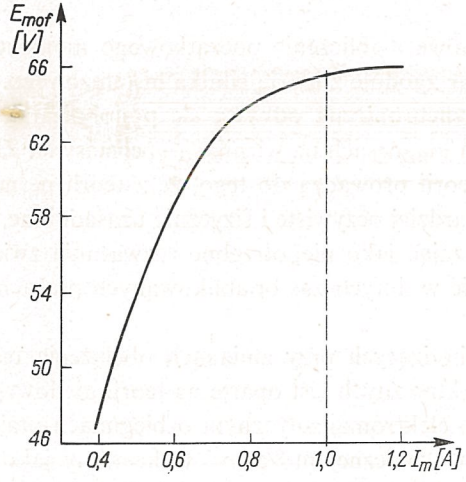
Przy wielkościach szczeliny zbliżonych do optymalnych (δ rzędu 0,2 mm) widać zwiększanie się mocy wydawanej ze wzrostem napięcia zasilania. To zwiększanie się jest praktycznie ograniczone dopuszczalną wartością prądu. Wartości mocy wydawanej przy dopuszczalnym prądzie podczas zasilania napięciami o różnych wartościach ilustruje rys. 24. Wahania tej mocy przy dopuszczalnym prądzie są niewielkie z tym, że początkowo rosną, a potem znów maleją. Ze względu na rezerwę przeciążalności najkorzystniejsze jest zasilanie SSHP 30/250 napięciem znamionowym określonym na podstawie obliczenia potwierdzonego poprzednimi pomiarami, wynoszącym 150 V, co odpowiada wartości zalecanej w podanej teorii maszyny, a otrzymanej przy stosowaniu współczynnika $k_E = 1{,}33$ we wzorach (4) i (7). Przy wyższych napięciach zbyt duża część charakterystyki leży w zakresie prądów przewyższających dopuszczalne, co jest niekorzystne. Zaobserwowane zjawiska potwierdzają podane rozważania teoretyczne.

Z rozpatrzenia krzywych na rys. 27 i 24 możemy również określić, do jakiej mocy jest celowa eksploatacja tego modelu silnika przy ewentualnym zastosowaniu wymuszonego obcego chłodzenia.

Charakterystyki pobranej mocy P_1, prądu I_1, współczynników mocy $\cos\varphi$ i sprawności η w funkcji mocy P_2, wydawanej przez silnik na wale dla SSHP 30/250 są podane na rys. 28.



Rys. 28. Charakterystyki pobieranej mocy P_1, prądu I, współczynników mocy $\cos\varphi$, sprawności η i energetycznego $\eta \times \cos\varphi$ w funkcji wydawanej mocy P_2 dla SSHP 30/250



Rys. 29. Charakterystyki siły elektromotorycznej indukowanej przez wirnik-magnes SSHP 30/250

Charakterystyki I, P_1, η, $\cos\varphi$ podano na rys. 28. Z płaskiego przebiegu charakterystyk sprawności silnika wynika, że silnik może dobrze pracować przy znacznych niedociążeniach, co potwierdza rozważania teoretyczne podane w poprzednich rozdziałach pracy. Nieco mniejsza wartość współczynnika mocy i związanego z nim współczynnika energetycznego nie odgrywa w tym przypadku zasadniczej roli wobec łatwości ich kompensacji przez równoległy układ kondensatorów kompensujących.

Zwracają uwagę wysokie, jak dla mikromaszyny, wartości omawianych parametrów, wskazujące na dobre właściwości eksploatacyjne rozpatrywanego rodzaju silnika synchronicznego.

Charakterystykę siły elektromotorycznej wzbudzanej przez wirnik-magnes $E_{mo} = f(I_m)$ dla SSHP 30/250 podano na rys. 29.

W celu sprawdzenia obliczonych parametrów namagnesowania materiału wirnika wymuszonym zwiększonym przepływem stojana mierzono siłę elektromotoryczną indukowaną przez namagnesowany wirnik w uzwojeniach fazy stojana napędzonego synchronicznie silnika.

Przebieg charakterystyki poza określeniem wartości liczbowej siły elektromotorycznej E_{mof}, zgodnej z wynikiem obliczeń i odczytem z charakterystyki biegu jałowego, potwierdza wnioski o nasyceniu materiału magnetycznego wirnika do pętli granicznej histerezy przy jego magnesowaniu prądem stojana 1,0 A. Dalsze zwiększanie prądu magnesującego nie zwiększa dostrzegalnie siły elektromotorycznej E_{mof}, a więc i nie powiększa pętli histerezy, co wynika z zachowania niezmiennego położenia punktu pracy magnesu na krzywej odmagnesowania.

5. WNIOSKI

Podana w rozdziale 3 metoda obliczania ilustruje specyfikę teorii silnika typu SSHP przytoczonej w rozdziale 2, polegającą na tym, że w trakcie swej pracy silnik tego typu zachowuje się w sposób właściwy różnym rodzajom znanych rozwiązań maszyn elektrycznych.

Postępowanie rozruchowe i obliczenie początkowego momentu rozruchowego muszą być zatem przeprowadzane zgodnie z teorią silnika histerezowego.

Znamionowa praca synchroniczna odbywa się podobnie jak w przypadku maszyny synchronicznej o trwałych magnesach na wirniku — permasyna. Znaczne różnice występujące w stosunku do tej teorii prowadzą do tego, że z teorii permasyna wykorzystano jedynie fragmenty i to najbardziej oczywiste i fizycznie uzasadnione, dotyczące reżimu pracy samego magnesu, opuszczając jako niepotrzebne rozważania związane z rozruchem permasyna, których słuszność w dotychczas opublikowanych pracach nie może być uważana za w pełni sprawdzoną.

Dyskusja zjawisk zachodzących przy zmianach obciążenia maszyny i obliczanie wynikowych parametrów elektrycznych jest oparte na teorii niedowzbudzonej synchronicznej maszyny ze wzbudzeniem elektromagnetycznym o biegunach utajonych, gdyż silnik typu SSHP podczas pracy synchronicznej może być traktowany jako taka właśnie maszyna. Zastosowanie tej teorii lepiej tłumaczy zachodzące zjawiska, a wzory obliczeniowe dają lepszą zgodność z wynikami doświadczeń niż wzory podawane dla permasynów z powodu wspomnianych zasadniczych różnic w budowie i działaniu tych typów maszyn, spowodowanych innym rozwiązaniem kwestii rozruchu i innym reżimem pracy samego magnesu trwałego.

Wyniki badań silników potwierdzają w całej rozciągłości opracowaną teorię i zasadę działania mikrosilnika SSHP. Widać to zarówno z rozpatrzenia kształtu uzyskanych doświadczalnie charakterystyk modelowych silników, jak i z dobrej zgodności wartości licz-

bowych obliczonych i pomierzonych parametrów tych silników. Zgodność tę dla poszczególnych modeli silników ilustrują następujące tabelaryczne zestawienia.

Dla SSHP 30/250 obliczonego i zbudowanego zgodnie z obliczeniem jako model podstawowy:

Parametr	Wartość	
	obliczona	pomierzona
Prąd magnesowania [A]	1,0	1,0
Początkowy moment rozruchowy [cmG]	210	220
Siła elektromotoryczna E_{mof} [V]	66	65,5
Prąd biegu jałowego I_0 [A]	0,083	0,07—0,086
Prąd maksymalny I_m [A]	0,233	0,25
Współczynnik mocy znamionowy $\cos\varphi_n$	0,85	0,80
Sprawność znamionowa η_n	0,735	0,78
Maksymalna moc synchroniczna P_{2m} [W]	36,5	36
Prąd znamionowy I_n[A] przy $P_{2n} = 30$ [W]	0,185	0,19
Prąd dopuszczalny przy pracy ciągłej [A]	0,19	0,20

Dla SSHP 10/250 przerobionego z selsyna Ln 26973 przy wykorzystaniu nawiniętego stojana oraz kadłuba tego ostatniego oraz przeliczonego i przebadanego dla dwóch różnych napięć zasilania:

Parametr	$U_n = 40$ [V]		$U_n = 45$ [V]	
	Wartości			
	obliczone	pomierzone	obliczone	pomierzone
Siła elektromotoryczna E_{mof} [V]	26,5	22	26,5	22
Prąd biegu jałowego I_0 [A]	$>0{,}214$	0,3	$>0{,}29$	0,35
Prąd maksymalny I_m [A]	0,403	0,50	0,492	0,54
Maksymalna moc synchroniczna P_{2m} [W]	10,6	10,4	11,0	12

Pozostałe parametry nie zostały pomierzone dla tego silnika z następujących powodów:

Początkowy moment rozruchowy występuje przy wartości prądu dopuszczalnej ze względu na nagrzewanie się silnika w przypadku czasu jego przepływu wystarczającego na namagnesowanie wirnika, lecz niedopuszczalnej w przypadku czasu jego przepływu, niezbędnego do wykonania pomiaru tego momentu wg zastosowanej przy badaniach metody pomiaru. Tak duża wartość prądu potrzebnego dla namagnesowania wirnika jest spowodowana nadmierną wielkością szczeliny powietrznej silnika.

Współczynnik mocy nie dał się zmierzyć dostatecznie dokładnie ze względu na brak watomierzy o odpowiednio niskim własnym poborze mocy przy potrzebnych zakresach pomiarowych. Inne metody jego pomiaru (np. kompensatorem autora [10]) nie mogły być stosowane wobec braku wyprowadzonego środka gwiazdy uzwojenia stojana.

Określenie dopuszczalnej wartości prądu znamionowego nie mogło być przeprowadzone opracowaną metodą ze względu na otwartą budowę kadłuba stojana i częściowe wykonanie jego z materiałów termoutwardzalnych. Z opracowania odpowiednich metod pomiarowych i wykonania pomiarów — możliwych teoretycznie — zrezygnowano jako z wykraczających poza zakres opracowywanego tematu, a wystarczająco

pracochłonnych samych w sobie, tym bardziej że uzyskane wyniki zestawione w wyżej podanej tablicy dostatecznie potwierdzają słuszność teorii i metody obliczenia SSHP. Gorsza zgodność wyników obliczeń i pomiarów tłumaczy się, jak widać z toku obliczenia, nieuniknioną w tym modelu nadmierną wielkością szczeliny, nie podważa jednak samej teorii ani metody obliczeń maszyny.

Dla SSHP 4,5/250 przerobionego z selsyna SO 11 przy wykorzystaniu nawiniętego stojana oraz kadłuba tego ostatniego oraz przeliczonego i przebadanego dla czterech różnych napięć:

Parametr	$U_n = 12$ [V]		$U_n = 14$ [V]		$U_n = 15$ [V]		$U_n = 17$ [V]	
	Wartości							
	obl.	pom.	obl.	pom.	obl.	pom.	obl.	pom.
Siła elektromotoryczna E_{mof} [V]	10,9	9,7	10,9	9,7	10,9	9,7	10,9	9,7
Prąd biegu jałowego I_0 [A]	$>0{,}051$	0,12	$>0{,}145$	0,20	$>0{,}192$	0,24	$>0{,}286$	0,38
Prąd maksymalny I_m [A]	0,33	0,34	0,39	0,4	0,42	0,425	0,50	0,52
Maksymalna moc synchroniczna P_{2m} [W]	4,08	4,0	5,15	4,90	5,57	5,3	6,0	5,9
Prąd znamionowy I_n [A] przy $P_{2n} = 4{,}5$ [W]							$0{,}395 \div 0{,}44$	$0{,}375 \div 0{,}414$

Początkowy moment rozruchowy nie został zmierzony z tego samego powodu, co i w silniku SSHP 10/250 z tym, że nadmierna wartość prądu potrzebnego do namagnesowania wirnika spowodowana jest w tym przypadku zbyt małym przekrojem jarzma stojana.

Współczynnik mocy nie został pomierzony z tych samych przyczyn, co i w silniku SSHP 10/250.

Bardzo dobra, jak dla metod obliczeniowych mikromaszyn, zgodność wyników obliczeń z wynikami pomiarów jest nie tylko wystarczającym sprawdzianem słuszności opracowanej teorii silników SSHP, lecz również pozwala stwierdzić dużą dokładność proponowanej metody ich obliczenia.

Politechnika Warszawska
Katedra Maszyn Elektrycznych

WYKAZ LITERATURY

1. Bałagurow W. A., Gałtiejew F. F., Łarjonow A. N.: Elektriczeskije masziny s postojannymi magnitami. Eniergiz, 1964.
2. Copeland M. A., Slemon G. R.: An Analysis of the Hysteresis Motor I. Analysis of the Idealized Machine. — IEEE Trans. Power App. Syst. 82/1963.
3. Dubicki B.: Maszyny elektryczne, tom I. PWN, Warszawa 1958.
4. Dubicki B.: Maszyny elektryczne, tom III. PWN, Warszawa 1964.
5. Gałtiejew F. F., Orłow I. I.: Gistierezisnyj dwigatiel w reżimie pierewozbużdienija. — Nauczn. dokł. wyssz. szk. Elektromiech. i awtomat. I/1958.
6. Gorrzewskij I. I.: Charaktieristiki matierjała rotora gistierezisnowo elektrodwigatiela. — Wiestn. Elektroprom., 6/1957.

7. Gorrzewskij I. I.: Issliedowanija charaktieristik magnitno twiordych matierjałow pri elipticzeskom pieremagnicziwanii. — Nauczn. dokł. wyssz. szk. Elektromiech. i awtomat. I/1958.
8. Jaeschke H. E.: Magnetische Wechsel — und Drehhysterese. — Archiv für Elektrotechnik, 37/1943.
9. Jezierski E.: Maszyny synchroniczne. PWT, Warszawa 1951.
10. Owczarek J.: Dokładny pomiar mocy pobieranej przez silnik miniaturowy z zastosowaniem kompensatora w układzie współrzędnych prostokątnych. — Archiwum Elektrotechniki, 1/1961.
11. Owczarek J.: Badanie maszyn miniaturowych. — Rozprawy Elektrotechniczne, 3/1961.
12. Owczarek J.: Zarys współczesnej teorii selsynów nadawczo-odbiorczych. — Rozprawy Elektrotechniczne, 4/1964.
13. Owczarek J.: Mikrosilnik synchroniczny magnesowany podczas rozruchu. PWN, Warszawa 1968.
14. Pustoła J., Śliwiński T.: Budowa i działanie silników jednofazowych. WNT, Warszawa 1964.
15. Riessland E.: Zur Auswahl des optimalen Rotorwerkstoffs fur Hysteresemotoren. — Elektrie 6/1962.
16. Roters H. C.: The Hysteresis Motor Advances which Permit Economical Fractional Horsepower Ratings. — Trans. AIEE, 66/1947.

J. OWCZAREK

HYSTERESIS-PERMASYN MICROMOTOR

Summary

The theory, method of computation and test results of models of a new design of a synchronous micromotor are discussed in the article. The motor acts like a hysteresis motor during start and like a synchronous motor with permanent magnets on the roto—a permasyn—during rated duty. In a definite range of power developed the motor possesses the advantages of both the above mentioned types of synchronous motorsmicro, while at the same time their faults are eliminated as the motor shows better running constants having a technologically simpler construction.

The stator winding of the motor produces a rotating magnetic field. The rotor that is shaped like a smooth cylinder is made of a magnetically hard material. The border hysteresis loop of the material at the assumed geometrical dimensions occurs at induction values reached in the motor during a short forcing of passage of current through the windings of the motor stator; the passage is greater than is permanently admissible for thermal reasons. The starting is performed as in a hysteresis motor, due to which the motor does not require any additional starting elements typical for a classical permasyn. During the starting or after it the starting procedure is performed which consists in the above mentioned forcing of the increased passage of current through the stator. The reaching of the boundary hysteresis loop of the rotor material during the starting procedure causes its magnetization in a definite radial direction. After the starting procedure ends the passage is decreased and the motor with the magnetised rotor works like a permasyn. The conditions of use of the permanent rotor magnet are however better than in a classical permasyn as the phenomenon (which is characteristic for a permasyn) of counter-switching on is avoided.

A number of requirements and conditions connected with the design, dimensions and properties of the magnetic circuits of the stator and rotor and of the supply parameters during the starting procedure and rated duty have been analysed and proved with the help of original vector diagrams based on the theory of a synchronous motor with electromagnetic excitation.

The suggested method of computing the micromotor following from the theory of its work is based on selected literature on the methods of computing permasyns and hysteresis motors. The fragments of the methods employed here have undergone far-reaching alterations due to the specific type of work of the motor under discussion and have been supplemented with original fragments closely connected with the phenomena peculiar only to the motor being discussed.

In order to test the theoretical investigations and the suggested method of computation three motor models of different dimensions have been made and tested for seven values of power. The elaboration of appropriate measurement methods to define the parameters being checked constituted a separate study

based on previous papers by the same author [10] and [11. The results have fully confirmed the theory worked out for the new synchronous micromotor and have evinced high accuracy of the suggested method of computation.

J. OWCZAREK

MICROMOTEUR À HYSTÉRÉSIS — PERMASYN

Résumé

Dans l'article on a présenté la théorie, la méthode de calcul ainsi que les résultats des essais des modèles du nouveau micromoteur synchrone, se conduisant pendant le démarrage comme le moteur à hystérésis, mais pendant le travail nominal agissant comme le moteur synchrone aux aimants permanents sur le rotor — „permasyn". Dans une étendue déterminée des puissances délivrées le moteur unit des avantages de deux types mentionnés ci-dessus des micromoteurs synchrones en éliminant dans le même temps leurs défauts — car il démontre les meilleurs paramètres d'exploitation et il a une construction plus simple et plus technologique.

L'enroulement du stator du moteur produit le champ magnétique tournant. Le rotor ayant la forme du cylindre poli est construit de matériel rigide magnétiquement. La boucle d'hystérésis borne de ce matériel à dimensions géomètriques acceptées apparait pour des valeurs de l'induction possibles à obtenir dans le moteur pendant une extorsion de courte durée du passage du courant dans les enroulements de son stator, plus grand que le courant admissible durablement du point de vue thermique. Le démarrage a lieu comme dans le cas de la machine à hystérésis, par conséquent le moteur ne démande pas d'éléments constructifs additifs de démarrage caractéristiques en cas de permasyn classique. Pendant ou après le démarrage on agit pour extorquer le courant agrandi de stator mentionné ci-dessus. La réalisation de la boucle d'hystérésis borne du matériel de rotor pendant l'action de démarrage résulte en aimantation de rotor dans la direction radiale déterminée. Après finir l'action de démarrage le courant va se diminuer et le moteur avec le rotor aimanté travaille comme le permasyn. Les conditions d'exploitation de l'aimant permanent du rotor sont ici meilleurs que dans le cas du permasyn classique grâce à éviter l'effet de contre-amorçage caractéristique à celui-ci pendant le démarrage.

Les principales conditions et exigeances concernant la construction, les dimensions et les qualités des circuits magnétiques du stator ainsi que du rotor et les paramètres d'alimentation pendant l'action de démarrage et pendant le travail nominal ont été analysées et prouvées à l'aide des diagrammes vectoriels originels appuyés sur la théorie du moteur synchrone à l'amorçage électromagnétique.

La méthode proposée de calculer le micromoteur résultante de la théorie de l'action de ce moteur est appuyée sur les chapitres choisis des méthodes de calculer les permasyns et les moteurs à hystérésis. Les fragments utilisés de ces méthodes ont été fortement modifiés en considérant les conditions spécifiques du travail du moteur analysé et ont été complétés par les fragments originels liés étroitement avec des effets propres exclusivement au moteur analysé.

Pour vérifier les considérations théoriques et la méthode proposée de calcul on a construit et étudié les modèles des moteurs acceptant sept valeurs de la puissance dans trois éspèces des dimensions. L'élaboration des méthodes de mesure convenables pour déterminer les paramètres qu'on dévait vérifier constitue une étude séparée appuyée sur des oeuvres précédents de l'auteur [10] et [11]. Les résultats ont confirmé totalement la théorie élaborée concernant le nouveau type du micromoteur synchrone et ont démontré une grande exactitude de la méthode proposée de le calculer.

Е. ОВЧАРЕК

ГИСТЕРЕЗИСНО-ПЕРМАСИННЫЙ МИКРОЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЬ

Резюме

В статье обсуждены теория, метод расчета и результаты исследований моделей синхронного микроэлектродвигателя нового рода, работающего в процессе пуска как гистерезисная машина,

а в номинальном режиме как синхронный двигатель с возбуждением постоянными магнитами — пермасин. В определенном диапазоне мощности разработанный двигатель отличается преимуществами свойственными упомянутым видам двигателей при одновременном отсутствии их недостатков, что выражается лучшими эксплуатационными параметрами при простой, технологически удобной конструкции.

Обмотки статора двигателя обеспечивают образование вращающегося магнитного поля. Ротор в форме гладкого цилиндра исполнен из магнитно-жесткого материала. Предельный шлейф гистерезиса примененного материала при принятых геометрических размерах может быть получен при значениях индукции, достигаемых в двигателе во время кратковременного вынуждения значений намагничивающего тока, превышающих допустимые по термическим условиям. Пуск двигателя основан на гистерезисном принципе, благодаря чему не нужны дополнительные конструкционные пусковые элементы, свойственные пермасинам. Во время пуска или после достижения синхронизма проводится процесс намагничивания, заключающийся в упомянутом вынуждении увеличенного значения тока в обмотках статора двигателя, результатом чего становится появление остаточного магнетизма сориентированного в радиальном направлении ротора. После процесса намагничивания ротора ток в обмотках двигателя ограничивается до значений допустимых по термическим условиям, а двигатель с намагниченным ротором работает по принципу пермасина. Условия использования постоянного магнита ротора однако значительно лучше, чем в случае классического пермасина вследствие отсутствия характерного для него явления противовключения в течение пуска.

Требования и условия относящиеся к конструкции, соотношениям основных размеров и свойствам магнитных контуров статора и ротора, а также и к параметрам питания при намагничивании и во время номинального режима работы проанализированы и обоснованы в статье, в значительной степени при помощи оригинальных векторных диаграмм, базированных на теории синхронного двигателя с электромагнитным возбуждением.

Предлагаемый метод расчета, вытекающий из теории работы двигателя разработан при использовании соответственно модифицированных фрагментов расчетов гистерезисных двигателей и пермасинов. При разработке методов расчета были приняты во внимание также и явления свойственные исключительно рассматриваемому двигателю, а не выступающие в других видах синхронных микромашин.

Для проверки правильности теоретических выводов и предлагаемого метода расчета построены модели двигателей для семи значений полезной мощности в трех типоразмерах. Разработка соответственных методов исследований, гарантирующих получение правильных результатов измерений, являлась отдельным вопросом, решенным на основании предыдущих работ автора [10] и [11]. Результаты исследований полностью подтвердили правильность разработанной теории обсуждаемого нового типа синхронного микродвигателя и большую точность предлагаемого метода его расчета.

621.311.153

ARKADIUSZ PUCHAŁA, BERNARD WACHTA

Analiza niesymetrycznego układu elektroenergetycznego za pomocą pojęcia transmitancji napięciowej

Rękopis dostarczono 4.10.1966

Celem niniejszego opracowania jest analiza systemu elektroenergetycznego niesymetrycznie eksploatowanego, wykonana w drodze sformułowania jego transmitancji napięciowej. W rozdziale pierwszym omówiono wpływ prądów i napięć różnych kolejności na pracę systemu. Dokonano podziału źródeł niesymetrii wskazując jednocześnie na pewne ich zróżnicowanie uniemożliwiające zastosowanie jednolitego podejścia analitycznego. Między innymi wskazano, że ujęcie przypadków niesymetrii dynamicznej natrafia na duże trudności natury metodycznej wskutek występujących nieliniowych zmian parametrów podczas stanu nieustalonego.

W rozdziale drugim podano równania macierzowe różnych przetworników energii, zakładając w stosunku do maszyn wirujących i transformatorów symetrię budowy. W rozważanym tu przypadku odbiornik statyczny stanowi właściwe źródło niesymetrii. W następnym rozdziale podano równanie sieci typowej, definiując pojęcie transmitancji i wykazując jednocześnie jego zasadnicze znaczenie dla postaci rozwiązania końcowego. Następnie rozpatrzono zachowanie się ww. transmitancji w przypadkach granicznych niesymetrii. Wprowadzona operacja różniczkowania pozwala w prosty sposób przejść z jednego przypadku granicznego w drugi. Istota w ten sposób zdefiniowanej operacji opiera się na zastosowaniu znanej reguły de L'Hospitala. Dzięki wprowadzeniu tak określonej operacji zdefiniowane pojęcie transmitancji zachowuje swą ważność również w przypadkach granicznych, pozwalając tym samym na jednolite ujęcie wszystkich występujących stanów pracy niesymetrycznej układu. Rozważania teoretyczne zakończono przeliczonym przykładem liczbowym konkretnego układu, w którym źródło niesymetrii stanowiły niesymetryczne piece oporowe. Wskazano tu na występujące zagrożenie dla generatora pracującego w układzie, szczególnie, gdy parametry transformatora zasilającego nie są właściwie dopasowane.

1. WSTĘP

Celem niniejszego opracowania jest sformułowanie transmitancji napięciowej systemu elektroenergetycznego eksploatowanego niesymetrycznie.

Każdy system wielofazowy jest narażony na krótsze lub dłuższe okresy eksploatacji w warunkach niesymetrii. Taką niesymetrię mogą wywołać różnorodne czynniki, spośród których warto praktycznie wyróżnić grupę czynników długotrwałych o niewielkim stopniu niesymetrii oraz zespół czynników krótkotrwałych o dużym stopniu niesymetrii.

Praktyczną przyczyną przypadków zaliczonych do pierwszej z wymienionych grup mogą być względy technologiczne, jak na przykład analizowana w podanym przykładzie eksploatacja pieców jedno- lub trójfazowych (spotykana w przemyśle chemicznym i hutniczym), oraz również różnorodne przypadki awaryjne, jak przerwy jednofazowe w warunkach symetryzującego działania maszyn wirujących (np. silników asynchronicznych, syn-

chronicznych), zwarcia niesymetryczne w rozległych sieciach kopalnianych lub przemysłowych (dla których kontrola stopnia niesymetrii może okazać się najselektywniejszym zabezpieczeniem przeciwwybuchowym).

Do drugiej z wyróżnionych grup zaliczymy te przypadki niesymetrii, których skutki objawiają się w nieustalonych procesach termicznych lub elektromagnetycznych. Przyczyny takich stanów pracy są przeważnie awaryjne, jakkolwiek występują również okoliczności, w których z przyczyn technologicznych prowadzi się krótkotrwały ruch w warunkach dużych niesymetrii. Zasadnicze skutki asymetrii objawiają się w elementach wirujących elektromaszynowych. Maszyny elektryczne są konstruowane w oparciu o założenia symetrii napięciowej systemu sieciowego. Ich odporność na działanie składowej przeciwnej jest — jak dotąd — sprawdzana w niedostatecznym stopniu. Jeżeli maszyny typu asynchronicznego są narażone głównie na niesymetryczną lokalizację cieplną w uzwojeniach stojana i odznaczają się, w zależności od systemu chłodzenia i cech konstrukcyjnych $\left(\frac{li}{\tau}\right)$, większą lub mniejszą wytrzymałością na ciepło wytworzone w poszczególnych fazach, to maszyny synchroniczne są narażone na znacznie groźniejsze następstwa w ich wirnikach. Zwłaszcza chodzi tu o wirniki turbogeneratorów, w których pole przeciwnej kolejności wywołuje skutki indukcyjne i energetyczne. Jak wykazują analizy przypadków awaryjnych, mamy tu do czynienia z różnorodną lokalizacją strat cieplnych i ich mechanicznymi następstwami (wydłużanie się klinów żłobków, wżery i naprężenia termiczne w kapach, pękanie kap itd.). Na ogół tego rodzaju zjawiska są sygnalizowane drganiami wirnika w czasie przejściowej dynamicznej niewywagi.

Czynniki wymienione w pierwszej grupie prowadzą do ustalonych warunków termicznych, gdy stopień niesymetrii prądowej jest dostatecznie niski i nie przekracza granicy dopuszczalnej ze względu na sprężyste odkształcenia elementów konstrukcyjnych wirnika oraz dopuszczalny poziom drgań maszyny. Opierając się na okolicznościowo przeprowadzonych badaniach i szeregu informacji firmowych oraz publikacjach można szacować wytrzymałość turbogeneratorów średnich i małych mocy na około 10—15% stosunku składowej przeciwnej do wartości znamionowej prądu (w warunkach ustalonych).

W zakresie przebiegów dynamicznych ustalenie wytrzymałości maszyny synchronicznej na działanie niesymetrii jest znacznie trudniejsze; w niektórych przypadkach przeprowadzane są próby przez dostawcę w warunkach elektrycznych quasiustalonych, a termicznie nieustalonych. Stan zaawansowania metod oceny obliczeniowej, jak również całokształt metod pomiarowych sprawdzających można uznać za mało zadowalający.

Wyszczególnione wyżej grupy przypadków różnią się w sensie obliczeniowym. W przypadkach wchodzących w zakres grupy pierwszej formułujemy obliczenia w sinusoidalnych stanach ustalonych i operujemy obwodami o stałych parametrach. W zakresie obliczeń nieustalonych ingerencja nieliniowych zmian parametrów znacznie ogranicza zakres ważności rozważań teoretycznych, sprowadzając go do oszacowania liniowego. Mimo to można uznać ich wartość użytkową za dużą.

W zakresie źródeł niesymetrii okazuje się ze względów teoretycznych bardzo pożyteczny ich podział na dwie klasy. Mówimy o klasie zagadnień niesymetrii zewnętrznej oraz o klasie zagadnień niesymetrii wewnętrznej. Klasy te różnią się zasadniczo z punktu widzenia skuteczności i operatywności metod analizy sklasyfikowanych przypadków. W pierwszej

klasie — zewnętrznie niesymetrycznych układów — skuteczne są metody różnych wielofazowych składowych symetrycznych, podczas gdy w przypadkach zaklasyfikowanych do klasy drugiej metody te nie są użyteczne i wymagają ogólniejszych narzędzi matematycznych, opartych o słabsze założenia. Klasyfikacją tą zajmowano się w innym miejscu, tutaj warto jedynie intuicyjnie stwierdzić, że do zagadnień niesymetrii wewnętrznej zaliczamy przede wszystkim przypadki niesymetrii zwojowej i kątowej maszyn wirujących i transformatorów (np. zwarcia zwojowe), przy czym odkształcenia rozkładu pól magnetycznych odgrywają tu bardzo istotną rolę. W zakresie przypadków zewnętrznie niesymetrycznych rozwiązujemy zasadniczo te zadania, w których nie są naruszone warunki symetrii budowy elementów wirujących i transformatorów.

Niniejsza praca dotyczy zagadnień pierwszej z wymienionych klas i opiera się na założeniu, że elementy sieciowe w postaci maszyn wirujących i transformatorów są wewnętrznie symetryczne. Dążeniem naszym jest syntetyczne ujęcie całokształtu niesymetrycznych przypadków obranej sieci modelowej. Wyraża się to usiłowaniem takiego sformułowania transmitancji, żeby była ona ważna we wszystkich wersjach niesymetrii rozpatrywanego układu elektroenergetycznego. Takie przedstawienie jest możliwe dzięki włączeniu do operacji tzw. „algorytmu różniczkowania". Istota tej operacji polega na stosowaniu twierdzenia d'Hospitala do przypadków, w których niektóre elementy macierzy i wyznaczników stają się nieoznaczone (zachodzi to w przypadkach przerw). Można też znaczenie tej operacji wyrazić w ten sposób, że różniczkowanie względem określonej impedancji Z_i przekształca równanie danego układu niesymetrycznego w równania innego systemu niesymetrycznego, różniącego się od pierwotnego przerwą w określonej fazie. Formalne wprowadzenie omawianej operacji warunkuje zasadniczo możliwość ogólnego rozpatrywania tego zagadnienia.

2. RÓWNANIA ELEMENTÓW SYSTEMU ENERGETYCZNEGO

a) Odbiornik trójfazowy statyczny (rys. 2.1)

Zakładamy, że między fazami istnieją sprzężenia reprezentowane przez elementy $\hat{Z}_V^{ik}$, dla $i \neq k$, przy czym zachodzi $\hat{Z}_V^{ik} = \hat{Z}_V^{ki}$.

Równanie odbiornika we współrzędnych fazowych ma postać następującą:

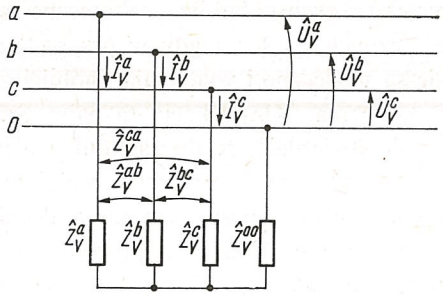
$$\begin{bmatrix} \hat{U}_V^a \\ \hat{U}_V^b \\ \hat{U}_V^c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{Z}_V^a + \hat{Z}_V^{00}; & \hat{Z}_V^{ab} + \hat{Z}_V^{00}; & \hat{Z}_V^{ac} + \hat{Z}_V^{00} \\ \hat{Z}_V^{ba} + \hat{Z}_V^{00}; & \hat{Z}_V^b + \hat{Z}_V^{00}; & \hat{Z}_V^{bc} + \hat{Z}_V^{00} \\ \hat{Z}_V^{ca} + \hat{Z}_V^{00}; & \hat{Z}_V^{cb} + \hat{Z}_V^{00}; & \hat{Z}_V^c + \hat{Z}_V^{00} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{I}_V^a \\ \hat{I}_V^b \\ \hat{I}_V^c \end{bmatrix} \tag{2.1a}$$

lub krótko

$$\mathbf{U}_V^F = \mathbf{Z}_V^F \mathbf{I}_V^F. \tag{2.1b}$$

Po transformacji równania (2.1a) do układu o współrzędnych symetrycznych macierzą unitarną

$$\hat{\mathbf{S}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & a & a^2 \\ 1 & a^2 & a \end{bmatrix} \tag{2.2}$$



Rys. 2.1. Układ zasilania odbiornika statycznego

otrzymamy

$$\mathbf{U}_V = \hat{\mathbf{S}}\mathbf{Z}_V^F\hat{\mathbf{S}}^{-1}\mathbf{I}_V, \tag{2.3}$$

przy czym oznaczając

$$\mathbf{Z}_V' = \hat{\mathbf{S}}\mathbf{Z}_V^F\hat{\mathbf{S}}^{-1}$$

otrzymamy wzory (2.4a) i (2.4b) podane obok na wklejce.

W dalszej analizie założymy równość sprzężeń wzajemnych ($\hat{Z}_V^{ab} = \hat{Z}_V^{bc} = \hat{Z}_V^{ca}$). Założenie to, aczkolwiek upraszcza rozważania pod względem formalnym, nie jest istotne. Obejmuje ono jednak większość przypadków i dlatego zostało tu wprowadzone. Macierz (2.4b) przyjmie teraz postać:

$$\mathbf{Z}_V = \begin{bmatrix} \hat{Z}_V^0+3\hat{Z}_V^{00}+2\hat{Z}_m^0; & \hat{Z}_V^2; & \hat{Z}_V^1 \\ \hat{Z}_V^1; & \hat{Z}_V^0-\hat{Z}_m^0; & \hat{Z}_V^2 \\ \hat{Z}_V^2; & \hat{Z}_V^1; & \hat{Z}_V^0-\hat{Z}_m^0 \end{bmatrix}, \tag{2.4c}$$

a równanie (2.3)

$$\mathbf{U}_V = \mathbf{Z}_V\mathbf{I}_V. \tag{2.5}$$

b) Silnik asynchroniczny (rys. 2.2)

Równanie silnika asynchronicznego ma następującą postać w układzie symetrycznym:

$$\begin{bmatrix} \hat{U}_A^0 \\ \hat{U}_A^1 \\ \hat{U}_A^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{Z}_A^0+3\hat{Z}_A^{00} & 0 & 0 \\ 0 & \hat{Z}_A^1 & 0 \\ 0 & 0 & \hat{Z}_A^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{I}_A^0 \\ \hat{I}_A^1 \\ \hat{I}_A^2 \end{bmatrix}, \tag{2.6}$$

przy czym $\hat{Z}_A^1$ jest impedancją silnika dla składowej zgodnej, $\hat{Z}_A^2$ — impedancją dla składowej przeciwnej, a $\hat{Z}_A^0$ oznacza impedancję dla składowej zerowej.

Równanie (2.6) możemy napisać

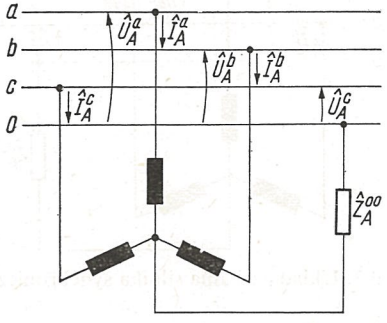
$$\mathbf{U}_A = \mathbf{Z}_A\mathbf{I}_A. \tag{2.7}$$

Możemy oczywiście również równanie to transformować do układu fazowego, otrzymując

$$\mathbf{U}_A^F = \hat{\mathbf{S}}^{-1}\mathbf{Z}_A\hat{\mathbf{S}}\mathbf{I}_A^F \tag{2.8}$$

lub po szczegółowym rozpisaniu

$$\begin{bmatrix} \hat{U}_A^a \\ \hat{U}_A^b \\ \hat{U}_A^c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{Z}_{SA}^0+\hat{Z}_A^{00}; & \hat{Z}_{SA}^1+\hat{Z}_A^{00}; & \hat{Z}_{SA}^2+\hat{Z}_A^{00} \\ \hat{Z}_{SA}^2+\hat{Z}_A^{00}; & \hat{Z}_{SA}^0+\hat{Z}_A^{00}; & \hat{Z}_{SA}^1+\hat{Z}_A^{00} \\ \hat{Z}_{SA}^1+\hat{Z}_A^{00}; & \hat{Z}_{SA}^2+\hat{Z}_A^{00}; & \hat{Z}_{SA}^0+\hat{Z}_A^{00} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{I}_A^a \\ \hat{I}_A^b \\ \hat{I}_A^c \end{bmatrix}, \tag{2.9}$$



Rys. 2.2. Układ zasilania silnika asynchronicznego

gdzie:

$$\hat{Z}_{SA}^0 = \frac{\hat{Z}_A^0+\hat{Z}_A^1+\hat{Z}_A^2}{3},$$

$$\hat{Z}_{SA}^1 = \frac{\hat{Z}_A^0+a\hat{Z}_A^1+a^2\hat{Z}_A^2}{3}, \tag{2.10}$$

$$\hat{Z}_{SA}^2 = \frac{\hat{Z}_A^0+a^2\hat{Z}_A^1+a\hat{Z}_A^2}{3}.$$

c) Maszyna synchroniczna z wirnikiem cylindrycznym (rys. 2.3)

Maszynę synchroniczną z wirnikiem cylindrycznym przedstawimy równaniem

$$\begin{bmatrix} \hat{U}_G^0 \\ \hat{U}_G^1 \\ \hat{U}_G^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{Z}_G^0+3\hat{Z}_G^{00} & & \\ & \hat{Z}_G^1 & \\ & & \hat{Z}_G^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{I}_G^0 \\ \hat{I}_G^1 \\ \hat{I}_G^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{E}_G^0 \\ \hat{E}_G^1 \\ \hat{E}_G^2 \end{bmatrix}. \tag{2.11}$$

Praktycznie w maszynie symetrycznej, do której zawężona jest tu całość naszych rozważań, $\hat{E}_G^0 = \hat{E}_G^2 = 0$. Możemy zatem ogólnie napisać

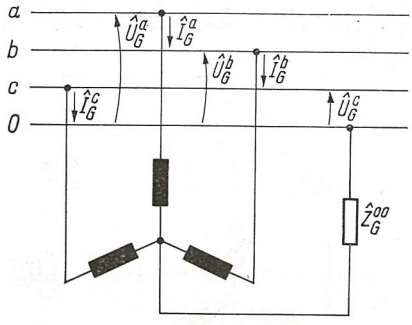
$$\begin{bmatrix} \hat{U}_G^0 \\ \hat{U}_G^1 \\ \hat{U}_G^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{Z}_G^0+3\hat{Z}_G^{00} & & \\ & \hat{Z}_G^1 & \\ & & \hat{Z}_G^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{I}_G^0 \\ \hat{I}_G^1 \\ \hat{I}_G^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \hat{E}_G^1 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{2.12}$$

lub krócej

$$\mathbf{U}_G = \mathbf{Z}_G\mathbf{I}_G+\mathbf{E}_G^1. \tag{2.13}$$

Tak samo jak w przypadku maszyny asynchronicznej możemy i tu przeprowadzić transformację tego równania do układu fazowego.

$$\mathbf{U}_G^F = \hat{\mathbf{S}}^{-1}\mathbf{Z}_G\hat{\mathbf{S}}\mathbf{I}_G^F + \hat{\mathbf{S}}^{-1}\mathbf{E}_G^1. \tag{2.14}$$



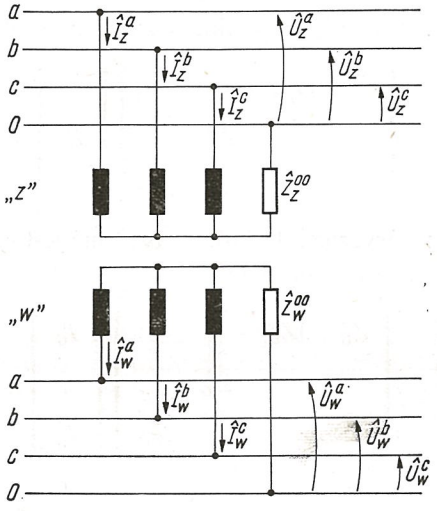
Rys. 2.3. Układ zasilania silnika synchronicznego

W wyniku takiego przekształcenia otrzymujemy równanie maszyny synchronicznej w układzie fazowym:

$$\begin{bmatrix} \hat{U}_G^a \\ \hat{U}_G^b \\ \hat{U}_G^c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{Z}_{SG}^0+\hat{Z}_G^{00}; & \hat{Z}_{SG}^1+\hat{Z}_G^{00}; & \hat{Z}_{SG}^2+\hat{Z}_G^{00} \\ \hat{Z}_{SG}^2+\hat{Z}_G^{00}; & \hat{Z}_{SG}^0+\hat{Z}_G^{00}; & \hat{Z}_{SG}^1+\hat{Z}_G^{00} \\ \hat{Z}_{SG}^1+\hat{Z}_G^{00}; & \hat{Z}_{SG}^2+\hat{Z}_G^{00}; & \hat{Z}_{SG}^2+\hat{Z}_G^{00} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{I}_G^a \\ \hat{I}_G^b \\ \hat{I}_G^c \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{E}_G^a \\ \hat{E}_G^a a^2 \\ \hat{E}_G^a a \end{bmatrix}. \tag{2.15}$$

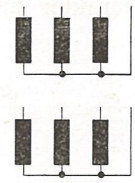
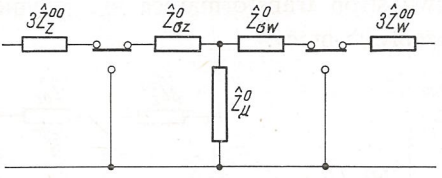
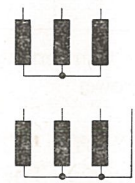
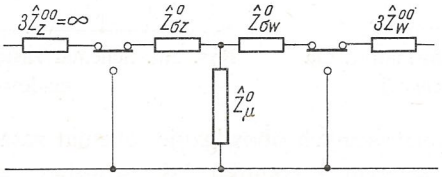
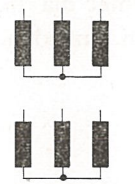
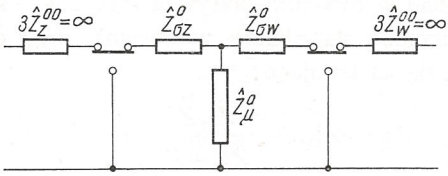
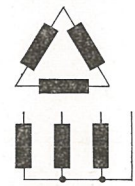
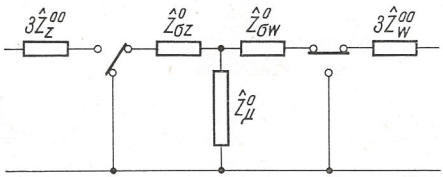
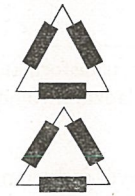
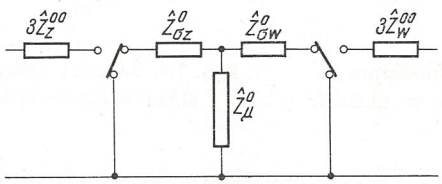
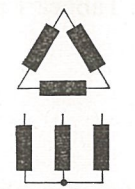
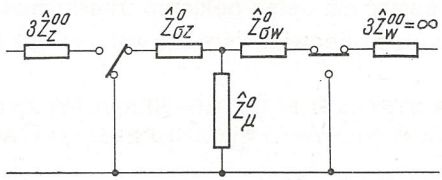
Równanie takie obowiązuje oczywiście niezależnie od tego, czy dotyczyć będzie silnika synchronicznego, generatora, czy też kompensatora.

d) Transformator (rys. 2.4)



Rys. 2.4. Układ zasilania transformatora

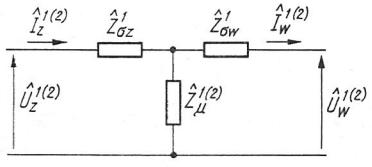
Zestaw możliwych przypadków układów połączeń transformatora oraz odpowiadające im wartości impedancji $\hat{Z}_T^0$ i współczynnika k^0

Układ połączeń	Schemat zastępczy dla składowej zerowej	Parametry zastępczego dwójnika odniesione do strony „W"
		$\hat{Z}_T^{0\prime} = 3\hat{Z}_W^{00} + \hat{Z}_{\sigma W}^0 + \frac{\hat{Z}_\mu^0 (\hat{Z}_{\sigma z}^0 + 3\hat{Z}_z^{00})}{\hat{Z}_\mu^0 + \hat{Z}_{\sigma z}^0 + 3\hat{Z}_z^{00}}$ $k^0 = \frac{\hat{Z}_\mu^0}{\hat{Z}_\mu^0 + \hat{Z}_{\sigma z}^0 + 3\hat{Z}_z^{00}}$
		$\hat{Z}_T^{0\prime} = 3\hat{Z}_W^{00} + \hat{Z}_{\sigma W}^0 + \hat{Z}_\mu^0$ $k^0 = 0$
		$\hat{Z}_T^{0\prime} = \infty$ $k^0 = 0$
		$\hat{Z}_T^{0\prime} = 3\hat{Z}_W^{00} + \hat{Z}_{\sigma W}^0 + \frac{\hat{Z}_\mu^0 \hat{Z}_{\sigma z}^0}{\hat{Z}_\mu^0 + \hat{Z}_{\sigma z}^0}$ $k^0 = 0$
		$\hat{Z}_T^{0\prime} = \infty$ $k^0 = 0$
		$\hat{Z}_T^{0\prime} = \infty$ $k^0 = 0$

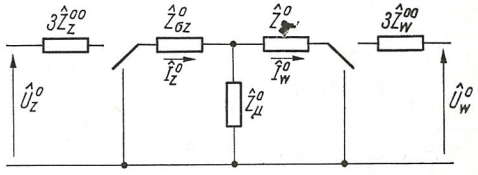
W układzie symetrycznym równanie transformatora przyjmuje postać:

$$\begin{bmatrix} k\hat{U}_z^0 \\ k^1\hat{U}_z^1 \\ k^2\hat{U}_z^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{Z}_T^{0\prime} & & \\ & \hat{Z}_T^1 & \\ & & \hat{Z}_T^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{I}_w^0 \\ \hat{I}_w^1 \\ \hat{I}_w^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{U}_w^0 \\ \hat{U}_w^1 \\ \hat{U}_w^2 \end{bmatrix}. \tag{2.16}$$

Znaczek „z" określa stronę zasilania, znaczek „w" — stronę odbioru. Oczywiście wyróżnienie w ten sposób obydwu stron transformatora ma jedynie charakter umowny i nie determinuje kierunku przepływu mocy.



Rys. 2.5. Schemat zastępczy transformatora dla składowych zgodnej i przeciwnej



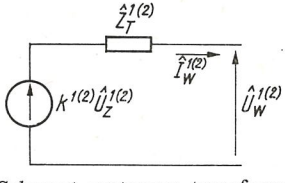
Rys. 2.6. Schemat zastępczy transformatora dla składowej zerowej

Dla każdego z układów symetrycznych obowiązuje schemat zastępczy typu z rysunku 2.5, a dla układu zerowego schemat z rysunku 2.6. Stosując twierdzenie Thevenina możemy układy te przekształcić w dwójniki aktywne (rys. 2.7 — schemat dla układów symetrycznych, rys. 2.8 — schemat dla układu zerowego), przy czym impedancję $\hat{Z}_T^1$ oraz współczynnik k^1 określa się następująco:

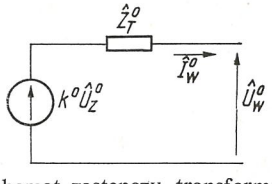
$$\hat{Z}_F^1 = \hat{Z}_{\sigma w}^1 + \frac{\hat{Z}_{\sigma z}^1 \hat{Z}_\mu^1}{\hat{Z}_{\sigma z}^1 + \hat{Z}_\mu^1}$$

oraz

$$k^1 = \frac{\hat{Z}_\mu^1}{\hat{Z}_{\sigma z}^1 + \hat{Z}_\mu^1},$$



Rys. 2.7. Schemat zastępczy transformatora dla składowych zgodnej i przeciwnej w układzie dwójnika



Rys. 2.8. Schemat zastępczy transformatora dla składowej zerowej w układzie dwójnika

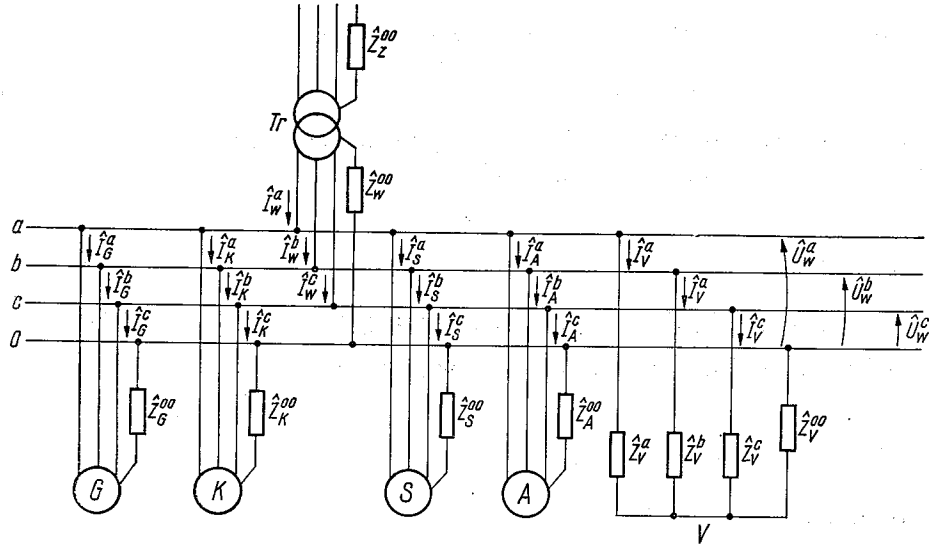
określenie natomiast impedancji $\hat{Z}_T^0$ oraz współczynnika k^0 nie może być jednoznaczne, gdyż decydujący wpływ na ich postać ma układ połączeń transformatora. Tablica 1 podaje zestaw możliwych przypadków oraz odpowiadające im wartości $\hat{Z}_T^0$ i k^0.

3. RÓWNANIA SYSTEMU ELEKTROENERGETYCZNEGO W WARUNKACH NIESYMETRYCZNEJ EKSPLOATACJI

Aby poddać analizie warunki eksploatacyjne systemu elektroenergetycznego obciążonego odbiornikami niesymetrycznymi, skoncentrujemy naszą uwagę na modelu takiego

systemu. Model przedstawiony na rys. 3.1 obrano z punktu widzenia jego reprezentatywności dla możliwie szerokiej klasy interesujących nas układów. Przyjęte oznaczenia symbolizują poszczególne typy elementów lub grupy elementów tego samego typu.

G — generator synchroniczny,
A — silnik asynchroniczny,
K — kompensator synchroniczny,
S — silnik synchroniczny,
V — odbiornik statyczny,
T — transformator.



Rys. 3.1. Schemat sieci modelowej

Równanie Kirchhoffa dla rozpatrywanego systemu przyjmuje postać:

$$\begin{bmatrix} \hat{I}_w^0 \\ \hat{I}_w^1 \\ \hat{I}_w^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{I}_G^0 \\ \hat{I}_G^1 \\ \hat{I}_G^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{I}_K^0 \\ \hat{I}_K^1 \\ \hat{I}_K^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{I}_S^0 \\ \hat{I}_S^1 \\ \hat{I}_S^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{I}_A^0 \\ \hat{I}_A^1 \\ \hat{I}_A^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{I}_V^0 \\ \hat{I}_V^1 \\ \hat{I}_V^2 \end{bmatrix} \tag{3.1a}$$

lub

$$\mathbf{I}_w = \mathbf{I}_G + \mathbf{I}_K + \mathbf{I}_S + \mathbf{I}_A + \mathbf{I}_V. \tag{3.1b}$$

Wektory prądów, wchodzące w skład powyższego równania, obliczymy bezpośrednio z relacji:

$$\mathbf{I}_G = \mathbf{Z}_G^{-1}(\mathbf{U}_w - \mathbf{E}_G^1) \tag{3.2}$$

$$\mathbf{I}_K = \mathbf{Z}_K^{-1}(\mathbf{U}_w - \mathbf{E}_K^1) \tag{3.3}$$

$$\mathbf{I}_S = \mathbf{Z}_S^{-1}(\mathbf{U}_w - \mathbf{E}_S^1) \tag{3.4}$$

$$\mathbf{I}_A = \mathbf{Z}_A^{-1}\mathbf{U}_w \tag{3.5}$$

$$\mathbf{I}_V = \mathbf{Z}_V^{-1}\mathbf{U}_w \tag{3.6}$$

$$\mathbf{I}_w = \mathbf{Z}_T^{-1}(\mathbf{k}\mathbf{U}_z - \mathbf{U}_w) \tag{3.7}$$

Chcąc określić prąd odbiornika, skorzystamy z równań (3.2), (3.3), (3.4), (3.5), (3.7) i podstawimy je w równania (3.1b)

$$\mathbf{I}_V = \mathbf{Z}_T^{-1}\mathbf{k}\mathbf{U}_z - (\mathbf{Z}_G^{-1}+\mathbf{Z}_K^{-1}+\mathbf{Z}_S^{-1}+\mathbf{Z}_A^{-1}+\mathbf{Z}_T^{-1})\cdot\mathbf{U}_w + \mathbf{Z}_G^{-1}\mathbf{E}_G^1+\mathbf{Z}_K^{-1}\mathbf{E}_K^1+\mathbf{Z}_S^{-1}\mathbf{E}_S^1. \quad (3.8)$$

Wprowadzimy oznaczenie:

$$\mathbf{Z}_z^{-1} = \mathbf{Z}_G^{-1}+\mathbf{Z}_K^{-1}+\mathbf{Z}_S^{-1}+\mathbf{Z}_A^{-1}+\mathbf{Z}_T^{-1} \quad (3.9)$$

i mając na uwadze ogólne równanie odbiornika

$$\mathbf{U}_w = \mathbf{Z}_V\mathbf{I}_V$$

pomnożymy równanie (3.8) lewostronnie przez impedancję $\mathbf{Z}_V$ otrzymując:

$$\mathbf{U}_w = \mathbf{Z}_V(\mathbf{Z}_T^{-1}\mathbf{k}\mathbf{U}_z+\mathbf{Z}_G^{-1}\mathbf{E}_G^1+\mathbf{Z}_K^{-1}\mathbf{E}_K^1+\mathbf{Z}_S^{-1}\mathbf{E}_S^1)-\mathbf{Z}_V\mathbf{Z}_z^{-1}\mathbf{U}_w. \quad (3.10)$$

Nieznane jest w tym równaniu napięcie $\mathbf{U}_w$, czyli napięcie systemu elektroenergetycznego. Po prostym przekształceniu i podstawieniu

$$\mathbf{Z}_T^{-1}\mathbf{Z}_T = \mathbf{1}$$

możemy napisać

$$\mathbf{U}_w = \|\mathbf{1}+\mathbf{Z}_V\mathbf{Z}_z^{-1}\|^{-1}\mathbf{Z}_V\mathbf{Z}_T^{-1}\{\mathbf{k}\mathbf{U}_z+\mathbf{Z}_T(\mathbf{Z}_G^{-1}\mathbf{E}_G^1+\mathbf{Z}_K^{-1}\mathbf{E}_K^1+\mathbf{Z}_S^{-1}\mathbf{E}_S^1)\}. \quad (3.11)$$

Występująca tu macierz może być napisana w postaci:

$$\|\mathbf{1}+\mathbf{Z}_V\mathbf{Z}_z^{-1}\| = \left\|\begin{bmatrix}1 & & \\ & 1 & \\ & & 1\end{bmatrix}+\right.$$

$$\left.+\begin{bmatrix}\hat{Z}_V^0+3\hat{Z}_V^{00}+2\hat{Z}_m^0; & \hat{Z}_V^2; & \hat{Z}_V^1 \\ \hat{Z}_V^1; & \hat{Z}_V^0-\hat{Z}_m^0; & \hat{Z}_V^2 \\ \hat{Z}_V^2; & \hat{Z}_V^1; & \hat{Z}_V^0-\hat{Z}_m^0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\frac{1}{\hat{Z}_z^{0'}} & & \\ & \frac{1}{\hat{Z}_z^1} & \\ & & \frac{1}{\hat{Z}_z^2}\end{bmatrix}\right\|,$$

przy czym wprowadzone symbole oznaczają:

$$\frac{1}{\hat{Z}_z^{0'}} = \frac{1}{\hat{Z}_G^{0'}}+\frac{1}{\hat{Z}_K^{0'}}+\frac{1}{\hat{Z}_S^{0'}}+\frac{1}{\hat{Z}_A^{0'}}+\frac{1}{\hat{Z}_T^{0'}}, \quad (3.12)$$

$$\frac{1}{\hat{Z}_z^1} = \frac{1}{\hat{Z}_G^1}+\frac{1}{\hat{Z}_K^1}+\frac{1}{\hat{Z}_S^1}+\frac{1}{\hat{Z}_A^1}+\frac{1}{\hat{Z}_T^1}, \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{\hat{Z}_z^2} = \frac{1}{\hat{Z}_G^2}+\frac{1}{\hat{Z}_K^2}+\frac{1}{\hat{Z}_S^2}+\frac{1}{\hat{Z}_A^2}+\frac{1}{\hat{Z}_T^2}. \quad (3.14)$$

Tak więc możemy poprzednio zapisaną macierz sprowadzić do postaci

$$\mathbf{M} = \|\mathbf{1} + \mathbf{Z}_V \mathbf{Z}_z^{-1}\| = \begin{bmatrix} 1 + \frac{\hat{Z}_V^{0''}}{\hat{Z}_z^{0'}}; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^1}; & \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^2} \\ \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^{0'}}; & 1 + \frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1}; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} \\ \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^{0'}}; & \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1}; & 1 + \frac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^2} \end{bmatrix}.$$

W równaniu (3.10) występuje odwrotność macierzy **M**, musimy więc ją wyznaczyć:

$$\mathbf{M}^{-1} = \frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix}, \tag{3.15}$$

gdzie wyznacznik Δ wynosi

$$\Delta = \begin{vmatrix} 1 + \frac{\hat{Z}_V^{0''}}{\hat{Z}_z^{0'}}; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^1}; & \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^2} \\ \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^{0'}}; & 1 + \frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1}; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} \\ \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_V^{0'}}; & \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1}; & 1 + \frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2} \end{vmatrix}, \tag{3.16}$$

a poszczególne podwyznaczniki wchodzące w skład równania (3.15) oblicza się z następujących wzorów:

$$A_{11} = \left(1 + \frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1}\right)\left(1 + \frac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^2}\right) - \frac{\hat{Z}_V^1 \hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^1 \hat{Z}_z^2},$$

$$A_{12} = \frac{(\hat{Z}_V^1)^2}{\hat{Z}_z^1 \hat{Z}_z^2} - \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^1}\left(1 + \frac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^2}\right),$$

$$A_{13} = \frac{(\hat{Z}_V^2)^2}{\hat{Z}_z^1 \hat{Z}_z^2} - \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^2}\left(1 + \frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1}\right),$$

$$A_{21} = \frac{(\hat{Z}_V^2)^2}{\hat{Z}_z^2 \hat{Z}_z^{0'}} - \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^{0'}}\left(1 + \frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2}\right),$$

$$A_{22} = \left(1 + \frac{\hat{Z}_V^{0''}}{\hat{Z}_z^{0'}}\right)\left(1 + \frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2}\right) - \frac{\hat{Z}_V^1 \hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^{0'} \hat{Z}_z^2},$$

$$A_{23} = \frac{(\hat{Z}_V^1)^2}{\hat{Z}_z^{0'} \hat{Z}_z^2} - \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2}\left(1 + \frac{\hat{Z}_V^{0''}}{\hat{Z}_z^{0'}}\right),$$

$$A_{31} = \frac{(\hat{Z}_V^1)^2}{\hat{Z}_z^{0'} \hat{Z}_z^1} - \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^{0'}}\left(1 + \frac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^1}\right),$$

$$A_{32} = \frac{(\hat{Z}_V^2)^2}{\hat{Z}_z^{0'}\hat{Z}_z^1} - \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1}\left(1+\frac{\hat{Z}_V^{0''}}{\hat{Z}_z^{0'}}\right),$$

$$A_{33} = \left(1+\frac{\hat{Z}_V^{0''}}{\hat{Z}_z^{0'}}\right)\left(1+\frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1}\right) - \frac{\hat{Z}_V^1\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^{0'}\hat{Z}_z^1}.$$

Określamy obecnie iloczyn stanowiący premultiplikator wszystkich źródeł napięciowych działających w systemie elektroenergetycznym:

$$\mathbf{T} = \mathbf{M}^{-1}\mathbf{Z}_V\mathbf{Z}_T^{-1} = \frac{1}{\Delta}\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \frac{\hat{Z}_V^{0''}}{\hat{Z}_T^{0'}}; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^1}; & \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^2} \\ \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^{0'}}; & \frac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_T^1}; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^2} \\ \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^{0'}}; & \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^1}; & \frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^2} \end{bmatrix}. \tag{3.17}$$

Ten iloczyn pozwala zapisać poszukiwany wektor napięć systemu elektroenergetycznego w następującej postaci:

$$\begin{bmatrix} \hat{U}_w^0 \\ \hat{U}_w^1 \\ \hat{U}_w^2 \end{bmatrix} = \mathbf{T}\left\langle \begin{bmatrix} k^0\hat{U}_z^0 \\ k^1\hat{U}_z^1 \\ k^2\hat{U}_z^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\hat{Z}_T^1}{\hat{Z}_G^1}\hat{E}_G^1 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\hat{Z}_T^1}{\hat{Z}_k^1}\hat{E}_k^1 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\hat{Z}_T^1}{\hat{Z}_s^1}\hat{E}_s^1 \\ 0 \end{bmatrix} \right\rangle. \tag{3.18}$$

lub krócej

$$\mathbf{U}_w = \mathbf{T}(\mathbf{k}\mathbf{U}_z + \mathbf{E}_G'' + \mathbf{E}_K'' + \mathbf{E}_S'').$$

Bardzo przejrzysta struktura tego związku przedstawia współzależność napięcia systemu energetycznego od napięć zasilających oraz impedancji tego systemu. Macierz $\mathbf{T}$ nazwiemy *transmitancją systemu niesymetrycznego*. Zawiera ona wszystkie szczegóły niesymetrycznych połączeń i układów impedancyjnych. Przejścia do układu fazowego można dokonać bardzo prostą i bezpośrednią transformacją transmitancji, która w naszym układzie fazowym przyjmie postać:

$$\mathbf{T}^F = \hat{\mathbf{S}}^{-1}\mathbf{T}\hat{\mathbf{S}} = \check{\mathbf{S}}_t\mathbf{T}\hat{\mathbf{S}}. \tag{3.19}$$

Ponieważ macierz $\hat{\mathbf{S}}$ jest unitarna, jej hermitowskie sprzężenie jest równoznaczne z operacją odwrotną. Dołączony znaczek transpozycji „t" nie ma w naszym szczególnym przypadku istotnego znaczenia, ponieważ macierz $\check{\mathbf{S}}$ jest symetryczna.

W oparciu o określone napięcie możemy kolejno przystąpić do wyznaczenia wektorów prądów poszczególnych elementów sieciowych:

$$\mathbf{I}_G = \mathbf{Z}_G^{-1}\{\mathbf{T}(\mathbf{k}\mathbf{U}_z + \mathbf{E}_G'' + \mathbf{E}_K'' + \mathbf{E}_S'') - \mathbf{E}_G^1\}, \tag{3.20}$$

$$\mathbf{I}_K = \mathbf{Z}_K^{-1}\{\mathbf{T}(\mathbf{k}\mathbf{U}_z + \mathbf{E}_G'' + \mathbf{E}_K'' + \mathbf{E}_S'') - \mathbf{E}_K^1\}, \tag{3.21}$$

$$\mathbf{I}_S = \mathbf{Z}_S^{-1}\{\mathbf{T}(\mathbf{k}\mathbf{U}_z + \mathbf{E}_G'' + \mathbf{E}_K'' + \mathbf{E}_S'') - \mathbf{E}_S^1\}, \tag{3.22}$$

$$\mathbf{I}_A = \mathbf{Z}_A^{-1}\mathbf{T}(\mathbf{k}\mathbf{U}_z+\mathbf{E}_G''+\mathbf{E}_K''+\mathbf{E}_S''), \tag{3.23}$$

$$\mathbf{I}_V = \mathbf{Z}_V^{-1}\mathbf{T}(\mathbf{k}\mathbf{U}_z+\mathbf{E}_G''+\mathbf{E}_K''+\mathbf{E}_S''), \tag{3.24}$$

$$\mathbf{I}_w = \mathbf{Z}_T^{-1}\{\mathbf{k}\mathbf{U}_z-\mathbf{T}(\mathbf{k}\mathbf{U}_z+\mathbf{E}_G''+\mathbf{E}_K''+\mathbf{E}_S'')\}. \tag{3.25}$$

4. PRZYPADKI SKRAJNE

Obecnie poddamy analizie wyprowadzoną transmitancję systemu w skrajnych przypadkach eksploatacji, tzn. gdy niektóre impedancje przyjmują wartości nieskończenie wielkie.

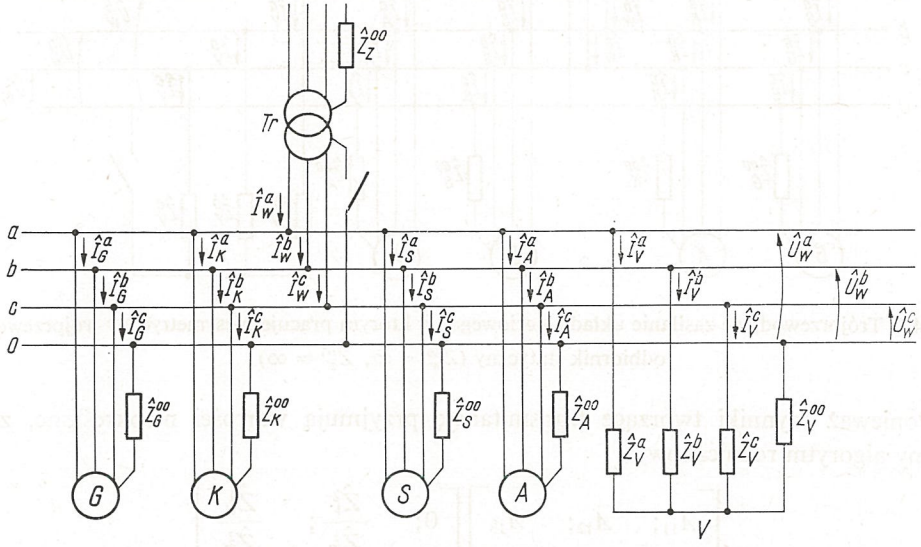
a) Zasilanie trójprzewodowe układu sieciowego (rys. 4.1)

Przypadek zasilania trójprzewodowego wyraża się matematycznie przejściem

$$\hat{Z}_w^{00} \to \infty$$

lub też

$$\hat{Z}_T^{0'} \to \infty.$$



Rys. 4.1. Trójprzewodowe zasilanie układu sieciowego ($\hat{Z}_w^{00} = \infty$)

Transmitancja systemu wynosi więc:

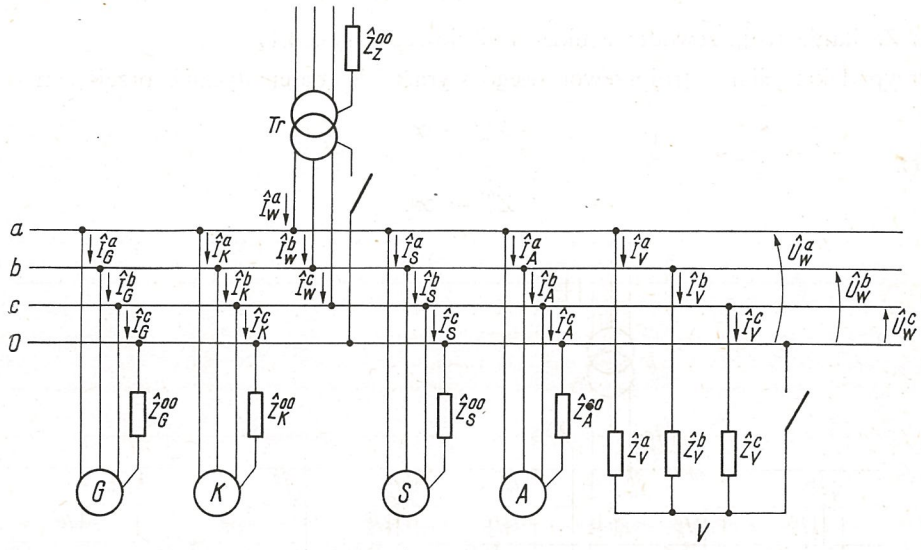
$$\mathbf{T} = \frac{1}{\Delta}\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^2} \end{bmatrix}. \tag{4.1}$$

Elementy wyznacznika Δ i podwyznaczników A_{ik} przyjmują wartości oznaczone, tym samym i transmitancja **T** jest oznaczona. Taka struktura macierzy **T** wykazuje bardzo

przejrzyście, że z przyczyn niesymetrii odbiornika „V" mogą w systemie powstawać napięcia, w których występuje składowa zerowa. Warunkiem wystarczającym tej możliwości jest tu, aby co najmniej jeden z elementów $A_{1k} \neq 0$.

b) Trójprzewodowe zasilanie układu sieciowego, w którym pracuje niesymetryczny trójprzewodowy odbiornik statyczny (rys. 4.2)

Rozpatrzmy obecnie przypadek trójprzewodowego odbiornika niesymetrycznego w warunkach współpracy z transformatorem o trójprzewodowym odbiorze.



Rys. 4.2. Trójprzewodowe zasilanie układu sieciowego, w którym pracuje niesymetryczny trójprzewodowy odbiornik statyczny ($\hat{Z}_w^{00} = \infty$, $\hat{Z}_V^{00} = \infty$)

Ponieważ czynniki tworzące transmitancję przyjmują wartości nieokreślone, zastosujemy algorytm różniczkowy.

$$\mathbf{T}' = \frac{1}{\dfrac{\partial \Delta}{\partial \hat{Z}_V^{00}}} \frac{\partial}{\partial \hat{Z}_V^{00}} \begin{bmatrix} A_{11}; & A_{12}; & A_{13} \\ A_{21}; & A_{22}; & A_{23} \\ A_{31}; & A_{32}; & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^2} \end{bmatrix} =$$

$$= \frac{1}{\Delta'} \begin{bmatrix} 0; & 0; & 0 \\ 0; & \dfrac{3}{\hat{Z}_z^{0'}}\left(1+\dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2}\right); & -\dfrac{3\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2 \hat{Z}_z^{0'}} \\ 0; & -\dfrac{3\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1 \hat{Z}_z^{0'}}; & \dfrac{3}{\hat{Z}_z^{0'}}\left(1+\dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^2} \end{bmatrix}, \tag{4.2}$$

gdzie

$$\Delta' = \begin{bmatrix} \frac{3}{\hat{Z}_z^{0'}}; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^1}; & \frac{Z_V^1}{\hat{Z}_z^2} \\ 0; & 1+\frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1}; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} \\ 0; & \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1}; & 1+\frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2} \end{bmatrix}. \tag{4.3}$$

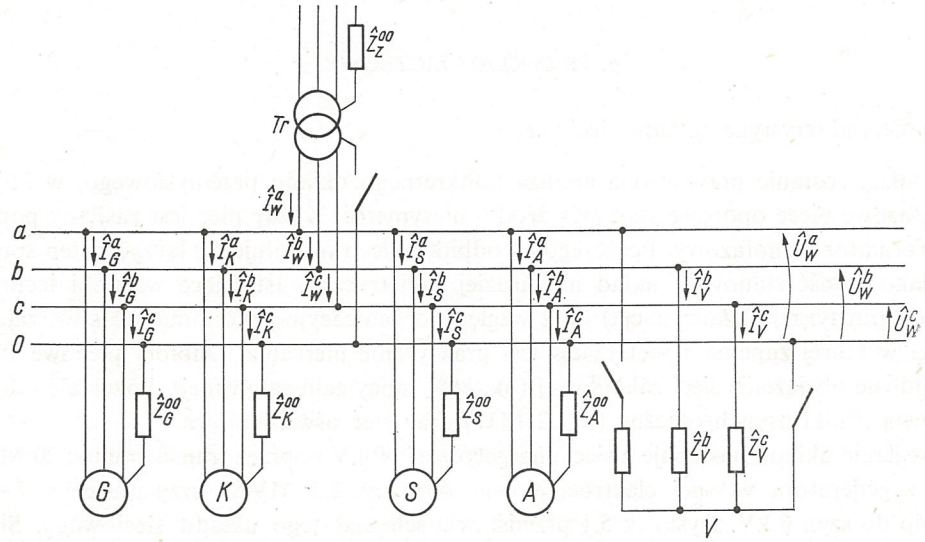
Obecnie widzimy, że elementy pierwszego wiersza przyjmują wartości równe zeru. Wynika stąd, że składowe zerowe napięć i prądów nie będą występowały w analizowanym układzie. Ponieważ w ten sposób przewody zerowe maszyn wirujących tracą swoje znaczenie, sprawdzimy ten wniosek w otrzymanej postaci transmitancji. Przewidywanie to potwierdza się, upraszczając wszystkie elementy przez $\hat{Z}_z^{0'}$; możemy bowiem napisać:

$$\mathbf{T}' = \frac{1}{\begin{vmatrix} 1+\frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1}\frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} & \\ \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1}; & 1+\frac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2} \end{vmatrix}} \begin{bmatrix} 0; & 0; & 0 \\ 0; & 1+\frac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^2}; & -\frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} \\ 0; & -\frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1}; & 1+\frac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^1}; & \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \frac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_T^1}; & \frac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \frac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^1}; & \frac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_T^2} \end{bmatrix}. \tag{4.4}$$

Wynika więc stąd, że żadna kombinacja niesymetryczna w zakresie układów połączeń nie może wywołać składowej zerowej prądów i napięć.

c) Zasilanie odbiornika statycznego z przerwą w fazie „a" (rys. 4.3)

Załóżmy obecnie, że jeden z przewodów odbiornika „V" jest przerwany, np. $\hat{Z}_V^a = \infty$.



Rys. 4.3. Przypadek zasilania odbiornika statycznego z przerwą w fazie „a" ($\hat{Z}_w^{a0} = \infty$, $\hat{Z}_V^{00} = \infty$, $\hat{Z}_V^a = \infty$)

Transmitancję tego układu otrzymamy stosując ponownie algorytm różniczkowania:

$$\mathbf{T}'' = \frac{1}{\dfrac{\partial \Delta''}{\partial \hat{Z}_V^a}} \frac{\partial}{\partial \hat{Z}_V^a} \begin{bmatrix} 0; & 0; & 0 \\ 0; & 1+\dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2}; & -\dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} \\ 0; & -\dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1}; & 1+\dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^2} \end{bmatrix} =$$

$$= \frac{1}{\begin{vmatrix} \dfrac{1}{3\hat{Z}_z^1} & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} \\ \dfrac{1}{3\hat{Z}_z^1} & 1+\dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 1+\dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1}; & \dfrac{1}{3\hat{Z}_z^2} \\ \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1} & \dfrac{1}{3\hat{Z}_z^2} \end{vmatrix}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \dfrac{1}{3\hat{Z}_z^2} & -\dfrac{1}{3\hat{Z}_z^2} \\ 0 & -\dfrac{1}{3\hat{Z}_z^1} & \dfrac{1}{3\hat{Z}_z^1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_T^2} \end{bmatrix} +$$

$$+ \begin{bmatrix} 0; & 0 & 0 \\ 0; & 1+\dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^2} & -\dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} \\ 0; & -\dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1} & 1+\dfrac{\hat{Z}_V^{0'}}{\hat{Z}_z^1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0; & \dfrac{1}{3\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{1}{3\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{1}{3\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{1}{3\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{1}{3\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{1}{3\hat{Z}_T^2} \end{bmatrix}. \qquad (4.5)$$

Widzimy zatem, że każdemu układowi odpowiada ściśle określona wartość transmitancji, którą wyraża każdorazowo odpowiednia macierz **T**.

5. PRZYKŁAD LICZBOWY

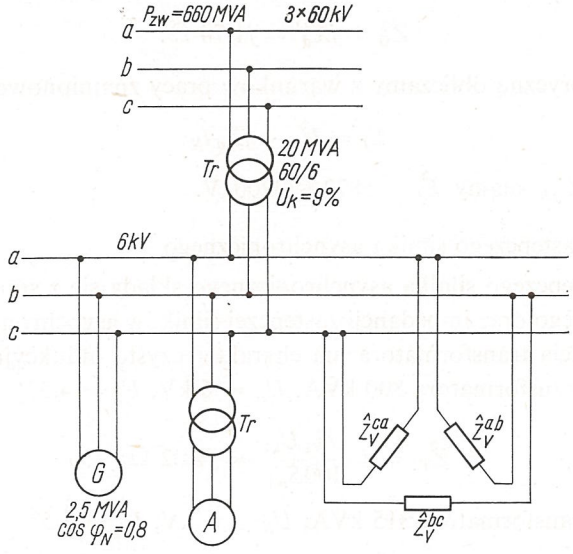
a) Charakterystyka układu sieciowego

Poniżej zostanie przytoczona analiza konkretnego układu przemysłowego, w którym jednofazowe piece oporowe stanowią źródło niesymetrii. Każdy piec jest zasilany poprzez transformator jednofazowy. Poszczególne odbiory piecowe usiłuje się łączyć w ten sposób, aby jako całość stanowiły układ najbardziej symetryczny. Istniejące warunki technologiczne (grafityzacja i kalcynacja) oraz względy organizacyjno-ekonomiczne stwarzają sytuację, w której zupełna symetryzacja jest praktycznie nierealna. Odbiory piecowe stanowią główne obciążenie sieci zakładowej (ok. 80% mocy zainstalowanej). Pozostałe odbiory stanowią silniki asynchroniczne (ok. 2 MW) oraz sieć oświetleniowa.

Zasilanie układu następuje z sieci energetycznej 60 kV poprzez transformator 20 MVA, oraz z generatora własnej elektrociepłowni o mocy 2,5 MVA, przyłączonego bezpośrednio do szyn 6 kV. Rysunek 5.1 przedstawia schemat tego układu sieciowego. Silniki asynchroniczne pracujące po stronie niskiego napięcia są zasilane przez 8 transformatorów

800 kVA, $\vartheta = 6/0{,}5$, $U_k = 4{,}5\%$, oraz 1 transformator 315 kVA, $\vartheta = 6/0{,}5$, $U_k = 4{,}5\%$, z szyn głównej stacji rozdzielczej GRT.

Do obliczeń założono, że silniki asynchroniczne, reprezentowane przez 40 jednakowych silników typu SZUa 1460, są zasilane przez jeden transformator zastępczy o mocy równej sumie mocy poszczególnych transformatorów. Odbiory piecowe są zasilane przez transformatory jednofazowe, posiadające po stronie wtórnej regulację zaczepów pod obciążeniem w szerokim zakresie (56—165 V).



Rys. 5.1. Przykład sieci elektroenergetycznej z niesymetrycznymi odbiorami

Ze względu na ciągłą zmianę własności wsadu, w miarę jego podgrzewania konieczna jest regulacja napięcia w taki sposób, aby prąd utrzymywać w granicach podyktowanych warunkami technologicznymi. Należy wspomnieć o tym, że w trakcie samego procesu technologicznego zarówno prąd, jak i współczynnik mocy zmieniają się w szerokich granicach. Uwzględniając ponadto, że poszczególne odbiory różnią się między sobą charakterem i dostosowanym programem procesu technologicznego, można wnioskować, że symetria zupełna prawie nigdy nie będzie spełniona. Z tego też powodu należy spodziewać się niebezpieczeństwa dla współpracującego z siecią generatora, szczególnie wrażliwego na prądy składowej przeciwnej. Poniższe obliczenia prądów generatora dotyczą różnych przypadków pracy odbiorników piecowych włączając w to m. in. przypadek awaryjny polegający na zwarciu na szynach (przypadek 4, $p = 0$).

b) Obliczenie parametrów poszczególnych elementów wchodzących do rozpatrywanego układu sieciowego

Generator:

$$S_N = 2{,}5 \text{ MVA}, \quad U_N = 6{,}3 \text{ kV}, \quad \cos\varphi = 0{,}8;$$

$$I_N = 230 \text{ A}, \quad X_d = 110\%, \quad X_d'' = 11\%;$$

$$Z_N = \frac{U_{fN}}{I_N} = 15{,}87\ \Omega.$$

Impedancję dla składowej zgodnej przyjmujemy równą reaktancji synchronicznej X_d

$$\hat{Z}_G^1 = jX_d = j17{,}4\ \Omega.$$

Dla składowej przeciwnej przyjmujemy wartość równą reaktancji nadprzejściowej

$$\hat{Z}_G^2 = jX_d'' = j1{,}74\ \Omega.$$

Siłę elektromotoryczną obliczamy z warunków pracy znamionowej z równania

$$\hat{E}_f = \hat{U}_{fN} - jX_d\hat{I}_N.$$

Przyjmując $\hat{U}_{fN} = U_{fN}$ mamy $\hat{E}_f = 5872 + j3200$ V.

c) Impedancje zastępczego silnika asynchronicznego

Impedancja zastępczego silnika asynchronicznego składa się z sumy impedancji transformatora zastępczego oraz impedancji zastępczej silników asynchronicznych. Przyjmując, że impedancja zwarcia transformatora ma charakter czysto indukcyjny, obliczamy:

— impedancję transformatora 800 kVA, $U_N = 6$ kV, $U_k = 4{,}5\%$

$$\hat{Z}_{T1} = j\frac{U_{N1}^2 U_{k1}}{100 S_{N1}} = j2{,}02\ \Omega;$$

— impedancję transformatora 315 kVA, $U_N = 6$ kV, $U_k = 4{,}5\%$

$$\hat{Z}_{T2} = j\frac{U_{N2}^2 U_{k2}}{100 S_{N2}} = j5{,}14\ \Omega.$$

Impedancja transformatora zastępczego (8×800 kVA+315 kVA) wynosi

$$\hat{Z}_{Tw} = \frac{\frac{\hat{Z}_{T1}}{8}\hat{Z}_{T2}}{\frac{\hat{Z}_{T1}}{8} + \hat{Z}_{T2}} = j0{,}24\ \Omega.$$

Impedancję silnika typu SZUa 1460 o danych $U_N = 500$ V, $n_N = 980$ obr/min, $\eta = 0{,}91$, $\cos\varphi = 0{,}86$, $U_{N2} = 210$ V, $I_{N2} = 150$ A, $P_w = 52$ kW obliczymy dla warunków znamionowych dla składowej zgodnej i przeciwnej

$$\hat{Z}_{AS}^1 = 3{,}094 + j2{,}585\ \Omega,$$

$$\hat{Z}_{AS}^2 = 0{,}129 + j0{,}901\ \Omega.$$

Przeliczając te wartości na poziom napięciowy 6 kV i obliczając odpowiednie wartości zastępcze dla grupy silników (40×52 kW) otrzymamy:

$$\hat{Z}_{Aw}^1 = 11{,}16 + j9{,}32\ \Omega,$$

$$\hat{Z}_{Aw}^2 = 0{,}463 + j3{,}24\ \Omega.$$

Ostatecznie po dodaniu impedancji transformatora zastępczego otrzymamy:

$$\hat{Z}_A^1 = 11{,}16+j9{,}56\ \Omega,$$

$$\hat{Z}_A^2 = 0{,}463+j3{,}48\ \Omega.$$

d) Transformator zasilający: $S_N = 20$ MVA, $U_{N1} = 60$ kV, $U_{N2} = 6$ kV, $U_k = 9\%$

$$\hat{Z}_T = jX_T = j\frac{U_k U_N^2}{100 S_N} = j0{,}164\ \Omega.$$

Powiększając tę impedancję o wartość obliczoną z mocy zwarciowej w sieci 60 kV

$$jX_{zw} = j\frac{U_N^2}{P_{zw}} = j0{,}046\ \Omega$$

otrzymamy

$$\hat{Z}_T^1 = \hat{Z}_T^2 = j0{,}21\ \Omega.$$

e) Odbiorniki piecowe

Z wykresu dobowego obciążenia, odczytane w tej samej chwili wartości prądów i mocy poszczególnych odbiorów; są:

piec a „A" $P = 3000$ kW, $I = 510$ A, $\cos\varphi = 0{,}98$;
piec a „B" $P = 2320$ kW, $I = 354$ A, $\cos\varphi = 0{,}83$;
piec a „C" $P = 2985$ kW, $I = 590$ A, $\cos\varphi = 0{,}85$.

Tablica 2

Z	Jedn.	$p = 1$	$p = 1{,}5$	$p = 0{,}5$	$p = 0$	$\hat{Z}_V^a = \infty$
$\hat{Z}_V^{ab}$	Ω	11,55 $+j2{,}35$	17,35 $+j3{,}52$	5,77 $+j1{,}17$	0	∞
$\hat{Z}_V^{bc}$	Ω	14,05 $+j9{,}45$	14,05 $+j9{,}45$	14,05 $+j9{,}45$	14,05$+j9{,}45$	14,05$+j9{,}45$
$\hat{Z}_V^{ca}$	Ω	8,65 $+j5{,}36$	8,65 $+j5{,}36$	8,65 $+j5{,}36$	8,65$+j5{,}36$	∞
$\hat{Z}_V^a$	Ω	3,48 $+j2{,}84$	2,95 $+j2{,}58$	4,25 $+j3{,}15$	6,1 $+j2{,}96$	∞
$\hat{Z}_V^b$	Ω	3,0 $+j0{,}9$	3,85 $+j1{,}31$	1,78 $+j0{,}44$	0	7,02$+j4{,}72$
$\hat{Z}_V^c$	Ω	4,92 $+j1{,}68$	6,36 $+j2{,}43$	2,94 $+j0{,}85$	0	7,03$+j4{,}73$
$\hat{Z}_V^0$	Ω	3,81 $+j1{,}81$	4,4 $+j2{,}1$	3 $+j1{,}48$	2,04$+j0{,}99$	∞
$\hat{Z}_V^1$	Ω	0,065$-j0{,}039$	$-0{,}4$ $-j0{,}486$	0,75 $+j0{,}5$	2,04$+j0{,}99$	∞
$\hat{Z}_V^2$	Ω	$-0{,}39$ $+j1{,}02$	$-1{,}04+j0{,}96$	0,513$+j1{,}17$	2,04$+j0{,}99$	∞

Obliczając na podstawie tych wartości wartość impedancji poszczególnych odbiorów otrzymamy:

$$Z^{ab} = 11{,}55+j2{,}35\ \Omega,$$
$$Z^{bc} = 14{,}05+j9{,}45\ \Omega,$$
$$Z^{ca} = 8{,}65+j5{,}36\ \Omega.$$

Dalsze obliczenie wykonano przy pięciu przypadkach obciążenia, z których cztery pierwsze różnią się między sobą tym, że wartość impedancji odbiornika „A" zmieniono p-krotnie. Obliczając odpowiednie impedancje ($p_1 = 1$, $p_2 = 1{,}5$, $p_3 = 0{,}5$, $p_4 = 0$) i transformując je z układu trójkąta na równoważną gwiazdę możemy dalej wyznaczyć odpowiednie impedancje dla składowych symetrycznych. Przypadek piąty dotyczy przerwy w jednej fazie zastępczej gwiazdy ($Z_V^a = \infty$). Wyniki obliczeń ujęto w tablicy 2.

f) Obliczenie prądów generatora pracującego w układzie jak na rys. 5.1

Opierając się na wynikach uzyskanych w rozdziałach 3 i 4 możemy rozważany układ scharakteryzować następującymi wielkościami: $\hat{Z}_V^{00} \to \infty$, $\hat{Z}_m^0 = 0$, $\hat{Z}_T^0 = \to \infty$, $k^\circ = 0$, $\hat{U}_z^0 = \hat{U}_z^2 = 0$ oraz $\hat{Z}_V^a = \infty$ w przypadku piątym.

Jak łatwo zauważyć, rozważany tu przypadek jest opisany równaniem (3.20), przy czym transmitancja **T** układu jest opisana równaniem podobnym do równania (4.4), które przytaczamy jeszcze raz

$$\mathbf{T}' = \frac{1}{\Delta''}\begin{vmatrix} 0; & 0; & 0 \\ 0; & 1+\dfrac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^2}; & -\dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} \\ 0; & -\dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1}; & 1+\dfrac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^1} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_T^2} \\ 0; & \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_T^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_T^2} \end{vmatrix} \tag{5.1}$$

Obecnie

$$\frac{1}{\hat{Z}_z^1} = \frac{1}{\hat{Z}_G^1} + \frac{1}{\hat{Z}_A^1} + \frac{1}{\hat{Z}_T^1}$$

oraz

$$\frac{1}{\hat{Z}_z^2} = \frac{1}{\hat{Z}_G^2} + \frac{1}{\hat{Z}_A^2} + \frac{1}{\hat{Z}_T^2}.$$

Wartość Δ'' zgodnie ze wzorem (4.4) wynosi

$$\Delta'' = \begin{vmatrix} 1+\dfrac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^1}; & \dfrac{\hat{Z}_V^2}{\hat{Z}_z^2} \\ \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\hat{Z}_z^1}; & 1+\dfrac{\hat{Z}_V^0}{\hat{Z}_z^2} \end{vmatrix} \tag{5.2}$$

Podstawiając tak otrzymane zależności do wzoru (3.20) i uwzględniając poczynione tu założenia odnośnie do symetrii napięcia zasilającego, po prostych przekształceniach otrzymamy wyrażenie na prąd generatora $\mathbf{I}_G$ we współrzędnych symetrycznych.

$$\begin{bmatrix} I_G^0 \\ I_G^1 \\ I_G^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \dfrac{\left(\hat{Z}_V^0 + \dfrac{\Delta_V}{\hat{Z}_z^2}\right)\left(\dfrac{k^1\hat{U}_z^1}{\hat{Z}_T^1} + \dfrac{\hat{E}_G^1}{\hat{Z}_G^1}\right)}{\Delta''\hat{Z}_G^1} - \dfrac{\hat{E}_G^1}{\hat{Z}_G^1} \\ \dfrac{\hat{Z}_V^1}{\Delta''\hat{Z}_G^2}\left(\dfrac{k\hat{U}_z^1}{\hat{Z}_T^1} + \dfrac{\hat{E}_G^1}{\hat{Z}_G^1}\right) \end{bmatrix}; \tag{5.3}$$

oznaczyliśmy tu

$$\Delta_V = (\hat{Z}_V^0)^2 - \hat{Z}_V^1 \hat{Z}_V^2.$$

Dla przypadku piątego transmitancja **T** wyraża się wzorem o postaci (4.5). Uwzględniając powyższe założenia otrzymujemy po prostych przekształceniach wyrażenie na wektor prądu generatora, wyrażony we współrzędnych symetrycznych (5.4):

$$\begin{bmatrix} \hat{I}_G^0 \\ \hat{I}_G^1 \\ \hat{I}_G^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \dfrac{\left(1 + \dfrac{2}{3}\dfrac{\hat{Z}_V^{bc}}{\hat{Z}_V^2}\right)\left(\dfrac{k\hat{U}_z^1}{\hat{Z}_T^1} + \dfrac{\hat{E}_G^1}{\hat{Z}_G^1}\right)}{\left(\dfrac{1}{\hat{Z}_z^1} + \dfrac{1}{\hat{Z}_z^2} + \dfrac{2}{3}\dfrac{\hat{Z}_V^{bc}}{\hat{Z}_z^1\hat{Z}_z^2}\right)\hat{Z}_G^1} - \dfrac{\hat{E}_G^1}{\hat{Z}_G^1} \\ \dfrac{1}{\left(\dfrac{1}{\hat{Z}_z^1} + \dfrac{1}{\hat{Z}_z^2} + \dfrac{2}{3}\dfrac{\hat{Z}_V^{bc}}{\hat{Z}_z^1\hat{Z}_z^2}\right)\hat{Z}_G^2}\left(\dfrac{k\hat{U}_z^1}{\hat{Z}_T^1} + \dfrac{\hat{E}_G^1}{\hat{Z}_G^1}\right) \end{bmatrix}. \tag{5.4}$$

Powyższy wzór pozwala obliczyć każdorazowo prąd generatora przy różnych wartościach obciążenia niesymetrycznego.

Podstawiając obliczone tu wartości do odpowiednich wyrażeń podanych poprzednio otrzymamy:

$$\frac{1}{\hat{Z}_z^1} = 0{,}052 - j4{,}85\ \Omega^{-1},$$

$$\frac{1}{\hat{Z}_z^2} = 0{,}038 - j5{,}60\ \Omega^{-1},$$

$$\frac{1}{\hat{Z}_z^1} + \frac{1}{\hat{Z}_z^2} = 0{,}09 - j10{,}45\ \Omega^{-1},$$

$$\frac{1}{\hat{Z}_z^1\hat{Z}_z^2} = -27{,}1 - j0{,}47\ \Omega^{-2},$$

$$\hat{E}_G^1 = \sqrt{3}\,\hat{E}_{Gf} = 10190 + j5550\ \text{V},$$

$$\hat{U}_z^1 = \sqrt{3}\,\hat{U}_f = 6000\ \text{V},$$

$$\frac{k^1\hat{U}_z^1}{\hat{Z}_T^1} + \frac{\hat{E}_G^1}{\hat{Z}_G^1} = 319 - j29200 \text{ A},$$

$$\frac{\hat{E}_G^1}{\hat{Z}_G^1} = 319 - j585 \text{ A}.$$

Tablica 3

	Jedn.	$p = 1$	$p = 1{,}5$	$p = 0{,}5$	$p = 0$	$\hat{Z}_V^a = \infty$
Δ_V	Ω	11,25+j13,8	14+j18,45	6,98+j7,75	0	∞
Δ''		−277−j427,6	−396−j550	−170,4−j245,6	11,52−j21,5	∞
$\hat{I}_G^1$	A	−337,1+j251	−307+j257	−338+j249	−323+j460	−325,9+j243
$\hat{I}_G^2$	A	0,11−j2,5	−15,6+j0,80	47,4−j18	−45−j1250	43,1−j31,5
$\frac{I_G^1}{I_{GN}}100\%$	%	182	174	182	245	176
$\frac{\hat{I}_G^2}{I_{GN}}$	%	1,1	6,8	22	545	23,3
$\frac{\hat{Z}_V^{bc}}{\hat{Z}_z^1\hat{Z}_z^2}$	Ω	—	—	—	—	−376,5−j263,6

Obliczone w poszczególnych przypadkach wyniki najlepiej jest ująć w tablicę (tabl. 3).

Uwaga. Należy zwrócić uwagę na fakt, że wielkości prądów i napięć wyrażone tu we współrzędnych symetrycznych nie pokrywają się z wielkościami tradycyjnie określanymi w literaturze. Różnica polega na tym, że obliczenie składowych symetrycznych przeprowadzono przy założeniu unitarności macierzy transformacyjnych ($\hat{\mathbf{S}}^{-1} = \check{\mathbf{S}}^T$), czego zwykle się nie czyni.

6. WNIOSKI I UWAGI

Opisana metoda analizy niesymetrycznie obciążonego układu przemysłowego jest bardzo ogólna i można ją stosować do wszystkich przypadków przynależnych do klasy niesymetrii zewnętrznej. Zdefiniowane pojęcie transmitancji zachowuje swą ważność również w przypadkach granicznych, dzięki wprowadzeniu operacji różniczkowania. Z drugiej strony podejście takie pozwala na jednolite ujęcie wszystkich przypadków występujących w eksploatacji systemu elektroenergetycznego. Zastosowanie rachunku macierzowego pozwoliło na zgrabne i stosunkowo przejrzyste ujęcie tego zagadnienia, pozwalając jednocześnie na prostą interpretację wpływu poszczególnych elementów układu na jakość jego pracy. Zdefiniowane w pracy pojęcie transmitancji sieci typowej można stosunkowo prosto uogólnić na innego rodzaju sieci różniące się zarówno liczbą występujących w niej elementów, jak też konfiguracją. Przeliczony przykład konkretnego układu wskazuje na to,

że istnieje poważne zagrożenie generatora pracującego w układzie, jeśli chodzi o dopuszczalne obciążenie składową przeciwną prądu. Zagrożenie to istnieje szczególnie w tych przypadkach, gdy impedancja zwarcia transformatora zasilającego jest stosunkowo duża. Należy zaznaczyć, że przeliczenie przykładu liczbowego jest bardzo pracochłonne, jednak ze względu na algorytmiczność podanej tu metody łatwe jest zastosowanie maszyn matematycznych.

Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie
Katedra Maszyn i Pomiarów Elektrycznych

WYKAZ LITERATURY

1. Kołek W., Puchała A.: Die Ermittlung der Grenzfälle nichtsymmetrischer Belastung von Transformatoren. — Wissensschaftliche Zeitschrift der Elektrotechnik, Band 1, Heft 2, Leipzig 1962.
2. Kołek W., Puchała A.: Pojęcia różnych rodzajów niesymetrii transformatora i źródła ich klasyfikacji. Referat zgłoszony na seminarium transformatorowe. Łódź 1964.
3. Kovacs: Symmetrische Komponenten in Wechselstrommaschinen. Basel u. Stuttgard 1962.
4. Puchała A.: Formy liniowe i kwadratowe niesymetrycznych maszyn elektrycznych. Praca habilitacyjna. Kraków 1964.

A. PUCHAŁA, B. WACHTA

ANALYSIS OF AN ASYMMETRICAL ELECTRO-ENERGETIC SYSTEM WITH THE HELP OF THE CONCEPT OF VOLTAGE TRANSMITTANCE

Summary

The purpose of the present paper is an analysis of an electroenergetic system operated asymmetrically carried out by way of formulating its voltage transmittance. The influence of currents and voltages of various sequences on the work of the system is discussed in Chapter 1. A division of asymmetry sources has been done and at the same time their differences have been shown which make it impossible to apply a uniform analytical approach. Amongst other things it has been shown that a uniform approach to cases of dynamic asymmetry encounters considerable difficulty of methodical nature due to nonlinear changes of parameters occurring during non-steady state.

Matrix equations of various energy convertors, assuming a symmetry of construction in relation to rotating machines and to transformers, are given in Chapter 2. In the case under discussion the static receiver is the proper source of asymmetry. The next Chapter gives the equation of a model network defining the concept of transmittance at the same time showing its essential importance for the form of the final solution. Next the behaviour of the above mentioned transmittance in border cases of asymmetry is investigated. The operation of differentiating introduced makes it possible to pass in a simple manner from one border case to another. The essence of the operation thus defined is based on the application of the wellknown rule of de L'Hospital. Due to the introduction of the operation defined in this manner the concept of transmittance that has been defined retains its validity also in border cases thus making it possible to approach all the occurring states of asymmetrical work of the system in a uniform way. The theoretical considerations end with a calculated instance of a particular system whose source of asymmetry were asymmetrical resistance furnaces. The generator working in the system is endangered unless the parameters of the supplying transformer are appropriately matched.

A. PUCHAŁA, B. WACHTA

L'ANALYSE DU SYSTÈME ÉLECTROÉNERGÉTIQUE NON-SYMÉTRIQUE À L'AIDE DE LA NOTION DE LA TRANSMITTANCE DE TENSION

Résumé

Le but de l'oeuvre présent consiste en effectuer l'analyse du système électroénergétique exploité non-symetriquement effectuée en formulant sa transmittance de tension. Dans le prémier chapitre on a presenté l'influence des courants et des tensions de différentes séquences sur l'action du système. On a fait une classification des sources de la non-symétrie en indiquant en même temps leur certaine différenciation non permettant d'utiliser une présentation analytique unifié. Entre les autres on a indiqué, que la présentation des cas de la non-symétrie dynamique rencontre de grandes difficultés méthodiques à cause des changements non-linéaires des paramètres s'effectuant pendant l'état non-stationnaire.

Dans le chapitre second on a donné des équations matricielles de différentes convertisseurs d'énergie en acceptant en cas des machines rotatives et transformateurs la symétrie de la construction. Dans le cas consideré ici un récepteur statique constitue la source propre de la non-symétrie. Dans le chapitre suivant on a donné une équation du réseau modèle, en déterminant la notion de la transmittance et en indiquant en même temps sa valeur fondamentale pour la forme de la solution finale. Ensuite on a consideré la conduite de la transmittance déterminée ci-dessus dans les cas de limite de la non-symétrie. L'operation de la différenciation permette simplement de passer d'un cas de limite à l'autre. L'essentiel de l'operation definiée de cette manière s'appuie sur l'utilisation du règle connu de l'Hospital. Grâce à introduire une operation déterminée ainsi la notion definiée de la transmittance reste valable aussi dans le cas de limite, en permettant ainsi d'accomplir la présentation unifiée de tous les régimes du travail non-symétrique du système se rencontrant ici. Les considérations théoriques ont été terminées par un exemple calculé du système concret, dans lequel la source de la non-symétrie était constituée par les fours résistifs non-symétriques. On a indiqué ici le danger porté au générateur utilisé dans le système, particulièrement quand les paramètres du transformateur d'alimentation ne sont pas justement accordés.

A. PUCHAŁA, B. WACHTA

DIE UNTERSUCHUNG SCHIEFBELASTETEN ELEKTROENERGIESYSTEMS MIT HILFE DES BEGRIFFES DER SPANNUNGSTRANSMITTANZ

Zusammenfassung

Das Ziel des vorliegenden Aufsatzes liegt in der Aufstellung der Spannungstransmittanz eines nichtsymmetrisch belasteten elektrischen Netzes. Im ersten Kapitel wird kurz auf die verschiedenen Auswirkungen der Strom- und Spannungssysteme eingegangen. Die verschiedenen Arten von Störquellen werden in zwei Klassen eingeteilt und jene Unterschiede aufgezeigt die ihre einheitliche Behandlung nicht gestatten. Unter anderem wird darauf hingewiesen, dass die mathematische Erfassung der dynamischen Störungsfälle auf grosse Schwierigkeiten stösst infolge der stark hervortretenden nichtlinearen Parameteränderungen während des nichtstationären Vorganges.

Im zweiten Kapitel werden die verschiedenen Energiewandler durch Matrizenimpendanzen beschrieben, wobei die rotierenden Maschienen als symmetrisch vorausgesetzt sind, während die Störquelle im statischen Energieverbraucher angenommen ist. Im nachfolgenden Kapitel wird das Gleichungssystem des angenommenen Modellnetzes aufgestellt, wobei die prägnante Rolle, die dem Transmittanzbegriff zukommt, in der Endlösung klar zum Vorschein kommt. Nachfolgend wird die Transmittanzmatrix in den extremen Betriebszuständen untersucht. Hierbei wird die Differentialableitung als weitere Operation zugezogen, die den Übergang von einem Schaltschema auf andere „extreme" Schaltschemata auf eine einfache Weise ermöglicht. Das Wesen dieses Verfahrens besteht in der Anwendung der de L'Hospital-Regel — wobei aber dieser Operation darin die Bedeutung zukommt, dass sie den Transmittanzbegriff für alle

und insbesondere auch für die Extremfälle aufrechterhällt. Abgesehen davon stellt diese Operation den einfachsten analytischen Übergang von einem Extremfall auf den anderen. Abschliesend wird den theoretischen Erwägungen ein praktisches Beispiel angeschlossen, in dem die Betriebsverhältnisse in einem nichtsymmetrisch belasteten System untersucht werden. Hierbei wird auf die Gefahren hingewiesen die für den Anschluss eines Generators entstehen, wenn der Speisetransformator nicht genügend gross bemessen ist.

А. ПУХАЛА, Б. ВАХТА

АНАЛИЗ НЕСИММЕТРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С ПОМОЩЬЮ ПОНЯТИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ

Резюме

Целью настоящей разработки является анализ несимметрически эксплуатированной энергетической системы, произведенный путем определения ее преобразования напряжения. В первой главе изложено влияние токов и напряжений разных очередностей на работу системы. Произведена классификация источников несимметрии, указывая одновременно на некоторое их разнообразие, не дающее возможности применить единый аналитический подход. Между прочими указано, что подход к случаям динамической несимметрии встречает значительные трудности методического рода из-за выступающих нелинейных изменений параметров во время неустановившегося состояния.

Во второй главе приведены матричные уравнения различных преобразователей энергии, предполагая по отношению к вращающимся машинам и трансформаторам симметрию конструкции. В рассматриваемом здесь случае статический приемник составляет соответствующий источник несимметрии. В следующей главе приведено уравнение модельной сети, определяя понятие преобразования напряжения и доказывая одновременно его принципиальное значение для вида оконечного решения. Далее рассмотрено поведение вышеуказанного преобразования в предельных случаях несимметрии. Введенная операция дифференцирования позволяет простым образом перейти от одного предельного случая к второму. Сущность так определенной операции основана на применении известного правила Гопитала. Благодаря введению так определенной операции сформулированное понятие преобразования напряжения сохраняет свою важность тоже в предельных случаях, позволяя таким образом осуществить единый подход ко всем выступающим состояниям несимметричной работы системы. Теоретические рассуждения окончены рассчитанным числовым примером конкретной системы, в которой источником несимметрии являлись несимметричные резистивные печи. Указано здесь на выступающую угрозу для генератора, работающего в системе, особенно когда параметры питающего трансформатора не согласованы правильно.