The same Figure shows the current induced by the field of the wattmeter non-moving coil, the non-compensation current and the sensitivity of the wattmeter. Based on the data of Fig. 8 the dependence of corona losses on the wattmeter reading was computed (Fig. 9).

The measurements were carried out on the line which is being exploited and which could be switched off for only comparatively shorts periods of time. Approximately 1,000 measurements were carried out in six months covering about 200hrs.

Fig 12 tabulates the results of the measurements. The characteristic influence of high relative humidity upon the value of loss is illustrated in Fig. 11, and the influence of precipitation in Fig. 10. On the basis of the measurements it was possible to determine in the examined line the index of corona losses for individual atmospheric conditions (Table 8). After considering the annual climatic conditions the following values were obtained: the annual energy loss in the examined line — 2.3, 10^6 kWh, the mean annual corona loss — 263 kW, the mean annual index of corona losses for 1 km — 2.46 kW/km, and the mean index of corona losses for 1 km of the line with the smaller diameter (185 mm^2) — about 3 kW/km.

For the conditions existing in the lines of the smaller diameter of conductors the losses computed according to the Peterson and Prinz formulas are many times smaller from those determined experimentally; and computed according to Mayr — many times larger. On the other hand, the results obtained according to the formulas of Holm, Stockmeier, Zalesski and in case of good weather also according to Peek, show differences in relation to the experimental results only in the range of 20%.

As shown by the investigations, the application of a smaller diameter 185 mm^2 on the 220 kV line leads to the increased corona losses, the value of which, however, never exceeds the heat losses in the conductors. Thus, the value of corona losses may not have a decisive meaning when selecting the conductor diameter for a 220 kV line in the range of 185—350 mm^2. This conclusion is particularly relevant when the existing lines are switched over to higher voltage.

J. BADER, A. BALCERZAK, J. J. ZIELIŃSKI

PERTES DE PUISSANCE CAUSÉES PAR LA COURONNE SUR LES LIGNES À DIAMÈTRE RÉDUIT DES FILS

Résumé

L'analyse des pertes de puissance causées par la couronne sur les lignes 220 kV à diamètre réduit des fils est présentée. On a fait l'analyse des méthodes de calcul et des résultats obtenus au moyen des mesures exécutées dans les pays étrangers ainsi que des propres mesures. En utilisant l'analyse mentionnée ci-dessus les auteurs ont déterminé les pertes annuelles causées par la couronne sur la ligne essayée 220 kV et ils ont aussi indiqué les méthodes de calcul fournissant des résultats les plus proches à ceux obtenus au moyen de la méthode experimentale.

J. BADER, A. BALCERZAK, J. J. ZIELIŃSKI

KORONAVERLUSTE IN LEITUNGEN MIT KLEINEN LEITUNGSDURCHMESSERN

Zusammenfassung

Der Artikel behandelt eine Analyse der Koronaverluste bei 220 kV Leitungen mi verringertem Leitungsdurchmesser. Dieser Analyse wurden Berechnungsmetho-

den, die auf Grund ausländischer sowie eigener Messergebnisse erzielt wurden, unterzogen.

Auf Grund dieser Analyse wurden von den Verfassern die jährlichen Koronaverluste der 220 kV Leitung ermittelt. Ferner wurde von den Verfassern darauf hingewiesen, welche von den Berechnungsmethoden angewandt werden sollen, um ähnliche Ergebnisse, wie sie auf experimentellem Wege erzielt wurden, zu erhalten.

Е. БАДЕР, А. БАЛЬЦЭЖАК, Е. Я. ЗЕЛИНСКИ

ПОТЕРИ МОЩНОСТИ ВЫЗВАННЫЕ КОРОННЫМ РАЗРЯДОМ НА ЛИНИИ С МАЛЫМ ДИАМЕТРОМ ПРОВОДОВ

Резюме

В статье произведён анализ потерь мощности вызванных короной на линиях 220 кв с уменьшенным сечением проводов. Обсуждены расчётные методы, а также результаты полученные на основании измерений проводимых за границей и собственных измерений. На основании этого анализа авторы определили годичные потери вызванные короной на испытанной линии 220 кв, а также указали те расчётные методы, которые дают результаты приближенные к полученным экспериментальным путём.

537.52:629.135.1

JERZY BADER, JANUSZ LECH JAKUBOWSKI, JERZY JANUSZ ZIELIŃSKI

Ochrona szybowców od elektryczności atmosferycznej

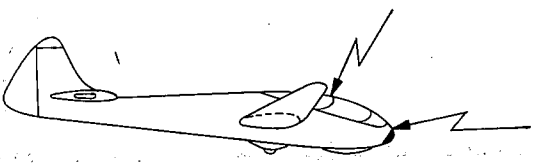
Rękopis dostarczono 23.2.1962

Artykuł niniejszy jest poświęcony dalszemu ciągowi badań nad zjawiskami wywołanymi elektrycznością atmosferyczną w szybowcach (J. Bader, J. L. Jakubowski, J. J. Zieliński: Zagrożenie piorunowe szybowców. Rozprawy Elektrotechniczne, tom VI, 1960, str. 45—76). Zawiera on próbę obliczenia napięć rażenia pilota, indukowanych elektromagnetycznie lub elektrostatycznie, oraz próbę obliczenia termicznego blach-zwodów i przewodów odprowadzających w szybowcach.

1. RAŻENIE PILOTA PRZEZ NAPIĘCIA INDUKOWANE ELEKTROMAGNETYCZNIE

W artykule poprzednim [1] omówiono zasady ochrony pilota od skutków bezpośrednich uderzeń piorunu w szybowiec oraz określono kryteria ogólne, jakimi należy się kierować przy zakładaniu zwodów na szybowcu. Nie zostało natomiast sprecyzowane szczegółowo oddziaływanie zaburzeń elektrycznych pochodzenia atmosferycznego na pilota oraz na instalację odgromową.

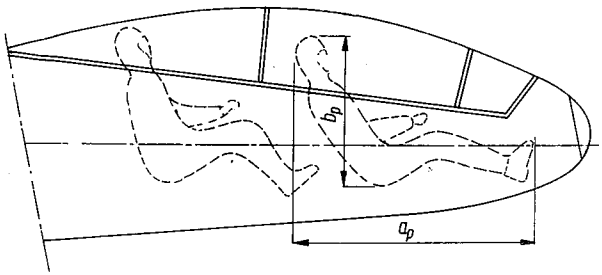
Zajmiemy się najpierw zagadnieniem rażenia pilota znajdującego się w kabinie szybowca. Może ono wystąpić w przypadku przepływu prądu piorunu przez kabinę lub w jej sąsiedztwie. Kabina szybowca typu „Bocian" znajduje się w jego przedniej części wysuniętej przed skrzydła. W związku z tym przepływ prądu w pobliżu kabiny zagrażający pilotowi



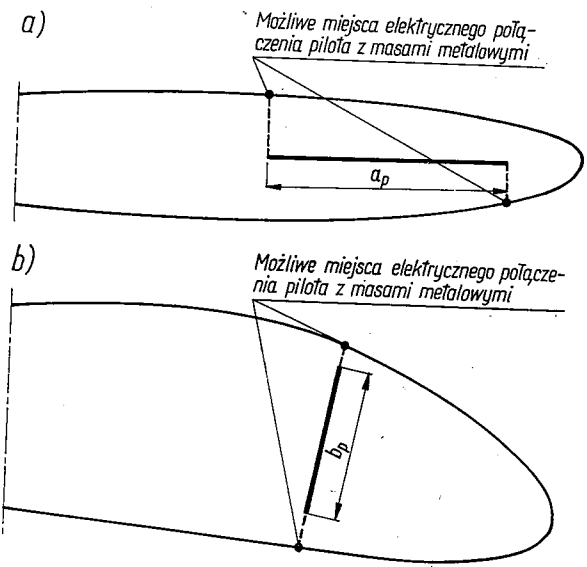
Rys. 1. Prawdopodobne miejsca uderzenia piorunu powodujące przepływ prądu w pobliżu kabiny

może mieć miejsce jedynie w tym przypadku, gdy „wejście" lub „wyjście" piorunu nastąpi w dziobie szybowca lub w górnej części kabiny (rys. 1). Rozmieszczenie schematyczne pilota i pasażera w kabinie szybowca typu „Bocian" jest pokazane na rys. 2.

Dla celów obliczeniowych i eksperymentalnych przyjęto, że ciało człowieka jest przewodnikiem i w związku z tym pilota i pasażera w kabinie zastąpiono prętami przewodzącymi odpowiedniej długości — rys. 3. Dla przypadku przepływu prądu piorunu wzdłuż kabiny przyjęto „długość"



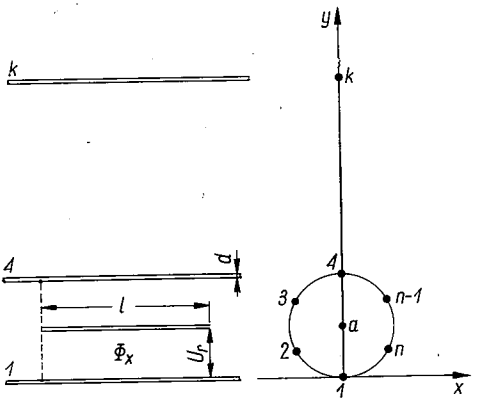
Rys. 2. Przekrój podłużny kabiny szybowca typu „Bocian". a_p — wymiar pilota, jaki należy uwzględnić w obliczeniach napięcia rażenia przy uderzeniu piorunu w dziób szybowca, $a_p = 130$ cm, b_p — wymiar pilota, jaki należy uwzględnić w obliczeniach napięcia rażenia przy uderzeniu piorunu w kabinę szybowca, $b_p = 80$ cm



Rys. 3. Położenie przewodu zastępującego pilota przy rozpatrywaniu przepięć elektromagnetycznych: a) w przypadku uderzenia piorunu w dziób szybowca, b) w przypadku uderzenia piorunu w kabinę szybowca

pilota $a_p = 130$ cm, zaś dla przypadku przepływu prądu w poprzek kabiny przyjęto „wysokość" pilota $b_p = 80$ cm. Pierwszy przypadek jest istotny przy uderzeniu piorunu w dziób szybowca, drugi przy uderzeniu piorunu w górną część kabiny.

Wartości przepięć indukowanych elektromagnetycznie w kabinie wyznaczono analitycznie, przyjmując pewne założenia upraszczające, oraz porównano z wartościami uzyskanymi eksperymentalnie na modelu kabiny wykonanym w skali 1:2.

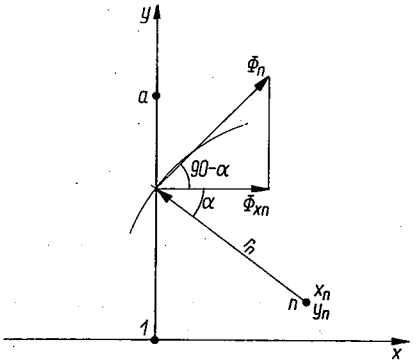


Rys. 4. Schemat rozmieszczenia przewodów odprowadzających wzdłuż kabiny, przyjęty w obliczeniach napięcia rażenia. (1—*n*) — przewody odprowadzające, *k* — przewód powrotny, *a* — przewód zastępujący elektrycznie pilota, *d* — średnica przewodu odprowadzającego

Do obliczeń przyjęto uproszczony model kabiny o schemacie pokazanym na rys. 4. Założono, że kabina ma kształt walca o promieniu *a*. W osi walca znajduje się pilot, którego zastąpiono cienkim przewodem. Na obwodzie kabiny znajdują się przewody umieszczone symetrycznie, odprowadzające prąd piorunu. Założono, że przewody odprowadzające są nieskończonej długości, natomiast przypadkowe połączenia pilota do przewodów odprowadzających mają charakter punktowy (nie uwzględniono warunków brzegowych). Ponieważ ciało pilota ma znacznie większą oporność od przewodów odprowadzających, więc w przypadku dotknięcia ich przez pilota (rys. 4) przepłynie przez niego znacznie mniejszy (o kilka rzędów wielkości) prąd niż przez przewody odprowadzające. Z tego względu założono, że dotknięcie przez pilota przewodów odprowadzających nie zakłóci rozpływu w nich prądu oraz skojarzonych z tymi prądami strumieni magnetycznych. Ponadto założono, iż umyślony powrotny przewód prądowy *k* znajduje się w dużej odległości od kabiny. Tak więc w obszarze kabiny pole magnetyczne pochodzące od prądu przepływającego w przewodzie powrotnym jest pomijalne wobec pola magnetycznego wywołanego prądami przepływającymi przez przewody odprowadzające. W obliczeniach uwzględniono jedynie strumienie magnetyczne pochodzące od przewodów odprowadzających.

Przyjmując wyżej podane założenia, napięcie rażenia pilota U_r (rys. 4) można obliczyć sumując cząstkowe strumienie magnetyczne pocho-

dzące od wszystkich przewodów odprowadzających, zawarte między przewodem środkowym a i jednym z przewodów odprowadzających. Ponieważ przewody odprowadzające są rozłożone symetrycznie na obwodzie kabiny, wybór przewodu odprowadzającego jest dowolny, nie wpłynie on na sposób obliczeń. W dalszych obliczeniach sumowano więc cząstkowe strumienie magnetyczne między przewodem a i przewodem odprowadzającym oznaczonym *1* na rys. 5. W obliczeniach sumowano składowe strumieni cząstkowych Φ_x, prostopadłe do płaszczyzny *a-1* (płaszczyzny prostopadłej do rysunku 5].



Rys. 5. Sposób obliczania strumieni cząstkowych

Dla układu *a-1* napięcie rażenia U_r można wyrazić następująco:

$$U_r = -\frac{d\Phi_x}{dt} = -\left(\frac{d\Phi_{x1}}{dt} + \frac{d\Phi_{x2}}{dt} + \ldots \frac{d\Phi_{xn}}{dt}\right) =$$

$$= -(L_{x1} + L_{x2} + \ldots L_{xn})\frac{di}{dt}, \qquad (1)$$

gdzie:

Φ_{x1}, Φ_{x2}, Φ_{xn} — składowe w kierunku x strumieni magnetycznych, zawarte między przewodami *a-1* i pochodzące od odpowiednich przewodów odprowadzających *1, 2, n;*

L_{x1}, L_{x2}, L_{xn} — indukcyjności cząstkowe pochodzące od strumieni o odpowiednich indeksach;

$\frac{di}{dt}$ — stromość prądu w jednym przewodzie odprowadzającym.

We wzorze (1) założono, że strumień zawarty między przewodami *1-a* jest wywołany jedynie prądami przepływającymi przez przewody odprowadzające. Pominięto część strumienia, jaka mogłaby być wywołana prądem przepływającym przez zastępczy przewód powrotny k. Ten powrotny przewód zastępczy odzwierciedla powrotną drogę prądu

piorunu. Brak jest dostatecznych podstaw do przyjęcia właściwego kształtu dla drogi powrotnej prądu jak również właściwej jego odległości od szybowca. W niektórych obliczeniach amerykańskich dla samolotów przyjmowano odległość przewodu powrotnego od rozpatrywanego obiektu w granicach od 1 do 10 km. Zdaniem autorów niniejszego artykułu prostsze jest założenie, że droga powrotna prądu piorunu znajduje się dookoła szybowca, a więc stanowi otaczający go walec. W takim przypadku w ogóle nie występują strumienie magnetyczne wywołane prądem powrotnym.

Indukcyjność cząstkową układu *1-a*, związaną z przewodem odprowadzającym *1* (rys. 4), można wyrazić następująco [14]:

$$L_{x1} = 2l\left(0{,}25 + \ln\frac{2a}{d}\right)^{1)}, \tag{2}$$

zaś dla każdego następnego przewodu (od drugiego do n-tego; porównaj rys. 5)

$$L_{xn} = 2l\int_0^a \frac{1}{r_n}\sin\alpha_n\, dy = l\cdot\ln\frac{x_n^2 + (a - y_n)^2}{x_n^2 + y_n^2}, \tag{3}$$

gdzie:

a — odstęp przewodu ekranującego od przewodu środkowego,
d — średnica przewodu ekranującego,
l — długość przewodu środkowego,
x_n i y_n — współrzędne n-tego przewodu ekranującego.

Sumę indukcyjności cząstkowych wynikających ze wzorów (2) i (3) można wyrazić następującą zależnością przybliżoną:

$$L = \sum_1^n L_{xn} = 2l\left(0{,}25 + \ln\frac{2a}{nd}\right), \tag{4}$$

a stąd napięcie indukowane elektromagnetycznie (napięcie rażenia pilota) wyrazi się wzorem:

$$U_r = 2l\left(0{,}25 + \ln\frac{2a}{nd}\right)\frac{1}{n}\frac{di}{dt}, \tag{5}$$

gdzie:

l — „długość pilota" w cm,
n — liczba przewodów odprowadzających,
$\frac{di}{dt}$ — maksymalna stromość prądu piorunu w kA/μs.

Ze wzoru (5) wynika, że przy stałym stosunku $\frac{a}{d}$ wartość napięcia in-

1) Składnik 0,25 nie jest istotny; przy uwzględnieniu naskórkowości należałoby go pominąć.

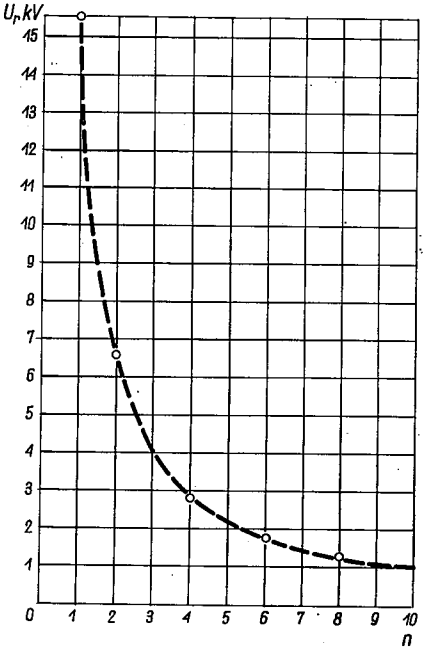
dukowanego elektromagnetycznie zależy od „długości pilota" przyjętej do obliczeń, od stromości prądu piorunu oraz od liczby przewodów odprowadzających (ekranujących) kabinę. Do obliczeń przyjęto następujące założenia:

$$l = a_p = 130 \text{ cm};$$

$$\frac{a}{d} = 125;$$

$\frac{di}{dt} = 10$ kA/μs — wartość stromości prądu piorunu przyjmowana zwykle dla piorunów uderzających w samoloty.

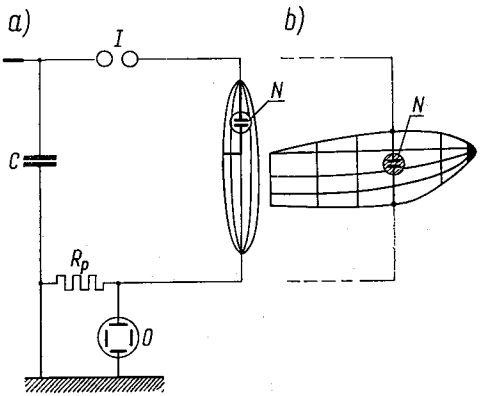
Wyniki obliczeń dla liczby przewodów ekranujących od 1 do 10 zestawiono na rys. 6. Z wykresu tego wynika, że nawet w przypadku 8 przewodów ekranujących mogą występować jeszcze znaczne wartości napięć w kabinie.



Rys. 6. Napięcie rażenia U_r występujące w kabinie o promieniu $a = 25$ cm, przy długości pilota $a_p = l = 130$ cm i przy średnicy przewodów odprowadzających $d = 2$ mm, w funkcji liczby przewodów n

Ponieważ kształt kabiny szybowca typu „Bocian" znacznie odbiega od kształtu walcowego, postanowiono przeprowadzić próby modelowe, mające na celu stwierdzenie, w jakim stopniu wartość napięć indukowanych elektromagnetycznie w kabinie o kształcie rzeczywistym odbiega

od wartości napięć obliczonych dla kształtu walcowego. Model kabiny wykonano w skali 1:2. W modelu odwzorowano nośny szkielet drewniany, większe masy metalowe, na które składały się: skrzynka z przyrządami pomiarowymi, konstrukcja nośna skrzydeł (dźwigary), kołpak na dziobie oraz pręty stanowiące osłonę kabiny. Na podłużnym ożebrowa-



Rys. 7. Model kabiny w układzie probierczym: a) dla przypadku uderzenia piorunu w dziób szybowca, b) dla przypadku uderzenia piorunu w kabinę szybowca; *I* — iskiernik, *C* — kondensator, *N* — neonówka, R_p — opornik pomiarowy, *O* — oscylograf

niu kabiny, zgodnie z rys. 7, zamocowano przewody odprowadzające, które z jednej strony były połączone z metalowym kołpakiem na dziobie, z drugiej strony były połączone między sobą za pomocą dodatkowego przewodu. Ponadto przewody odprowadzające były związane ze sobą dodatkowymi przewodami ułożonymi na żebrach poprzecznych.

Pomiar napięć wewnątrz kabiny przeprowadzono za pomocą odpowiednio wywzorowanej neonówki. Do kabiny doprowadzono oscylacyjne udary prądowe, których wartość szczytową zwiększano do czasu uzyskania zapłonu neonówki. Na podstawie oscylogramów obliczono maksymalną stromość najniższego udaru prądowego, który spowodował zapłon neonówki. Następnie, przyjmując, że napięcie w kabinie jest wprost proporcjonalne do stromości prądu, obliczono wartość napięcia przy stromości 10 kA/μs. Wartość napięcia rażenia dla przypadku doprowadzenia udarów o takiej stromości do dzioba modelu kabiny wynosiłaby 420 V ± 25%, zaś dla przypadku doprowadzenia udarów do górnej części modelu kabiny 300 V ± 25%. Ponieważ w modelu kabiny stosowanym do prób był zachowany taki sam stosunek $\frac{a}{d}$, jaki stosowano w obliczeniach przeprowadzonych dla modelu kabiny o rzeczywistych wymiarach, więc — jak to wynika ze wzoru (5) — w celu przeliczenia wyników pomiarów modelowych na skalę rzeczywistą, należy je pomnożyć przez skalę modelu stosowanego w próbach. Tak więc w warunkach rzeczy-

wistych można się spodziewać w kabinie szybowca typu „Bocian" napięć rażenia 840 V ± 25% i 600 V ± 25% odpowiednio do miejsca uderzenia piorunu. Należy podkreślić, że w czasie badań podłużne i poprzeczne przewody odprowadzające były ułożone na żerdziach konstrukcyjnych modelu kabiny. Z tego względu część modelu kabiny posiadała 9, a część 7 podłużnych oraz 4 poprzeczne przewody odprowadzające. W takim układzie napięcie rażenia, jakie może wystąpić przy uderzeniu piorunu w kabinę szybowca, będzie mniejsze od napięcia rażenia powstałego w przypadku uderzenia piorunu w dziób szybowca.

Stosunek obliczonej wartości napięcia rażenia przy 8 przewodach odprowadzających do średniej wartości uzyskanej z pomiarów, przy doprowadzeniu udaru do dzioba modelu kabiny, wynosi:

$$\frac{U_p \, obliczone}{U_p \, zmierzone} = \frac{1220}{840} = 1{,}45 .$$

Mniejszą wartość zmierzonego napięcia rażenia indukowanego elektromagnetycznie w kabinie w stosunku do wartości obliczonej można częściowo tłumaczyć również elipsoidalnym kształtem przekroju poprzecznego kabiny, dzięki czemu część przewodów odprowadzających znajduje się bliżej osi kabiny niż w układzie cylindrycznym.

Jako napięcie rażenia pilota indukowane elektromagnetycznie przyjęto otrzymaną z pomiarów wartość średnią z uwzględnieniem największego możliwego ujemnego błędu pomiarowego, a więc wartość równą $840 \times 1{,}25 = 1020$ V.

Dla przyjętego z poprzedniej publikacji [1] prądu piorunu o wartości 100 kA i dla prostoliniowego czoła o stałej stromości prądu 10 kA/μs kształt napięcia rażenia wywołanego napięciem indukowanym elektromagnetycznie będzie miał charakter impulsu prostokątnego o czasie trwania 10 μs. Do oceny skutków rażenia pilota przez napięcia indukowane w szybowcu przyjęto następujące założenia:

— napięcia występujące z reguły podczas wszystkich lotów w chmurach burzowych nie powinny przekraczać pierwszego progu pobudliwości, tj. powodować skurczów nawet drobnych i bardzo czułych mięśni palców lub dłoni pilota,

— napięcia występujące w warunkach awaryjnych (jak np. uderzenie piorunu w szybowiec) nie powinny przekraczać drugiego progu pobudliwości, tj. powodować skurczów głównych mięśni rąk i nóg, gdyż nawet krótkotrwałe unieruchomienie tych mięśni może powodować utratę panowania nad szybowcem i stać się przyczyną katastrofy,

— wartość prądu stanowiącego o przekroczeniu tych progów pobudliwości mięśni określano, zgodnie z J. W. Obrazowem i N. M. Liniencewem [2], wg zależności:

$$i = \frac{a}{t_u} + b , \tag{6}$$

gdzie:

t_u — czas trwania impulsu prądowego o kształcie prostokątym,

a i b — stałe charakteryzujące pobudliwość danych grup mięśni.

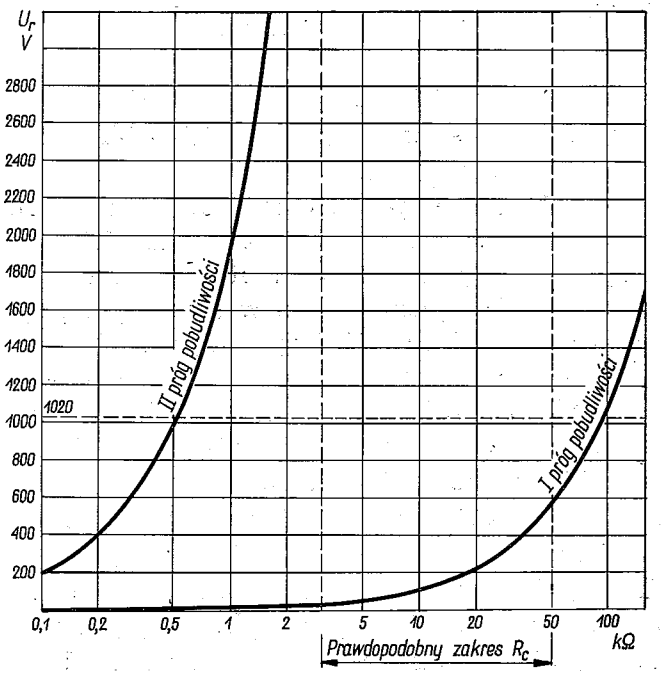
Stałe a i b dla poszczególnych grup mięśni przyjęto zgodnie z wynikami doświadczeń dokonanych przez fizjologów, a zestawionych w literaturze elektromedycznej [2], [3], [4]. I tak dla pierwszego progu pobudliwości, określonego pobudzeniem do skurczu mięśni palców i dłoni, wzór (6) przybierze postać:

$$i_I = \frac{0{,}1}{t_u} + 0{,}001\,, \tag{7a}$$

zaś dla drugiego progu pobudliwości (określonego pobudzeniem do skurczu podstawowych mięśni rąk i nóg)

$$i_{II} = \frac{20}{t_u} + 0{,}004\,, \tag{7b}$$

gdzie prąd i_I, i_{II} w amperach, czas t_u w mikrosekundach.



Rys. 8. Napięcia indukowane elektromagnetycznie w kabinie szybowca, powodujące przekroczenie progu pobudliwości mięśni i nerwów człowieka, R_c — oporność ciała człowieka

Dla określonego wyżej napięcia rażenia U_r uzyska się ze wzorów (7a) i (7b) związki między napięciem powodującym przekroczenie progu pobudliwości a opornością ciała człowieka R_c.

$$U_I = 0{,}011\, R_c\,,$$

$$U_{II} = 2{,}004\, R_c\,,$$

gdzie

$$U_{I,II} = i_{I,II} \cdot R_c\,.$$

Zależność tę przedstawiono na rys. 8. Jak wynika z wykresu, przekroczenie drugiego progu pobudliwości pod wpływem wyznaczonego uprzednio napięcia rażenia (1020 V przez 10 μs) może wystąpić tylko przy oporności ciała mniejszej od 500 Ω. Zazwyczaj wartość oporności waha się w granicach 3—50 kΩ, a wartością najbardziej prawdopodobną jest 10 kΩ. Natomiast I próg pobudliwości ulegnie przekroczeniu przy oporności ciała $R_c < 100$ kΩ, a więc zawsze w przypadku wystąpienia napięcia o wartości i kształcie przyjętych przez nas w niniejszym rozdziale.

2. RAŻENIE PILOTA PRZEZ NAPIĘCIA INDUKOWANE ELEKTROSTATYCZNIE

Napięcia indukowane elektrostatycznie pochodzą od ładunku elektrycznego gromadzącego się na szybowcu. W publikacji [1] omówiono szerzej przyczyny ładowania szybowca, które w zależności od czasu gromadzenia się ładunku można podzielić na ładowanie powolne (np. związane z przenikaniem szybowca przez obszary ładunków przestrzennych, z ładowaniem przez opady atmosferyczne itp.) oraz ładowanie szybkie — związane z wyładowaniem piorunowym. W pierwszym przypadku potencjał szybowca i osób w nim znajdujących się przybiera wartości quasistacjonarne i dopiero zmiana stanu elementów obwodu elektrycznego, jakim można zastąpić szybowiec i pilota, prowadzi do przepływu prądów nieustalonych, które mogą stanowić zagrożenie pilota. W drugim natomiast przypadku zjawisko zachodzi dostatecznie szybko, aby wytworzyły się znaczne prądy przepływające przez pojemność układu szybowiec-ziemia. A zatem rodzaj i stopień zagrożenia oraz drogi prowadzące do zabezpieczenia pilota mogą być w obu przypadkach różne i zostaną rozpatrzone kolejno. Do oceny skutków rażenia pilota przez napięcia indukowane elektrostatycznie przyjęto założenia analogiczne jak w rozdziale poprzednim [por. wzór (6)]. Przy rozpatrywaniu jednak progów pobudliwości w warunkach elektrostatycznych, zastąpiono we wzorach (7) dopuszczalną wartość prądu przez dopuszczalną wartość ładunku przepływającego przez

ciało człowieka, mnożąc obie strony wzorów (7a) i (7b) przez czas przepływu prądu t_u.

$$Q_I = i_I t_u = 0{,}1 + 0{,}001\, t_u, \tag{8a}$$

$$Q_{II} = i_{II} t_u = 20 + 0{,}004\, t_u, \tag{8b}$$

gdzie ładunek Q_I i Q_{II} w mikrokulombach, czas t_u w mikrosekundach.

Jak widać, najostrzejsze warunki występują przy bardzo krótkich czasach przepływu nagromadzonego ładunku ($t_u \to 0$); wówczas minimalne wartości progów pobudliwości wynoszą odpowiednio

$$Q_I = 0{,}1\ \mu\text{C}, \tag{9a}$$

$$Q_{II} = 20\ \mu\text{C}. \tag{9b}$$

Dla $t_u < 10\ \mu$s przy pierwszym progu pobudliwości, zaś dla $t_u < 500\ \mu$s przy drugim progu pobudliwości błąd takiego uproszczonego określenia jest mniejszy od 10%. Ładunek Q może przepływać przez ciało człowieka nie tylko w formie impulsu prostokątnego o stałej wartości prądu i oraz czasie trwania t_u, dla którego fizjolodzy wyznaczyli zależność (6). Jednak, jak wykazały badania elektromedyczne (2), (3), (4), działanie rażące jednokierunkowego prądu o zmiennej wartości jest mniejsze niż prądu stałego przenoszącego ten sam ładunek. Tak więc przyjęcie do określenia progu pobudliwości zależności dla jednostajnego przepływu ładunku stanowi dalsze zaostrzenie (w granicznych warunkach nawet parokrotne) w stosunku do prawdopodobnych przepływów ładunku przez ciało człowieka w szybowcu.

a) Napięcia wywołane elektrycznością atmosferyczną statyczną

Potencjał szybowca naładowanego w chmurach można wyrazić napięciem U, jakie panuje między szybowcem a ziemią. Napięcie to jest wynikiem naładowania pojemności doziemnej szybowca C ładunkiem Q. Ładunek ten jest różnicą powstałą w procesie ładowania i rozładowania szybowca [1].

Człowiek znajdujący się wewnątrz kabiny szybowca przybiera również pewien potencjał, który w przypadku braku połączenia przewodzącego między powierzchnią ciała a metalowymi elementami szybowca jest na ogół różny od potencjału szybowca. Między szybowcem a izolowanym od niego człowiekiem panuje więc napięcie U_1, którego wartość wynika ze stosunku pojemności człowieka względem ziemi (C_2) i pojemności względem szybowca (C_1). A więc, zgodnie ze schematem zastępczym, rys. 9a:

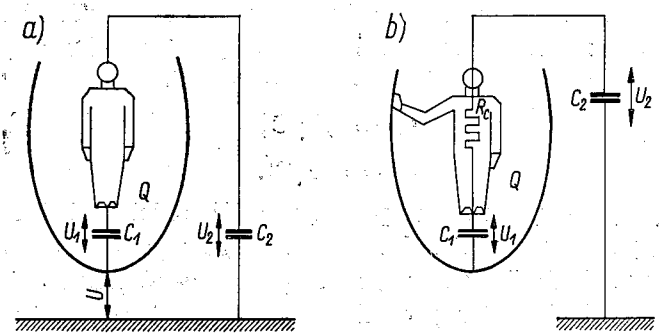
$$U_1 = \frac{C_2}{C_1} U_2 \approx \frac{C_2}{C_1} U, \tag{10a}$$

zaś ładunek nagromadzony na pojemności człowieka względem szybowca

$$Q = U_1 C_1 = U C_2. \tag{10b}$$

Uproszczenie to jest słuszne, gdyż $U_1 \ll U_2$.

Wobec podkreślonego wyżej quasi-stacjonarnego potencjału szybowca przez pojemności te, a zatem i przez ciało człowieka nie przepływa praktycznie żaden prąd elektryczny. Dopiero dotknięcie nie osłoniętą częścią ciała elementów metalowych szybowca powoduje zamknięcie obwodu elektrycznego (por. rys. 9b) i przepływ ładunku Q przez ciało człowieka.



Rys. 9. Układ zastępczy pojemności i podział napięć w szybowcu w polu elektrostatycznym: a) w przypadku braku połączenia galwanicznego między pilotem a szybowcem, b) po dotknięciu przez pilota metalowych części szybowca
Q — ładunek nagromadzony na pojemności człowieka względem szybowca, U — napięcie szybowca względem ziemi, U_1 — napięcie człowieka względem szybowca (napięcie rażenia), U_2 — napięcie człowieka względem ziemi, C_1 — pojemność człowieka względem szybowca, C_2 — pojemność człowieka względem ziemi, R_c — oporność ciała człowieka

Zgodnie ze wzorami uproszczonymi dla pierwszego i drugiego progu pobudliwości pilota (9a) i (9b) określono z zależności (10b) największą dopuszczalną wartość pojemności doziemnej pilota, której rozładowanie nie spowoduje przekroczenia progów pobudliwości mięśni człowieka:

$$C_2 = \frac{0{,}1}{U} \text{(dla pierwszego progu pobudliwości)}, \tag{10c}$$

$$C_2 = \frac{20}{U} \text{(dla drugiego progu pobudliwości)}. \tag{10d}$$

Widać więc, że rażenie organów pilota przez napięcia wywołane atmosferyczną elektrycznością statyczną zależy tylko od iloczynu napięcia, do którego naładowany jest szybowiec, przez pojemność doziemną pilota znajdującego się w kabinie szybowca. Czas trwania przepływu ładunku jest niewątpliwie dostatecznie mały, aby można było zaniechać jego wpływ na wartości progów pobudliwości. Stała czasu wykładniczego rozładowania ładunku Q przez oporność ciała człowieka R_c jest bowiem rzędu 1 μs (przy założeniu przeciętnych wartości oporności $R_c = 10\ \text{k}\Omega$ i pojemności $C_1 = 100\ \text{pF}$).

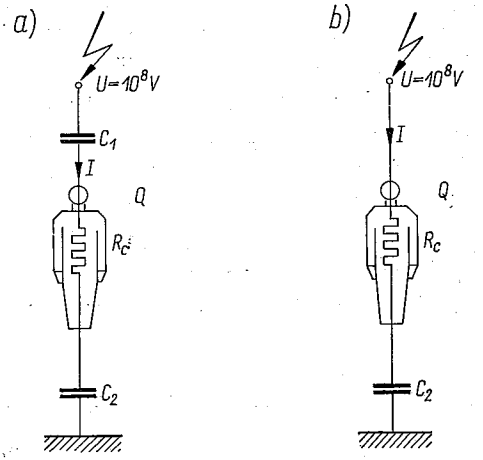
Dla wywołanego ładunkiem statycznym quasi-stacjonarnym największego napięcia, według badań amerykańskich, o wartości $U = 500\,000$ V maksymalne wartości pojemności doziemnej na granicy progów pobudliwości wynoszą odpowiednio

$C_{2I} = 0{,}2$ pF — dla pierwszego progu pobudliwości,

$C_{2II} = 40$ pF — dla drugiego progu pobudliwości.

b) Przepięcia indukowane na drodze elektrostatycznej przez wyładowania piorunu

Pod wpływem zbliżającego się wyładowania piorunowego wzrasta potencjał szybowca od stosunkowo niewielkiej wartości początkowej (związanej np. z omówionym wyżej ładunkiem statycznym) do potencjału czoła wyładowania piorunowego U. Dla uproszczenia można pominąć napięcie początkowe, które nawet w granicznym przypadku jest znacznie mniejsze od występujących w przyrodzie napięć czoła piorunu względem ziemi, osiągających rząd 10^8 V [5].



Rys. 10. Elektryczny obwód zastępczy przepływu prądu przez ciało człowieka podczas wystąpienia przepięcia indukowanego elektrostatycznie przez wyładowanie piorunowe

Q — ładunek nagromadzony na pojemności człowieka względem szybowca, U — napięcie względem ziemi, mogące wystąpić na szybowcu, C_1 — pojemność człowieka względem szybowca, C_2 — pojemność człowieka względem ziemi, R_c — oporność ciała człowieka, I — prąd płynący przez ciało człowieka; a) Przypadek, gdy człowiek nie jest połączony z częściami metalowymi szybowca, b) Przypadek gdy człowiek połączony jest z częściami metalowymi szybowca

Przepływ ładunku przez ciało człowieka może odbywać się w tym przypadku zgodnie z jednym z układów zastępczych podanych na rys. 10. Układ a) dotyczy warunków, w których nie występuje połączenie przewodzące ciała człowieka z elementami metalowymi szybowca, układ b) doty-

czy warunków, w których połączenie takie występuje. W przypadku a) słuszna jest zależność

$$Q = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}, \tag{11a}$$

zaś w przypadku b)

$$Q = U C_2. \tag{11b}$$

Dla $C_1 \gg C_2$ (co jest słuszne dla występujących w szybowcu parametrów) wzory te przybierają postać identyczną ze wzorem (10b).

Przyjmując, że przy tak rzadkim zjawisku, jak uderzenie piorunu w szybowiec, wystarczającym warunkiem jest nieprzekroczenie drugiego progu pobudliwości mięśni pilota, uzyskano ze wzorów (9b) i (11) wyrażenie na nieprzekraczalną wartość pojemności pilota względem ziemi:

$$C_{2II} = \frac{20}{U}.$$

Podobnie jak w przypadku przepięć od ładunku statycznego, parametrem decydującym o skutkach rażenia pilota jest więc jego pojemność doziemna. Dla napięcia piorunu $U = 100$ MV (10^8 V) dopuszczalna wartość pojemności doziemnej pilota wyniesie $C_2 = 0{,}2$ pF. Warunek dotyczący C_2 ze względu na napięcie piorunu jest więc w przybliżeniu tak samo ostry jak warunek postawiony ze względu na przepięcia od ładunku statycznego. Różna jest jedynie interpretacja progu pobudliwości: przy często występujących napięciach od ładunku statycznego wymaga się nieprzekraczania pierwszego progu pobudliwości, natomiast przy napięciach występujących przy uderzeniu piorunu drugiego progu pobudliwości.

c) Oszacowanie pojemności występujących w szybowcu

Odwzorowanie elektryczne szybowca wraz z obsługą w ten sposób, aby nie zniekształcić występujących w nim sprzężeń pojemnościowych i rozkładów pola elektrycznego, jest bardzo trudne zarówno na modelu do prób laboratoryjnych, jak i przy analitycznym rozwiązywaniu układu. Dlatego omówione niżej wyniki prób i obliczeń należy traktować jako szacunkowe.

Pojemność doziemną człowieka siedzącego w szybowcu można łatwo obliczyć tylko dla przypadku braku ekranu metalowego między człowiekiem a ziemią. Dla tego przypadku zastosowano do obliczeń wzór na pojemność samotnej elipsoidy obrotowej [6] o osiach odpowiadających gabarytowym wymiarom człowieka siedzącego:

$$C = \frac{2{,}22\, l}{\ln \dfrac{a + l}{a - l}}, \tag{12}$$

gdzie:

a — połowa dużej osi elipsy w cm,
b — połowa małej osi elipsy w cm,
l — połowa ogniskowej w cm, $l = \sqrt{a^2 - b^2}$,
C — pojemność doziemna w pF.

Dla przyjętych wymiarów $a = 65$ cm i $b = 20$ cm otrzymuje się $C = 36{,}8$ pF. Pojemność C_2 w rzeczywistym szybowcu jest niewątpliwie mniejsza i zależy od stopnia zaekranowania kabiny. Jednak bezpośredni pomiar tej pojemności nie jest możliwy, gdyż wprowadzenie uziemionego obwodu pomiarowego do modelu szybowca zniekształciłoby bardzo poważnie wyniki.

W związku z tym postanowiono skorzystać z zależności (10) wiążącej ze sobą pojemności i napięcia występujące w szybowcu. Model kabiny wraz z umieszczonym wewnątrz przewodzącym modelem pilota, wykonany w skali 1 : 2, zawieszono na wysokości kilku metrów nad ziemią. Między model instalacji odgromowej szybowca a odizolowany od niej model pilota włączono wskaźnik napięcia (neonówka). Następnie doprowadzono napięcie do modelu kabiny w sposób zgodny z podanym na rys. 9a. Warunki wystąpienia napięć w szybowcu odpowiadały więc warunkom występującym podczas przepięć indukowanych elektrostatycznie. Napięcie podnoszono do wartości, przy której następował zapłon wskaźnika neonowego. Stosunek napięcia zasilającego U do napięcia zapłonu wskaźnika U_1, odpowiadał stosunkowi pojemności pilota względem szybowca C_1 do pojemności doziemnej ekranowanego pilota C_2. Do badań użyto napięcia sinusoidalnie zmiennego 50 Hz, źródłem zasilania był transformator probierczy Instytutu Elektrotechniki o danych znamionowych 750 kV, 750 kVA.

Badania przeprowadzono na modelu kabiny ekranowanej przewodami odprowadzającymi o układzie według rys. 6b oraz na modelu kabiny ekranowanej folią metalową na zewnętrznej powierzchni kadłuba. Podczas badań zwiększano sztucznie pojemność modelu pilota względem kabiny

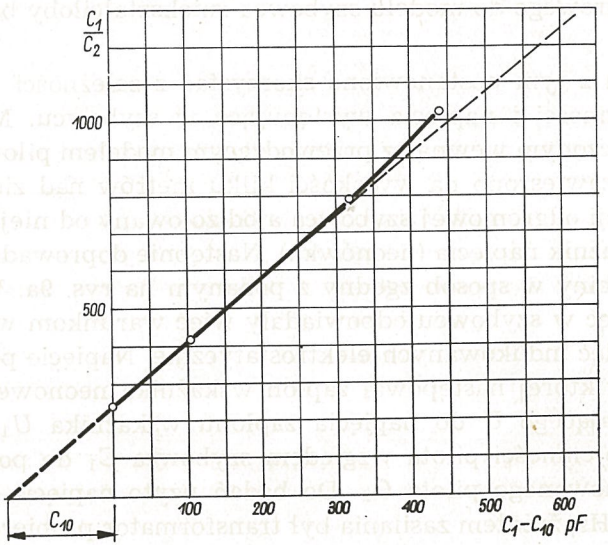
Tablica 1

Wyniki określania pojemności doziemnej C_2 modelu pilota

Lp.	Rodzaj ekranowania	Pojemność C_1 pF	Napięcie U_1 V	Napięcie U V	$\frac{C_1}{C_2} = \frac{U_1}{U}$
1	Przewody odprowadzające	C_{10}	235	20000	85
2	Folia metalowa stanowiąca model metalizacji powierzchni kadłuba	C_{10}	,,	56500	240
3		$C_{10} + 110$	,,	92000	420
4		$C_{10} + 320$	,,	185000	790
5		$C_{10} + 440$	,,	240000	1020

C_{10} przez włączanie dodatkowych kondensatorów ΔC_1. Wyniki badań przedstawiono w tablicy 1.

Z zależności stosunku pojemności $\frac{C_1}{C_2}$ od wartości dodatkowej pojemności ΔC_1 przedstawionej na rys. 11 wyznaczono wartość pojemności modelu $C_{10} = 140$ pF, a stąd $C_2 = 0{,}58$ pF. Uwzględniając skalę 1 : 2 można spodziewać się w przybliżeniu pojemności doziemnej pilota w rzeczywistym szybowcu o metalizowanym kadłubie $C_2 = 1{,}16$ pF. Prostoliniowy kształt zależności na rys. 11 świadczy nie tylko o poprawności pomiarów,



Rys. 11. Zależność stosunku pojemności $\frac{C_1}{C_2}$ określonego stosunkiem napięć $\frac{U}{U_1}$ od wartości pojemności C_1

C_1 — pojemność modelu człowieka względem szybowca w warunkach pomiaru, C_{10} — minimalna pojemność modelu człowieka względem szybowca w warunkach pomiaru, C_2 — pojemność doziemna modelu człowieka w warunkach pomiaru

lecz również pozwala wnioskować o braku wpływu napięcia na wartość pojemności w zakresie przeprowadzonych pomiarów. Dla wyższych napięć wpływ ładunku przestrzennego wywołanego ulotem powoduje malenie wartości C_2. Zjawisko to zaobserwowano przy doprowadzeniu do modelu napięcia ok. 400 kV (zastosowano pojemność dodatkową $\Delta C_1 = 650$ pF); stosunek $\frac{C_1}{C_2}$ wyniósł 1680, podczas gdy dla niezmiennych wartości pojemności C_1 i C_2 powinien wynosić o 20% mniej. Zmianę tę można wyjaśnić ekranującym wpływem ładunku przestrzennego. Należy spodziewać się, że przy bardzo wysokich napięciach, występujących podczas burzy, pojemność C_2 pilota względem ziemi może ulec znacznemu, lecz trudnemu do określenia zmniejszeniu. Poza tym z pewnym zmniejszeniem pojemności

w rzeczywistym szybowcu, w porównaniu z określoną w warunkach laboratoryjnych, należy się liczyć wobec niemożności odtworzenia przy badaniach modelowych rzeczywistej odległości szybowca od ziemi oraz niemożności odzwierciedlenia wpływu szeregu drobnych elementów metalowych na szybowcu.

Z porównania obliczonej pojemności pilota nie ekranowanego z określoną na drodze eksperymentalnej pojemnością pilota ekranowanego wynika, że skuteczność ekranowania określona procentowym zmniejszeniem pojemności doziemnej pilota po zastosowaniu ekranów wynosi ok. 97%. Skuteczność taką osiągnięto przez metalizowanie ok. 80% ścian kabiny oraz przez wykorzystanie siatki okuć metalowych limuzyny pleksiglasowej o okach kilkudziesięciocentymetrowych. Dalsze zwiększenie skuteczności ekranowania można by osiągnąć przez sztuczne zagęszczenie tej siatki metalowej.

4. WYTRZYMAŁOŚĆ TERMICZNA ZWODÓW

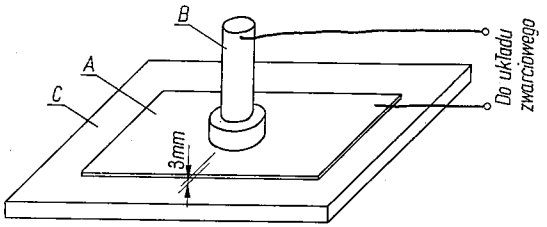
Wyniki badań przeprowadzonych przez autorów niniejszej pracy [1] na modelu szybowca typu „Bocian" wykazały, że zwody powinny być umieszczone na sterach, na końcach skrzydeł i na dziobie. Wszystkie te miejsca są zaopatrzone w tzw. kołpaki. Są to elementy metalowe stanowiące wzmocnienie konstrukcyjne. Ich kształt jest ściśle dobrany do kształtu szybowca w danym miejscu. Wykonywane są one z blachy stalowej — w szybowcu typu „Bocian" o grubości 0,1 cm i powierzchni ok. 400 cm^2. Grają one rolę zwodów.

W związku z opracowywaniem zasad ochrony odgromowej szybowców powstało zagadnienie wyznaczenia stopnia odporności na działanie termiczne prądu piorunu zwodów (kołpaków) i materiałów do których przylegają blachy zwodów. W szybowcu typu „Bocian" materiałami bezpośrednio przylegającymi do kołpaków są listwy i sklejki drewniane, w których przy temperaturze 100 ... 170°C zachodzą już zmiany chemiczne. Tak więc maksymalna temperatura po stronie „wewnętrznej" zwodu nie powinna znacznie przekraczać tych granic.

Wobec odpowiedzialnej funkcji, jaką spełniają zwody na szybowcu, uznano za celowe przeprowadzenie badań doświadczalnych, zmierzających do wyznaczenia minimalnej grubości blachy-zwodu ze względu na nagrzewanie. Jednocześnie postanowiono zbadać zachowanie się materiałów przylegających do zwodów od strony przeciwnej w stosunku do strony uderzenia piorunu.

Jednym z podstawowych zagadnień jest wybór przebiegu prądu, jakim należy badać zwody samolotów lub szybowców. J. M. Bryant i współpracownicy [7] proponują dla badań samolotów przyjęcie znormalizowanego ładunku elektrycznego przenoszonego przez pioruny o wartości 25 C. We-

dług badaczy amerykańskich do badań samolotów celowe jest stosowanie udaru prądowego o kształcie zbliżonym do półokresu sinusoidy o częstotliwości technicznej. Dla przenoszonego ładunku 25 C wartość średnia półokresu prądu o stosowanej w Stanach Zjednoczonych częstotliwości 60 Hz wynosi 3 kA. Tę wartość prądu przyjęto również w naszych warunkach za podstawę do przeprowadzenia prób.



Rys. 12. Widok próbki do badania nagrzewania blach-zwodów przy wyładowaniu piorunowym
A — blacha stalowa, *B* — elektroda, *C* — sklejka drewniana

Badania przeprowadzono w układzie uwidocznionym na rys. 12. Stosowano kwadratowe odcinki blachy stalowej o wymiarach 10×10 cm^2 i o grubości 0,05; 0,1; 0,2; 0,25 cm. W odstępie 3 mm od blachy umocowano elektrodę walcową i za pomocą cienkiego drutu zapalano występujący w przerwie między tą elektrodą a blachą łuk. W celu jednoczesnego zbadania zachowania się drewna w pobliżu zwodów arkusze badanej blachy ułożono na sklejce drewnianej o grubości 0,4 cm. Aby usunąć chłodzący wpływ wilgoci w drewnie, sklejkę przeznaczoną do prób przechowywano przez 5 dni w suchym i ciepłym pomieszczeniu.

Próby przeprowadzono przy pomocy układu zwarciowego Zakładu Wysokich Napięć Instytutu Elektrotechniki, o mocy znamionowej — 250 kVA i napięciu znamionowym 600 V. Przed próbą, między badaną blachę a elektrodę walcową wstawiano cienki drut, którego zadaniem było zapoczątkowanie łuku elektrycznego. Prąd zwarciowy w czasie prób wynosił 3 kA z odchyleniami w poszczególnych próbkach nie przekraczającymi $\pm 10\%$. Czas trwania zwarcia średnio wynosił 24 ms, a więc był znacznie dłuższy od czasu stosowanego przez badaczy amerykańskich. Z tego względu średni ładunek był prawie trzykrotnie większy od proponowanego przez J. M. Bryanta i wynosił 72 C z odchyłkami w poszczególnych próbach nie przekraczającymi $\pm 30\%$.

Dla każdej grubości blachy badania przeprowadzono na 5 do 10 próbkach. Część wyników została odrzucona wskutek termicznych odkształceń blachy i oddalenia jej w wybrzuszeniach od powierzchni sklejki. W niektórych przypadkach wystąpiło zespawanie blachy z elektrodą. Po badaniach próbki poddano oględzinom. Wyniki oględzin próbek zakwalifikowanych do oceny podaje tablica 2.

Z tablicy 2 wynika, że w przypadku blach-zwodów o grubości 0,05 cm nastąpiło w warunkach probierczych zniszczenie próbki. W przypadku blach zwodów o grubości 0,20 cm wpływ łuku był nieznaczny i nie należało by spodziewać się w szybowcu szkodliwych skutków termicznych

Tablica 2

Wyniki oględzin próbek blachy i sklejki poddanych badaniom termicznym

Grubość blachy	Stan blachy	Stan sklejki drewnianej
cm	—	—
0,05	wypalony otwór	znacznie zwęglona
0,10	wypalone znaczne wgłębienia, w jednym przypadku otwór	znacznie zwęglona
0,20	ślady łuku	w 6 przypadkach zmiany barwy, w 4 przypadkach brak śladów
0,25	ślady łuku	brak śladów

prądu piorunu. Mimo że część próbek z blachami o grubości 0,10 cm uległa uszkodzeniu podczas badań, to jednak, ze względu na kilkakrotnie ostrzejsze od amerykańskich warunki prób, uznano blachę stalową o grubości 0,10 cm za wystarczającą na zwody dla szybowców.

5. WYTRZYMAŁOŚĆ TERMICZNA ODPROWADZEŃ

Odprowadzenia metalowe łączące poszczególne zwody na szybowcu powinny być tak dobrane, aby podczas przepływu przez nie całego prądu piorunu nie nastąpiło podwyższenie temperatury do wartości grożącej uszkodzeniem łatwopalnych części szybowca. Jest to wymaganie analogiczne, jakie stawia się między innymi przewodom odprowadzającym naziemnej instalacji piorunochronnej. Przeniesienie jednak wymagań liczbowych określonych przepisami [8] — opartymi na licznych badaniach wytrzymałości termicznej naziemnych instalacji piorunochronnych — na warunki występujące w szybowcu nie jest celowe z następujących przyczyn:

— pioruny doziemne charakteryzują się nieco innymi parametrami niż pioruny uderzające w szybowce;

— wymiary podłużne odprowadzeń instalacji piorunochronnych budowli naziemnych są znacznie większe niż odprowadzeń na szybowcu i dlatego przy ochronie budowli nie można spodziewać się znacznej równomierności rozpływu prądu pioruna w poszczególnych przewodach; więk-

szą natomiast rolę grają tu zagadnienia wytrzymałości mechanicznej odprowadzeń;

— na szybowcu występuje na ogół większe zbliżenie odprowadzeń do powierzchni materiałów łatwopalnych niż w przypadku ochrony budowli;

— dbałość o ograniczenie ciężaru przewodów odprowadzających na szybowcu powinna być znacznie większa niż przy ochronie budowli, do której stosuje się znaczne zapasy w grubości przewodów, co pozwala na wieloletnią ich eksploatację bez koniecznych remontów.

Z powyższych przesłanek wynika, że założenia wytrzymałości termicznej odprowadzeń na szybowcu mogą się znacznie różnić od przyjętych przy ochronie budowli, natomiast nic nie stoi na przeszkodzie w adaptowaniu niektórych metod obliczeniowych do warunków występujących przy ochronie szybowca. Obliczenia minimalnych, dopuszczalnych ze względu na nagrzewanie przekrojów przewodów odprowadzających oparto na założeniu, że całość ciepła Joule'a wydzielonego w przewodzie przez prąd piorunu zostaje zużyta na podniesienie temperatury własnej przewodu. Ze względu na krótki czas przepływu prądu piorunu przyjmowanie adiabatycznego charakteru nagrzewania przewodów jest stosowane przez większość badaczy, również przy obliczaniu piorunochronów dla budowli naziemnych [9], [10], [11], [12], [13]. Z założenia tego wynika wzór:

$$W = R \int_0^t i^2 \, dt = c \cdot \Delta\tau \cdot P, \tag{13}$$

gdzie:

R — oporność przewodu przy prądzie stałym (Ω),
i — wartość chwilowa prądu (A),
t — czas przepływu prądu (s),
c — ciepło właściwe materiału przewodzącego (J/g°C),
$\Delta\tau$ — przyrost temperatury przewodu (°C),
P — ciężar przewodu (g).

Biorąc pod uwagę znane zależności

$$R = k \varrho \frac{l}{s}$$

oraz

$$P = \delta \cdot l \cdot s,$$

gdzie:

l — długość przewodu (m),
s — przekrój przewodu (mm^2),
ϱ —oporność właściwa materiału przewodzącego (Ω mm^2/m),
k — współczynnik zwiększenia oporności wskutek zjawiska naskórkowości,
δ — ciężar właściwy materiału przewodzącego (g/cm^3),

uzyska się następujący związek między przekrojem przewodu a przyrostem jego temperatury

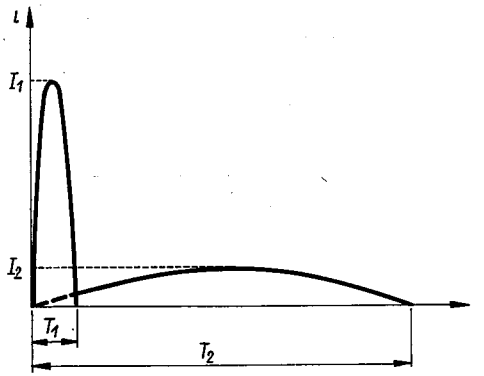
$$\Delta\tau = \frac{k\varrho\int_0^t i^2\,dt}{c\cdot\delta\cdot s^2} \tag{14a}$$

lub w przypadku poszukiwania przekroju przewodu dla dopuszczalnego przyrostu temperatury

$$s^2 = \frac{k\varrho\int_0^t i^2\,dt}{c\cdot\delta\cdot\Delta\tau}. \tag{14b}$$

Jak widać, o przyroście temperatury decyduje — poza parametrami charakteryzującymi materiał przewodowy — czynnik $\int_0^t i^2\,dt$ równy stosunkowi energii wydzielanej w przewodzie do jego oporności. Stosunek ten, który nazwano energią właściwą, jest parametrem charakterystycznym dla prądu piorunu przy obliczeniach termicznych związanych z przepływem prądu, podobnie jak w rozdziale 4 parametrem charakterystycznym był ładunek prądu piorunu.

Na podstawie przeprowadzonych uprzednio rozważań [1] przyjęto prąd piorunu o wartości szczytowej 100 kA i długim grzbiecie, przenoszący



Rys. 13. Kształt impulsów prądowych przyjętych do obliczeń odporności termicznej odprowadzeń, imitujących prąd piorunu

ładunek 35 C. Dla uproszczenia obliczeń założono, że prąd piorunu ma kształt dwu impulsów sinusoidalnych (rys. 13) o parametrach podanych w tablicy 3. Przyjęte wartości dają dość ostre warunki (375 000 A^2s) w porównaniu z niektórymi źródłami amerykańskimi zalecającymi przyjmować do obliczeń energię właściwą nie przekraczającą 200 000 A^2s.

Biorąc pod uwagę założony kształt prądu piorunu pod postacią impulsów sinusoidalnych, przyjęto stosować do obliczeń związki określające wpływ nierównomiernej gęstości prądu w przewodzie na jego oporność

Tablica 3

Parametry przyjętego do wyznaczenia odporności termicznej udaru prądowego złożonego z dwu impulsów sinusoidalnych

Kolejność impulsu	Wartość szczytowa prądu I_{max}	Czas trwania t	Częstotliwość zastępczej sinusoidy f	Ładunek $Q = \int i\,dt$	Energia właściwa $\frac{W}{R} = \int i^2\,dt$
—	A	s	Hz	C	A^2s
I	$I_1 = 100000$	$T_1 = 50 \cdot 10^{-6}$	10000	3,2	250000
II	$I_1 = 5000$	$T_2 = 10 \cdot 10^{-3}$	50	31,8	125000
Razem:	—	—	—	35,0	375000

w sposób analogiczny jak dla ustalonego przebiegu sinusoidalnego. Założenie to nie jest zupełnie ścisłe (pomija bowiem nieustalony charakter zmian gęstości związanych z początkiem i końcem impulsów), jednak wydaje się, że dla stosunkowo cienkich przewodów i niewielkich współczynników naskórkowości, jakich można spodziewać się przy ochronie szybowców, nieścisłość ta nie będzie miała decydującego wpływu na wyniki obliczeń [9], [10], [11], [12], [13]).

Parametry charakterystyczne materiałów przewodowych[1]), których zastosowanie na szybowcu byłoby możliwe, zestawiono w tablicy 4. Dla uproszczenia obliczeń przyjęto $\varrho = \text{const}$, odpowiadające wartości przy 100°C. Uwzględniając założony dwuimpulsowy kształt prądu piorunu wzór (14b) zmodyfikowano w następujący sposób:

$$s = \sqrt{\frac{\varrho}{c\,\delta\,\Delta\tau}} \cdot \sqrt{k_1\left(\frac{A}{R}\right)_1 + k_2\left(\frac{A}{R}\right)_2}. \tag{14c}$$

Tablica 4

Parametry materiałów przewodowych instalacji piorunochronnej

Materiał	Ciężar właściwy g/cm³	Ciepło właściwe		Oporność właściwa			Przenikalność magnetyczna μ
		cal/g°C	J/g°C	dla $\tau = 20$°C	dla $\tau = 100$°C	dla $\tau = 200$°C	
Miedź	8,9	0,1	0,4	0,017	0,02	0,024	1
Aluminium	2,7	0,21	0,9	0,03	0,033	0,04	1
Dural	2,7	0,2	0,85	0,06	0,07	0,08	1

[1]) Wykluczono z góry stal, ze względu na jej duży ciężar i oporność właściwą oraz małą odporność na korozję.

Obliczenia przeprowadzono dla dopuszczalnych przyrostów temperatury $\Delta\tau = 100°C$ i $\Delta\tau = 200°C$. Wartości współczynnika k_1 i k_2 (dla impulsu I i II) wzięto z literatury [14], [15].

Zestawione w tablicy 5 wyniki obliczeń dla przekroju okrągłego pełnego wskazują na niecelowość stosowania przewodów miedzianych do ochrony szybowców, ze względu na ich ciężar. O wyborze między aluminium a duralem może decydować znacznie większa wytrzymałość mechaniczna duralu, pomimo większego o 30% ciężaru instalacji wykonanej z tego materiału.

Tablica 5a

Wyniki obliczeń przewodu odprowadzającego okrągłego pełnego dla $\Delta\tau = 100°C$

Materiał	Współczynnik		s mm²	d mm	Ciężar 1 m przewodu g
	k_1	k_2			
Dural	1,08	1,00	11,0	3,7	29,7
Al	1,16	1,00	7,6	3,1	20,5
Cu	1,18	1,00	4,9	2,5	43,6

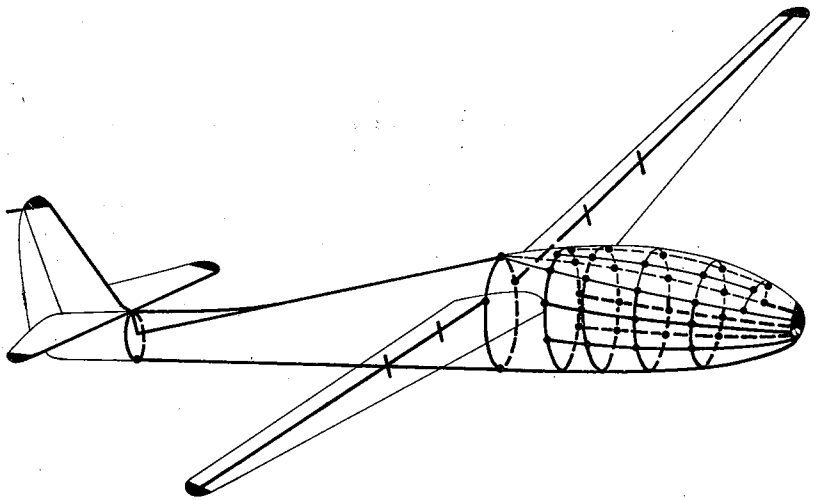
Tablica 5b

Wyniki obliczeń przewodu odprowadzającego okrągłego pełnego dla $\Delta\tau = 200°C$

Materiał	Współczynnik		s mm²	d mm	Ciężar 1 m przewodu g
	k_1	k_2			
Dural	1,04	1,00	8,2	3,2	22,2
Al	1,10	1,00	5,8	2,7	15,7
Cu	1,10	1,00	3,8	2,2	33,8

Analogicznie przeprowadzone obliczenia dla duralowego przewodu rurowego o średnicy wewnętrznej 6 mm (który jednocześnie ekranuje przewody instalacji elektrycznej szybowca) określiły minimalny przekrój na 20,5 mm², a wynikającą stąd średnicę zewnętrzną na ok. 7,9 mm, przy założeniu bardzo niewielkiego przyrostu temperatury $\Delta\tau = 50°C$, co wydaje się konieczne ze względu na mało odporną termicznie izolację przewodów instalacji elektrycznej. Dla takiego przekroju przewodu rurowego nie uwzględniono w ogóle wpływu naskórkowości, który wg Dwighta [15] powoduje w tych warunkach błąd znacznie mniejszy od 1%. Wpływ ten byłby również pomijalny dla duralowych pełnych przewodów okrągłych o średnicy nie przekraczającej 2,5 mm, co odpowiada przekrojowi 4,7 mm².

Jeżeli przyjąć rozmieszczenie przewodów odprowadzających w otoczeniu kabiny szybowca zgodnie z rys. 7b, wówczas duże prawdopodobieństwo równomiernego rozpływu prądu piorunu kilku równoległymi przewodami pozwoli na stosowanie przekrojów tego rzędu. Obliczony w podany wyżej sposób minimalny ciężar całej instalacji duralowych przewodów odprowadzających dla szybowca typu „Bocian" wyniósłby ok. 3 kG (przy założeniu dopuszczalnego przyrostu temperatury od prądu piorunu $\Delta\tau =$



Rys. 14. Ogólny schemat instalacji ochronnej dla szybowca typu „Bocian"

$= 100°C$), co nie stanowi zbyt dużego obciążenia dodatkowego dla wyczynowego szybowca. Uwzględniając jednak pewną nieuniknioną nierównomierność rozpływu prądu poszczególnymi przewodami, celowe jest przyjęcie zwiększonego przekroju sumarycznego.

Rozmieszczenie przewodów odprowadzających i zwodów na szybowcu pokazano na rys. 14.

6. ZESTAWIENIE WYNIKÓW BADAŃ

1. Określono zależności wyrażające związek między napięciem powodującym przekroczenie wartości pierwszego i drugiego progu pobudliwości mięśni a opornością ciała człowieka w przypadku napięć indukowanych elektromagnetycznie. W warunkach typowych, przyjętych w obliczeniach, drugi próg pobudliwości jest przekroczony przy oporności ciała mniejszej od 500 Ω, mniejszej więc od rzeczywistych wartości oporności ciała ludzkiego, pierwszy próg przy oporności mniejszej od 100 kΩ, a więc przy wszystkich wartościach oporności ciała występujących w naturze.

2. Określono zależności wyrażające związek między napięciem powodującym przekroczenie wartości pierwszego i drugiego progu pobudliwości

mięśni a pojemnością pilota względem ziemi w przypadku napięć indukowanych elektrostatycznie. Oszacowano, że przekroczenie pierwszego progu pobudliwości pod wpływem ładunków statycznych lub przekroczenie drugiego progu pobudliwości pod wpływem uderzenia piorunu może wystąpić wówczas, gdy pojemność doziemna pilota jest większa od 0,2 pF. Dla uniknięcia przekroczenia progów pobudliwości jest więc konieczne skrupulatne ekranowanie kabiny szybowca.

3. Obliczono i zmierzono przy założeniach upraszczających pojemność pilota względem ziemi dla różnych warunków ekranowania kabiny szybowca.

4. Przeprowadzono badania laboratoryjne nagrzewania blach-zwodów wyładowaniami o ładunku i czasie trwania zbliżonym do wyładowań piorunowych, określając dopuszczalną grubość blach.

5. Opracowano wytyczne doboru termicznego odprowadzeń opierając się na przyjęciu adiabatycznego doprowadzenia ciepła pod wpływem jednocześnie występujących udarów prądowych: o dużej amplitudzie i małym czasie trwania oraz małej amplitudzie i dużym czasie trwania. Wpływ naskórkowości na straty w rozważonym zakresie został uwzględniony w sposób przybliżony.

Politechnika Warszawska
Katedra Wysokich Napięć

WYKAZ LITERATURY

1. Bader J., Jakubowski J. L., Zieliński J.: Zagrożenie piorunowe szybowców. — Rozprawy Elektr. 1960, s. 45.
2. Obrazow J. W., Liniencew N. M.: Elektrodiagnostika. Moskwa. 1953.
3. Kistelska-Nielubowicz M.: Elektrodiagnostyka i chronaksymetria. Warszawa 1957.
4. Grączewski J.: Zarys elektroterapii. Warszawa 1951.
5. Schonland B. F. J., Malan D. J., Collers M.: Progressive Lightning. Proc. Roy. Soc., r. 1934, Nr 143, s. 654, r. 1935, Nr 152, s. 595, r. 1938, Nr 166, s. 56.
6. Konorski B.: Podstawy elektrotechniki, t. I, s. 261. Warszawa 1950.
7. Bryant J. M., Newman N. M., Robb J. D.: Aircraft Protection from Thunderstorm. Discharges to Antennas. — AIEE. Trans., vol. 72, II, 1953, s. 248.
8. PN-E/05003 — Ochrona budowli od wyładowań atmosferycznych. PKN, 1957.
9. Szpor S.: Effet pelliculaire en courant de choc du à la foudre. — CIGRE 1946, ref. 323.
10. Ryżko H., Lidmanowski W.: Obliczanie przekroju przewodów na prądy piorunów z uwzględnieniem naskórkowości. — Arch. Elektr. T. VI, 1957, s. 115.
11. Szpor S.: Obliczanie przekroju przewodów na prądy piorunów z uwzględnieniem naskórkowości. — Arch. Elektr. T. VII, 1958, s. 321.
12. Maksiejewski J. L., Ryżko H.: W sprawie obliczenia przekroju przewodów na prądy piorunowe z uwzględnieniem naskórkowości. — Arch. Elektr. T. VIII, 1959, Nr 4.

13. Szpor S.: Obliczanie przekroju przewodów na prądy piorunów z uwzględnieniem naskórkowości. — Arch. Elektr. T. IX, 1960, Nr 4.
14. Staniewicz L.: Teoria prądów zmiennych. — Warszawa 1947.
15. Dwight H. B.: Electrical Coils and Conductors. London 1954.

J. BADER, J. L. JAKUBOWSKI, J. J. ZIELIŃSKI

PROTECTION OF GLIDERS FROM ATMOSPHERIC ELECTRICITY

Contents

The present paper discusses further investigation on the phenomena caused by atmospheric electricity in gliders (J. Bader, J. L. Jakubowski, J. J. Zieliński: Lightning Danger for Gliders. — Rozprawy Elektrotechniczne vol. VI, 1960, p. 54—76). The paper contains attempts at computing the voltage of the pilot's shock, electromagnetically or electrostatically induced, as well as an attempt at the thermic computing of metal sheets and shield wires in gliders.

J. BADER, J. L. JAKUBOWSKI, J. J. ZIELIŃSKI

PROTECTION DES PLANEURS CONTRE L'ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE

Résumé

L'article présent c'est la suite des études précedentes sur des phénomènes causés dans les planeurs par l'électricité atmosphérique (voir la position [1] de l'index de littérature). On a calculé, utilisant les formules (1) — (5) et admettant un système de fils coducteurs de paratonnerre (fig. 4), la tension de foudroiement du pilot induite par le courant de foudre. Les résultats des calculs sont comparés avec les résultats des études expérimentales effectuées sur le modèle de la cabine du pilot (construite à l'échelle 1 : 2), en utilisant un générateur de choc de courant (fig. 7). On a déterminé, considérant la tension de foudroiement calculée, les rélations entre la résistance du corps R_c et les conditions de dépassement du premier et du second seuil de l'excitabilité des muscles humains; la valeur du seuil est acceptée d'après les formules (6) et (7). Le premier seuil d'excitabilité, pour la raideur du courant de foudre 10 kA/μs, sera dépassé à la résistance R_c plus petite que 100 kΩ c'est à dire à toutes les valeurs de la résistance du corps humain arrivant dans la nature, mais le second seuil d'excitabilité sera dépassé seulement pour la valeur $R_c < 500$ Ω, c'est à dire pour la valeur plus petite, que celle, qui occure en réalité.

Les calculs des tensions de foudroiement induites électrostatiquement par l'électricité statique (d'après fig. 9) et par les décharges de foudre (d'après fig. 10) ont donné la possibilité d'obtenir la dépendance entre la tension de foudroiement et la capacité pilot-terre C_2 sous la forme simplifiée et uniforme. On a déterminé, pour les seuils d'excitabilité exprimés par les formules (8), et (9), les rélations exprimant la dépendance entre la tension causant le dépassement du premier et du second seuil d'excitabilité des muscles et la capacité C_2, mentionnée ci-dessus.

En cas de la tension planeur-terre admise 500.000 V, causée par la charge statique, le dépassement du premier seuil d'excitabilité peut arriver à $C_2 > 0{,}2$ pF. Admettant la même valeur de la capacité, le dépassement du second seuil d'excitabilité peut se produire, sous l'influence du coup de foudre, à la tension 10^8 V. On a évalué la valeur de la capacité pilot-terre dans le cas de la cabine sans écrans protectifs [formule (12)]; on a déterminé expérimentalement, à une haute tension, la diminuation de cette capacité dans le cas du modèle en échelle 1:2 sous l'influence de la protection effectuée par des fils conducteurs d'après fig. 16 ainsi que sous l'influence de la métallisation du fuselage. Les résultats ont confirmé la nècessité de la protection soigneuse en utilisant les écrans.

On a effectué des études de laboratoire sur l'échauffement des tôles des écrans en cours des décharges ayant la charge et la durée comparables aux celles des décharges de foudre.

On a déterminé l'épaisseur suffisante des écrans de tôle égale à 0,1 cm.

On a déterminé des directives sur le choix thermique des conducteurs [formules (13) et (14)] en se basant sur le principe de l'accumulation adiabatique de la chaleur sous l'influence des ondes de courant ayant les caractéristiques présentées sur tableau 3 et fig. 13. L'influence de l'effet de peau est prise en considération approximativement. À l'accroissement de la température égale à 100°C, on a déterminé les sections minimum des fils conducteurs et leur poids minimum (3 kg) en cas de la disposition d'après fig. 14.

J. BADER, J. L. JAKUBOWSKI, J. J. ZIELIŃSKI

DER SCHUTZ VON SEGELFLUGZEUGEN VOR ATMOSPHÄRISCHER ELEKTRIZITÄT

Zusammenfassung

Dieser Artikel bildet eine weitere Reihe von Forschungen betr. Erscheinungen, welche durch atmosphärische Elektrizität an Segelflugzeugen hervorgerufen werden (s. Pos. 1 des Litteraturverzeichnisses).

Für das Ableitungssystem (s. Bild 4) wurden Berechungen der elektro-magnetisch induzierten Schlagspannung, welche durch den Blitzstrom erzeugt und für den Piloten gefahrvoll ist, mittels der Formeln 1—5 durchgeführt. Die Ergebnisse der Berechnung wurden mit den Resultaten, welche versuchsweise am Modell der Kabine im Masstab 1 : 2 mittels eines Stosstromergenerators erzeugt wurden, verglichen (s. Bild 7).

Für die Zugrundelegung der Schlagspannung besteht ein Zusammenhang (s. Bild 7) zwischen dem Wiederstand des Körpers (R_c) und den Überschreitungsbedingungen der ersten und zweiten Stufe der Muskelempfindlichkeit des Menschen lt. Formeln (6) u. (7). Für die angenommene Steilheit des Blitzstromes 10 kA/μs wird die erste Empfindlichkeitsstufe bei einem Wiederstand (R_c) kleiner als 100 kOhm sein. Dagegen wird die Überschreitung der zweiten Stufe nur bei einem Wert $R_c < 500$ Ohm erfolgen, also bei einem kleineren Wert, als der wirkliche.

Die Berechnung der Schlagspannungen, welche elektrostatisch durch statische Elektrizität (s. Bild 9) und Blitzentladungen (s. Bild 10) induziert werden, gestattet die Erzielung einer gleichen, vereinfachten Form zwischen der Spannungsabhängigkeit und der Erdkapazität des Piloten (C_2) Für die Empfindlichkeitsgrenzen, welche durch die Formeln (8) u. (9) ausgedrückt sind, wurde die Abhängigkeit der

Spannungen, die die Überschreitung beider Empfindlichkeitsgrenzen der Muskeln verursachen, von der Kapazität C_2 ermittelt.

Bei einer angenommenen statischen Spannung zwischen Segelflugzeug und Erde von 500.000 Volt, kann die Überschreitung der ersten Empfindlichkeitsgrenze bei $C_2 > 0{,}2$ pF erfolgen. Bei demselben Kapazitätswert kann eine Überschreitung der zweiten Empfindlichkeitsgrenze unter dem Einfluss eines Blitzschlages von einer Spannung 10^8 Volt erfolgen.

Die Grösse der Erdkapazität des Piloten in einer nicht abgeschirmten Kabine wird nach Formel (12) errechnet: die Verminderung dieser Kapazität durch Abschirmung mittels der Ableitungsleiter (s. Bild 16) und Metallisierung der Kabinenwände wurde am Modell im Masstab 1 : 2 bei einer hohen Spannung ermittelt. Die erhaltenen Ergebnisse bestätigten die Notwendigkeit einer sorgfältigen Ekranisierung der Kabine. Es wurden auch Laboratorium Untersuchungen in Bezug auf Erwärmung der Ableitbleche bei Entladungen, welche — bezogen auf Ladung und Zeitdauer — Blitzentladungen ähnlich waren, durchgeführt.

Als genügende Ableitblechstärke wurde die Stärke von 0,1 cm festgestellt. Ferner wurden termische Richtlinien für die Wahl der Ableitungen ausgearbeitet (lt. Formeln 13 u. 14). Sie basieren auf der Grundlage der adiabatischen Wärmeakkumulation unter dem Einfluss von Stossströmen, deren Parameter in der Tafel 3 und Bild 13 angegeben sind.

Der Einfluss der Hautwirkung wurde nur annöhernd berücksichtigt. Für den angenommenen Temperaturzuwachs von 100°C wurden die Mindestquerschnitte der Ableitungen und ihr Mindestgewicht von 3 kg, bei ihrer Anbringung nach Bild 14, festgelegt.

Е. БАДЕР, Я. Л. ЯКУБОВСКИ, Е. Я. ЗЕЛИНСКИ

ЗАЩИТА ПЛАНЕРОВ ОТ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Резюме

Статья является продолжением исследований явлений вызванных атмосферным электричеством в планёрах (смотри поз. I списка литературы). Принимая систему отводящих проводов (рис. 4), произведено расчёты, с помощью формул 1—5 индуктированные током молнии напряжения ражения пилота. Результаты расчётов сравнено с результатами полученными экспериментально на модели кабины в масштабе 1 : 2 используя генератор импульсов тока (рис. 7). Для полученного напряжения ражения определены зависимости (рис. 8) между сопротивлением тела человека R_c с условиями превышения первого и второго порога возбудимости мышц человека, принятыми по формулам (6) и (7). Для принятой крутизны тока молнии 10 ка/мксек первый порог возбудимости будет превышен при сопротивлении R_c меньше 100 ком, то есть при всех значениях сопротивления тела человека выступающих в природе, а превышения второго порога возбудимости выступит только лишь при величинах $R_c < 500$ ом, то есть меньше действительного.

Расчёт напряжений ражения, индуктированных электростатически статическим электричеством (по рис. 9) и громовыми разрядами (по рис. 10) дал возможность получения одновидной упрощенной зависимости этого напряжения от ёмкости C_2 между пилотом и землёй. Для порогов возбудимости выраженных формулами 8 и 9 определено зависимости, выражающие связь между напряже-

нием, вызывающим превышение первого и второго порогов возбудимости мышц и этой ёмкостью C_2. Для принятого напряжения планера относительно земли от статического заряда в 300.000 в, превышение первого порога возбудимости может выступить для $C_2 > 0{,}2$ пф. Для этого же самого значения ёмкости может выступить превышение второго порога возбудимости под влиянием удара молнии напряжением в 10^8 в. Произведено оценку значения ёмкости пилота относительно земли в неэкранированной кабине [формула (12)], определено экспериментально при высоком напряжении падение этой ёмкости на модели в масштабе 1 : 2, вызванное экранированием проводами по рис. 16, а также под влиянием металлизации корпуса. Результаты подтвердили необходимость старательного экранирования.

Произведено лабораторные исследования нагрева жести экранов при разрядах с зарядом и продолжительностью приближенными к действительным условиям громовых разрядов. Определено достаточную толщину сводов из жести — 0,1 см.

Разработаны указания термического подбора отводов [формула (13) и (14)], основываясь на принципе адъябатической аккумуляции тепла под влиянием токовых импульсов с параметрами приведенными в таблице 3 и на рис. 13.

Влияние поверхностного эффекта учтено приближенным способом. Для принятого приращения температуры в 100°C определено минимальные сечения отводящих проводов и минимальный их вес в 3 кг при расположении их как на рис. 14.

N
O
W
O
Ś
Ć

Praca zbiorowa

pod. red. F. Beckenbacha

Tłum. z jęz. angielskiego

Wyd. 1962, s. 672, zł 60,—

NOWOCZESNA MATEMATYKA DLA INŻYNIERÓW

Składa się z 19 artykułów, napisanych przez najwybitniejszych specjalistów. Informuje o nowych działach matematyki, które znajdują zastosowanie w technice. Obejmuje m. in. zagadnienia, takie, jak: równania różniczkowe, teorię prawdopodobieństwa, metody numeryczne, w szczególności obejmujące zastosowanie macierzy w technice, transformatory funkcyjne, metody nieliniowe, metody relaksacji do maszyn elektronowych i inne.

P
W
N

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

TOM IX · ZESZYT 3

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1963

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny
PROF. WITOLD NOWICKI

Sekretarz
JULIUSZ MIERZEJEWSKI

ADRES REDAKCJI

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

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Warszawa, Miodowa 10

Nakład 710 (580+130)	Oddano do składania 10.V.63
Ark. wyd. 15,0, ark. druk. 15,5	Podpisano do druku we wrześniu 1963
Papier druk. sat. kl. III, 80 g, 70 × 100	Druk ukończono we wrześniu 1963
Zamówienie nr 667/63	Cena zł 25,— L-86

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

621. 313. 223.2

ANDRZEJ CZAJKOWSKI

Charakterystyki mechaniczne i przebiegi czasowe napięcia i prądu twornika w silniku obcowzbudnym prądu stałego zasilanym z jednofazowego mostka prostowniczego

Rękopis dostarczono 3.7.1962

W artykule przeanalizowano szczegółowo przebiegi prądu i napięcia twornika w czasie obcowzbudnego silnika prądu stałego, zasilanego poprzez jednofazowy mostek prostowniczy z sieci prądu zmiennego, której oporność pozorna równa się zeru. Rozpatrzono również przebieg uniwersalnej charakterystyki mechanicznej silnika $\nu(\mu)$ oraz jej sztywność — dla różnych wartości $\cos\varphi$ obwodu twornika. Omówiono pewien błąd powtarzający się w kilku opublikowanych pracach różnych autorów, dotyczący analizy teoretycznej pracy układu w przedziale impulsowego przewodzenia w obwodzie twornika. Przeprowadzona w niniejszym artykule analiza może być przydatna przy rozpatrywaniu pracy silnika zasilanego przez wzmacniacz magnetyczny z wewnętrznym sprzężeniem zwrotnym.

1. WSTĘP

Postępy w dziedzinie wytwarzania prostowników półprzewodnikowych stwarzają możliwości wykorzystania ich do zasilania silników obcowzbudnych prądu stałego. Dotyczy to przede wszystkim prostowników krzemowych lub w mniejszym zakresie germanowych. Dla przykładu można podać, że przy zastosowaniu układu wg rys. 1 i napięciu zasilania o wartości skutecznej $U_{sk} = 380$ V wystarczy umieścić w każdej gałęzi mostka po jednym prostowniku (zaworze) krzemowym. Spadek napięcia w kierunku przepustowym na zaworze, przy obciążeniu znamionowym wynosi około 1 V, co czyni łączny spadek napięcia w dwu gałęziach mostka około 2 V. Stanowi to 0,53% napięcia zasilania. W przypadku zastosowania płytek selenowych, łączna ilość płytek w dwu gałęziach mostka równa się co najmniej 36 szt., zaś spadek napięcia

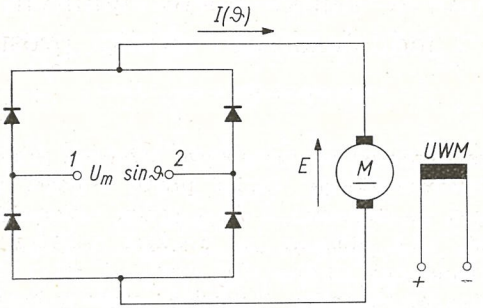
$$U_{sk} = 36 \times 0{,}75\ \text{V} = 27\ \text{V},$$

co stanowi już 7,1% napięcia zasilania. Tak więc, chociaż omawiany układ napędowy ma szereg wad, to dzięki prostocie urządzenia pros-

townicznego, wysokiej sprawności oraz małym gabarytem i cenie może znaleźć szersze zastosowanie.

Układ zasilania 1-fazowego pokazany na rys. 1 nadaje się jedynie do zasilania silników o mocy od kilkudziesięciu watów do $5 \div 10$ kW ze względu na to, że powoduje on niesymetryczne obciążenie sieci 3-fazowej.

Dla napędów średniej i dużej mocy stosuje się układy prostownicze 3- lub rzadziej 6-fazowe zarówno ze względu na pożądaną symetrię ob-



Rys. 1. Schemat ideowy 1-fazowego mostka prostowniczego, zasilającego obcowzbudny silnik prądu stałego

ciążenia sieci 3-fazowej, jak i zwiększony przedział liniowości charakterystyk mechanicznych oraz lepsze cieplne wykorzystanie silnika.

Dowodem wzrostu zainteresowania omawianym układem napędowym jest m.in. artykuł [1], w którym omówiono sposoby regulacji prędkości przy pomocy bocznikowania twornika oraz osłabiania strumienia. Podano tam również charakterystyki mechaniczne $n = f(I)$ niektórych układów zdjęte doświadczalnie.

Zdaniem autora w pracy [1] jak również w książce Bułgakowa [2] powtarza się charakterystyczny błąd dotyczący analizy teoretycznej pracy układu w przedziale przewodzenia impulsowego w obwodzie twornika, przy uwzględnieniu indukcyjności obwodu twornika silnika $L \neq 0$.

W artykule niniejszym zostaną szczegółowo przeanalizowane przebiegi czasowe napięcia i prądu twornika silnika oraz kształt charakterystyki mechanicznej dla stanów ustalonych w układzie pokazanym na rys. 1. Jest to układ podstawowy w przypadku 2-połówkowego prostowania napięcia ($m = 2$). Praca tego układu przy pominięciu indukcyjności obwodu twornika ($L = 0$) omówiona została pokrótce przez autora w artykule [4]. Można dodać, że analiza pracy układu z rys. 1 może być wykorzystana przy rozpatrywaniu pracy układu złożonego ze wzmacniacza magnetycznego z wewnętrznym sprzężeniem zwrotnym, zasilającego obcowzbudny silnik prądu stałego.

2. ZAŁOŻENIA UPRASZCZAJĄCE

Analiza układu pokazanego na rys. 1 jest prowadzona w dalszym ciągu po przyjęciu następujących założeń upraszczających:

1° Przyjęto, że w stanie ustalonym prędkość obrotowa silnika n oraz *SEM*-a silnika $E = c_E \Phi_s n$, ze względu na znaczną bezwładność mechaniczną układu (moment bezwładności mas wirujących), pozostają stałe w całym okresie napięcia zasilającego, niezależnie od szerokości i amplitudy impulsu prądu twornika oraz od przebiegu momentu oporowego w funkcji kąta obrotu wału silnika $M_{op} = f(\alpha_{ws})$.

2° Przyjęto, że strumień silnika jest stały i równy znamionowemu; $\Phi_s = \Phi_{szn} = \text{const}$ (tzn. pominięto oddziaływanie twornika).

3° Przyjęto, że oporność zaworów półprzewodnikowych w kierunku zaporowym jest nieskończenie wielka $R_{pz} = \infty$, zaś spadek napięcia na zaworze, w czasie gdy zawór przewodzi prąd obciążenia, jest równy zeru.

4° Przyjęto, że oporność pozorna sieci zasilającej układ, mierzona na zaciskach *1* — *2* (rys. 1), jest równa zeru.

Wyniki analizy będą podawane w jednostkach względnych. Jako wielkości odniesienia przyjęto:

I_{zw} — średnia wartość prądu twornika przy zahamowanym wirniku, i zasilaniu układu (rys. 1) napięciem $U_m \sin\vartheta$, gdzie $\vartheta = \omega t$. Średnia wartość napięcia na tworniku wynosi wtedy

$$U = \frac{2}{\pi} U_m \quad \text{oraz} \quad I_{zw} = \frac{2}{\pi} \frac{U_m}{R}; \tag{1}$$

M_{zw} — średnia wartość momentu napędowego silnika przy zahamowanym wirniku

$$M_{zw} = c_E \Phi_s I_{zw}; \tag{2}$$

n_0 — prędkość idealnego biegu jałowego silnika. Idealny bieg jałowy układu w ścisłym znaczeniu tego terminu, odpowiada warunkowi $I = 0$, $M = 0$ (średnie wartości prądu i momentu silnika), co dla omawianego układu ma miejsce jedynie przy $E = U_m$. Wtedy

$$n_0 = \frac{U_m}{c_E \Phi_s}. \tag{3}$$

Wprowadzono następujące oznaczenia:

$U(\vartheta)$, $I(\vartheta)$, $u(\vartheta)$, $i(\vartheta)$ — wartości chwilowe napięcia i prądu twornika podane w jednostkach bezwzględnych i względnych,

U, I, M, n — wartości średnie w jedn. bezwzględnych,

u, i, μ, ν — wartości średnie w jedn. względnych,

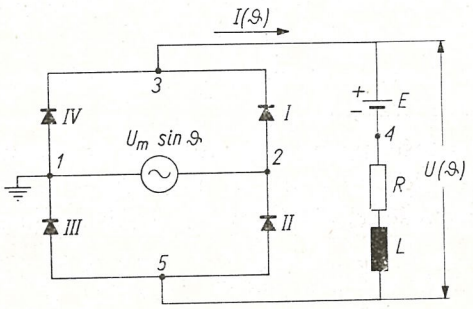
gdzie:

$$\left.\begin{aligned} i(\vartheta) &= \frac{I(\vartheta)}{I_{zw}}; \qquad i = \frac{I}{I_{zw}}; \\ \mu &= \frac{M}{M_{zw}} = \frac{c_E \Phi_s I}{c_E \Phi_s I_{zw}} = \frac{I}{I_{zw}} = i; \\ \nu &= \frac{n}{n_0} = \frac{E}{c_E \Phi_s} \cdot \frac{c_E \Phi_s}{U_m} = \frac{E}{U_m}; \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

R, L — oporność czynna i indukcyjność obwodu twornika;

$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\omega L}{R}$ — kąt charakteryzujący opóźnienie fazowe obwodu twornika.

Schemat zastępczy układu z rys. 1 podano na rys. 2.



Rys. 2. Schemat zastępczy układu z rys. 1

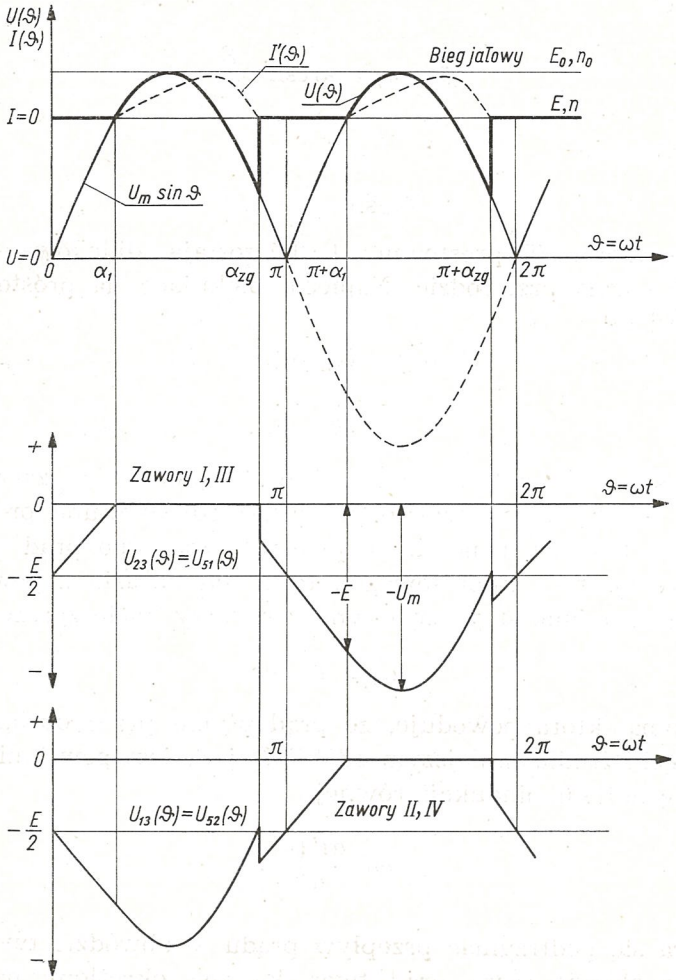
3. PIERWSZA STREFA PRZEWODZENIA IMPULSOWEGO

Przy przejściu układu od idealnego biegu jałowego do niewielkiego obciążenia występuje w pracy silnika pierwsza strefa przewodzenia impulsowego. Przebiegi czasowe prądu i napięcia na tworniku oraz na prostownikach w tej strefie przewodzenia ilustruje rys. 3. Jak wynika z rys. 3, charakterystyczną cechą pierwszej strefy przewodzenia impulsowego jest to, że każdy impuls prądu twornika zaczyna się i kończy w ramach jednej połówki sinusoidy napięcia zasilającego. Obecność indukcyjności obwodu twornika powoduje (w stosunku do przypadku gdy $L = 0$) przedłużenie impulsów prądu twornika. Kąt zgaszenia impulsu prądowego jest jednak mniejszy od π; $\alpha_{zg} \leqslant \pi$.

W zakresie pierwszej strefy przewodzenia impulsowego występują kolejno następujące okresy pracy:

$$0 \leqslant \vartheta \leqslant \alpha_1 .$$

W tym przedziale czasu wartość chwilowa napięcia źródła zasilania jest niższa od *SEM*-ej silnika E, $U_m \sin \vartheta < E$. Żaden prąd przez twornik nie płynie.



Rys. 3. Przebiegi czasowe prądu i napięcia twornika oraz napięć na zaworach prostowniczych w pierwszej strefie przewodzenia impulsowego $\alpha_{zg} < \pi$

Napięcie między anodą i katodą prostowników I i III wynosi

$$U_{23}(\vartheta) = U_{51}(\vartheta) = \frac{1}{2}(U_m \sin \vartheta - E) < 0 . \qquad (5)$$

Napięcie to jest ujemne, a zatem każdy z prostowników I i III jest zablokowany.

Napięcie między anodą i katodą prostowników II i IV wynosi

$$U_{13}(\vartheta) = U_{52}(\vartheta) = \frac{1}{2}(-U_m \sin\vartheta - E) < 0. \tag{6}$$

Prostowniki II i IV są również zablokowane.
(Przyjęto, że wszystkie zawory są identyczne).
W momencie

$$\vartheta = \alpha_1 = \arcsin\frac{E}{U_m} \tag{7}$$

zachodzi równość

$$U_m \sin\alpha_1 = E.$$

Zgodnie ze wzorem (5) prostowniki I i III zostają odblokowane i w chwilę później zaczną przewodzić. Napięcie blokujące na prostownikach II i IV wynosi (6)

$$U_{13}(\alpha_1) = U_{52}(\alpha_1) = -E. \tag{8}$$

$$\alpha_1 \leqslant \vartheta \leqslant \alpha_{zg}.$$

Począwszy od chwili $\vartheta = \alpha_1$, w której $U_m \sin\vartheta = E$, zaczyna płynąć prąd $I'(\vartheta)$ w obwodzie utworzonym przez odblokowane prostowniki I, III, źródło i twornik. (Znaczkiem prim (′) oznaczono prąd w pierwszej strefie przewodzenia impulsowego). Prąd ten narasta z pewnym opóźnieniem, a następnie staje się równy zeru przy kącie zgaszenia

$$\alpha_{zg} > \pi - \alpha_1.$$

Przyczyną, która powoduje, że prąd płynie przez obciążenie nawet przy napięciu źródła mniejszym od *SEM*-ej E, jest powstanie siły elektromotorycznej samoindukcji równej

$$\omega L \frac{dI'(\vartheta)}{d\vartheta},$$

która stara się podtrzymać przepływ prądu w obwodzie twornika.

W tym okresie czasu prąd twornika jest określony następującym równaniem różniczkowym:

$$U_m \sin\vartheta = E + RI'(\vartheta) + \omega L \frac{dI'(\vartheta)}{d\vartheta} \tag{9}$$

z warunkiem początkowym $I'(\alpha_1) = 0$. Jednocześnie zgodnie z (9) napięcie na tworniku (rys. 2)

$$U(\vartheta) = U_m \sin\vartheta. \tag{10}$$

Rozwiązanie równania (9) podano w Aneksie.

Wartość chwilowa prądu twornika w jednostkach względnych wynosi:

$$i'(\vartheta) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi\sin(\vartheta-\varphi) - \sin\alpha_1 + \right.$$

$$\left. - [\cos\varphi\sin(\alpha_1-\varphi) - \sin\alpha_1]\, e^{-\frac{\vartheta-\alpha_1}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\}. \tag{11}$$

Z równania (11) można określić tę wartość kąta $\alpha_{zg} < \pi$, przy której prąd $i'(\vartheta)$ staje się ponownie równy zeru.

$$0 = \cos\varphi\sin(\alpha_{zg}-\varphi) - \sin\alpha_1 - [\cos\varphi\sin(\alpha_1-\varphi) - \sin\alpha_1]\, e^{-\frac{\alpha_{zg}-\alpha_1}{\operatorname{tg}\varphi}}. \tag{12}$$

Równanie (12) jest równaniem przestępnym względem α_{zg} i kąt zgaszenia metodami analitycznymi nie może być z niego wyznaczony. Zależność $\alpha_{zg}(\alpha_1)$ lub $\alpha_{zg}(\nu)$ określona równaniem (12) może być wyznaczona przy pomocy metod wykreślnych lub przy zastosowaniu cyfrowej maszyny matematycznej.

Na rys. 7 podano krzywe $\alpha_{zg}(\nu)$ przy cos φ = const dla najczęściej spotykanych wartości cos φ obwodu twornika, wynoszących dla małych silników od 0,1 do 0,3. Krzywe te wyznaczono przy pomocy prostej metody wykreślnej (Aneks).

Dla określenia charakterystyki mechanicznej silnika konieczne jest znalezienie średniej wartości prądu twornika I. Wartość tę wygodniej jest wyznaczyć bezpośrednio z równ. (9) całkując obie strony równania w granicach od kąta startu α_1 do kąta zgaszenia α_{zg}. Mamy:

$$\int_{\alpha_1}^{\alpha_{zg}} RI'(\vartheta)\,d\vartheta + \int_{\alpha_1}^{\alpha_{zg}} \omega L\frac{dI'(\vartheta)}{d\vartheta}\,d\vartheta = \int_{\alpha_1}^{\alpha_{zg}} (U_m\sin\vartheta - E)\,d\vartheta, \tag{13}$$

$$R\int_{\alpha_1}^{\alpha_{zg}} I'(\vartheta)\,d\vartheta + \omega L\int_{I(\alpha_1)}^{I(\alpha_{zg})} dI'(\vartheta) = \int_{\alpha_1}^{\alpha_{zg}} (U_m\sin\vartheta - E)\,d\vartheta. \tag{14}$$

Ponieważ $I'(\alpha_1) = I'(\alpha_{zg}) = 0$,

to

$$\int_{I'(\alpha_1)}^{I'(\alpha_{zg})} dI'(\vartheta) = 0 \tag{15}$$

i teraz

$$I = \frac{1}{\pi}\int_{\alpha_1}^{\alpha_{zg}} I'(\vartheta)\,d\vartheta = \frac{1}{\pi R}\int_{\alpha_1}^{\alpha_{zg}} (U_m\sin\vartheta - E)\,d\vartheta. \tag{16}$$

Po wykonaniu całkowania i zamianie na jednostki względne mamy

$$i = \mu = \frac{1}{2}[\cos\alpha_1 - \cos\alpha_{zg} - (\alpha_{zg}-\alpha_1)\sin\alpha_1]. \tag{17}$$

Równanie (17) wraz z zależnością (12) oraz

$$\nu = \sin \alpha_1$$

określa przebieg uniwersalnej charakterystyki mechanicznej $\nu(\mu)$ silnika w pierwszej strefie przewodzenia impulsowego, tzn. przy $\alpha_{zg} \leqslant \pi$. Przebiegi te dla różnych wartości $\cos \varphi = \text{const}$ obwodu twornika pokazano na rys. 10.

Wprowadzając oznaczenie $\hat{\lambda} = \alpha_{zg} - \alpha_1$,

gdzie:

λ — rozpiętość impulsu prądu twornika, wzór (17), można przedstawić w postaci spotykanej w analizie obwodów tyratronowych [2]),

$$\mu = \frac{1}{2}[\nu(\sin \lambda - \lambda) + \sqrt{1 - \nu^2}\,(1 - \cos \lambda)]. \tag{18}$$

Spadek napięcia na prostownikach I, III zgodnie z założeniem 3° jest równy zeru. Napięcie anoda-katoda na prostownikach II i IV wynosi

$$U_{13}(\vartheta) = U_{52}(\vartheta) = -U_m \sin \vartheta \tag{19}$$

i blokuje oba prostowniki.

$$\underline{\alpha_{zg} \leqslant \vartheta \leqslant \pi}.$$

W tym przedziale czasu wszystkie zawory są ponownie zablokowane, gdyż napięcie źródła zasilania jest niższe od *SEM*-ej E. Żaden prąd w układzie nie płynie.

Napięcie między anodą i katodą prostowników I i III wynosi

$$U_{23}(\vartheta) = U_{51}(\vartheta) = \frac{1}{2}(U_m \sin \vartheta - E) < 0$$

i osiąga w chwili $\vartheta = \pi$ wartość równą $-\frac{E}{2}$.

W momencie $\vartheta = \alpha_{zg}$ napięcie to wynosiło

$$\frac{1}{2}(U_m \sin \alpha_{zg} - E)$$

i wzrosło skokiem od wartości równej zeru.

Napięcie między anodą i katodą prostowników II i IV wynosiło w chwili

$$\alpha_{zg\,(-)} \to -U_m \sin \alpha_{zg},$$

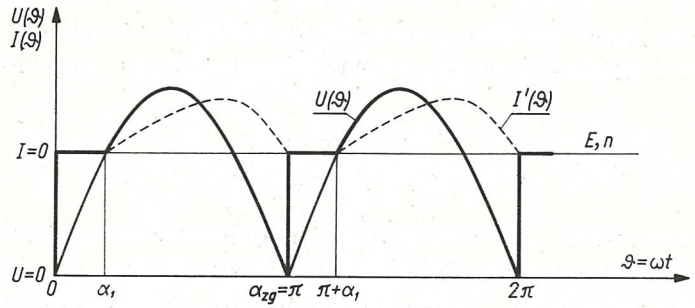
$$\alpha_{zg\,(+)} \to \frac{1}{2}(-U_m \sin \alpha_{zg} - E)$$

i wynosi w dalszym ciągu

$$U_{13}(\vartheta) = U_{52}(\vartheta) = \frac{1}{2}(-U_m \sin\vartheta - E)$$

osiągając w chwili $\vartheta = \pi$ wartość równą $-\frac{E}{2}$.

Po czasie $\vartheta = \pi$ przebiegi napięć na prostownikach I, III są identyczne jak przebiegi napięć na prostownikach II, IV w pierwszej połowie okresu, i vice versa.



Rys. 4. Przebiegi czasowe prądu i napięcia twornika na granicy strefy przewodzenia impulsowego $\alpha_{zg} = \pi$

Pierwsza strefa przewodzenia impulsowego kończy się w momencie, gdy wskutek wzrostu obciążenia i spadku prędkości impuls prądu twornika wydłuża się, gasnąc przy $\alpha_{zg} = \pi$ (rys. 4).

4. DRUGA STREFA PRZEWODZENIA IMPULSOWEGO

Przy dalszym wzroście obciążenia i spadku prędkości prąd płynący w obwodzie twornika a podtrzymywany siłą elektromotoryczną samoindukcji zanika dopiero po przekroczeniu czasu $\vartheta = \pi$, przy $\alpha_{zg} > \pi$. Impuls prądu, podobnie jak poprzednio, zaczyna się w momencie $\vartheta = \alpha_1$ i określony jest równaniem (11).

Załóżmy na chwilę, że zawory prostownicze mają stałą niewielką oporność R_{pp} w kierunku przewodzenia. Wtedy, po rozpoczęciu przepływu prądu w obwodzie twornika, prostowniki II i IV są zablokowane napięciem

$$U_{13}(\vartheta) = U_{52}(\vartheta) = -(U_m \sin\vartheta - I'(\vartheta) R_{pp}). \tag{20}$$

W chwili $\vartheta = \pi - \delta'$, gdzie $\delta' \approx 0$, napięcie blokujące prostowniki II i IV osiąga wartość równą zeru i prostowniki II, IV zostają odblokowane. Moment ten można wyznaczyć z równania (20):

$$\pi - \delta' = \arcsin \frac{R_{pp} I'(\pi - \delta')}{U_m}. \tag{21}$$

Od tej chwili prąd twornika podtrzymywany siłą elektromotoryczną indukcyjności własnej obwodu twornika L może płynąć przez wszystkie 4 gałęzie mostka w kierunku przewodzenia (od pktu 5 do pktu 3 — rys. 2). Prąd ten omija źródło i jest niezależny od jego napięcia. Zaczyna się okres komutacji prądu twornika z zaworów I—III na zawory II—IV. Równanie różniczkowe prądu twornika dla tego okresu jest następujące

$$-R_{pp} I(\vartheta) = E + RI(\vartheta) + \omega L \frac{dI(\vartheta)}{d\vartheta}. \tag{22}$$

Jednocześnie prąd płynący przez źródło zasilania rozpływa się wzdłuż obu połówek mostka i omija twornik. Prąd ten jest określony równaniem:

$$I_{źr}(\vartheta) = \frac{U_m \sin \vartheta}{R_{pp}}. \tag{23}$$

Okres komutacji mostka trwa do momentu $\vartheta = \pi + \delta''$, w którym po zmianie biegunowości napięcia przez źródło zasilania, zostaną zablokowane zawory I i III. Stanie się to w chwili, gdy prąd płynący ze źródła przez zawory I i III osiągnie wartość połowy prądu twornika. Stąd

$$\pi + \delta'' = \arcsin \frac{-R_{pp} I(\pi + \delta'')}{U_m}, \tag{24}$$

gdzie $I(\pi + \delta'')$ jest prądem określonym z równ. (22) dla chwili $\vartheta = \pi + \delta''$.

Po zakończeniu komutacji mostka malejący coraz bardziej prąd twornika musi płynąć w obwodzie utworzonym przez źródło i zawory II i IV. Równanie różniczkowe dla tego obwodu jest następujące

$$-U_m \sin \vartheta = E + I''(\vartheta) R + \omega L \frac{dI''(\vartheta)}{d\vartheta} \tag{25}$$

(pominięto oporność $2R_{pp}$. Oznaczenie ($''$) dotyczy drugiej strefy przewodzenia impulsowego).

Przebiegi prądów i napięć w okresie komutacji mostka zilustrowano poglądowo na rys. 5. (Kształt krzywych kreskowanych nie jest wiernym odbiciem rzeczywistych przebiegów).

Przy pominięciu oporności przepustowej prostowników, zgodnie z założeniem 3°, przedział komutacji mostka zawęża się do zera [wzory (21) i (24)]. Do momentu $\vartheta = \pi$ przewodzą zawory I i III oraz prąd twornika jest określony równaniami (9) i (11). Od $\vartheta = \pi$ przewodzą prostowniki II i IV oraz prąd twornika jest określony równaniem (25), z warunkiem początkowym

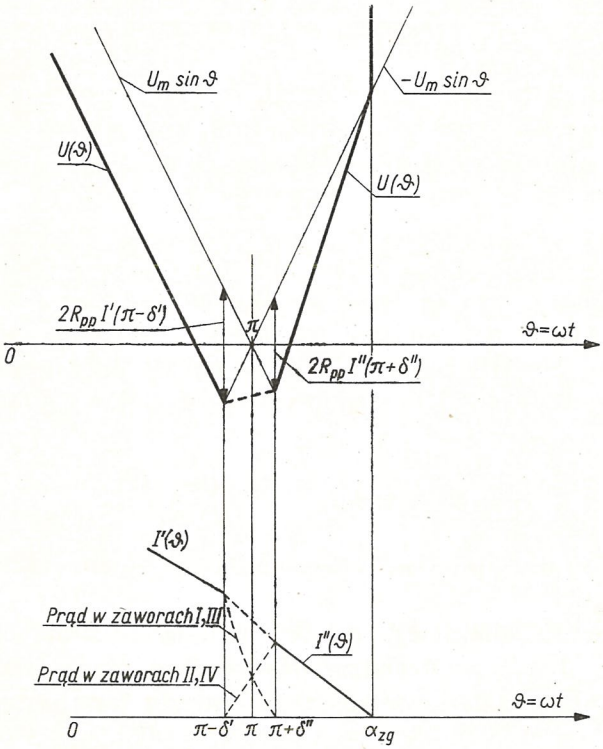
$$I''(\pi) = I'(\pi) \tag{26}$$

lub w jednostkach względnych

$$i''(\pi) = i'(\pi),$$

gdzie $i'(\pi)$ ze wzoru (11)

$$i'(\pi) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi \sin\varphi - \sin\alpha_1 - [\cos\varphi \sin(\alpha_1 - \varphi) - \sin\alpha_1]\, e^{-\frac{\pi-\alpha_1}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\}. \quad (27)$$



Rys. 5. Przebieg napięcia na tworniku $U(\vartheta)$, prądu twornika i zaworów w strefie komutacji (rysunek poglądowy)

Rozwiązaniem równania (25) jest wynik (Aneks)

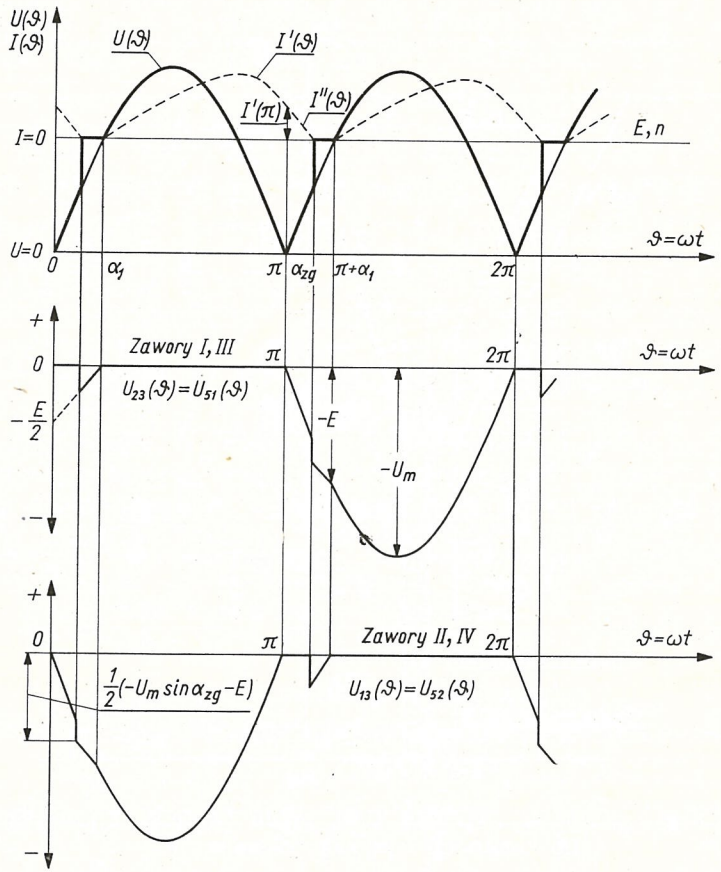
$$i''(\vartheta) = \frac{\pi}{2}\left\{-\cos\varphi \sin(\vartheta - \varphi) - \sin\alpha_1 + [\cos\varphi \sin\varphi + \sin\alpha_1]\, e^{-\frac{\vartheta-\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\} +$$

$$+ i'(\pi)\, e^{-\frac{\vartheta-\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}. \quad (28)$$

Kąt zgaszenia $\alpha_{zg} > \pi$ można wyznaczyć z równania (28) w podobny sposób jak dla pierwszej strefy przewodzenia impulsowego. Krzywe $\alpha_{zg}(\nu)$ dla drugiej strefy przewodzenia impulsowego, przy $\cos\varphi = \text{const}$, zamieszczono na rys. 7.

Przebiegi czasowe prądu i napięcia twornika dla pracy układu w drugiej strefie przewodzenia impulsowego pokazano na rys. 6. Podano tam również przebieg napięć na prostownikach.

Jak wynika z rys. 8, granicą drugiej strefy przewodzenia impulsowego i jednocześnie początkiem strefy przewodzenia ciągłego jest mo-



Rys. 6. Przebiegi czasowe prądu i napięcia twornika oraz napięć na zaworach prostowniczych w drugiej strefie przewodzenia impulsowego, $\pi < \alpha_{zg} < \pi + \alpha_1$

ment, w którym impulsy prądowe poszczególnych półokresów stykają się brzegami. Występuje to dla granicznych wartości kąta startu i zgaszenia impulsu związanych zależnością

$$(\alpha_{zg})_{gr} = \pi + \alpha_{1gr}. \tag{29}$$

Graniczną wartość kąta α_{1gr} i prędkości silnika $\nu_{gr} = \sin \alpha_{1gr}$ można wyznaczyć z równania (28) podstawiając przy

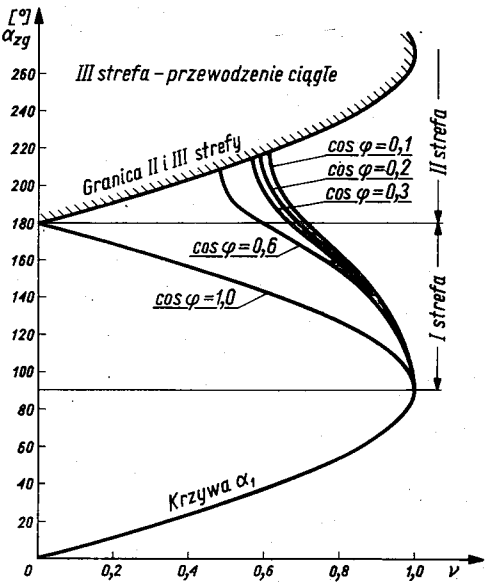
$$i''(\alpha_{zg})_{gr} = 0$$

wartość kąta

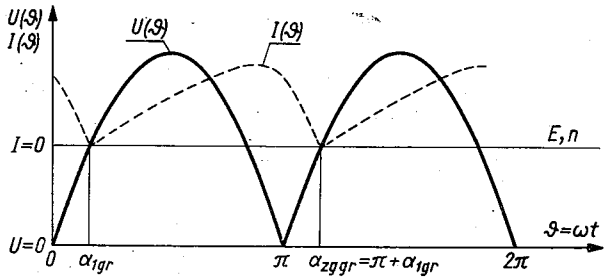
$$\vartheta = (\alpha_{zg})_{gr} = \pi + \alpha_{1gr}. \tag{30}$$

Po wykonaniu przekształceń otrzymuje się wynik:

$$e^{\frac{\alpha_{1gr}}{\operatorname{tg}\varphi}} [\sin \alpha_{1gr} - \cos\varphi \sin(\alpha_{1gr} - \varphi)] = \frac{\sin 2\varphi}{1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}}. \tag{31}$$



Rys. 7. Przebieg $\alpha_{zg}(\nu)$ dla różnych cos φ = const w obydwu strefach przewodzenia impulsowego



Rys. 8. Przebiegi czasowe prądu i napięcia na tworniku, na granicy przewodzenia ciągłego, $(\alpha_{zg})_{gr} = \pi + \alpha_{1gr}$

Prędkość graniczną ν_{gr}, od której zaczyna się strefa przewodzenia ciągłego, można odczytać na wykresie (rys. 7), dla różnych wartości cos φ obwodu twornika.

Wartość średnią prądu twornika w drugiej strefie przewodzenia impulsowego można wyznaczyć przez odpowiednie całkowanie równań (9) i (25). Mamy

$$\int_{\alpha_1}^{\pi}\left[RI'(\vartheta)+\omega L\frac{dI'(\vartheta)}{d\vartheta}\right]d\vartheta+\int_{\pi}^{\alpha_{zg}}\left[RI''(\vartheta)+\omega L\frac{dI''(\vartheta)}{d\vartheta}\right]d\vartheta=$$

$$=\int_{\alpha_1}^{\pi}(U_m\sin\vartheta-E)\,d\vartheta+\int_{\pi}^{\alpha_{zg}}(-U_m\sin\vartheta-E)\,d\vartheta, \tag{32}$$

stąd, po wykonaniu całkowania i zamianie na jednostki względne

$$i=\mu=\frac{1}{2}[2+\cos\alpha_1+\cos\alpha_{zg}-(\alpha_{zg}-\alpha_1)\sin\alpha_1]. \tag{33}$$

Równanie (33) wraz z zależnością $\nu=\sin\alpha_1$ oraz wykresem $\alpha_{zg}(\nu)$ podanym na rys. 7 pozwala na obliczenie przebiegu uniwersalnej charakterystyki mechanicznej $\nu(\mu)$ silnika w drugiej strefie przewodzenia impulsowego. Charakterystyki te podano na rys. 10. Równanie (33) można przedstawić w postaci analogicznej do (18). Mamy wtedy:

$$\mu=\frac{1}{2}[2-\nu(\sin\lambda+\lambda)+\sqrt{1-\nu^2}(1+\cos\lambda)]. \tag{34}$$

Warto zauważyć, że dla przypadku prostowania dwupołówkowego ($m=2$) graniczna rozpiętość impulsu prądu może wynieść (rys. 8)

$$\lambda_{gr}=\pi. \tag{35}$$

Przebiegi napięć na prostownikach można wyznaczyć uzupełniając rozpatrzone już przebiegi dla pierwszej strefy.

5. STREFA PRZEWODZENIA CIĄGŁEGO

Przy dalszym wzroście obciążenia i spadku prędkości punkt pracy silnika przechodzi w strefę przewodzenia ciągłego w obwodzie twornika. Prąd twornika jest większy od zera w dowolnej chwili okresu, przy czym zachodzi zależność

$$I(\alpha)=I(\pi+\alpha). \tag{36}$$

Prąd twornika jest określony równaniem różniczkowym

$$|U_m\sin\vartheta|=E+RI(\vartheta)+\omega L\frac{dI(\vartheta)}{d\vartheta}. \tag{37}$$

Ze względu na warunek (36) wystarczy rozpatrzyć przebieg prądu w przedziale

$$0\leqslant\vartheta\leqslant\pi.$$

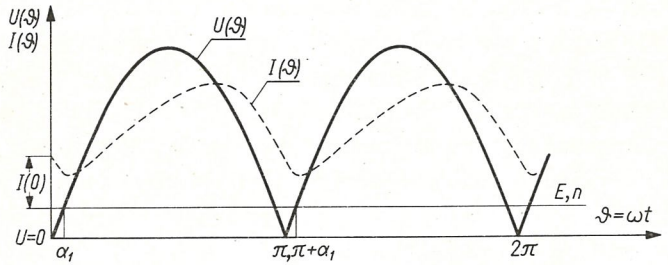
Rozwiązanie równania (37) podano w Aneksie.
Wynik w jednostkach względnych

$$i(\vartheta) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi \sin(\vartheta - \varphi) - \sin\alpha_1 + \frac{\sin^2\varphi}{1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}} e^{-\frac{\vartheta}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\}. \tag{38}$$

Należy zaznaczyć, że wzór (38) obowiązuje dla wartości ϑ zawartych od 0 do π.

Przebiegi prądów i napięć w strefie przewodzenia ciągłego podano na rys. 9.

Średnią wartość prądu i momentu silnika można znaleźć całkując równanie (37) w półokresie, przy czym wybór kąta, od którego zaczy-



Rys. 9. Przebiegi czasowe prądu i napięcia na tworniku w strefie przewodzenia ciągłego

na się całkowanie ze względu na warunek (36), jest dowolny. I tak np. można całkować w granicach od α_1 do $\pi + \alpha_1$. Wtedy

$$\int_{\alpha_1}^{\pi+\alpha_1} RI(\vartheta)\,d\vartheta + \int_{I(\alpha_1)}^{I(\pi+\alpha_1)} \omega L\,dI(\vartheta) = \int_{\alpha_1}^{\pi} (U_m \sin\vartheta - E)\,d\vartheta + \int_{\pi}^{\pi+\alpha_1} (-U_m \sin\vartheta - E)\,d\vartheta. \tag{39}$$

Ponieważ $I(\alpha_1) = I(\pi + \alpha_1)$, to druga całka z lewej strony równania (39) znika. Po wykonaniu całkowania otrzymuje się następujący wynik w jednostkach względnych:

$$i = \mu = 1 - \frac{\pi}{2}\nu \tag{40}$$

lub

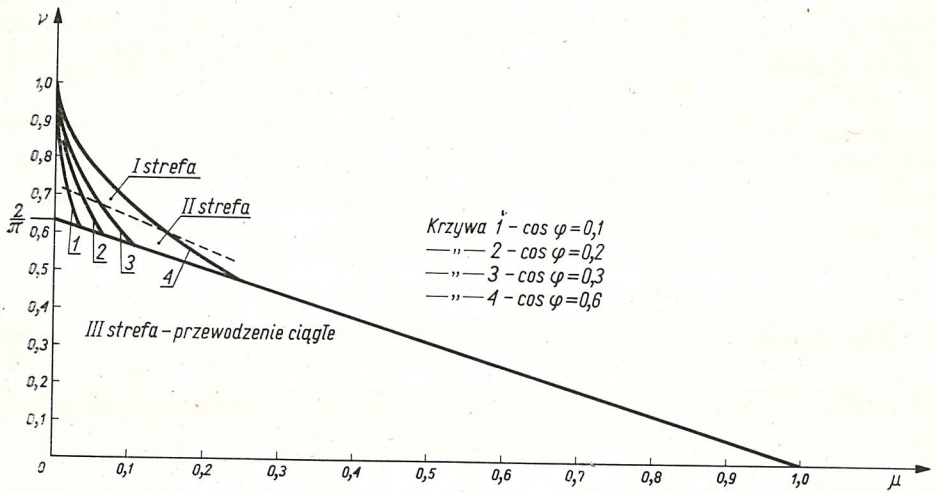
$$\nu = \frac{2}{\pi}(1 - \mu). \tag{41}$$

Ten sam wynik można uzyskać podstawiając do wzoru (34) $\lambda_{gr} = \pi$.

Jak widać, charakterystyka mechaniczna $\nu(\mu)$ w strefie przewodzenia ciągłego jest linią prostą. Moment silnika w tej strefie nie zależy od indukcyjności obwodu twornika L. W przypadku gdy średnia wartość napięcia zasilania jest równa napięciu znamionowemu silnika

$$\frac{2}{\pi} U_m = U_{zn}, \tag{42}$$

charakterystyka ta pokrywa się z charakterystyką naturalną silnika. (W praktyce, ze względu na oporność $2R_{pp}$, charakterystyka ta w stosunku do naturalnej jest bardziej miękka). Na rys. 10 przedstawiono wykres uniwersalnej charakterystyki mechanicznej układu $\nu(\mu)$ w całym zakresie zmian prędkości i momentu silnika, dla różnych wartości $\cos\varphi$ = const.



Rys. 10. Charakterystyki mechaniczne $\nu(\mu)$ dla różnych $\cos\varphi$ = const obwodu twornika (w jednostkach względnych)

Autor pragnie zaznaczyć, że w dostępnej mu literaturze omawiającej pracę półprzewodnikowego mostka prostowniczego na obciążenie różnego rodzaju [5], [6], [7], [8], [9] brak jest omówienia pracy jednofazowego mostka na obciążenie typu R, L, E, w szczególności na silnik obcowzbudny prądu stałego. Natomiast w pracach [1], [2], [3], poruszających to zagadnienie, powtarza się charakterystyczny błąd dotyczący drugiej strefy przewodzenia impulsowego. Sprawa ta zostanie omówiona szerzej.

Artykuł Ł. Ł. Rotkopa [1] opisuje pracę układu napędowego złożonego z zespołu prostowniczego złożonego z zaworów półprzewodnikowych i silnika obcowzbudnego. W artykule tym omówiono również krótko pracę układu jednofazowego wg rys. 1, podając wzór na śred-

nią wartość prądu twornika przy przewodzeniu impulsowym (z powołaniem się na pracę A. A. Bułgakowa [2]), bez rozróżnienia dwu stref przewodzenia impulsowego

$$i = \frac{m}{2\pi}\left[\varepsilon(\sin\lambda - \lambda) + \sqrt{1-\varepsilon^2}(1 - \cos\lambda)\right], \tag{43}$$

gdzie m — liczba faz prostownika; przy prostowaniu dwupołówkowym $m = 2$;

ε — względna prędkość silnika, oznaczona w niniejszym artykule przez ν;

λ — rozpiętość impulsu prądowego w radianach. Jako jednostkę prądu przyjął Bułgakow wartość maksymalną $I_m = \frac{U_m}{R}$.

Wzór (43) wyprowadzono w pracy [2] przy analizie jednopołówkowego układu tyratronowego zasilania silnika obcowzbudnego (rys. 11a). Omawiając przejście układu z rys. 11a do granicznych warunków pracy, przy całkowicie odblokowanych tyratronach, mylnie stwierdzono, że jest to sposób pracy identyczny z pracą prostownika z niesterowanymi zaworami. Z wywodów Bułgakowa [2, str. 105 i 130] wynika, że utożsamia on zawór niesterowany z takim, którego kąt zapłonu ma wartość graniczną

$$\alpha_z = \arcsin\nu.$$

Tego rodzaju ujęcie nie wprowadzałoby omyłek jedynie w przypadku prostownika jednopołówkowego ($m = 1$), gdyż istotnie wtedy napięcie między anodą i katodą zaworu staje się dodatnie począwszy od kąta

$$\alpha_1 = \alpha_z = \arcsin\nu$$

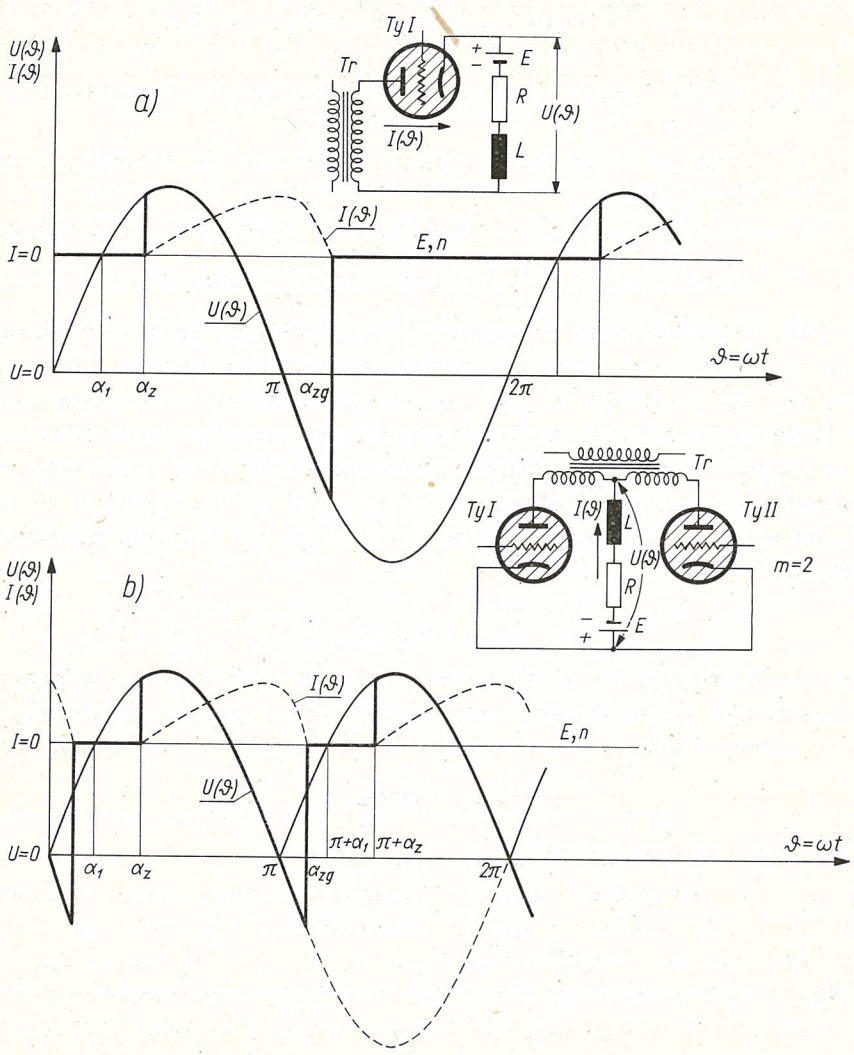
i zawór zaczyna przewodzić.

Jeżeli w przypadku układu dwupołówkowego (dla tyratronów układ T) każdy zawór w strefie przewodzenia impulsowego zaczyna przewodzić dopiero począwszy od kąta $\alpha_z = \alpha_1 = \arcsin\nu$ (rys. 12), oznacza to, że w okresie od $\vartheta = \pi$ do $\vartheta = \alpha_{zg}$ jeden z zaworów nie przewodzi mimo dodatniego napięcia między anodą i katodą, jest więc zaworem sterowanym.

Należy podkreślić, że w układach z zaworami tyratronowymi, dla których wyprowadzono wzory [2] istnieje tylko jedna strefa przewodzenia impulsowego (przy dowolnym m), w której obowiązują wzory słuszne dla pierwszej strefy przewodzenia impulsowego (11), (17) i (18). Pokazano to na rys. 11b przy $m = 2$ i $\alpha_{zg} > \pi$.

W przypadku zaworów półprzewodnikowych (krzemowe, germanowe itp.) i kąta zgaszenia $\alpha_{zg} > \pi$, drugi zawór (lub druga para zaworów) przejmuje obciążenie już przy kącie $\vartheta \approx \pi$ (również w przypadku ukła-

du T, do którego odnoszą się także bez zmian wyprowadzone uprzednio wzory na wartości chwilowe i średnie prądu twornika, przy uwzględnieniu założenia 4°).



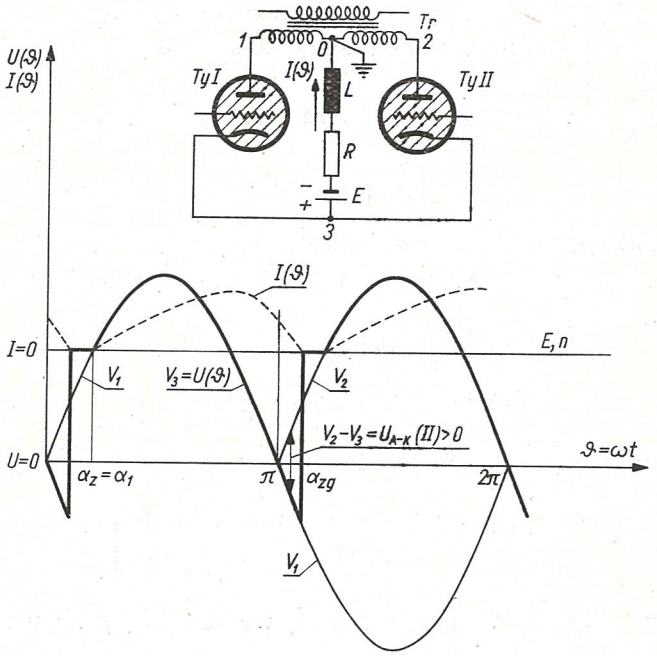
Rys. 11. Przebiegi prądu i napięcia twornika w strefie przewodzenia impulsowego dla tyratronowych układów zasilania twornika. Kąt zapłonu $\alpha_z > \alpha_1$
a) prostowanie jednopołówkowe $m = 1$, b) prostowanie dwupołówkowe $m = 2$

Zastosowanie wzorów Bułgakowa [1], [2] dla przypadku układów złożonych z niesterowanych zaworów półprzewodnikowych przy $m > 1$ nie powoduje błędów jedynie w pierwszej strefie przewodzenia impulsowego, gdy α_{zg} jest mniejszy od kąta, przy którym przecinają się sinu-

soidy napięć poszczególnych faz, czyli, gdy kąt zgaszenia pierwszej anody

$$\alpha_{zg} \leqslant \frac{\pi}{m}\left(1+\frac{m}{2}\right).$$

Z podanych w wykazie literatury prac, w książce [3] pominięto drugą strefę przewodzenia impulsowego przy omówieniu pracy układu T



Rys. 12. Przebiegi prądu i napięcia twornika w strefie przewodzenia impulsowego. Kąt zapłonu tyratronów $\alpha_z = \alpha_1 = \arcsin \nu$

z zastosowaniem gazotronów, przy obciążeniu typu *R*, *L*, *E*. Natomiast w artykule [11] podano błędnie wykresy napięcia na tworniku dla przypadku $(\alpha_{zg})_{gr} = \pi + \alpha_{1gr}$ zamiast przebiegów pokazanych na rys. 8.

6. SZTYWNOŚĆ CHARAKTERYSTYKI MECHANICZNEJ

Sztywność charakterystyki mechanicznej $\nu(\mu)$ zostaje określona jako nachylenie stycznej do krzywej $\nu(\mu)$ w danym punkcie krzywej, czyli

$$\sigma = \frac{d\nu}{d\mu}. \tag{44}$$

Zdefiniowaną w ten sposób sztywność charakterystyki mechanicznej można wyznaczyć dla każdej z omówionych stref przewodzenia wykorzystując odpowiednią zależność $\nu(\mu)$ obowiązującą w danej strefie.

Dla pierwszej i drugiej strefy przewodzenia impulsowego sztywność charakterystyki mechanicznej jest określona wzorem (Aneks)

$$\frac{d\nu}{d\mu} = \frac{2}{\operatorname{tg}\varphi\left[1 - e^{-\frac{\lambda}{\operatorname{tg}\varphi}}\right] - \lambda}. \tag{45}$$

Ponieważ mianownik (45) nie staje się zerem dla żadnej wartości $\lambda > 0$, wynika stąd bezpośredni wniosek, że charakterystyka mechaniczna $\nu(\mu)$ nie posiada w punkcie odpowiadającym $\alpha_{zg} = \pi$ załamania, lecz przechodzi płynnie z pierwszej do drugiej strefy przewodzenia impulsowego.

Jak można dowieść, przy idealnym biegu jałowym

$$\left(\frac{d\nu}{d\mu}\right)_{\mu=0} = -\infty. \tag{46}$$

Ze wzoru (45) można również obliczyć sztywność charakterystyki mechanicznej na granicy przewodzenia impulsowego i ciągłego, przyjmując $\lambda_{gr} = \pi$. Mamy

$$\left(\frac{d\nu}{d\mu}\right)_{\lambda_{gr}=\pi} = \frac{2}{\operatorname{tg}\varphi\left[1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}\right] - \pi}. \tag{47}$$

Wzór (47) można przedstawić w postaci

$$\left(\frac{d\nu}{d\mu}\right)_{\lambda_{gr}=\pi} = \frac{-2}{\operatorname{tg}\varphi\left[e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}} + \frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi} - 1\right]}. \tag{48}$$

Można łatwo dowieść, że dla dowolnej wartości $\operatorname{tg}\varphi > 0$ zachodzi nierówność

$$0 < \operatorname{tg}\varphi\left[e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}} + \frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi} - 1\right] < \pi. \tag{49}$$

A zatem

$$\left(\frac{d\nu}{d\mu}\right)_{\lambda_{gr}=\pi} < -\frac{2}{\pi}. \tag{50}$$

W strefie przewodzenia ciągłego sztywność charakterystyki mechanicznej jest stała i niezależnie od wartości cos φ obwodu wynosi

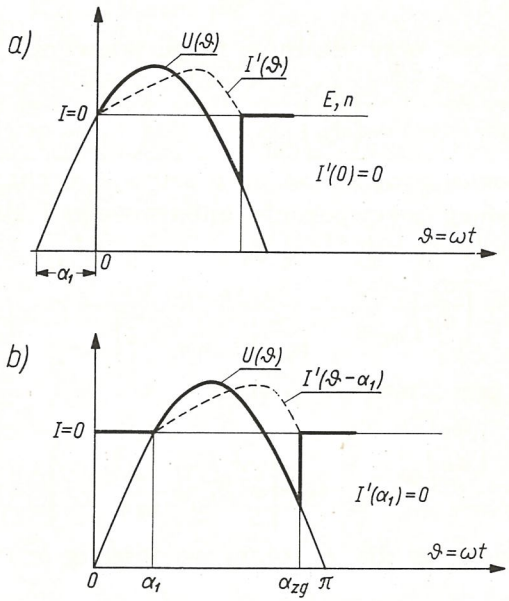
$$\frac{d\nu}{d\mu} = -\frac{2}{\pi}. \tag{51}$$

Z porównania wzorów (50) i (51) wynika, że charakterystyka mechaniczna $\nu(\mu)$ wykazuje przy przejściu w strefę przewodzenia ciągłego załamanie, przy czym sztywność jej wzrasta skokiem do wartości $-\frac{2}{\pi}$. Widać to wyraźnie na rys. 10.

ANEKS

1. ROZWIĄZANIE RÓWNANIA (9)

Rozwiązanie równania (9) przy pomocy rachunku operatorowego można uzyskać rozpatrując przebieg impulsu prądowego $I'(\vartheta)$, który zaczyna się w chwili $\vartheta = 0$ (rys. 13a), a następnie przebieg identycznego impulsu opóźnionego w czasie o kąt $\vartheta = \alpha_1 = \arcsin E/U_m$ (rys. 13b).



Rys. 13. Impuls prądu twornika:
a) zaczynający się w chwili $\vartheta = 0$, b) opóźniony w czasie o kąt $\vartheta = \alpha_1$

Dla przebiegu pokazanego na rys. 13a mamy:

$$U_m \sin(\vartheta + \alpha_1) = E + RI'(\vartheta) + \omega L \frac{dI'(\vartheta)}{d\vartheta} \tag{52}$$

z warunkiem początkowym

$$I'(0) = 0. \tag{53}$$

Po wykonaniu przekształcenia Laplace'a otrzymuje się wyrażenie na transformatę prądu:

$$I'(s) = \frac{U_m}{\omega L} \cdot \frac{1}{(s+k)} \cdot \frac{s \cdot \sin\alpha_1 + \cos\alpha_1}{s^2+1} - \frac{E}{\omega L} \cdot \frac{1}{s(s+k)}, \tag{54}$$

gdzie

$$k = \frac{1}{\operatorname{tg}\varphi} = \frac{R}{\omega L}. \tag{55}$$

Po rozłożeniu na ułamki proste:

$$I'(s) = \frac{U_m \sin\alpha_1}{-\omega L(1+k^2)}\left[-\frac{k}{s+k}+\frac{ks}{s^2+1}+\frac{1}{s^2+1}\right]+$$

$$+\frac{U_m\cos\alpha_1}{\omega L(1+k^2)}\left[\frac{1}{s+k}-\frac{s}{s^2+1}+\frac{k}{s^2+1}\right]-\frac{E}{\omega Lk}\left(\frac{1}{s}-\frac{1}{s+k}\right). \quad (56)$$

Wykorzystując zależności

$$\cos\varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2+(\omega L)^2}}; \qquad \sin\varphi = \frac{\omega L}{\sqrt{R^2+(\omega L)^2}}$$

oraz twierdzenie o przesunięciu

$$L[I'(\vartheta-\alpha_1)] = e^{-s\alpha_1}\cdot L[I'(\vartheta)],$$

po wykonaniu odwrotnego przekształcenia Laplace'a (wg tablic) i uporządkowaniu wyników, otrzymuje się:

$$I'(\vartheta-\alpha_1) = \frac{U_m}{R}\left\{\cos\varphi\sin(\vartheta-\varphi)-\frac{E}{U_m}+\right.$$

$$\left.-\left[\cos\varphi\sin(\alpha_1-\varphi)-\frac{E}{U_m}\right]e^{-\frac{\vartheta-\alpha_1}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\}. \quad (57)$$

Dzieląc obydwie strony równania (57) przez przyjętą jednostkę prądu

$$I_{zw} = \frac{2}{\pi}\frac{U_m}{R}$$

otrzymuje się wynik w jednostkach względnych

$$i'(\vartheta-\alpha_1) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi\sin(\vartheta-\varphi)-\sin\alpha_1+\right.$$

$$\left.-[\cos\varphi\sin(\alpha_1-\varphi)-\sin\alpha_1]\,e^{-\frac{\vartheta-\alpha_1}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\}. \quad (58)$$

W artykule zamiast oznaczenia $i'(\vartheta-\alpha_1)$ stosowano oznaczenie $i'(\vartheta)$, przyjmując jako moment początkowy $\vartheta = 0$, początek dodatniej półfali napięcia zasilania zarówno dla przebiegu napięciowego, jak i prądowego. Oznaczenie $i'(\vartheta)$ nie wprowadza nieporozumień, jeśli pamiętać o warunku, że prąd twornika może płynąć jedynie w kierunku dodatnim, tzn. zawsze

$$i'(\vartheta) \geqslant 0.$$

Kąt zgaszenia α_{zg} można uzyskać z równania (12). Przekształcając je nieco otrzymuje się:

$$[\cos\varphi\sin(\alpha_{zg}-\varphi)-\sin\alpha_1]\,e^{\frac{\alpha_{zg}}{\operatorname{tg}\varphi}} = [\cos\varphi\sin(\alpha_1-\varphi)-\sin\alpha_1]\,e^{\frac{\alpha_1}{\operatorname{tg}\varphi}}. \quad (59)$$

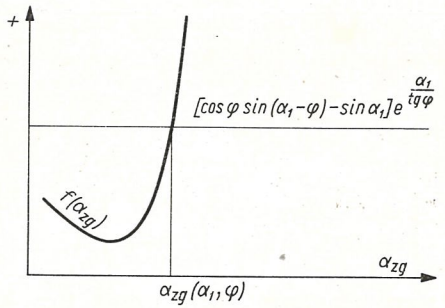
Prawa strona równania (59) jest przy obranych wartościach kątów α_1 i φ liczbą stałą, lewa strona zaś jest funkcją kąta zgaszenia α_{zg}. A zatem kąt α_{zg} spełniający (59) można uzyskać na wykresie (rys. 14) z przecięcia się prostej

$$[\cos\varphi \sin(\alpha_1 - \varphi) - \sin\alpha_1] e^{\frac{\alpha_1}{\operatorname{tg}\varphi}} = \text{const}$$

z krzywą

$$[\cos\varphi \sin(\alpha_{zg} - \varphi) - \sin\alpha_1] e^{\frac{\alpha_{zg}}{\operatorname{tg}\varphi}} = f(\alpha_{zg}).$$

Dokładność wyznaczenia α_{zg} jest tu określona dokładnością, z jaką tablice [10] podają wartości funkcji wykładniczej i trygonometrycznych.



Rys. 14. Sposób wyznaczania kąta zgaszenia α_{zg}

2. ROZWIĄZANIE RÓWNANIA (25)

Podobnie jak poprzednio, rozwiązanie (25) przy pomocy rachunku operatorowego można uzyskać rozpatrując przebieg prądu pokazany na rys. 15a, a następnie ten sam przebieg prądu opóźniony w czasie o kąt π (rys. 15b).

Dla przebiegu z rys. 15a mamy

$$U_m \sin\vartheta = RI''(\vartheta) + \omega L \frac{dI''(\vartheta)}{d\vartheta} + E \tag{60}$$

z warunkiem początkowym

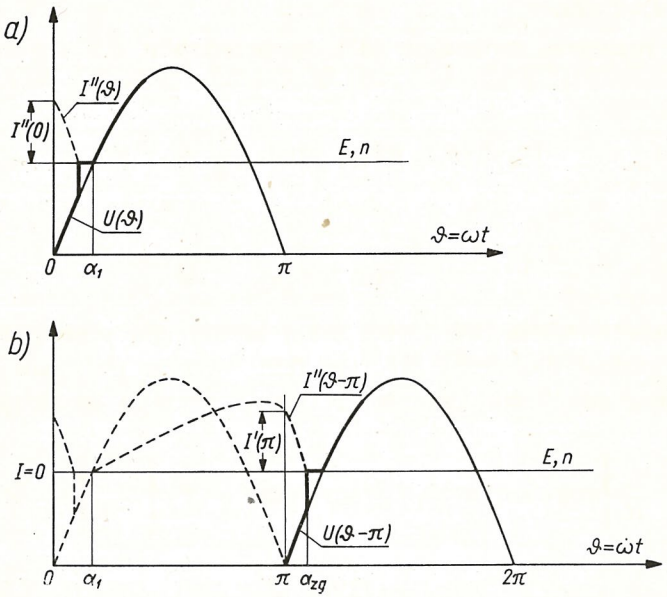
$$I''(0) = I'(\pi).$$

Po wykonaniu przekształcenia Laplace'a nad równaniem (60) otrzymuje się wyrażenie na transformatę prądu

$$I''(s) = \frac{U_m}{\omega L} \frac{1}{(s+k)(s^2+1)} - \frac{E}{\omega L} \cdot \frac{1}{s(s+k)} + \frac{I''(0)}{s+k}. \tag{61}$$

Po rozłożeniu na ułamki proste:

$$I''(s) = \frac{U_m}{\omega L (1+k^2)}\left[\frac{1}{s+k} - \frac{s}{s^2+1} + \frac{k}{s^2+1}\right] + \\ - \frac{E}{\omega L \cdot k}\left[\frac{1}{s} - \frac{1}{s+k}\right] + \frac{I''(0)}{s+k}. \tag{62}$$



Rys. 15. Rysunek pomocniczy do rozwiązania równania (25)

Wykorzystując (jak poprzednio) zależności na sin φ i cos φ oraz twierdzenie o przesunięciu otrzymamy po wykonaniu przekształcenia odwrotnego

$$I''(\vartheta - \pi) = \frac{U_m}{R}\left[\sin\varphi\cos\varphi\, e^{-\frac{\vartheta-\pi}{\operatorname{tg}\varphi}} - \sin\varphi\cos\varphi\cdot\cos(\vartheta-\pi) + \right. \\ \left. + \cos^2\varphi\sin(\vartheta-\pi)\right] - \frac{E}{R}\left[1 - e^{-\frac{\vartheta-\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}\right] + I'(\pi)\, e^{-\frac{\vartheta-\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}. \tag{63}$$

Po uporządkowaniu i odniesieniu do prądu I_{zw}

$$i''(\vartheta - \pi) = \frac{\pi}{2}\left\{-\cos\varphi\sin(\vartheta-\varphi) - \sin\alpha_1 + \right. \\ \left. + [\sin\varphi\cos\varphi + \sin\alpha_1]\, e^{-\frac{\vartheta-\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\} + i'(\pi)\, e^{-\frac{\vartheta-\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}. \tag{64}$$

W artykule używano zamiast $i''(\vartheta - \pi)$ oznaczenia $i''(\vartheta)$. Wartość $i'(\pi)$ określono wzorem (27).

3. ROZWIĄZANIE RÓWNANIA (37)

Ze względu na warunek stanu ustalonego (36), który można również zapisać nieco inaczej:

$$I(\alpha) = I(n\pi + \alpha), \tag{65}$$

gdzie $n = 1, 2, 3...$
wystarczy rozważać równanie (37) w przedziale $0 \leqslant \vartheta \leqslant \pi$.
Wtedy

$$U_m \sin\vartheta = RI(\vartheta) + \omega L \frac{dI(\vartheta)}{d\vartheta} + E \tag{66}$$

oraz

$$I(0) = I(\pi). \tag{67}$$

Ponieważ równania (66) i (60) mają identyczną postać, transformata prądu $I(s)$ będzie określona wzorem (62). W tym przypadku można od razu wykonać przekształcenie odwrotne. W wyniku uzyskuje się:

$$I(\vartheta) = \frac{U_m}{R}\left[\cos\varphi \sin(\vartheta - \varphi) + \sin\varphi \cos\varphi\, e^{-\frac{\vartheta}{\operatorname{tg}\varphi}}\right] - \frac{E}{R}\left[1 - e^{-\frac{\vartheta}{\operatorname{tg}\varphi}}\right] + I(0)\, e^{-\frac{\vartheta}{\operatorname{tg}\varphi}} \tag{68}$$

lub w jednostkach względnych

$$i(\vartheta) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi \sin(\vartheta - \varphi) + \sin\varphi \cos\varphi\, e^{-\frac{\vartheta}{\operatorname{tg}\varphi}} - \sin\alpha_1\left(1 - e^{-\frac{\vartheta}{\operatorname{tg}\varphi}}\right)\right\} + i(0)\, e^{-\frac{\vartheta}{\operatorname{tg}\varphi}}. \tag{69}$$

Ale

$$i(0) = i(\pi) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi \sin\varphi + \cos\varphi \sin\varphi\, e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}} - \sin\alpha_1\left(1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}\right)\right\} + i(0)\, e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}, \tag{70}$$

stąd

$$i(0) = \frac{\pi}{2}\left\{\sin\varphi \cos\varphi \frac{1 + e^{\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}}{1 - e^{\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}} - \sin\alpha_1\right\}. \tag{71}$$

Po podstawieniu (71) do (69) i uporządkowaniu

$$i(\vartheta) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi \sin(\vartheta - \varphi) - \sin\alpha_1 + \frac{\sin 2\varphi}{1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}} e^{-\frac{\vartheta}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\} \tag{72}$$

Wzór (72) służy do wyznaczania przebiegu prądu $i(\vartheta)$ **wyłącznie** w przedziale $0 \leqslant \vartheta \leqslant \pi$.

Przebieg prądu w następnych półokresach jest identyczny i można go wyznaczyć na podstawie (65).

4. SZTYWNOŚĆ CHARAKTERYSTYKI MECHANICZNEJ $\nu(\mu)$

Pochodną (44) można przedstawić w następującej postaci:

$$\sigma = \frac{d\nu}{d\mu} = \frac{d\nu}{d\alpha_1} \cdot \frac{d\alpha_1}{d\mu}. \tag{73}$$

Dla pierwszej strefy przewodzenia impulsowego, różniczkując (17) względem α_1 otrzymuje się:

$$\frac{d\mu}{d\alpha_1} = -\frac{1}{2}\left[\frac{d\alpha_{zg}}{d\alpha_1}(\sin\alpha_1 - \sin\alpha_{zg}) + (\alpha_{zg} - \alpha_1)\cos\alpha_1\right]. \tag{74}$$

Dla drugiej strefy z (33) mamy

$$\frac{d\mu}{d\alpha_1} = -\frac{1}{2}\left[\frac{d\alpha_{zg}}{d\alpha_1}(\sin\alpha_1 + \sin\alpha_{zg}) + (\alpha_{zg} - \alpha_1)\cos\alpha_1\right]. \tag{75}$$

Dla obydwu stref

$$\frac{d\nu}{d\alpha_1} = \cos\alpha_1. \tag{76}$$

Jak wynika ze wzorów (12) i (28), zależność $\alpha_{zg}(\alpha_1)$ jest funkcją uwikłaną (przestępną). Pochodną funkcji $\alpha_{zg}(\alpha_1)$ można znaleźć korzystając z metody różniczkowania funkcji uwikłanej. Wtedy

$$\frac{d\alpha_{zg}}{d\alpha_1} = -\frac{\dfrac{\partial F}{\partial \alpha_1}}{\dfrac{\partial F}{\partial \alpha_{zg}}}, \tag{77}$$

gdzie

$$F(\alpha_{zg}, \alpha_1) = 0.$$

Po wykonaniu różniczkowania otrzymuje się:

dla pierwszej strefy

$$\frac{d\alpha_{zg}}{d\alpha_1} = -\frac{\operatorname{tg}\varphi\left(1 - e^{-\frac{\lambda}{\operatorname{tg}\varphi}}\right)}{\sin\alpha_1 - \sin\alpha_{zg}} \cdot \cos\alpha_1, \tag{78}$$

dla drugiej strefy

$$\frac{d\alpha_{zg}}{d\alpha_1} = -\frac{\operatorname{tg}\varphi\left(1 - e^{-\frac{\lambda}{\operatorname{tg}\varphi}}\right)}{\sin\alpha_1 + \sin\alpha_{zg}} \cdot \cos\alpha_1. \tag{79}$$

Po podstawieniu (74), (76) i (78) do (73), a następnie (75), (76) i (79) do (73) otrzymuje się dla obu stref przewodzenia impulsowego ten sam wynik

$$\frac{d\nu}{d\mu} = \frac{2}{\operatorname{tg}\varphi\left[1 - e^{-\frac{\lambda}{\operatorname{tg}\varphi}}\right] - \lambda}. \tag{80}$$

Politechnika Łódzka
Katedra Napędu Elektrycznego

WYKAZ LITERATURY

1. Rotkop Ł. Ł.: Charaktieristiki elektopriwoda po sistiemie nieuprawlajemyj wypriamitiel-dwigatiel. — Wiestnik elektropromyszlennosti, Nr 3/1962, str. 40—45.
2. Bułgakow A. A.: Elektronnyje ustrojstwa awtomaticzeskogo uprawlenija, Goseniergoizdat, Moskwa 1958.
3. Konopiński T.: Radiotechniczne urządzenia zasilające małej i średniej mocy. PWT, Warszawa 1957.
4. Czajkowski A.: Charakterystyki mechaniczne silnika obcowzbudnego prądu stałego zasilanego ze wzmacniacza magnetycznego. — Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej „Elektryka" Nr 10/1962.
5. Komar W. G.: Rabota połuprowodnikowych wypriamitielej w cepiach uprawlenija — Tieoria i rasczot. Goseniergoizdat, Moskwa 1952.
6. Aksenow W. N.: Wypriamitieli i transformatornyje podstancii. Swiazizdat, Moskwa 1961.
7. Mierdel G., Kroczek J.: Selengleichrichter. VEB Verlag Technik, Berlin 1959.
8. Andrejew W. P., Sabinin J. A.: Osnowy elektropriwoda. Goseniergoizdat, Moskwa 1956.
9. Lenart B., Sieradzan R.: Prostowanie i stabilizacja prądów i napięć. Wydawnictwa MON, Warszawa 1960.
10. Milne-Thomson L. M., Comrie L. J.: Standard Four-Figure Mathematical Tables. Macmillan, London 1948.
11. Kusko A., Nelson J. G.: Magnetic Amplifier Control of D.C. Motors. — AIEE Transactions, vol. 74, part I, 1955, str. 326—333.

A. CZAJKOWSKI

SPEED-TORQUE CHARACTERISTICS AND ARMATURE CURRENT AND VOLTAGE TIME-CHARACTERISTICS OF D-C MOTOR DRIVEN BY BRIDGE-TYPE METALLIC RECTIFIER

Summary

The paper deals with the theory of a separately excited D-C motor drive, supplied by a single-phase bridge-type metallic rectifier. The analysis of armature current and voltage time-characteristics with assumed supplying networks zero impedance, is given.

Normalized speed-torque characteristics and theirs slope for any values of impedance angle of the armature circuit ($\cos\varphi$) are considered. A mistake which occured in published papers [1, 2, 11] in the treatment of discontinuous conduction region in armature circuit is discussed.

The presented analysis can be useluf in the consideration of the magnetic amplifier operation (bridge-amplistat type), with D-C motor load.

A. CZAJKOWSKI

LES COURBES CARACTÉRISTIQUES COUPLE-VITESSE ET LES VARIATIONS DANS LE TEMPS DE LA TENSION ET DU COURANT D'INDUIT D'UN MOTEUR À COURANT CONTINU À EXCITATION SEPARÉE ALIMENTÉ DE REDRESSEURS SECS MONTÉS EN PONT

Résumé

L'étude traite d'analyse de variations dans le temps de la tension et du courant d'induit d'un moteur à courant continu à excitation separée, fourni d'un pont monophasé de redresseurs secs. Dans ces considérations on à négligé l'impedance de la source de courant alternatif alimentant le pont.

On a examiné la caractéristique universelle couple-vitesse du moteur et la rigidité de cette caractéristique, établie pour les diverses valeurs du facteur de puissance ($\cos\varphi$) du circuit d'induit. On a aussi discuté d'une erreur q'on trouve dans quelques articles publiés par divers auteurs, concernant l'analyse théorique de comportement du système en régime de conductibilité impulsive.

On peut utiliser des résultats obtenus dans l'étude présente pour les considérations concernant l'analyse de comportement d'un moteur à courant continu, alimenté d'un amplificateur magnétique à auto-saturation.

A. CZAJKOWSKI

DREHZAL-DREHMOMENT KENNLINIEN UND ZEITLICHE VERLÄUFE DES ANKERSTROMES UND DER ANKERSPANNUNG DES DURCH HALBLEITER-GLEICHRICHTER ANKERGESPEISTEN, FREMDERREGTEN GLEICHSTROMMOTORS

Zusammenfassung

In vorliegender Arbeit werden die zeitlichen Verläufe des Ankerstromes und der Ankerspannung des fremderregten Gleichstrommotors, welcher durch den in

Brückenschaltung, einphasigen Halbleiter-Gleichrichter ankergespeist wird, behandelt. Hierbei wird die Impedanz des speisenden Wechselstromnetzes vernachlässigt. Weiterhin werden die universalen Drehzahl-Drehmoment-Kennlinien des Motors betrachtet und die Beziehungen zwischen der Steilheit dieser Kennlinie und dem Leistungsfaktor ($\cos\varphi$) des Ankerkreises angegeben.

Endlich wird ein in den Aufsätzen sich wiederholender Fehler [1], [2], [11], der bei der Analyse dieser Vorgänge im Bereich der diskontinuierlichen Ankerstromführung vorkommt, besprochen. Das in diesem Aufsatz dargestellte Verfahren kann bei analytischer Behandlung der Arbeitsweise der einphasigen, spannungsteuernden Magnetverstärker, bei ankergespeisten Gleichstrommotoren Anwendung finden.

А. ЧАЙКОВСКИ

МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И КРИВЫЕ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ ЯКОРЯ ДВИГАТЕЛЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА С НЕЗАВИСИМЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ, ПИТАЕМОГО ОТ ОДНОФАЗНОГО ВЫПРЯМИТЕЛЬНОГО МОСТА

Резюме

В статье приведен подробный анализ кривых тока и напряжения якоря двигателя постоянного тока с независимым возбуждением, питаемого от однофазного мостового полупроводникового выпрямителя. Принято, что импеданс питающей сети переменного тока равен нулю. Выведены уравнения механической характеристики двигателя в относительных единицах, а также её жесткости при произвольном значении индуктивности в цепи якоря.

В дальнейшем рассмотрено ошибку касающуюся анализа работы схемы в режиме импульсного тока, встречаемую в некоторых статьях [1], [2], [11].

Приведенный анализ может быть использован при анализе работы двигателя постоянного тока питаемого от магнитного усилителя,

621.313.236.3

ANDRZEJ CZAJKOWSKI

O niektórych zagadnieniach pracy wzmacniacza magnetycznego zasilającego obcowzbudny silnik prądu stałego

Artykuł zawiera analizę przebiegów czasowych prądu i napięcia twornika obcowzbudnego silnika prądu stałego, zasilanego ze wzmacniacza magnetycznego (amplistatu), w całym zakresie zmian obciążenia, prędkości i prądu sterującego.

W szczególności rozpatrzono zakres przewodzenia impulsowego w obwodzie twornika omawiając błędy zawarte w analizie tego zakresu w opublikowanych dotychczas pracach [5], [6], [7], [8]. Podano tablicę krytycznych wartości kąta zapłonu α_{zkr}, rozdzielających określone sposoby pracy układu, w drugiej strefie przewodzenia impulsowego.

Podano również zależności określające charakterystykę mechaniczną układu $\nu(\mu)$ w poszczególnych strefach przewodzenia

1. WSTĘP

Sposób pracy wzmacniacza magnetycznego z wewnętrznym sprzężeniem zwrotnym (zwanego dalej w skrócie WM) w znacznym stopniu zależy od charakteru jego obciążenia. Wpływ obciążenia typu R, L; R, C; R, L, C i (w mniejszym stopniu) R, E na pracę WM został dość szczegółowo omówiony w podstawowej literaturze przedmiotu, [1], [2], [3] i inne.

Wydaje się natomiast, że w praktycznie dość ważnym przypadku zasilania obcowzbudnego silnika prądu stałego z WM, (obciążenie typu R, L, E — rys. 1), prace dotychczas opublikowane nie ujmują zagadnienia w całości [5], [6], [7], [8] lub nawet zawierają istotne błędy [8].

Z punktu widzenia potrzeb praktyki w pierwszym rzędzie jest uzasadniona analiza omawianego układu napędowego przy założeniu stałej wartości prądu sterującego. Dotyczy to w szczególności przebiegów czasowych prądu i napięcia twornika oraz prądu w uzwojeniu sterującym WM, a następnie kształtu charakterystyk mechanicznych $n = f(M)$ układu.

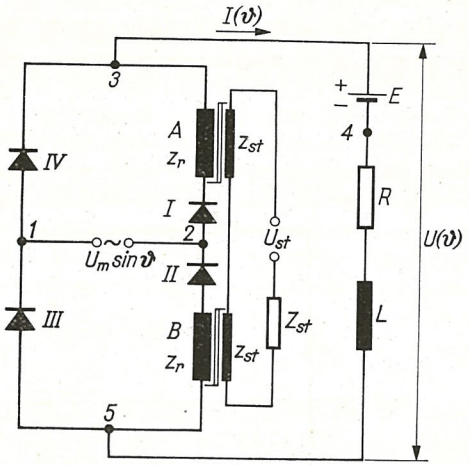
Wynika to z faktu, że w realnym układzie otwartym (sterowania) nastawiona średnia wartość prądu sterującego WM pozostaje stała, niezależnie od obciążenia silnika, tzn. począwszy od biegu jałowego, po-

przez obciążenie znamionowe, i dalej — w krańcowym przypadku — aż do zahamowania wirnika.

Analizę pracy WM zasilającego odbiornik typu R, L, E dogodnie jest podzielić na dwa następujące zagadnienia:

1° ustalenie zależności między kątem zapłonu α_z dławików WM a średnią wartością prądu sterującego I_{st} dla stanów ustalonych, w całym zakresie zmian *SEM*-ej E.

2° ustalenie zależności między prądem obciążenia I (prądem twornika silnika) a kątem zapłonu α_z oraz *SEM*-ą E, w postaci $I(E, \alpha_z)$, przedstawiającej w innej skali charakterystykę mechaniczną silnika.



Rys. 1. Schemat ideowy amplistatu pracującego na obciążenie typu R, L, E

Artykuł niniejszy omawia w zasadzie zagadnienie pktu 2°. W artykule rozpatrzono stany ustalone w układzie napędowym pokazanym na rys. 1, o mocy od kilkudziesięciu watów do kilku kW, w którym WM został wykonany ze specjalnych materiałów magnetycznie miękkich o prostokątnej pętli histerezy, zapewniającej występowanie tzw. kąta zapłonu (nasycenia) dławików.

Jeśli chodzi o zagadnienie 1°, to wiadomo, że zależność $\alpha_z(I_{st})$ jest skomplikowana i zależy od wielu czynników, przede wszystkim od kształtu (szerokość, nachylenie odcinków pionowych i poziomych) statycznej i dynamicznej pętli histerezy, głównej i cząstkowych. Dalej zależy ona od stopnia tłumienia harmonicznych prądu w uzwojeniu sterującym oraz od charakterystyk prostowników. Z tego względu można ją określić teoretycznie, i to w sposób przybliżony, jedynie dla wyidealizowanych przypadków, np. przy swobodnym przepływie harmonicznych [1] lub przy wymuszonym przepływie prądu sterującego [4].

W przypadku pracy WM na obciążenie typu R, L, E, zależność $\alpha_z(I_{st})$ w pewnym zakresie pracy zamienia się na zależność $\alpha_z(I_{st}, E)$, co wprowadza dodatkowe komplikacje.

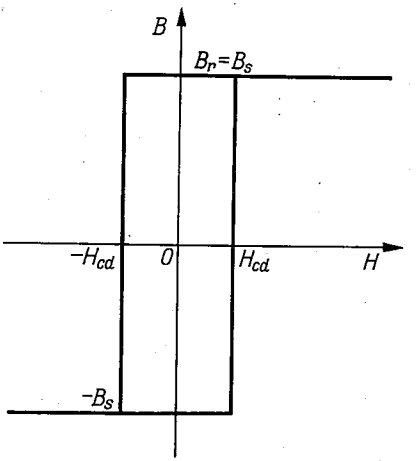
2. ZAŁOŻENIA UPRASZCZAJĄCE

Dalsze rozważania opierają się na następujących założeniach upraszczających:

a) Przyjęto, że w stanie ustalonym prędkość obrotowa silnika n i jego *SEM*-a E, są stałe.

b) Przyjęto, że strumień silnika jest stały i równy znamionowemu $\Phi_s = \Phi_{szn} = \text{const}$ (tzn. pominięto oddziaływanie twornika).

c) Przyjęto, że oporność zaworów półprzewodnikowych w kierunku zaporowym jest nieskończenie wielka $R_{pz} = \infty$, w kierunku przewodzenia równa zeru $R_{pp} = 0$. Jak wykazuje praktyka, uproszczenie to jest dopuszczalne w przypadku zastosowania prostowników krzemowych lub germanowych.



Rys. 2. Dynamiczna pętla histerezy materiału rdzeni WM zdjęta przy sinusoidalnym napięciu i 50 Hz

d) Przyjęto, że materiał magnetyczny rdzeni WM ma charakterystykę magnesowania w postaci prostokątnej pętli histerezy (rys. 2), zdjętej przy zasilaniu jednego z uzwojeń WM sinusoidalnym napięciem o częstotliwości 50 Hz. Nie czyni się ograniczeń co do przebiegu cząstkowych pętli histerezy jak i stopnia tłumienia harmonicznych prądu w uzwojeniu sterującym WM.

e) Pominięto indukcyjne oporności rozproszenia uzwojeń WM.

f) Pominięto udział tzw. prądu magnesującego WM płynącego przez obciążenie w tworzeniu średniej wartości prądu obciążenia I, biorąc pod uwagę, że prąd rzeczywistego biegu jałowego małych silników jest rzędu $(1/3 \div 1/7)\ I_{zn}$, zaś prąd magnesujący WM jest rzędu od ułamka do kilku procentów I_{zn}. (I_{zn} — znamionowy prąd silnika).

3. BIEG JAŁOWY UKŁADU

Idealny bieg jałowy układu, w ścisłym znaczeniu tego terminu, odpowiada warunkowi $I = 0$, co dla omawianego układu ma miejsce jedynie przy *SEM*-ej $E = U_m$ i prędkości

$$n_{0\,mx} = \frac{U_m}{c_E \Phi_s}, \tag{1}$$

gdzie:

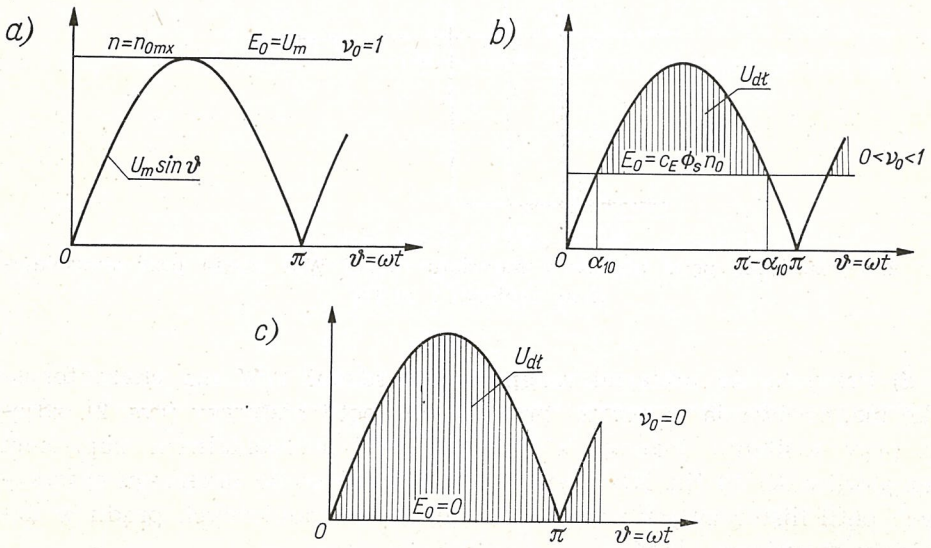
U_m — amplituda sinusoidalnie zmiennego napięcia zasilania,

c_E — stała konstrukcyjna silnika.

Prostowniki w układzie są trwale zablokowane i żaden prąd w układzie nie płynie. Prędkość określona wzorem (1) zostaje w dalszym ciągu przyjęta jako jednostka prędkości w układzie jednostek względnych. Będzie wtedy:

$$v = \frac{n}{n_{0\,mx}} = \frac{E}{c_E \Phi_s} \cdot \frac{c_E \Phi_s}{U_m} = \frac{E}{U_m}. \tag{2}$$

Przy pominięciu prądu magnesującego WM zgodnie z założeniem (f), idealny bieg jałowy może mieć miejsce na dowolnym poziomie prędkości silnika. Poziom ten jest narzucony prądem sterującym WM. Na rys. 3a pokazano przypadek określony wzorem (1). Odpowiada on trwa-



Rys. 3. Idealny bieg jałowy silnika (przy pominięciu prądu magnesującego WM) a) najwyższa możliwa prędkość przy wysterowanym w pełni WM; b) prędkość pośrednia; c) zahamowany wirnik, $n_o = 0$; U_{dt} — napięcie „pochłaniane" przez dławik

łemu nasyceniu dławików WM, które zachowują się tak, jak gdyby wyjęto z nich rdzenie. Układ z rys. 1 jest wtedy równoważny układowi, w którym silnik jest zasilany z sieci przez 1-fazowy mostek prostowniczy [10].

Średnia wartość prądu sterującego WM odpowiada w tym przypadku prądowi koniecznemu do pełnego wysterowania WM. Można ją określić dla dwu wspomnianych wyżej wyidealizowanych przypadków.

Przy swobodnym przepływie harmonicznych, średnia wartość prądu sterującego jest tworzona wg Storma [1] jedynie w interwale wzbudzenia dławików i wynosi

$$I_{st} = -\frac{H_{cd}\, l_{Fe}}{0{,}4\,\pi\, z_{st}} \cdot \frac{a_w}{\pi}, \tag{3}$$

gdzie:

H_{cd} — natężenie koercji obliczone z prądu magnesującego dla dynamicznej pętli histerezy (rys. 2);

l_{Fe} — długość linii sił w rdzeniu dławika;

a_w — długość interwału wzbudzenia WM. Interwałem wzbudzenia dławika WM nazwano ten przedział czasu, w którym indukcja w rdzeniu dławika zmienia się pod wpływem napięcia zasilania od indukcji B_1, ustanowionej na cząstkowej pętli histerezy w przedziale nastawienia strumienia, do indukcji nasycenia B_s. W przypadku obciążenia typu R interwał wzbudzenia zaczyna się od momentu $\vartheta = \omega t = 0$ i kończy w chwili $\vartheta = a_z$, czyli $a_w = a_z$;

z_s — ilość zwojów uzwojenia sterującego.

Prąd sterujący można wyrazić również w jednostkach względnych, odnosząc go do wartości prądu $I_{st\,mx}$, gdzie

$$I_{st\,mx} = -\frac{H_{cd}\, l_{Fe}}{0{,}4\,\pi\, z_{st}}. \tag{4}$$

Mamy wtedy

$$\frac{I_{st}}{I_{st\,mx}} = i_{st} = \frac{a_w}{\pi}. \tag{5}$$

Pracy WM przy stałym prądzie sterującym odpowiada praca przy stałej rozpiętości interwału wzbudzenia a_w. Dławiki są trwale nasycone, gdy $a_w = 0$. Ze wzoru (5) otrzymuje się wtedy $i_{st} = 0$.

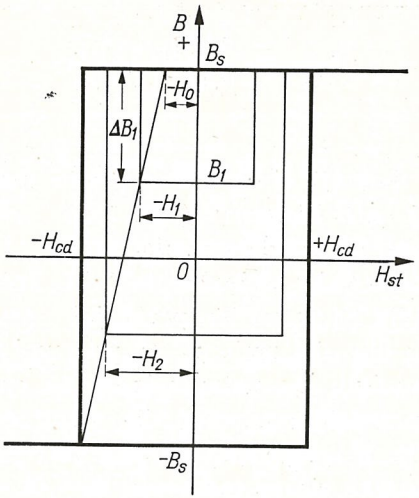
W przypadku wymuszonego przepływu prądu w uzwojeniu sterującym, prąd sterujący I_{st} określa wg [4] zmianę indukcji ΔB w interwale nastawiania strumienia, zgodnie z rys. 4. Występuje wtedy liniowa zależność między prądem sterującym a zmianą indukcji ΔB w dławikach WM:

$$\Delta B = -\frac{2\,B_s}{H_{cd} - H_0} \cdot \frac{0{,}4\,\pi\, z_{st}}{l_{Fe}}\, I_{st} - 2\,B_s \frac{H_0}{H_{cd} - H_0} \tag{6}$$

lub

$$I_{st} = \left[-\frac{\Delta B}{2B_s}(H_{cd} - H_0) - H_0 \right] \frac{l_{Fe}}{0{,}4\pi z_{st}} \tag{7}$$

(oznaczenia jak na rys. 4).



Rys. 4. Uproszczona zależność $\Delta B(H_{st})$ we WM z wymuszonym przepływem prądu sterującego, wg [4]

Prąd sterujący można wyrazić (jak poprzednio) w jednostkach względnych w odniesieniu do $I_{st\,mx}$:

$$\frac{I_{st}}{I_{st\,mx}} = i_{st} = \frac{\Delta B}{2B_s}(1 - i_0) + i_0, \tag{8}$$

gdzie $i_0 = \dfrac{H_0}{H_{cd}}$.

Pracy przy stałym prądzie sterującym i_{st} odpowiada warunek zachowania $\Delta B = \text{const}$. Dławiki są trwale nasycone, gdy $\Delta B = 0$. Ze wzoru (8) otrzymuje się wtedy $i_{st} = i_0$.

Przypadek pokazany na rys. 3c odpowiada biegowi jałowemu silnika przy prędkości równej zeru. W tym przypadku całe napięcie sieci jest „pochłaniane" przez dławiki, których strumienie zmieniają się od Φ_s do $-\Phi_s$. Ze wzorów (5) i (8) wynika, że stan ten wystąpi przy prądzie sterującym równym $i_{st} = 1$. Przypadek pośredni odpowiadający prędkości idealnego biegu jałowego zawartej między

$$0 < \nu_0 < 1$$

pokazano na rys. 3b.

Dla WM ze swobodnym przepływem harmonicznych prądu w uzwojeniu sterującym (zwanym dalej w skrócie WM-s), interwał wzbudzenia rozciąga się od kąta $\alpha_{10} = \arcsin E_0/U_m$ do kąta $\pi - \alpha_{10}$. A zatem zgodnie z (5)

$$i_{si} = 1 - \frac{2\alpha_{10}}{\pi}$$

oraz

$$\nu_0 = \sin \alpha_{10}$$

lub

$$\nu_0 = \sin \frac{\pi}{2}(1 - i_{st}). \tag{9}$$

Dla WM z wymuszonym przepływem prądu sterującego (zwanym dalej w skrócie WM-w) zmiana indukcji ΔB w interwale od α_{10} do $(\pi - \alpha_{10})$ jest równa zmianie indukcji ΔB uzyskanej w interwale nastawiania strumienia (który posiada rozpiętość $\pi + 2\alpha_{10}$) i wynosi

$$\Delta B = \frac{10^8}{\omega z_r S} \int_{\alpha_{10}}^{\pi - \alpha_{10}} (U_m \sin \vartheta - E_0)\, d\vartheta =$$

$$= \frac{U_m 10^8}{\omega z_r S} \left[2 \cos \alpha_{10} - \frac{E_0}{U_m}(\pi - 2\alpha_{10}) \right], \tag{10}$$

gdzie:

z_r — ilość zwojów uzwojenia roboczego WM,

S — przekrój żelaza dławika WM.

Przyjmiemy w dalszym ciągu, że współczynnik modulacji rdzenia [2] jest równy jedności:

$$\frac{U_m 10^8}{\omega z_r S B_s} = 1, \tag{11}$$

wtedy

$$\frac{\Delta B}{2 B_s} = \frac{1}{2} [2 \cos \alpha_{10} - (\pi - 2\alpha_{10}) \sin \alpha_{10}] \tag{12}$$

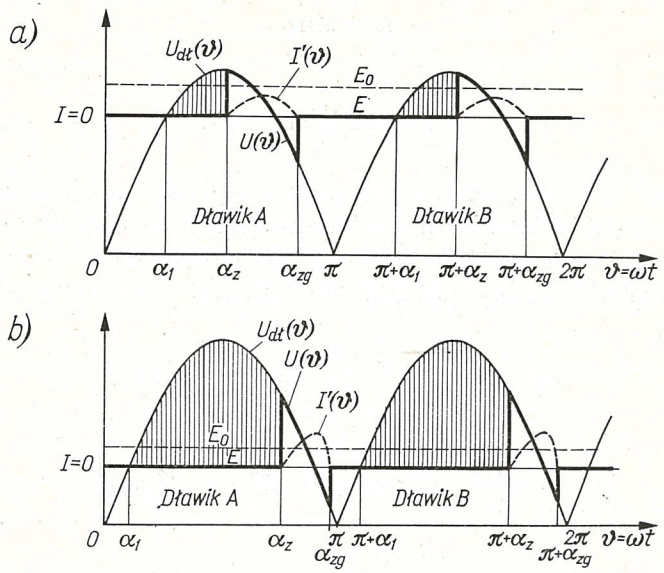
oraz

$$\left.\begin{aligned} i_{st} &= \frac{1}{2}(1 - i_0)[2 \cos \alpha_{10} - (\pi - 2\alpha_{10}) \sin \alpha_{10}] + i_0 \\ \text{i} \quad & \\ \nu_0 &= \sin \alpha_{10}. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Wzory (13) podają zależność $\nu_0(i_{st})$ w postaci parametrycznej. Parametr α_{10} zmieniać się może od 0 do $\pi/2$.

4. PIERWSZA STREFA PRZEWODZENIA IMPULSOWEGO, $\alpha_{zg} < \pi$

Przy niewielkim wzroście momentu obciążenia silnika w stosunku do biegu jałowego, omówionego w rozdz. 3, występuje w pracy układu pierwsza strefa przewodzenia impulsowego prądu twornika. Przebiegi czasowe prądu i napięcia twornika w tej strefie dla dwóch różnych wartości prądu sterującego i_{st} pokazano na rys. 5. Jak wynika z rys. 5, charakterystyczną cechą pierwszej strefy przewodzenia impulsowego



Rys. 5. Przebiegi czasowe prądu i napięcia twornika w pierwszej strefie przewodzenia impulsowego:
a) dla mniejszej wartości prądu i_{st} — rysunek odpowiada warunkowi α_w = const dla WM-s;
b) dla większej wartości prądu i_{st} — rysunek odpowiada warunkowi ΔB = const dla WM-w

jest to, że każdy impuls prądu twornika płynący kolejno przez uzwojenie robocze dławika A lub B, zaczyna się i kończy w ramach jednej połówki sinusoidy napięcia zasilającego. Pierwsza strefa przewodzenia impulsowego występuje dla wszystkich wartości prądu sterującego WM zawartych w przedziale $i_0 < i_{st} < 1$, w zakresie małych obciążeń silnika lub przy niewielkich stałych czasowych $T = L/R$ obwodu twornika ($\cos\varphi$ bliski jedności).

Do momentu $\vartheta = \alpha_1 = \arcsin E/U_m$ (rys. 5) wszystkie prostowniki mostka są zablokowane[1] i żaden prąd w układzie nie płynie.

[1] Tu i w dalszym ciągu zaniedbano fakt, że w układzie WM-w w przedziale „nastawiania strumienia" może płynąć okresowo niewielki prąd magnesujący przez dławik, który przewodził w poprzednim półokresie impuls prądu obciążenia. Zjawisko podziału napięcia między dławik i prostownik w tym okresie omówiono w [1] i [2].

Od momentu $\vartheta = \alpha_1$, w obwodzie *2 — zawór I — dławik A — 3 — twornik — 5 — zawór III — 1 — sieć — 2* może płynąć prąd, gdyż działa w nim wypadkowe napięcie

$$U_m \sin \vartheta - E > 0.$$

Tak więc od momentu $\vartheta = \alpha_1$ do $\vartheta = \alpha_z$ płynie przez dławik A prąd magnesujący. Punkt pracy dławika na cząstkowej pętli histerezy przesuwa się od początkowej wartości indukcji $B(\alpha_1)$, wyznaczonej wartością prądu sterującego I_{sf}, do indukcji nasycenia $B(\alpha_z) = B_s$.

W chwili $\vartheta = \alpha_z$ dławik A zostaje nasycony i do twornika zostaje przyłożone pełne napięcie sieci. Równanie różniczkowe opisujące prąd twornika ma postać

$$U_m \sin \vartheta = RI'(\vartheta) + \omega L \frac{dI'(\vartheta)}{d\vartheta} + E \tag{14}$$

z warunkiem początkowym $I'(\alpha_z) = 0$,

gdzie:

$I'(\vartheta)$ — chwilowa wartość prądu twornika w pierwszej strefie przewodzenia impulsowego,

R, L — oporność czynna i indukcyjność własna obwodu twornika silnika.

Rozwiązanie (14) jest podane w kilku pracach, [5], [11] i inne[1]. Po odniesieniu do wartości średniej prądu twornika, jaki płynie przy zahamowanym silniku, przyjętej w niniejszym artykule za jednostkę prądu

$$I_{zw} = \frac{2}{\pi} \frac{U_m}{R}$$

otrzymuje się wynik w jednostkach względnych

$$i'(\vartheta) = \frac{\pi}{2} \left\{ \cos\varphi \sin(\vartheta - \varphi) - \sin\alpha_1 - [\cos\varphi \sin(\alpha_z - \varphi) - \sin\alpha_1] \, e^{-\frac{\vartheta - \alpha_z}{\operatorname{tg}\varphi}} \right\}, \tag{15}$$

gdzie

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\omega L}{R}.$$

(Tu i w dalszym ciągu pominięto udział oporności uzwojenia roboczego dławika R_r, aby uniknąć dalej znacznych komplikacji w analizie. Trzeba

[1] Warto zauważyć, że w [8] podano błędne rozwiązanie równania (14) mylnie formułując warunek początkowy i przyjmując $I'(0) = 0$. Równość ta odpowiada prawdzie, nie stanowi jednak warunku początkowego równania (14). Uzyskane rozwiązanie jest niezależne od α_z, co jest oczywistym nonsensem.

jednak zaznaczyć, że jakkolwiek uproszczenie to jest przyjmowane bez omówień w różnych pracach, to nie jest ono w tym stopniu usprawiedliwione, co przy analizie pracy WM na obciążenie typu R lub R,L, gdzie zazwyczaj $R_r = (0{,}05 \div 0{,}2)R$. W omawianym układzie oporności R_r i R mogą być tego samego rzędu).

Zależność (15) jest identyczna jak w przypadku zasilania silnika z układu tyratronowego [11] w zakresie przewodzenia impulsowego i podaje przebieg czasowy prądu twornika $i'(\vartheta)$, który płynie w przedziale kątów (czasów)

$$\alpha_z \leqslant \vartheta \leqslant \alpha_{zg}.$$

Kąt zgaszenia α_{zg} można wyznaczyć z (15) dla warunku $i'(\alpha_{zg}) = 0$. Wtedy

$$0 = \cos\varphi \sin(\alpha_{zg} - \varphi) - \sin\alpha_1 - [\cos\varphi \sin(\alpha_z - \varphi) - \sin\alpha_1]\, e^{-\frac{\alpha_{zg} - \alpha_z}{\operatorname{tg}\varphi}}. \quad (16)$$

Równanie (16) jest przestępne względem α_{zg} i kąt zgaszenia α_{zg} bezpośrednio z (16) metodami analitycznymi nie może być obliczony.

O ile w układzie tyratronowego zasilania kąt zapłonu α_z jest traktowany jako niezależny parametr, to w równaniu (15) kąt zapłonu α_z, przy stałym prądzie sterującym i_{st} **jest zależny** od obciążenia (prędkości) silnika.

Zależność $\alpha_z(i_{st}, \alpha_1)$ może być stosunkowo łatwo wyznaczona dla wspomnianych wyżej wyidealizowanych przypadków. W układzie z WM-s pozostaje stały interwał wzbudzenia α_w.

A zatem

$$i_{st} = \frac{\alpha_z - \alpha_1}{\pi} = \frac{\pi - 2\alpha_{10}}{\pi} = \frac{\alpha_w}{\pi},$$

stąd

$$\alpha_z = \pi i_{st} + \alpha_1. \quad (17)$$

W układzie z WM-w pozostają stałe zmiany indukcji ΔB w dławikach. Teraz

$$\Delta B = \frac{10^8}{\omega z_r S} \int_{\alpha_1}^{\alpha_z} (U_m \sin\vartheta - E)\, d\vartheta. \quad (18)$$

Stąd

$$\frac{\Delta B}{2B_s} = \frac{1}{2}\left[\cos\alpha_1 - \cos\alpha_z - \frac{E}{U_m}(\alpha_z - \alpha_1)\right] \quad (19)$$

oraz

$$i_{st} = \frac{1}{2}(1 - i_0)[\cos\alpha_1 - \cos\alpha_z - (\alpha_z - \alpha_1)\sin\alpha_1] + i_0, \quad (20)$$

gdzie $\sin\alpha_1 = \nu$.

Rzecz jasna, zależność (17) uzyskaną dla WM-s i zależność (20) uzyskaną dla WM-w należy jedynie traktować jako pewne zgrubne przybliżenie do warunków mających miejsce w rzeczywistości (stanie się to jeszcze bardziej wyraźne przy omawianiu drugiej strefy przewodzenia impulsowego). Określenie zależności $\alpha_z(i_{st}, \nu)$ staje się w tych układach jeszcze bardziej duskusyjne niż określenie zależności $\alpha_z(i_{st})$ w układach z obciążeniem typu R. Trzeba jednak zaznaczyć, że sprawa ta nie jest przedmiotem niniejszego artykułu i zależności $\alpha_z(i_{st}, \nu)$ są omawiane jedynie przykładowo.

Średnią wartość prądu i momentu silnika w jednostkach względnych, w odniesieniu do średniej wartości prądu i momentu zwarcia, oblicza się bezpośrednio przez całkowanie równania (14) oraz podzielenie przez $I_{zw} = \frac{2}{\pi}\frac{U_m}{R}$.

$$\int_{\alpha_z}^{\alpha_{zg}} R i'(\vartheta)\, d\vartheta + \int_{I'(\alpha_z)}^{I'(\alpha_{zg})} \omega L\, di'(\vartheta) = \int_{\alpha_z}^{\alpha_{zg}} (U_m \sin\vartheta - E)\, d\vartheta. \tag{21}$$

Ponieważ $I'(\alpha_z) = I'(\alpha_{zg}) = 0$, to wartość drugiej całki po lewej stronie (21) równa się zeru. W dalszym ciągu

$$I = \frac{1}{\pi}\int_{\alpha_z}^{\alpha_{zg}} I'(\vartheta)\, d\vartheta = \frac{1}{\pi R}\int_{\alpha_z}^{\alpha_{zg}} (U_m \sin\vartheta - E)\, d\vartheta. \tag{22}$$

Ponieważ

$$\mu = \frac{M}{M_{zw}} = \frac{C_M \Phi_s I}{C_M \Phi_s I_{zw}} = \frac{I}{I_{zw}} = i, \tag{23}$$

to ostatecznie

$$i = \mu = \frac{1}{2}[\cos\alpha_z - \cos\alpha_{zg} - (\alpha_{zg} - \alpha_z)\sin\alpha_1]. \tag{24}$$

Równania (24) i (16) wraz z określoną zależnością $\alpha_z(i_{st}, \alpha_1)$ lub $\alpha_z(i_{st}, \nu)$ umożliwiają obliczenie i wykreślenie charakterystyki mechanicznej silnika w zakresie pierwszej strefy przewodzenia impulsowego przy $i_{st} =$ = const i $\cos\varphi$ = const.

5. DRUGA STREFA PRZEWODZENIA IMPULSOWEGO, $\alpha_{zg} > \pi$

Cechą charakterystyczną drugiej strefy przewodzenia impulsowego, występującej przy dalszym wzroście obciążenia i spadku prędkości silnika, jest to, że impuls prądu twornika rozpoczęty po nasyceniu dławika w jednej połówce sinusoidy napięcia zasilającego kończy się w obrębie

drugiej połówki sinusoidy. Poza tym interwał wzbudzenia dławików zaczyna się kolejno od momentu $\vartheta = n\pi$, $(n = 1, 2, 3...)$, a nie jak w pierwszej strefie przewodzenia, od $\vartheta = \arcsin \frac{E}{U_m}$.

Można rozróżnić 3 sposoby pracy układu w drugiej strefie przewodzenia impulsowego, zależnie od wartości prądu sterującego i_{st} wzmacniacza magnetycznego, zgodnie z następującym zestawieniem:

	Prąd sterujący	Początek przewodzenia ciągłego przy:	
Pierwszy sposób pracy	$i_{st} > i_{st\,kr}$	$\alpha_{zg} = \pi + \alpha_z$	
Drugi sposób pracy	$i_{st} = i_{st\,kr}$	$\alpha_{zg} = \pi + \alpha_z = \pi + \alpha_1$	(25)
Trzeci sposób pracy	$i_{st} < i_{st\,kr}$	$\alpha_{zg} = \pi + \alpha_1$	

gdzie $i_{st\,kr}$ — krytyczna wartość prądu sterującego WM, w jednostkach względnych.

5. 1. Pierwszy sposób pracy; $i_{st} > i_{st\,kr}$, $\alpha_{zg} \leqslant \pi + \alpha_z$

Rozpatrzmy zachowanie się prądów i napięć w układzie z rys. 1 począwszy od czasu $\vartheta = \pi$. Przy określonej prędkości ν (i SEM-ej silnika E), prąd twornika w chwili $\vartheta = \pi$ podtrzymywany siłą elektromotoryczną samoindukcji obwodu twornika płynie w dalszym ciągu i posiada wartość $i'(\pi) \neq 0$, którą można wyznaczyć z (15)

$$i'(\pi) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi \sin\varphi - \sin\alpha_1 - [\cos\varphi \sin(\alpha_z - \varphi) - \sin\alpha_1]\, e^{-\frac{\pi-\alpha_z}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\}. \tag{26}$$

Przy poczynionych uprzednio założeniach ($R_{pp} = 0$, $R_r = 0$) lewa część strefy komutacji zaworów *I, III, i II, IV* rozpoczynająca się w momencie

$$\vartheta = (\pi - \delta')$$

zostaje zawężona do zera [10]. Oznacza to, że prostownik IV zostaje odblokowany w momencie $\vartheta = \pi$ i zaczyna przewodzić prąd twornika.

Dla obwodu obciążenia zwartego teraz przez bezoporowe prostowniki III i IV obowiązuje równanie różniczkowe

$$0 = RI''(\vartheta) + \omega L \frac{dI''(\vartheta)}{d\vartheta} + E \tag{27}$$

z warunkiem początkowym

$$I''(\pi) = I'(\pi)$$

lub w jedn. wzgl.

$$i''(\pi) = i'(\pi). \tag{28}$$

Od razu należy podkreślić, że kąt zapłonu α_z występujący we wzorze (26) nie może być obliczany z zależności $\alpha_z(i_{st}, \alpha_1)$ ustalonej dla pierwszej strefy przewodzenia impulsowego.

Dla obwodu dławika A, nasyconego w poprzednim półokresie (obwód *1 — 2 — 3 — 1*), ściśle rzecz biorąc należałoby napisać równanie różniczkowe

$$U_m \sin \vartheta = R_r I_{dl}(\vartheta) + \omega L_r \frac{dI_{dl}(\vartheta)}{d\vartheta} - \omega M_r \frac{dI_{st}(\vartheta)}{d\vartheta}$$

obowiązujące od początku okresu komutacji, czyli od $\vartheta = \pi - \delta'$, z warunkiem początkowym

$$I_{dl}(\pi - \delta') = I'(\pi - \delta'),$$

gdzie:

L_r — indukcyjność rozproszenia uzwojeń roboczych dławika,

M_r — indukcyjność wzajemna między uzwojeniem roboczym i sterującym dławika w zakresie nasycenia.

Zgodnie z przyjętymi uproszczeniami prąd uzwojenia roboczego dławika A zmniejsza się w chwili $\vartheta = \pi$ skokiem od wartości $i'(\pi)$ do zera. Prąd obciążenia przechodzi w chwili $\vartheta = \pi$ z gałęzi *2 — 3* na gałąź *1 — 3*.

Obwód dławika nienasyconego B (*1—5—B—2—1*)

Tak długo, dopóki przez prostownik III płynie zmniejszający się ciągle prąd obciążenia $I''(\vartheta)$ (podtrzymywany przez rozładowanie indukcyjności twornika L) określony równaniem (27), czyli do czasu $\vartheta = \alpha_{zg}$, przez dławik B może płynąć na drodze *1—5—B—2—1* niewielki prąd magnesujący. Napięcie sieci $U_m \sin \vartheta$ jest równoważone przez prędkość zmian strumienia w dławiku B, praktycznie począwszy od chwili $\vartheta = \pi$. Punkt pracy dławika B wędruje na cząstkowej pętli histerezy od indukcji $B(\pi)$, określonej przez prąd sterujący, w kierunku indukcji nasycenia B_s.

W chwili $\vartheta = \alpha_{zg}$ zanika prąd rozładowania określony równaniem (27).

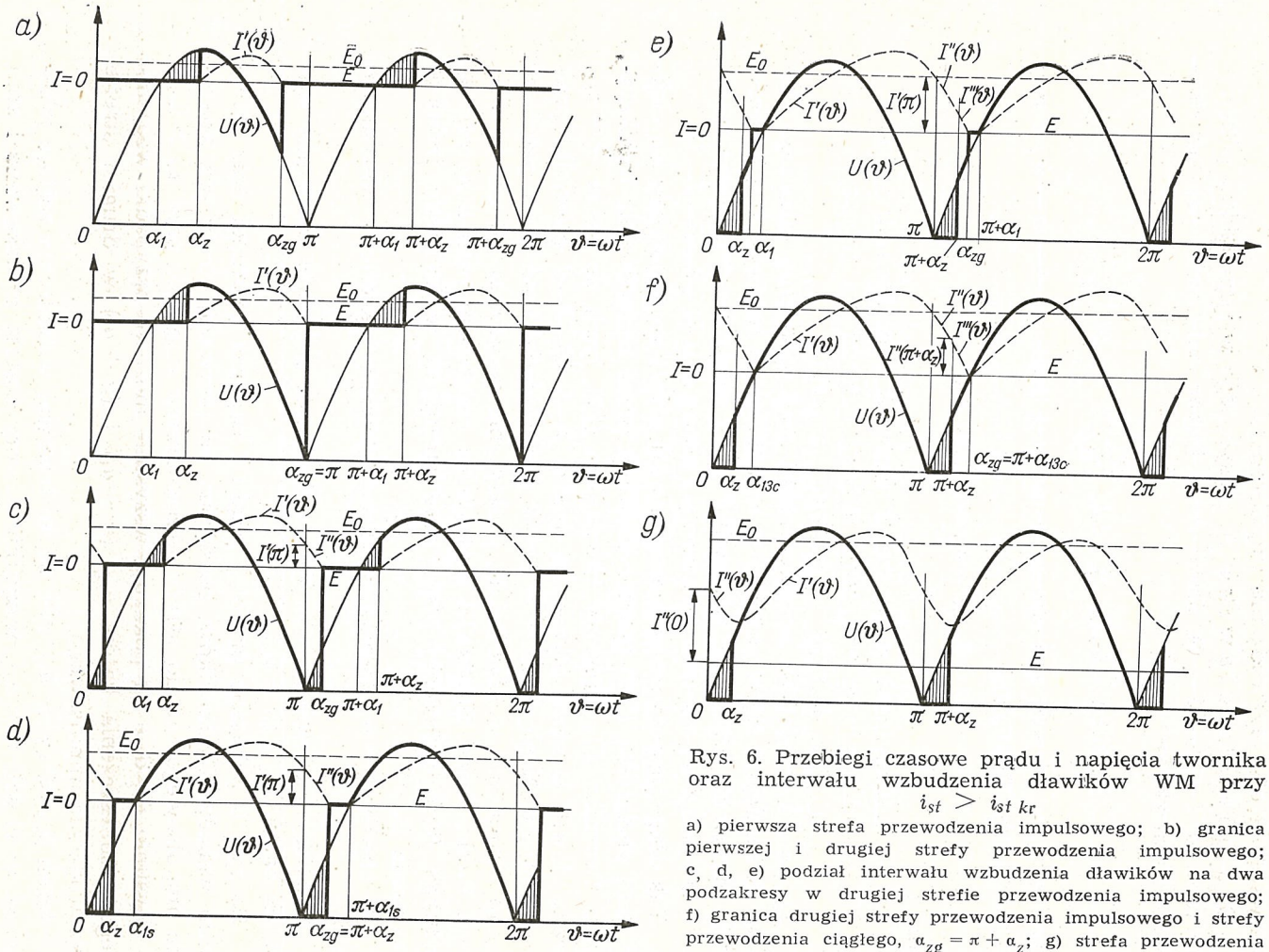
O dalszym przebiegu interwału wzbudzenia decyduje wzajemny stosunek kątów α_{zg} i $(\pi + \alpha_1)$.

Na rys. 6 pokazano przebieg prądu i napięcia twornika oraz interwału wzbudzenia dławików, począwszy od pierwszej strefy przewodzenia impulsowego, aż do strefy przewodzenia ciągłego, przy $i_{st} > i_{stkr}$.

Rysunki 6c, d, e i f pokazują wszystkie możliwe przypadki wzajemnego rozmieszczenia kątów α_{zg}, $(\pi + \alpha_1)$ i $(\pi + \alpha_z)$ w drugiej strefie przewodzenia impulsowego.

Jeżeli $\alpha_{zg} < (\pi + \alpha_1)$, rys. 6c, to interwał wzbudzenia zostaje przerwany w chwili $\vartheta = \alpha_{zg}$, wszystkie zawory zostają zablokowane i stan ten trwa aż do chwili $\vartheta = (\pi + \alpha_1)$, w której ponownie

$$|U_m \sin(\pi + \alpha_1)| = E. \tag{29}$$



Rys. 6. Przebiegi czasowe prądu i napięcia twornika oraz interwału wzbudzenia dławików WM przy $i_{st} > i_{st\,kr}$

a) pierwsza strefa przewodzenia impulsowego; b) granica pierwszej i drugiej strefy przewodzenia impulsowego; c, d, e) podział interwału wzbudzenia dławików na dwa podzakresy w drugiej strefie przewodzenia impulsowego; f) granica drugiej strefy przewodzenia impulsowego i strefy przewodzenia ciągłego, $\alpha_{zg} = \pi + \alpha_z$; g) strefa przewodzenia ciągłego, $\alpha_z = \text{const}$

W momencie tym zostają odblokowane zawory *II* i *IV* i przerwany interwał wzbudzenia zaczyna się na nowo trwając do chwili $\vartheta = \pi + \alpha_z$, w której dławik osiąga nasycenie.

Wynika stąd, że interwał wzbudzenia podzielony jest na dwa podzakresy:

$$\left.\begin{array}{l} 1)\ \text{od } \pi \text{ do } \alpha_{zg}, \\ 2)\ \text{od } \pi + \alpha_1 \text{ do } \pi + \alpha_z. \end{array}\right\} \tag{30}$$

Można przyjąć, że przebieg interwału wzbudzenia w pierwszym podzakresie jest identyczny jak przy obciążeniu typu *R*, zaś w drugim podzakresie — jak w pierwszej strefie przewodzenia impulsowego. Obydwa podzakresy podzielone są pauzą $(\pi + \alpha_1) - \alpha_{zg}$, w czasie której punkt pracy dławika może zmieniać swoje położenie na cząstkowej pętli histerezy pod wpływem prądu (napięcia) sterującego. Z tego względu ścisłe określenie zależności $\alpha_z(I_{st}, \alpha_1)$ jest praktycznie niemożliwe. Pomijając wpływ szerokości pauzy otrzymujemy, jak uprzednio dla WM-s:

$$i_{st} = \frac{\alpha_{zg} - \pi}{\pi} + \frac{\alpha_z - \alpha_1}{\pi},$$

stąd

$$\alpha_z = \pi(1 + i_{st}) - (\alpha_{zg} - \alpha_1) \tag{31}$$

dla WM-w:

$$\Delta B = \frac{10^8}{\omega z_r S}\left[\int_{\pi}^{\alpha_{zg}} - U_m \sin\vartheta\, d\vartheta + \int_{\pi+\alpha_1}^{\pi+\alpha_z} (- U_m \sin\vartheta - E)\, d\vartheta\right]. \tag{32}$$

Po wykonaniu całkowania

$$\frac{\Delta B}{2B_s} = \frac{1}{2}[1 + \cos\alpha_{zg} + \cos\alpha_1 - \cos\alpha_z - (\alpha_z - \alpha_1)\sin\alpha_1] \tag{33}$$

oraz

$$i_{st} = \frac{1}{2}(1 - i_0)[1 + \cos\alpha_{zg} + \cos\alpha_1 - \cos\alpha_z - (\alpha_z - \alpha_1)\sin\alpha_1] + i_0. \tag{34}$$

Z kolei kąt zgaszenia można znaleźć z przebiegu czasowego $I''(\vartheta)$, który jest rozwiązaniem równania (27):

$$i''(\vartheta) = i'(\pi)\, e^{-\frac{\vartheta-\pi}{\operatorname{tg}\varphi}} - \frac{\pi}{2}\left(1 - e^{-\frac{\vartheta-\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}\right)\sin\alpha_1. \tag{35}$$

Po podstawieniu $\vartheta = \alpha_{zg}$ i $i''(\alpha_{zg}) = 0$

mamy

$$\alpha_{zg} = \pi + \operatorname{tg}\varphi \ln\left[\frac{2}{\pi}\frac{i'(\pi)}{\sin\alpha_1} + 1\right]. \tag{36}$$

Układ równań (36) i (31) lub odpowiednio (34) pozwala na określenie zależności

$$\alpha_z(\alpha_1) \text{ i } \alpha_{zg}(\alpha_1) \text{ przy } i_{st} = \text{const.}$$

Należy przy tym pamiętać, że $i'(\pi)$ jest funkcją α_1 i α_z (26); z tego względu rozwiązanie wymienionych wyżej układów równań jest znacznie utrudnione, niemniej możliwe[1].

Średnią wartość prądu obciążenia i momentu silnika można obliczyć bezpośrednio, całkując odpowiednio (14) i (27):

$$\int_{\alpha_z}^{\alpha_{zg}} \left[RI(\vartheta) + \omega L \frac{dI(\vartheta)}{d\vartheta}\right] d\vartheta = \int_{\alpha_z}^{\pi} (U_m \sin\vartheta - E)\, d\vartheta + \int_{\pi}^{\alpha_{zg}} -E\, d\vartheta \tag{37}$$

i stąd

$$i = \mu = \frac{1}{2}[1 + \cos\alpha_z - (\alpha_{zg} - \alpha_z)\sin\alpha_1]. \tag{38}$$

Przy dalszym wzroście obciążenia silnika ma miejsce sytuacja pokazana na rys. 6d. Prąd obciążenia zanika w momencie $\alpha_{zg} = \pi + \alpha_1$.

Pomijając krótki stan przejściowy występujący w momencie $\vartheta = \pi + \alpha_1$ można uważać, że prąd magnesujący płynie przez dławik B nieprzerwanie. Do chwili $\vartheta = \alpha_{zg}$ płynie on w obwodzie *1—5—B—2—1*, zaś w okresie $\alpha_{zg} < \vartheta < \pi + \alpha_z$, w obwodzie *1—IV—3—twornik—5—B—2—1*.

Kąt α_1 i prędkość $\nu = \sin\alpha_1$, przy której wystąpi rozpatrywany punkt pracy, można obliczyć podstawiając $\alpha_{zg} = \pi + \alpha_1$ do wzoru (36). Jednocześnie dla układu WM-s mamy:

$$\alpha_z = \pi i_{st}. \tag{39}$$

Jak widać, przy przyjętych uproszczeniach, kąt zapłonu staje się niezależny od obciążenia jeszcze w strefie przewodzenia impulsowego. Dla układu WM-w:

$$i_{st} = \frac{1}{2}(1 - i_0)[1 - \cos\alpha_z - (\alpha_z - \alpha_1)\sin\alpha_1] + i_0. \tag{40}$$

---

[1] Równania odpowiadające równaniom (35) i (36) wyprowadzono w [8], podając jednak fałszywe rozwiązania [wzory (18) i (19) cytowanego artykułu].

Moment silnika można obliczyć ze wzoru (38) podstawiając $\alpha_{zg} = \pi + \alpha_1$ oraz odpowiednią zależność $\alpha_z(i_{st}, \alpha_1)$, np. (39) lub (40).

Przy dalszym wzroście obciążenia i spadku prędkości kąt zgaszenia osiąga wartość (rys. 6c)

$$\pi + \alpha_1 < \alpha_{zg} < \pi + \alpha_z. \tag{41}$$

W tym przypadku prąd magnesujący dławika B (i analogicznie dławika A) może płynąć w obwodzie *1—5—B—2—1* omijając twornik, tak długo, dopóki zawór *III* przewodzi prąd rozładowania indukcyjności twornika. Po zaniku prądu rozładowania (35), zawór *III* zostaje zablokowany, prąd magnesujący pod wpływem napięcia $-U_m \sin \vartheta - E > 0$ musi płynąć w obwodzie *1—IV—3—twornik—5—B—2—1.*

W przedziale (41) kąta zgaszenia, obowiązują w dalszym ciągu wzory (35), (36), (38) i (39).

Dla układu z WM-w mamy:

$$i_{st} = \frac{1}{2}(1 - i_0)[1 - \cos\alpha_z - (\pi + \alpha_z - \alpha_{zg}) \sin\alpha_1] + i_0. \tag{42}$$

Druga strefa przewodzenia impulsowego kończy się (przy pierwszym sposobie pracy) po osiągnięciu prędkości granicznej

$$\nu_{1c} = \sin\alpha_{11c}, \tag{43}$$

przy której zaczyna się *strefa przewodzenia ciągłego* (rys. 6f), gdzie α_{11c} — kąt startu przy pierwszym sposobie pracy, od którego począwszy zaczyna się przewodzenie ciągłe.

Początek strefy przewodzenia ciągłego jest tu określony zależnością

$$\alpha_{zg} = \pi + \alpha_z. \tag{44}$$

Podstawiając warunek (44) do wzoru (36) otrzymuje się:

$$\nu_{1c} = \sin\alpha_{11c} = \frac{\cos\varphi\left[e^{-\frac{\alpha_z}{\operatorname{tg}\varphi}} \cdot \sin\varphi - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}} \sin(\alpha_z - \varphi)\right]}{1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}}. \tag{45}$$

Jednocześnie zależność $\alpha_z(i_{st}, \alpha_1)$ przechodzi (bez przyjmowania dodatkowych uproszczeń) w zależność $\alpha_z(i_{st})$: kąt zapłonu staje się niezależny od obciążenia.

Równanie (45) pozwala łatwo obliczyć granicę prędkości, od której zaczyna się strefa przewodzenia ciągłego, przy zadanym kącie zapłonu α_z określonym przez wartość prądu sterującego i_{st}.
Dla układu z WM-s ważny jest wzór (39).

Dla układu z WM-w mamy

$$\Delta B = \frac{10^8}{\omega z_r S} \int_0^{\alpha_z} U_m \sin\vartheta \, d\vartheta = \frac{U_m 10^8}{\omega z_r S}[1 - \cos\alpha_z], \tag{46}$$

$$\frac{\Delta B}{2B_s} = \frac{1}{2}(1 - \cos\alpha_z) \tag{47}$$

oraz

$$i_{st} = \frac{1}{2}(1 - i_0)(1 - \cos\alpha_z) + i_0. \tag{48}$$

Warunek (44) określający początek przewodzenia ciągłego jest identyczny jak w przypadku zasilania twornika z dwupołówkowego układu tyratronowego (układu T). Jest on przyjęty w artykułach [5], [6], [7] [8], omawiających pracę układu z rys. 1 jako kryterium określenia początku strefy przewodzenia ciągłego.

W rzeczywistości warunek ten jest jednym z trzech możliwych, jakie mogą mieć miejsce, zależnie od wartości prądu sterującego, w stosunku do jego wartości krytycznej i_{stkr}.

Wzór (45) oparty na warunku (44) jest słuszny tylko dla pewnego przedziału wartości kąta zapłonu α_z, a mianowicie dla $\alpha_{zkr} \leqslant \alpha_z \leqslant \pi$. [Kąt zapłonu $\alpha_{zkr} = \alpha_{1kr}$ jest określony równaniem (53)]. Fakt ten został pominięty (lub niedostrzeżony) w cytowanych wyżej artykułach. Nie zauważono tam, że podstawiając niewielkie wartości na α_z (konkretnie $0 \leqslant \alpha_z \leqslant \alpha_{zkr}$) do wzoru (45) otrzymuje się wynik sprzeczny z założeniem, a mianowicie wypada wtedy $\alpha_{11c} > \alpha_z$.

Szczególnie wyraźnie sprzeczność ta występuje w przypadku, gdy kąt zapłonu $\alpha_z = 0$. Odpowiada to pracy układu z trwale nasyconymi dławikami. WM zachowuje się tak, jak gdyby wyjęto z niego rdzenie. Układ z rys. 1 zamienia się wtedy na układ opisany w [10], w którym silnik jest zasilany z sieci przez 1-fazowy mostek prostowniczy. W układzie takim początek przewodzenia ciągłego ma miejsce przy prędkości $\nu_{gr} = \sin\alpha_{1gr}$ określonej wzorem

$$e^{\frac{\alpha_{1gr}}{\operatorname{tg}\varphi}}[\sin\alpha_{1gr} - \cos\varphi \sin(\alpha_{1gr} - \varphi)] = \frac{\sin 2\varphi}{1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}}$$

(oznaczeniu ν_{gr} — odpowiada w tym przypadku ν_{1c},
oznaczeniu α_{1gr} — „ „ „ „ α_{11c}).

Podstawiając $\alpha_z = 0$ do wzoru (44) otrzymuje się tymczasem

$$\alpha_{zg} = \pi \tag{49}$$

oraz z (45):

$$\nu_{1c} = \frac{1 + e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}}{2\left(1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}\right)} \sin 2\varphi. \tag{50}$$

Ostatnie wyniki (49) i (50) są oczywiście fałszywe. Wzory określające prędkość, od której zaczyna się przewodzenie ciągłe, dla wartości $0 \leqslant \alpha_z \leqslant \alpha_{zkr}$ zostaną wyprowadzone w rozdziałach 5.2 i 5.3.

5.2. Drugi sposób pracy, i_{stkr}, $\alpha_{zg} \leqslant \pi + \alpha_{zkr} = \pi + \alpha_{1kr}$

Przebiegi prądu i napięcia twornika przy $i_{st} = i_{stkr}$ pokazano na rys. 7. Jak wynika z rys. 7, charakterystyczną cechą w pracy układu przy $i_{st} = i_{stkr}$ jest podział interwału wzbudzenia na dwa podzakresy (30) w całej drugiej strefie przewodzenia impulsowego oraz fakt, że początek przewodzenia ciągłego występuje przy kącie zgaszenia

$$\alpha_{zg} = \pi + \alpha_{zkr} = \pi + \alpha_{1kr}. \tag{51}$$

Kąt zapłonu w całej drugiej strefie zależy od obciążenia i jest związany z kątem zgaszenia wg (31) lub (34).

Do określenia przebiegu charakterystyki mechanicznej służy w dalszym ciągu wzór (38).

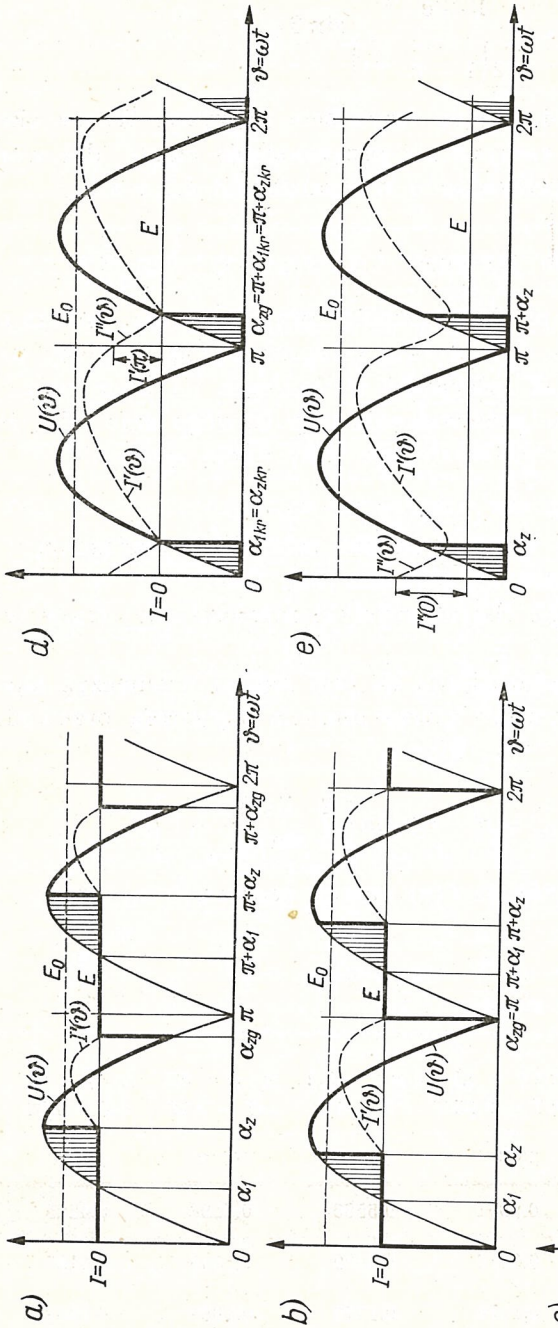
Z warunku (51) po podstawieniu do (36) można wyznaczyć kąt α_{1kr}, a następnie prędkość ν_{2kr}, przy której zaczyna się strefa przewodzenia ciągłego, przy pracy z $i_{st} = i_{kr}$. Mamy

$$\alpha_{zg} = \pi + \alpha_{1kr} = \pi + \operatorname{tg}\varphi \ln\left[\frac{2}{\pi}\frac{i'(\pi)}{\sin\alpha_{1kr}} + 1\right], \tag{52}$$

oczywiście w wyrażeniu (26) na $i'(\pi)$ należy podstawić $\alpha_{zkr} = \alpha_{1kr}$. Stąd

$$\frac{e^{-\frac{\alpha_{1kr}}{\operatorname{tg}\varphi}} \cdot \cos\varphi \sin\varphi - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}} \cdot \cos\varphi \sin(\alpha_{1kr} - \varphi)}{\sin\alpha_{1kr}} = 1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}. \tag{53}$$

		$\cos\varphi = 0{,}1$ $\omega T = 9{,}95$	$\cos\varphi = 0{,}2$ $\omega T = 4{,}9$	$\cos\varphi = 0{,}3$ $\omega T = 3{,}18$	$\cos\varphi = 0{,}6$ $\omega T = 1{,}33$
$\alpha_{zkr} = \alpha_{1kr}$	°	33°45′	32°00′	30°18′	24°33′
	rad.	0,5891	0,5585	0,5288	0,4285
$\nu_{2kr} = \sin\alpha_{1kr}$		0,5556	0,5299	0,5045	0,4155
i_{stkr} WM-s		0,1875	0,1775	0,1682	0,1362
i_{stkr} WM-w ($i_0 = 0{,}2$)		0,2674	0,2608	0,2546	0,2362



Rys. 7. Przebiegi czasowe prądu i napięcia twornika oraz interwału wzbudzenia dławików WM przy $i_{st} = i_{st\,kr}$

a, b, c) objaśnienia jak do rys. 6; d) granica drugiej strefy przewodzenia impulsowego i strefy przewodzenia ciągłego $\alpha_{zg} = \pi + \alpha_{1kr}$; e) strefa przewodzenia ciągłego $\alpha_z = \text{const}$

W tabl. zamieszczonej na str. 283 podano wartości $\alpha_{zkr}=\alpha_{1kr}$, ν_{2kr} i wartości prądów i_{stkr} dla WM-s i WM-w obliczone wg (39) i (48) dla kilku wartości cos φ = const. (Przyjęto dla WM-w, że $i_0 = 0{,}2$).

5. 3. Trzeci sposób pracy, $i_{st} < i_{stkr}$, $\alpha_{zg} \leqslant \pi + \alpha_1$

Przebiegi prądu i napięcia twornika oraz napięcia pochłanianego przez dławiki pokazano na rys. 8. Jak wynika z rys. 8, cechą charakterystyczną trzeciego sposobu pracy przy $i_{st} < i_{strk}$ jest podział drugiej strefy przewodzenia impulsowego na następujące fazy, występujące w miarę wzrostu obciążenia i spadku prędkości:

1° Pierwsza faza pracy jest identyczna jak w przypadku omówionym w rozdz. 5.2. (drugi sposób pracy). Występuje podział interwału na dwa podzakresy (rys. 8c). Kąty zapłonu i zgaszenia są związane podobnie jak uprzednio zależnościami (31) lub (34), zaś charakterystyka mechaniczna wzorem (38).

Końcowym punktem pracy w tej fazie jest moment, w którym kąt zgaszenia równy jest

$$\alpha_{zg} = \pi + \alpha_z, \tag{54}$$

zaś kąt zapłonu α_z staje się ponownie niezależny od obciążenia (rys. 8d).

Dla końcowego punktu pracy pierwszej fazy można wyznaczyć prędkość $\nu_{3(\alpha_z = \text{const})}$, od której począwszy zachodzi warunek (54).

Należy zwrócić uwagę, że pojęcie „kąt zapłonu — α_z" dotyczy w tym przypadku jedynie momentu, w którym kolejny dławik WM osiąga nasycenie. Nie jest to jednak moment, w którym zaczyna płynąć kolejny impuls prądu twornika, gdyż ten pojawia się dopiero w momencie

$$\vartheta = \alpha_{1s} = \arcsin \nu_{3(\alpha_z = \text{const})} > \alpha_z \tag{55}$$

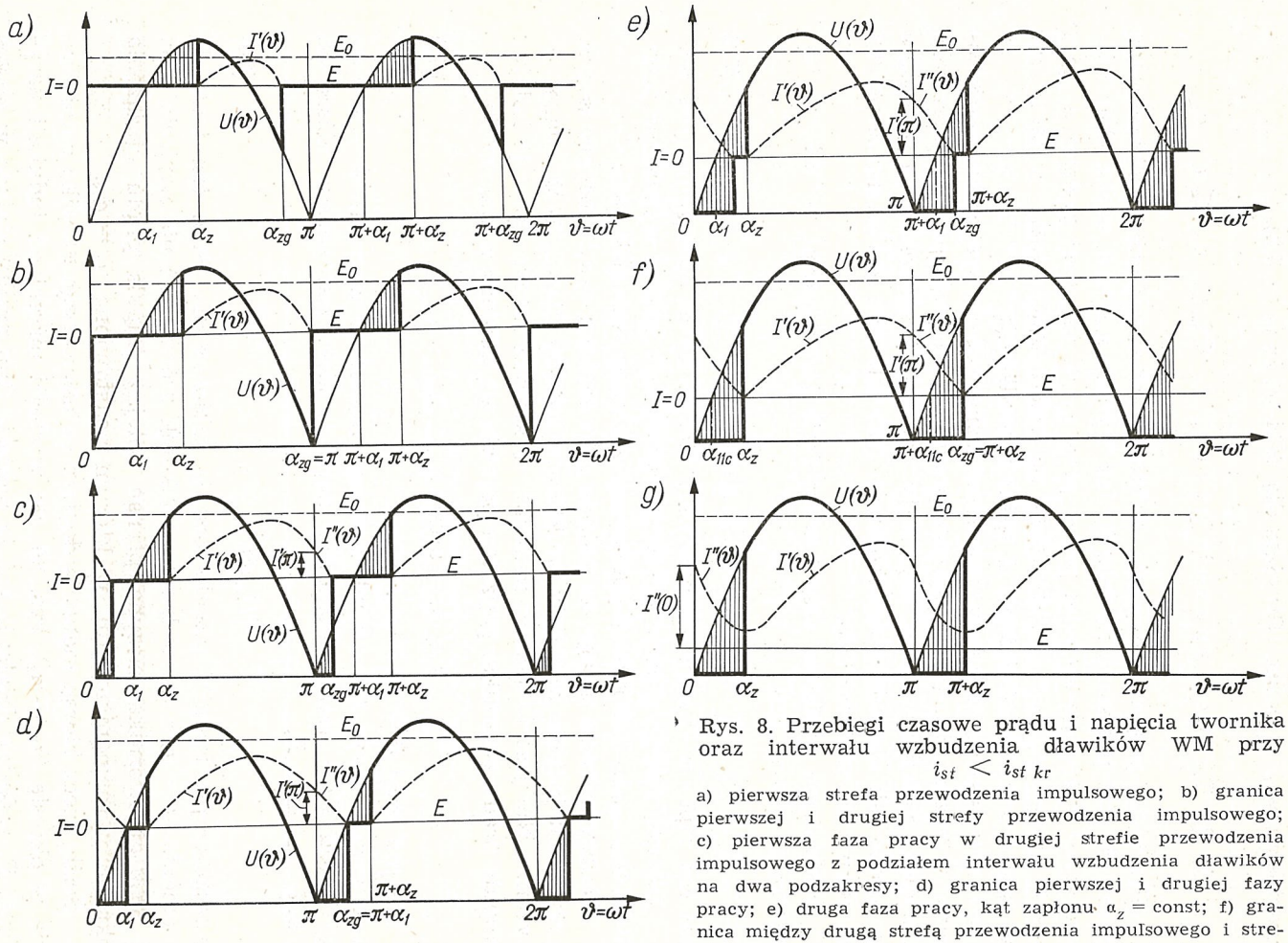
i kolejno przy $\vartheta = n\pi + \alpha_{1s}$.

Jak wynika z rys. 8d, dławik B osiąga nasycenie w chwili $\vartheta = \pi + \alpha_z$, gdy prąd $i''(\vartheta)$ gaśnie. Ponieważ napięcie sieci jest jeszcze niższe od *SEM*-ej silnika E,

$$|U_m \sin(\pi + \alpha_z)| < E, \tag{56}$$

wszystkie prostowniki układu zostają zablokowane. Stan ten trwa do momentu $\vartheta = \pi + \alpha_{1s}$, w którym wskutek zrównoważenia napięcia sieci i *SEM*-ej twornika zaczyna płynąć kolejny impuls prądu obciążenia określony równaniem (15), w którym podstawiono $\alpha_z = \alpha_{1s}$.

Ściśle rzecz biorąc indukcja dopiero co nasyconego dławika zmniejsza się w okresie $(\alpha_{1s} - \alpha_z)$, rys. 8d, do wartości niższej od indukcji nasycenia B_s wskutek działania źródła napięcia (lub prądu) stałego w obwodzie uzwojenia sterującego. Możliwy zatem byłby przypadek, że począwszy od chwili odblokowania zaworów $\vartheta = \alpha_{1s}$ (lub $\vartheta = \pi + \alpha_{1s}$ dla



Rys. 8. Przebiegi czasowe prądu i napięcia twornika oraz interwału wzbudzenia dławików WM przy $i_{st} < i_{st\,kr}$

a) pierwsza strefa przewodzenia impulsowego; b) granica pierwszej i drugiej strefy przewodzenia impulsowego; c) pierwsza faza pracy w drugiej strefie przewodzenia impulsowego z podziałem interwału wzbudzenia dławików na dwa podzakresy; d) granica pierwszej i drugiej fazy pracy; e) druga faza pracy, kąt zapłonu $\alpha_z = \text{const}$; f) granica między drugą strefą przewodzenia impulsowego i strefą przewodzenia ciągłego $\alpha_{zg} = \pi + \alpha_{13c}$; g) strefa przewodzenia ciągłego

dławika *B*) przez mały okres czasu płynąłby ponownie prąd magnesujący, sprowadzający ponownie indukcję dławika do stanu nasycenia. Początek impulsu prądu twornika byłby nieco opóźniony w stosunku do chwili $\vartheta = \pi + \alpha_{1s}$.

Zgodnie z poczynionymi uprzednio uproszczeniami (str. 279) nasycony w chwili $\vartheta = \pi + \alpha_z$ dławik B „oczekuje" nie zmieniając swego stanu nasycenia chwili $\vartheta = \pi + \alpha_{1s}$, w której może przewodzić kolejny impuls prądu twornika.

Kąt α_{1s} i prędkość $\nu_{3(\alpha_z = \text{const})} = \sin\alpha_{1s}$ można obliczyć podstawiając do (36) równanie (54).
Mamy wtedy

$$\alpha_{zg} = \pi + \alpha_z = \pi + \operatorname{tg}\varphi \ln\left[\frac{2}{\pi} \cdot \frac{i'(\pi)}{\sin\alpha_{1s}} + 1\right], \tag{57}$$

gdzie

$$i'(\pi) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi\sin\varphi - \sin\alpha_{1s} - [\cos\varphi\sin(\alpha_{1s} - \varphi) - \sin\alpha_{1s}]\, e^{-\frac{\pi-\alpha_{1s}}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\}. \tag{58}$$

Po wykonaniu przekształceń

$$\frac{\cos\varphi\left[e^{\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}} \cdot \sin\varphi - e^{\frac{\alpha_{1s}}{\operatorname{tg}\varphi}} \cdot \sin(\alpha_{1s} - \varphi)\right]}{\sin\alpha_{1s}} + e^{\frac{\alpha_{1s}}{\operatorname{tg}\varphi}} = e^{\frac{\alpha_z}{\operatorname{g}\varphi}}. \tag{59}$$

Z równania (59) podstawiając $\alpha_z < \alpha_{zkr}$
(gdzie α_{zkr} — podano w tablicy) można znaleźć α_{1s}, a następnie prędkość $\nu_{3(\alpha_z = \text{const})} = \sin\alpha_{1s}$.

Warto podkreślić, że począwszy od tej prędkości kąt zapłonu (nasycenia) α_z jest stały i nie zależy od obciążenia.

2° W drugiej fazie pracy, przy dalszym wzroście obciążenia i spadku prędkości (rys. 8e) prąd rozładowania indukcyjności twornika $I''(\vartheta)$, płynący przez zawory *III* i *IV* i określony równaniem (35), nie zanika w chwili $\vartheta = \pi + \alpha_z$, lecz jest nadal większy od zera; $i''(\pi + \alpha_z) > 0$.

Kąt zgaszenia jest zawarty wtedy w granicach

$$\pi + \alpha_z < \alpha_{zg} < \pi + \alpha_{13c}, \tag{60}$$

gdzie $\alpha_{13c} = \arcsin \nu_{3c}$ — kąt odpowiadający prędkości, przy której zaczyna się strefa przewodzenia ciągłego przy $i_{st} < i_{stkr}$.

Jak wynika z rys. 1, po nasyceniu dławika B w obwodzie *1—5—B—2—1* zaczyna pod wpływem napięcia sieci szybko wzrastać prąd, powodując zablokowanie zaworu *III*. Zgodnie z przyjętymi uproszczeniami prąd ten wzrasta skokiem w chwili $\vartheta = \pi + \alpha_z$ blokując zawór *III*. Od tego momentu prąd rozładowania indukcyjności twornika musi płynąć w obwodzie *1—IV—3—twornik—5—B—2—1*.

Równanie różniczkowe opisujące dalszy przebieg prądu twornika ma postać

$$-U_m \sin\vartheta = RI'''(\vartheta) + \omega L \frac{dI'''(\vartheta)}{d\vartheta} + E \tag{61}$$

z warunkiem początkowym

$$I'''(\pi + \alpha_z) = I''(\pi + \alpha_z). \tag{62}$$

Rozwiązaniem (61) z uwzględnieniem (62) jest wynik (w jednostkach względnych)

$$i'''(\vartheta) = \frac{\pi}{2}\left\{-\cos\varphi \sin(\vartheta - \varphi) - \sin\alpha_1 + \right.$$

$$\left. - [\cos\varphi \sin(\alpha_z - \varphi) - \sin\alpha_1]\, e^{-\frac{\vartheta-(\pi+\alpha_z)}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\} + i''(\pi + \alpha_z)\, e^{-\frac{\vartheta-(\pi+\alpha_z)}{\operatorname{tg}\varphi}}. \tag{63}$$

Zaznacza się ponownie, że w równaniu (63) kąt zapłonu jest kątem nasycenia dławika (α_z, $\pi + \alpha_z$), natomiast impuls prądu zaczyna się w momencie $\vartheta = \alpha_1$.

W równaniu (63), zgodnie z (35)

$$i''(\pi + \alpha_z) = i'(\pi)\, e^{-\frac{\alpha_z}{\operatorname{tg}\varphi}} - \frac{\pi}{2}\left(1 - e^{-\frac{\alpha_z}{\operatorname{tg}\varphi}}\right)\sin\alpha_1, \tag{64}$$

gdzie

$$i'(\pi) = \frac{\pi}{2}\left\{\cos\varphi \sin\varphi - \sin\alpha_1 - [\cos\varphi \sin(\alpha_1 - \varphi) - \sin\alpha_1]\, e^{-\frac{\pi-\alpha_1}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\} \tag{65}$$

(tu $\alpha_1 < \alpha_{1s}$).

Ze wzoru (63) można wyznaczyć kąt zgaszenia prądu $i'''(\vartheta)$ podstawiając

$$\vartheta = \alpha_{zg} \quad \text{i} \quad i'''(\alpha_{zg}) = 0 \tag{66}$$

Średnią wartość prądu i momentu silnika można obliczyć bezpośrednio całkując odpowiednio równania (14), (27) i (61):

$$\int_{\alpha_1}^{\alpha_{zg}} \left[RI(\vartheta) + \omega L \frac{dI(\vartheta)}{d\vartheta}\right] d\vartheta = \int_{\alpha_1}^{\pi} (U_m \sin\vartheta - E)\, d\vartheta +$$

$$+ \int_{\pi}^{\pi+\alpha_z} -E\, d\vartheta + \int_{\pi+\alpha_z}^{\alpha_{zg}} (-U_m \sin\vartheta - E)\, d\vartheta \tag{67}$$

i stąd

$$= \mu = \frac{1}{2}[1 + \cos\alpha_z + \cos\alpha_1 + \cos\alpha_{zg} - (\alpha_{zg} - \alpha_1)\sin\alpha_1]. \tag{68}$$

Kąt zapłonu α_z w (68) jest stały i zależny jedynie od prądu sterującego. Zmiennymi są α_1 i α_{zg} określone z (63) zgodnie z (66).

Końcowym punktem pracy drugiej fazy, a zarazem drugiej strefy przewodzenia impulsowego przy $i_{st} < i_{stkr}$ jest przypadek pokazany na rys. 8f. Jest to jednocześnie początek strefy przewodzenia ciągłego, który zachodzi przy

$$\alpha_{zg} = \pi + \alpha_{13c}. \tag{69}$$

Mamy wtedy z (63):

$$i'''(\pi + \alpha_{13c}) = \frac{\pi}{2}\left\{-\cos\varphi \sin(\pi + \alpha_{13c} - \varphi) - \sin\alpha_{13c} + \right.$$
$$\left. - [\cos\varphi \sin(\alpha_z - \varphi) - \sin\alpha_{13c}]\, e^{-\frac{(\pi+\alpha_{13c})-(\pi+\alpha_z)}{\operatorname{tg}\varphi}}\right\} +$$
$$+ i''(\pi + \alpha_z)\, e^{-\frac{(\pi+\alpha_{13c})-(\pi+\alpha_z)}{\operatorname{tg}\varphi}} = 0. \tag{70}$$

Ze wzoru (70) przy uwzględnieniu (64) i (65) można wyznaczyć kąt α_{13c}, a następnie prędkość

$$\nu_{3c} = \sin\alpha_{13c}. \tag{71}$$

Po wykonaniu niezbędnych przekształceń

$$e^{\frac{\alpha_{13c}}{\operatorname{tg}\varphi}}[\sin\alpha_{13c} - \cos\varphi \sin(\alpha_{13c} - \varphi)] = \frac{\cos\varphi}{1 - e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}}\left[\sin\varphi - e^{\frac{\alpha_z}{\operatorname{tg}\varphi}} \sin(\alpha_z - \varphi)\right]. \tag{72}$$

W przypadku gdy kąt zapłonu zostaje zmniejszony do zera, $\alpha_z = 0$, ze wzorów (63), (68) i (72) uzyskuje się wzory obowiazujące w układzie zasilania silnika z 1-fazowego mostka prostowniczego [10], co jest całkowicie zgodne z fizykalną stroną zjawisk w omawianym układzie.

6. STREFA PRZEWODZENIA CIĄGŁEGO W OBWODZIE TWORNIKA

Jak wynika z rys. 6f,g; 7d,e; 8f,g, w strefie przewodzenia ciągłego, niezależnie od wartości prądu sterującego i_{st}, można wyróżnić w półokresie napięcia zasilającego dwa przedziały pracy.

Przedział pierwszy. $0 \leqslant \vartheta \leqslant \alpha_z$.

Prąd twornika określony jest równaniem różniczkowym:

$$0 = RI''(\vartheta) + \omega L \frac{dI''(\vartheta)}{d\vartheta} + E \tag{73}$$

z warunkiem początkowym $I''(0) \neq 0$.

Przedział drugi. $\alpha_z \leqslant \vartheta \leqslant \pi$.

Prąd twornika określony jest równaniem różniczkowym:

$$U_m \sin\vartheta = RI'(\vartheta) + \omega L \frac{dI'(\vartheta)}{d\vartheta} + E \tag{74}$$

z warunkiem początkowym $I'(\alpha_z) = I''(\alpha_z)$
oraz warunkiem brzegowym $I'(\pi) = I''(0)$.

Na podstawie równań (73) i (74), oraz podanych warunków brzegowych, można obliczyć przebieg prądu $I''(\vartheta)$ i $I'(\vartheta)$ w zakresie od $\vartheta = 0$ do $\vartheta = \pi$.

Przebieg prądu w następnym półokresie jest identyczny. Zachodzi warunek stanu ustalonego:

$$I(\alpha) = I(\pi + \alpha). \tag{75}$$

Wartość średnią prądu twornika można obliczyć całkując odpowiednio równania (73) i (74):

$$\int_0^{\pi} \left[RI(\vartheta) + \omega L \frac{dI(\vartheta)}{d\vartheta} \right] d\vartheta = \int_0^{\alpha_z} -E\, d\vartheta + \int_{\alpha_z}^{\pi} (U_m \sin\vartheta - E)\, d\vartheta, \tag{76}$$

stąd

$$i = \mu = \frac{1}{2}[1 + \cos\alpha_z - \pi\nu] \tag{77}$$

lub

$$\nu = \frac{2}{\pi}\left[\frac{1 + \cos\alpha_z}{2} - \mu\right]. \tag{78}$$

Przy stałym prądzie sterującym, $\cos\alpha_z = \text{const}$ (wzory 39 i 48), charakterystyka mechaniczna układu jest linią prostą o nachyleniu

$$\frac{d\nu}{d\mu} = -\frac{2}{\pi} \tag{79}$$

niezależnym od wartości prądu sterującego i_{st} i od wartości $\cos\varphi$ obwodu twornika. Charakterystyki $\nu(\mu)$ dla różnych wartości $i_{st} = \text{const}$ są równoległe.

Jak wykazuje bliższa analiza, strefa przewodzenia ciągłego dla małych silników, o $\cos\varphi = 0{,}1 \div 0{,}3$, zaczyna się w rejonie obciążenia znamionowego. Dotyczy to szczególnie prędkości średnich i bliskich znamionowej. Z tego względu właściwe określenie warunków pracy obwodu twornika w strefie przewodzenia impulsowego obejmującej zakres normalnych obciążeń silnika jest dość istotne.

Krzywą rozgraniczającą strefę przewodzenia ciągłego od strefy przewodzenia impulsowego można uzyskać wyznaczając miejsce geometrycz-

ne punktów (ν, μ) związanych wzorem (78), do którego podstawiono wartości ν obliczone odpowiednio ze wzorów (45), (53) lub (72) dla założonych wartości kąta zapłonu α_z.

Przebieg charakterystyk mechanicznych $\nu(\mu)$ w zakresie przewodzenia impulsowego dla różnych wartości $\cos\varphi = \text{const}$ i $i_{st} = \text{const}$ może być wyznaczony w oparciu o wzory wyprowadzone w niniejszym artykule po określeniu zależności $\alpha_z(I_{st}, \alpha_1)$ dla konkretnego (bądź idealizowanego) przypadku. Ze względu na dużą pracochłonność obliczeń oraz uzyskanie wyników z określoną dokładnością byłoby wskazane wykorzystanie do tych celów cyfrowej maszyny matematycznej.

Politechnika Łódzka
Katedra Napędu Elektrycznego

WYKAZ LITERATURY

1. Storm H. F.: Magnetic Amplifiers. J. Willey, New York 1955.
2. Rozenbłat M. A.: Magnitnyje usilitieli. Izd. Sow. Radio, Moskwa 1960.
3. Lynn G. E. i inni: Self-Saturating Magnetic Amplifiers. McGraw-Hill,
4. Attura G. M.: Magnetic Amplifier Engineering. McGraw-Hill, New York 1959.
5. Finzi L. A., Jackson R. R.: The Operation of Magnetic Amplifiers with Various Types of Load. — AIEE Transactions, vol. 73, 1954, part I, str. 270—288.
6. Kusko A., Nelson J. G.: Magnetic Amplifier Control of D.C. Motors.—AIEE Transactions, vol. 74, 1955, part I, str. 326—333.
7. Leonhard W.: Speed Control of a D. C. Motor Using a Magnetic Amplifier. — AIEE Transactions, vol. 76, 1957, part I, str. 112—119.
8. Bojarczenkow M. A., Rozenbłat M. A.: Rabota magnitnogo usilitiela na protiwo — e.d.s. — Awtomatika i Tielemiech., t. XXIII, Nr 1, 1962, str. 77—90.
9. Czajkowski A.: Charakterystyki mechaniczne silnika obcowzbudnego prądu stałego, zasilanego ze wzmacniacza magnetycznego. — Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej „Elektryka" Nr 10/1962.
10. Czajkowski A.: Charakterystyki mechaniczne i przebiegi czasowe napięcia i prądu twornika w silniku obcowzbudnym prądu stałego, zasilanym z 1-fazowego mostka prostowniczego. — Rozpr. Elektr., tom IX, 1963.
11. Vedder E. H., Puchlowski K. P.: Theory of Rectifier — D.C. Motor Drive. — AIEE Transactions, vol. 62, 1943, str. 863—870.

A. CZAJKOWSKI

SOME PROBLEMS OF SELF-SATURATING MAGNETIC AMPLIFIER OPERATION WITH D-C MOTOR LOAD

Summary

The paper deals with the analysis of armature current and voltage time-characteristics, of separately excited D-C motor driven by self-saturating mag-

netic amplifier (bridge-amplistat). The whole range of motor speed, torque and control current of magnetic amplifier is studied.

In particular, discontinuous conduction in armature circuit is examined with armature inductance taken into consideration. Some mistakes in papers [5], [6], [7], [8] are discussed.

The table of several critical values of firing angle is given. These values delimit operation modes of the amplifier-motor unit in the second region of discontinuous conduction.

The normalized speed-torque characteristics of the amplifier-motor unit in all regions of conduction are obtained.

A. CZAJKOWSKI

LES CERTAINS PROBLÈMES DE COMPORTEMENT D'UN AMPLIFICATEUR MAGNÉTIQUE ALIMENTANT UN MOTEUR À COURANT CONTINU À EXCITATION SÉPARÉE

Résumé

L'étude traite d'analyse de variations dans le temps de la tension et du courant d'induit d'un moteur à courant continu à excitation separée, alimenté d'un amplificateur magnétique à autoexcitation.

On a examiné ces problèmes pour le domaine entièr des variations de charge et de vitesse du moteur ainsi que des variations de courant de centrôle d'amplificateur magnétique.

En particulier on a étudié le régime de conductibilité impulsive de circuit d'induit et on a discuté des erreurs observées dans quelques articles sur ce sujet [5], [6], [7], [8].

On a présenté dans cet article un tableau donnant quelques valeurs critiques d'angle d'amorçage. Ces valeurs limitent les domaines des régimes du système consideré dans la seconde zone de conductibilité impulsive. On a aussi établi les équations des caractéristiques couple-vitesse pour les zones particulières de conductibilité.

A. CZAJKOWSKI

EINIGE PROBLEME DES VERHALTENS VON MAGNETVERSTÄRKERN BEI MOTORBELASTUNG

Zusammenfassung

In vorliegender Arbeit werden die zeitlichen Verläufe des Ankerstromes und der Ankerspannung des durch Fremderregung, mittels einphasigem, spannungsteuernden Magnetverstärker ankergespeisten Gleichstrommotors theoretisch untersucht. Der ganze Bereich der Geschwindigkeits- und Laständerungen des Motors sowie der Bereich des Steuerstromes des Magnetverstärkers wird dabei umfasst.

Besonders behandelt wurde der Bereich der diskontinuierlichen Ankerstromführung und einige Fehler, welche in den Veröffentlichungen [5], [6], [7], [8] auftauchen, besprochen.

Dabei wird eine Tafel mit einigen kritischen Werten des Sättigungswinkels, welche die zweite Zone der diskontinuierlichen Ankerstromführung in bestimmte Arbeitsbereiche unterteilen, angegeben.

Zum Schluss werden die Drehzahl-Drehmoment Kennlinien des Motors für alle Zonen der Stromführung dargestellt.

А. ЧАЙКОВСКИ

О НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМАХ РАБОТЫ МАГНИТНОГО УСИЛИТЕЛЯ ПИТАЮЩЕГО ПРИВОД ПОСТОЯННОГО ТОКА С ДВИГАТЕЛЕМ НЕЗАВИСИМОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Резюме

В статье приведен анализ характеристик тока и напряжения в якоре двигателя постоянного тока с независимым возбуждением, питаемого от однофазного магнитного усилителя с внутренней обратной связью (мостовая схема). Выводы касаются всей области изменения нагрузки и скорости двигателя, а также тока в обмотке управления магнитного усилителя и учитывают индуктивность цепи якоря.

В частности рассмотрен режим импульсного тока в цепи якоря двигателя, и обсуждены те ошибки которые были совершены при анализе этого режима в ранее напечатанных статьях [5], [6], [7], [8].

Приведена таблица нескольких критических значений угла зажигания, являющихся граничными в случае определенных режимов работы схемы во второй зоне импульсного тока.

В заключении выведены уравнения механических характеристик двигателя в относительных единицах, во всех зонах работы схемы.

621.313.323

LUDGER SZKLARSKI, KRYSTYN PAWLUK, MARIA KOMARZEWSKA

Stany nieustalone silnika synchronicznego jawnobiegunowego pracującego w układach napędów górniczych

Rękopis dostarczono 23.2.1962

W pracy niniejszej wyznaczono przepustowość silnika synchronicznego jawnobiegunowego oraz obliczono jego charakterystykę częstotliwościową. Za punkt wyjścia posłużyły równania Parka. W rozważaniach pominięto wpływ nasycenia magnetycznego. Mimo tych uproszczeń okazało się, że silnik synchroniczny jest elementem nieliniowym ze względu na występujące w równaniach iloczyny zmiennych niezależnych. W celu zlinearyzowania równań posłużono się metodą Lapunowa. Po dokonaniu linearyzacji można było wyznaczyć przepustowość operatorową silnika. Określono ją jako stosunek przyrostu kąta mocy do przyrostu momentu obciążającego silnik. Na podstawie tej przepustowości wyznaczono układ blokowy silnika. Prócz tego obliczono dla konkretnego silnika jawnobiegunowego charakterystykę częstotliwościową oraz określono jego stabilność przy pomocy kryterium Michajłowa.

OZNACZENIA

E_m — siła elektromotoryczna wzbudzenia
u_d — napięcie obwodu podłużnego
u_q — napięcie obwodu poprzecznego
i_d — prąd obwodu podłużnego
i_q — prąd obwodu poprzecznego
ψ_d — strumień obwodu podłużnego
ψ_q — strumień obwodu poprzecznego
x_W — reaktancja wzbudzenia
x_d — reaktancja uzwojenia podłużnego
x_q — reaktancja uzwojenia poprzecznego
x_D — reaktancja klatki podłużnej
x_Q — reaktancja klatki poprzecznej
x_s — reaktancja rozproszenia stojana
x''_d — reaktancja podprzejściowa podłużna
x''_q — reaktancja podprzejściowa poprzeczna
x_{sW} — reaktancja rozproszenia uzwojenia wzbudzenia

R_a — rezystancja stojana

σ — poślizg

ω — prędkość obrotowa

ω_0 — prędkość obrotowa synchroniczna

f — częstotliwość

ϑ — kąt mocy

$\Delta\vartheta$ — przyrost kąta mocy

m — moment

T_Q — stała czasowa klatki tłumiącej obwodu poprzecznego

T_D — stała czasowa klatki tłumiącej obwodu podłużnego

T_W — stała czasowa wzbudzenia

$T'_{Dd} = T_D \sigma_{dD}$ — stała czasowa przejściowa klatki podłużnej przy otwartym uzwojeniu wzbudzenia

$T'_{DW} = T_D \sigma_{WD}$ — stała czasowa przejściowa klatki podłużnej przy otwartym uzwojeniu stojana

$T''_D = T_D \dfrac{\sigma_{dWD}}{\sigma_{WD}}$ — stała czasowa podprzejściowa klatki podłużnej

$T'_{WD} = T_W \sigma_{WD}$ — stała czasowa przejściowa uzwojenia wzbudzenia przy „otwartej" klatce podłużnej

$T'_{Wd} = T_W \sigma_{dW}$ — stała czasowa przejściowa uzwojenia wzbudzenia przy „otwartej" klatce podłużnej

$T'_{Qq} = T_Q \sigma_{qQ}$ — stała czasowa przejściowa uzwojenia klatki poprzecznej

$$\sigma_{qQ} = \frac{\underline{x}_q \underline{x}_Q - \underline{x}_{aq}^2}{x_q x_Q}$$

$$\sigma_{dD} = \frac{\underline{x}_d \underline{x}_D - \underline{x}_{ad}^2}{\underline{x}_d \underline{x}_D}$$

$$\sigma_{dW} = \frac{\underline{x}_d \underline{x}_W - \underline{x}_{ad}^2}{\underline{x}_d \underline{x}_W}$$

$$\sigma_{WD} = \frac{\underline{x}_W \underline{x}_D - \underline{x}_{ad}^2}{\underline{x}_D \underline{x}_W}$$

$$\sigma_{dWD} = \frac{\underline{x}_d \underline{x}_W \underline{x}_D + 2\,\underline{x}_{ad}^3 - (\underline{x}_d + \underline{x}_W + \underline{x}_D)\,\underline{x}_{ad}^2}{\underline{x}_d \underline{x}_W \underline{x}_D}$$

$$T_M = \frac{J\omega_0^2}{P_n} 2\pi f \cdot 9{,}805$$

$\Delta\mathring{\psi}_d$; $\Delta\mathring{\psi}_q$; $\Delta\mathring{\vartheta}$ — wartości początkowe strumieni i kąta mocy

J — moment bezwładności [kGm sek²]

$P_n = 3\,U_n I_n$ [W]

1. WSTĘP

Obecnie szereg maszyn pracujących w przemyśle ma napęd synchroniczny, jak np. wentylatory, pompy, sprężarki, maszyny wyciągowe, samotoki walcarek. Przy napędzie wentylatorów, pomp i sprężarek wirujących obciążenie silnika może być przyjęte za stałe bądź za zmieniające się bardzo wolno. Przy napędzie sprężarek tłokowych (obecnie rzadko stosowanych) oraz przetwornic Leonarda maszyn wyciągowych obciążenie zmienia się cyklicznie. W tym ostatnim przypadku synchroniczny silnik napędowy praktycznie przez cały czas pracuje w stanach dynamicznych. Przy takich warunkach pracy silnika jest celowe stosowanie automatycznej regulacji wzbudzenia w ten sposób, aby zachować stały współczynnik mocy lub stałą moc bierną.

Przy obliczeniach automatycznych układów regulacji wzbudzenia należy najpierw wyznaczyć charakterystyki dynamiczne silnika synchronicznego. W rozważanym przypadku ograniczono się do wyznaczenia przepustowości silnika synchronicznego jawnobiegunowego o liniowych charakterystykach obwodów magnetycznych. Równania dynamiki silnika są nieliniowe wobec występujących w nich iloczynów zmiennych niezależnych. Ich linearyzację można osiągnąć zakładając nieznaczne zmiany prędkości w stanach dynamicznych, dzięki czemu układ może być zlinearyzowany dla niewielkich odchyleń od stanu równowagi.

Przy rozważaniach stanów nieustalonych silnika synchronicznego jawnobiegunowego uwzględniono działanie tłumiące klatki wirnika, zastąpionej przez dwa uzwojenia o elementach skupionych, jedno w osi podłużnej, drugie w osi poprzecznej, a także działanie tłumiące uzwojenia wzbudzenia.

Za podstawę dyskusji przyjęto równania Parka dostosowane do pracy silnikowej maszyny synchronicznej na podstawie prac [1] i [2].

2. RÓWNANIA PODSTAWOWE

Równania podstawowe są następujące

$$\begin{aligned} u_d &= \frac{d\psi_d}{dt} - \psi_q \frac{d\alpha}{dt} + R_a i_d; \\ u_q &= \frac{d\psi_q}{dt} + \psi_d \frac{d\alpha}{dt} + R_a i_q; \\ m_m &= \psi_d i_q - \psi_q i_d - T_M \frac{d^2\alpha}{dt}. \end{aligned} \tag{1}$$

Wykres wektorowy odpowiadający pracy silnikowej maszyny przedstawia rys. 1. Z wykresu tego można wyrazić zależności między kątami

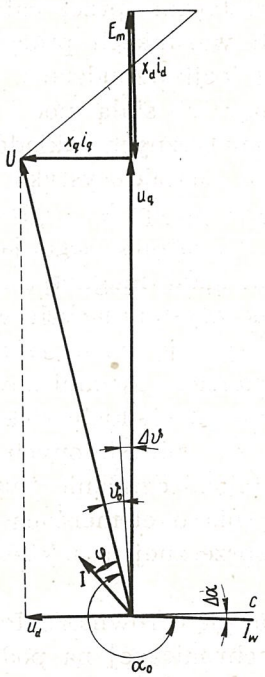
$$\alpha_{(t)} = \alpha_0 + \omega_{(t)} t = \omega_{(t)} \cdot t + \frac{3}{2}\pi - \vartheta_0,$$

przy czym

$$\omega_{(t)} = \frac{d\alpha}{dt}, \tag{2}$$

W czasie trwania stanów nieustalonych kąt mocy ϑ nie jest wartością stałą, zatem i poślizg jest różny od zera:

$$\sigma_t = \omega_0 - \frac{\omega_t}{\omega_0}. \tag{3}$$



Rys. 1. Wykres wektorowy silnika synchronicznego

Następuje więc zmiana kąta α:

$$\alpha_t = \alpha_0 + \omega_0 t + \Delta\alpha = \frac{3}{2}\pi - \vartheta_0 + \omega_0 t - \Delta\vartheta. \tag{4}$$

Z powyższego wzoru można wyznaczyć prędkość kątową:

$$\omega_t = \frac{d\alpha_t}{dt} = \omega_0 + \frac{d\Delta\alpha}{dt} = \omega_0 - \frac{d\Delta\vartheta}{dt}, \tag{5}$$

a ze wzorów (3) i (5) zależności:

$$\frac{d\alpha_t}{dt} = \omega_0 - \frac{d\Delta\vartheta}{dt} \tag{6}$$

oraz

$$\frac{d^2\alpha_t}{dt^2} = -\frac{d^2\Delta\vartheta}{dt^2}. \tag{7}$$

Równania podstawowe są nieliniowe, do ich linearyzacji użyto następujących zmiennych;

$$\begin{aligned} u_d &= u_{d0} + \Delta u_d = u_{d0} + u_{q0}\Delta\vartheta; \\ u_q &= u_{q0} + \Delta u_q = u_{q0} - u_{d0}\Delta\vartheta; \\ i_d &= i_{d0} + \Delta i_d; \\ i_q &= i_{q0} + \Delta i_q; \\ \psi_d &= \psi_{d0} + \Delta\psi_d; \\ \psi_q &= \psi_{q0} + \Delta\psi_q; \\ m_m &= m_0 + \Delta m, \end{aligned} \tag{8}$$

gdzie wartości oznaczone indeksem „0" odpowiadają punktowi pracy przy obciążeniu nominalnym.

Po podstawieniu do równań (1) zmiennych (8) oraz zależności (6) i (7) otrzyma się:

$$\begin{aligned} u_{d0} + u_{q0}\Delta\vartheta &= \frac{d\Delta\psi_d}{dt} - (\psi_{q0} + \Delta\psi_q)\left(\omega_0 - \frac{d\Delta\vartheta}{dt}\right) + R_a(i_{d0} + \Delta i_d); \\ u_{q0} + u_{d0}\Delta\vartheta &= \frac{d\Delta\psi_q}{dt} + (\psi_{d0} + \Delta\psi_d)\left(\omega_0 - \frac{d\Delta\vartheta}{dt}\right) + R_a(i_{q0} + \Delta i_q); \\ m_0 + \Delta m &= (\psi_{d0} + \Delta\psi_d)(i_{q0} + \Delta i_q) - (\psi_{q0} + \Delta\psi_q)(i_{d0} + \Delta i_d) + T_M\frac{d^2\Delta\vartheta}{dt^2}, \end{aligned} \tag{9}$$

Równania dla stanu równowagi wynoszą:

$$\begin{aligned} u_{d0} &= -\psi_{q0}\omega_0 + R_a i_{d0}; \\ u_{q0} &= \psi_{d0}\omega_0 + R_a i_{q0}; \\ m_0 &= \psi_{d0} i_{q0} - \psi_{q0} i_{d0}. \end{aligned} \tag{10}$$

Po odjęciu od równań (9) równań stanu ustalonego, pominięciu małych wyższego rzędu i dokonaniu przekształceń otrzyma się ostateczną postać równań linearyzowanych w formie operatorowej. Układ tych równań przedstawiono przy pomocy macierzy.

$$\begin{Vmatrix} s x_d(s) + R_a; & -\omega_0 x_q(s); & s\psi_{q0} - u_{q0} \\ \omega_0 x_d(s); & s x_q(s) + R_a; & -s\psi_{d0} - u_{d0} \\ i_{q0} x_d(s) - \psi_{q0}; & -i_{d0} x_q(s) + \psi_{d0}; & s^2 T_M \end{Vmatrix} \cdot \begin{Vmatrix} \Delta i_d(s) \\ \Delta i_q(s) \\ \Delta\vartheta(s) \end{Vmatrix} =$$

$$= \begin{Vmatrix} 0 \\ 0 \\ \Delta m(s) \end{Vmatrix} \begin{Vmatrix} \Delta\mathring{\psi}_d + \psi_{q0}\Delta\mathring{\vartheta} \\ \Delta\mathring{\psi}_q - \psi_{d0}\Delta\mathring{\vartheta} \\ T_M\Delta\mathring{\vartheta}\ sT_M\Delta\mathring{\vartheta} \end{Vmatrix}, \tag{11}$$

gdzie:

$$x_d(s) = x_d \frac{s^2 T'_{WD} T''_D + s(T'_{WD} + T'_{Dd}) + 1}{s^2 T'_{WD} T_D + s(T_W + T_D) + 1}, \tag{12}$$

$$x_q(s) = x_q \frac{sT'_{Qq} + 1}{sT_Q + 1}. \tag{13}$$

Przy czym:

$$\lim_{s\to\infty} x_d(s) = x_d \frac{T''_D}{T_D} = x''_d;$$

$$\lim_{s\to\infty} x_q(s) = x_q \frac{T'_{Qq}}{T_Q} = x''_q.$$

3. WYZNACZENIE PRZEPUSTOWOŚCI SILNIKA SYNCHRONICZNEGO

Przepustowość silnika synchronicznego określono jako stosunek przyrostu kąta mocy do przyrostu momentu

$$G(s) = \frac{\Delta\vartheta(s)}{\Delta m(s)}. \tag{14}$$

Przepustowość tę wyliczono na podstawie równań (11) przy pomocy wyznaczników:

$$W = \begin{vmatrix} sx_d(s) + R_a; & -\omega_0 x_q(s); & s\psi_{q0} - u_{q0} \\ \omega_0 x_d(s); & s x_q(s) + R_a; & -s\psi_{d0} + u_{d0} \\ i_{q0} x_d(s) - \psi_{q0}; & -i_{d0} x_q(s) + \psi_{d0}; & s^2 J \end{vmatrix}; \tag{15}$$

$$W_1 = \begin{vmatrix} s x_d(s) + R_a; & -\omega_0 x_q(s); & 0 \\ \omega_0 x_d(s); & s x_q(s) + R_a; & 0 \\ i_{q0} x_d(s) - \psi_{q0}; & -i_{d0} x_q(s) + \psi_{d0}; & \Delta m(s) \end{vmatrix}; \tag{16}$$

zmianę kąta ϑ można wyrazić następująco:

$$\Delta\vartheta(s) = \frac{W_1(s)}{W(s)} = \Delta m(s) \frac{M_1(s)}{W(s)}, \tag{17}$$

gdzie $M_1(s)$ — pierwszy minor główny wyznacznika $W_1(s)$.

Z równania (17) wyznacza się przepustowość układu. Przepustowość tę po przekształceniu i uporządkowaniu wyrazów licznika i mianownika można przedstawić w dwu postaciach.

Postać pierwsza przepustowości:

$$G(s) = \frac{M_1(s)}{W(s)} = \frac{a_1 s^5 + a_2 s^4 + a_3 s^3 + a_4 s^2 + a_5 s + a_6}{b_1 s^7 + b_2 s^6 + b_3 s^5 + b_4 s^4 + b_5 s^3 + b_6 s^2 + b_7 s + b_8}. \tag{18}$$

Współczynniki licznika a_1, a_2, ... są zależne od stałych silnika, tj. od reaktancji, rezystancji i stałych czasowych. Dla uporządkowania tych zależności wprowadzono następujące oznaczenia:

$$a_{11} = x_d x_q T'_{Qq} T'_{WD} T''_D;$$
$$a_{21} = x_d x_q (T'_{WD} T''_D + T'_{Qq} T'_{WD} T'_{Dd} T'_{Qq});$$
$$a_{22} = R_a x_d T'_{WD} T''_D T_Q;$$
$$a_{23} = R_a x_q T_W T'_{DW} T'_{Qq};$$
$$a_{31} = x_d x_q (T'_{WD} + T'_{Dd} + T'_{Qq});$$
$$a_{32} = R_a x_d (T'_{WD} T''_D + T'_{WD} T_Q + T'_{Dd} T_Q);$$
$$a_{33} = R_a x_q (T_W T'_{Dd} + T_W T'_{Qq} + T_D T'_{Qq});$$
$$a_{34} = R_a^2 T_W T'_{DW} T_Q;$$
$$a_{41} = x_d x_q;$$
$$a_{42} = R_a x_d (T'_{Wd} + T'_{Dd} + T_Q);$$
$$a_{43} = R_a x_q (T_W + T_D + T'_{Qq});$$
$$a_{44} = R_a^2 (T_W T'_{DW} + T_W T_Q + T_D T_Q);$$
$$a_{51} = R_a x_d;$$
$$a_{52} = R_a x_q;$$
$$a_{53} = R_a^2 (T_W + T_D + T_Q);$$
$$a_{61} = R_a^2.$$

Po takim uporządkowaniu można podać proste zależności na współczynniki licznika przepustowości.

$$a_1 = a_{11};$$
$$a_2 = a_{21} + a_{22} + a_{23};$$
$$a_3 = a_{11} + a_{31} + a_{32} + a_{33} + a_{34};$$
$$a_4 = a_{21} + a_{41} + a_{42} + a_{43} + a_{44};$$
$$a_5 = a_{31} + a_{51} + a_{52} + a_{53};$$
$$a_6 = a_{41} + a_{61}.$$

Współczynniki mianownika b_1, b_2, ... zależą od stałych silnika występujących w takiej samej uporządkowanej postaci jak przy współczynnikach licznika (a_{11}, a_{21}, a_{22} ...), a ponadto od stałej bezwładnościowej zespołu i od danych stanu ustalonego, wokół którego linearyzuje się równania.

Zależności te w uporządkowanej postaci zestawione są poniżej.

$$b_{31} = \psi_{d0} i_{d0} + \psi_{q0} i_{q0};$$
$$b_{51} = \psi_{d0} i_{q0} - \psi_{q0} i_{d0} + u_{d0} i_{d0} + u_{q0} i_{q0};$$
$$b_{52} = \psi_{q0} u_{q0} + \psi_{d0} \psi_{q0} + \psi_{d0} i_{d0} R_a;$$
$$b_{53} = \psi_{d0} u_{d0} - \psi_{d0} \psi_{q0} + \psi_{q0} i_{q0} R_a;$$

$$b_{54} = u_{q0} i_{d0} - u_{d0} i_{q0};$$
$$b_{55} = u_{d0} i_{d0} R_a + \psi_{q0} u_{d0};$$
$$b_{56} = u_{q0} i_{q0} R_a - \psi_{d0} u_{q0};$$
$$b_{71} = u_{d0} \psi_{d0} + u_{q0} \cdot \psi_{q0}.$$

Po takim uporządkowaniu parametrów stanu ustalonego współczynniki mianownika przepustowości wyrażą się następującymi zależnościami:

$$b_1 = T_M a_1;$$
$$b_2 = T_M a_2;$$
$$b_3 = T_M a_3 - a_{11} b_{31} + \frac{a_{22}}{R_a} \psi_{d0}^2 + \frac{a_{23}}{R_a} \psi_{q0}^2;$$
$$b_4 = T_M a_4 - a_{21} b_{31} + \frac{a_{32} + a_{34}}{R_a} \psi_{d0}^2 + \frac{a_{33} + a_{34}}{R_a} \psi_{q0}^2 + a_{11} b_{51} - b_{52} \frac{a_{23}}{R_a} - b_{53} \frac{a_{22}}{R_a};$$
$$b_5 = T_M a_5 - a_{31} b_{31} + \frac{a_{42} + a_{44}}{R_a} \psi_{d0}^2 + \frac{a_{43} + a_{44}}{R_a} \psi_{q0}^2 + a_{21} b_{51} + a_{11} a_{54} -$$
$$- \frac{a_{32}}{R_a} b_{53} - \frac{a_{33}}{R_a} b_{52} + \frac{a_{23}}{R_a} b_{55} + \frac{a_{22}}{R_a} b_{56} - \frac{a_{34}}{R_a} b_{71};$$
$$b_6 = T_M a_6 - a_{41} b_{31} + \frac{a_{51} + a_{53}}{R_a} \psi_{d0}^2 + \frac{a_{52} + a_{53}}{R_a} \psi_{q0}^2 + a_{31} b_{51} + a_{21} b_{54} -$$
$$- \frac{a_{43}}{R_a} b_{52} - \frac{a_{42}}{R_a} b_{53} + \frac{a_{32}}{R_a} b_{56} + \frac{a_{33}}{R_a} b_{55} - \frac{a_{44}}{R_a} b_{71};$$
$$b_7 = a_{41} b_{51} + \frac{a_{61}}{R_a} (\psi_{d0}^2 + \psi_{q0}^2) - x_d b_{53} - x_q b_{52} - (a_{51} + a_{52}) b_{31} + a_{31} b_{54} +$$
$$+ \frac{a_{43}}{R_a} b_{55} + \frac{a_{42}}{R_a} b_{56} + \frac{a_{53}}{R_a} b_{71};$$
$$b_8 = a_{41} b_{54} + x_d b_{56} + x_q b_{55} - \frac{a_{61}}{R_a} b_{71}.$$

W powyższych wyrażeniach przyjęto $\omega_0 = 1$, co odpowiada synchronicznej pracy silnika.

Wyznaczona powyżej przepustowość silnika synchronicznego jawnobiegunowego posłuży w dalszym ciągu do wyznaczenia charakterystyki częstotliwościowej silnika oraz do określenia jego stabilności.

Przepustowość silnika synchronicznego jawnobiegunowego można również przedstawić w drugiej postaci:

$$G(s) = \frac{G_1 (G_2 + G_3 + G_4)}{1 + (H_1 + H_2 + H_3 + H_4 + H_5) G_1}, \tag{19}$$

gdzie:

$$G_1 = \frac{T_1 T_2 T_5 T_6}{b_1 s^3 (T_1 s + 1)(T_2 s + 1)(T_5 s + 1)(T_6 s + 1)};$$

$$G_2 = \frac{T_1 T_2 T'_{Qq}}{a_1 s^3 (T_1 s + 1)(T_2 s + 1)(T'_{Qq} s + 1)(s^2 + 1)};$$

$$G_3 = \frac{T_3 T_4 T_5 T_6}{a_{23} (T_3 s + 1)(T_4 s + 1)(T_5 s + 1)(T_6 s + 1)};$$

$$G_4 = \frac{T_1 T_2 T_Q}{a_{22} (T_1 s + 1)(T_2 s + 1)(T_Q s + 1)};$$

$$H_1 = \frac{a_{23} s^3 (T_3 s + 1)(T_4 s + 1)(T'_{Qq} + 1)}{T_3 T_4 T'_{Qq}};$$

$$H_2 = \frac{a_1 (T_M - b_{31})(T_1 s + 1)(T_2 s + 1)(T_7 s + 1)(T_8 s + 1)(T'_{Qq} s + 1)}{T_1 T_2 T_7 T_8 T'_{Qq}};$$

$$H_3 = \frac{a_{23} \psi_{d0} \psi_{q0} (T_3 s + 1)(T_4 s + 1)(T_9 s + 1)(T_{10} s + 1)(T'_{Qq} s + 1)}{R_a T_3 T_4 T_9 T_{10} T'_{Qq}};$$

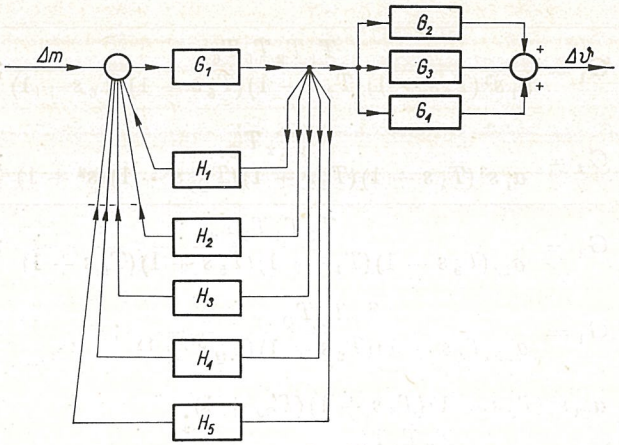
$$H_4 = \frac{a_{22} \psi_{d0} \psi_{q0} (T_1 s + 1)(T_2 s + 1)(T_{11} s + 1)(T_{12} s + 1)(T_Q s + 1)}{R_a T_1 T_2 T_{11} T_{12} T_Q};$$

$$H_5 = \frac{T_M a_{34} (T_3 s + 1)(T_4 s + 1)(T_{13} s + 1)(T_{14} + 1)(T_Q s + 1)}{T_3 T_4 T_{11} T_{12} T_Q}.$$

W wyrażeniach na G i H stałe czasowe T_1, T_2, ... T_{14} są odwrotnościami pierwiastków wziętych z przeciwnym znakiem następujących siedmiu równań drugiego stopnia:

Stałe czasowe	Równania
T_1, T_2	$T''_D T'_{WD} s^2 + (T'_{Wd} + T'_{Dd}) s + 1 = 0$
T_3, T_4	$T_D T'_{WD} s^2 + (T_W + T_D) s + 1 = 0$
T_5, T_6	$x_q T'_{Qq} s^2 + (x_q + R_a T_Q) s + R_a = 0$
T_7, T_8	$(T_M - b_{31}) s^2 + b_{51} s + b_{54} = 0$
T_9, T_{10}	$\psi^2_{q0} s^2 - b_{52} s + b_{55} = 0$
T_{11}, T_{12}	$\psi^2_{d0} s^2 - b_{53} s + b_{56} = 0$
T_{13}, T_{14}	$T_M R_a s^2 + (\psi^2_{d0} + \psi^2_{q0}) s - b_{71} = 0$

Przepustowość układu określonego równaniem (19) odpowiada układowi blokowemu przedstawionemu na rys. 2.



Rys. 2. Układ blokowy silnika synchronicznego

4. WYZNACZENIE CHARAKTERYSTYKI CZĘSTOTLIWOŚCIOWEJ SILNIKA SYNCHRONICZNEGO

Mając określoną przepustowość silnika synchronicznego jawnobiegunowego można obliczyć jego charakterystykę częstotliwościową.

Poniżej wyznaczono taką charakterystykę dla konkretnego silnika. Silnik synchroniczny jawnobiegunowy Typ MC 325 15/12

$P_N = 9000\,\text{kW}$ $\quad n_N = 500\,\text{obr/min}$

$P_{poz.N} = 10300\,\text{kVA}$ $\quad \cos\varphi = 0{,}9$

$U_N = 6300\,\text{V}$ $\quad f = 50\,\text{Hz}$

$I_N = 945\,\text{A}$ $\quad X_N = \dfrac{U_N}{\sqrt{3}\,I_N} = 3{,}85\,\Omega$

Oporność czynna stojana przy temp. 20°C $R_a = 0{,}0127\ \Omega/\text{f}$, a w jednostkach względnych $R_a = 0{,}0033$.

Oporność czynna wirnika $R_W = 0{,}11\ \Omega$ oraz $R_W = 0{,}0286$.

$GD^2 = 129 \cdot 4\,\text{tm}^2$ zespołu maszyn napędzanych silnikiem synchr.

$I_{Wo} = 387\,\text{A}$ — prąd wzbudzenia.

Reaktancje w jednostkach względnych:

$\underline{x}_s = 0{,}0745$ $\quad \underline{x}_{sW} = 0{,}184$

$\underline{x}_d = 0{,}83$ $\quad \underline{x}''_d = 0{,}146$

$\underline{x}_q = 0{,}517$ $\quad \underline{x}''_q = 0{,}156$

Stałe czasowe w sek synchr.:

$$T_W = 1242$$
$$T_D = 11{,}35$$
$$T_Q = 8{,}16$$

Na podstawie powyższych danych obliczono wszystkie współczynniki potrzebne do wyznaczenia charakterystyki częstotliwościowej silnika. Wszystkie współczynniki obliczono w jednostkach względnych.

Prądy i napięcia obwodu poprzecznego i podłużnego wyznaczono przy pomocy wykresu wektorowego z rys. 1, wykreślonego dla powyższego silnika.

Współczynniki rozproszenia:

$$\sigma_{qQ} = 0{,}302 \qquad \sigma_{WD} = 0{,}318$$
$$\sigma_{dW} = 0{,}265 \qquad \sigma_{dWD} = 0{,}0534$$
$$\sigma_{dD} = 0{,}229$$

Stałe czasowe przejściowe i podprzejściowe:

$$T'_{Wd} = 329 \qquad T'_{DW} = 3{,}61$$
$$T'_{WD} = 395 \qquad T''_{D} = 1{,}91$$
$$T'_{Dd} = 2{,}6 \qquad T'_{Qq} = 2{,}46$$

Parametry stanu równowagi:

$$\underline{i}_{d0} = 0{,}635 \qquad \underline{\psi}_{d0} = 0{,}9715$$
$$\underline{i}_{q0} = 0{,}772 \qquad \underline{\psi}_{q0} = -0{,}233$$
$$u_{d0} = 0{,}235 \qquad \underline{\omega}_0 = 1$$
$$u_{q0} = 0{,}974$$

Podstawiając powyższe dane do wzorów na współczynniki licznika i mianownika przepustowości silnika synchronicznego otrzyma się:

$$a_1 = 835 \qquad b_1 = 1095 \cdot 10^3$$
$$a_2 = 728 \qquad b_2 = 968 \cdot 10^3$$
$$a_3 = 991{,}7 \qquad b_3 = 1321 \cdot 10^3$$
$$a_4 = 692{,}7 \qquad b_4 = 928 \cdot 10^3$$
$$a_5 = 143 \qquad b_5 = 193 \cdot 10^3$$
$$a_6 = 0{,}43 \qquad b_6 = 2520$$
$$b_7 = 367$$
$$b_8 = 1$$

Przepustowość operatorowa układu ma postać:

$$G(s) = \frac{835\,s^5 + 728\,s^4 + 991{,}7\,s^3 + 692{,}7\,s^2 + 143\,s + 0{,}43}{\left[\begin{array}{l}1095 \cdot 10^3\,s^7 + 968 \cdot 10^3\,s^6 + 1321 \cdot 10^3\,s^5 + 928 \cdot 10^3\,s^4 + \\ + 193 \cdot 10^3\,s^3 + 2520\,s^2 + 367\,s + 1\end{array}\right]}. \tag{20}$$

Podstawiając $s = j\omega$ otrzyma się przepustowość widmową układu.

$$G(j\omega) = \frac{835\,\omega^5 j + 728\,\omega^4 - 991{,}7\,\omega^2 + 143\,\omega j + 0{,}43 - 99\ ,7\,\omega^3 j}{\left[\begin{array}{l}-1095 \cdot 10^3\,\omega^7 j - 968 \cdot 10^3\,\omega^6 + 1321 \cdot 10^3\,\omega^5 j + 928 \cdot 10^3\,\omega^4 + \\ - 193 \cdot 10^3\,\omega^3 j - 2520\,\omega^2 + 367\,\omega j + 1\end{array}\right]}.$$

Przepustowość widmową można przedstawić w postaci

$$G(j\omega) = P(\omega) + jQ(\omega), \tag{21}$$

gdzie:

$$P(\omega) = \frac{\left[\begin{array}{l} -251\cdot 10^5\,\omega^4 - 1248\,\omega^2 + 0{,}428 + \\ -915\cdot 10^6\,\omega^{12} + 148\cdot 10^7\,\omega^{10} - 281\cdot 10^6\,\omega^8 - 2647\cdot 10^5\,\omega^6 \end{array}\right]}{\left[\begin{array}{l} (-968\cdot 10^3\,\omega^6 + 928\cdot 10^3\,\omega^4 - 2520\,\omega^2 + 1)^2 + \\ (-1095\cdot 10^3\,\omega^6 + 1321\cdot 10^3\,\omega^4 - 193\cdot 10^3\,\omega^2 + 367)^2\,\omega^2 \end{array}\right]} \tag{22}$$

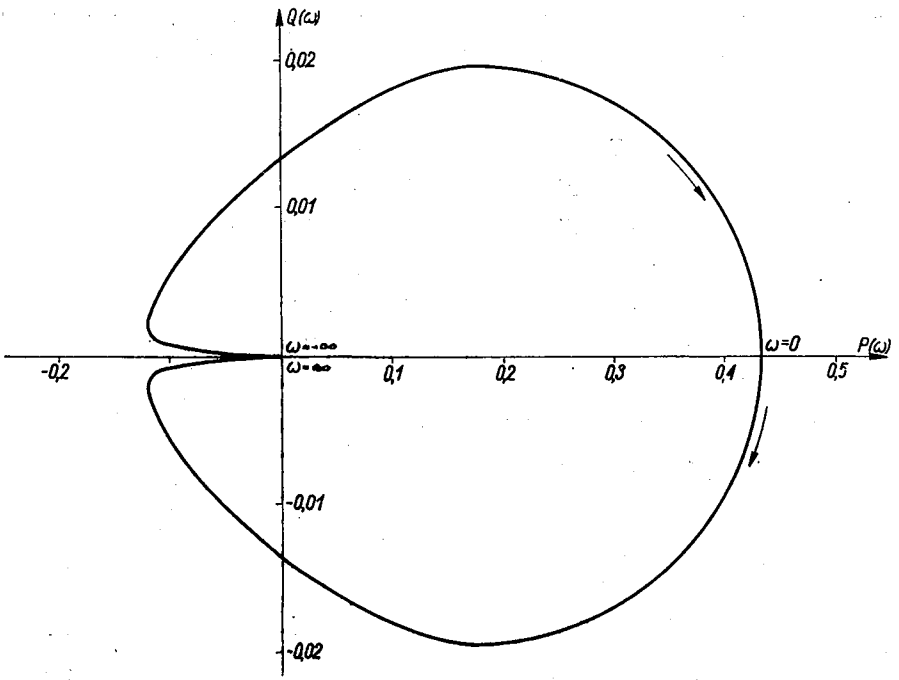
oraz

$$Q(\omega) = \frac{\left[\begin{array}{l} (-11\cdot 10^6\,\omega^{10} + 16\cdot 10^6\,\omega^8 - 553\cdot 10^4\,\omega^6 + \\ +767\cdot 10^2\,\omega^4 - 24392\,\omega^2 - 14)\,\omega \end{array}\right]}{\left[\begin{array}{l} (-968\cdot 10^3\,\omega^6 + 928\cdot 10^3\,\omega^4 - 2520\,\omega^2 + 1)^2 + (-1095\cdot 10^3\,\omega^6 + \\ +1321\cdot 10^3\,\omega^4 - 193\cdot 10^3\,\omega^2 + 367)^2\,\omega^2 \end{array}\right]}. \tag{23}$$

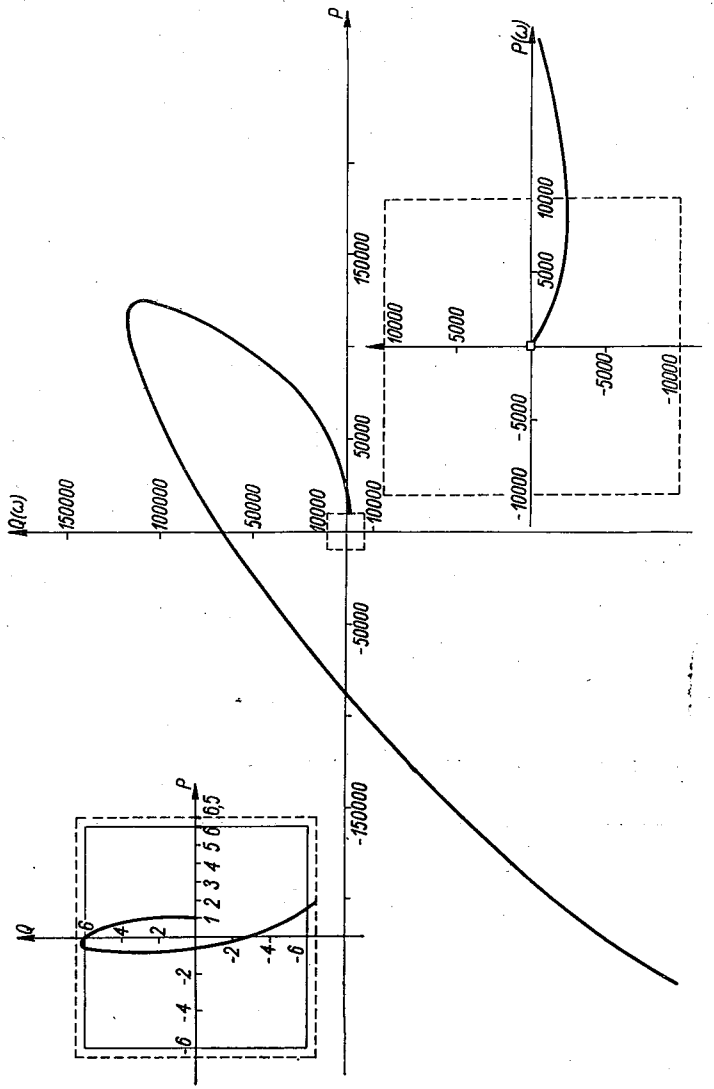
Podstawiając do wzorów (22) i (23) wartości ω od $-\infty$ do $+\infty$ można wyznaczyć charakterystykę częstotliwościową silnika synchronicznego. Charakterystyka ta jest przedstawiona na rys. 3.

W celu rozpatrzenia stabilności układu należy zbadać mianownik przepustowości silnika, który wynosi

$$M(s) = 1095000\,s^7 + 968000\,s^6 + 1321000\,s^5 + 928000\,s^4 + \\ + 193000\,s^3 + 2520\,s^2 + 367\,s + 1; \tag{24}$$



Rys. 3. Charakterystyka częstotliwościowa silnika synchronicznego jawnobiegunowego typu MC 325 15/12



Rys. 4. Charakterystyka częstotliwościowa równania charakterystycznego

po podstawieniu $s = j\omega$ oraz rozdziale na część rzeczywistą i urojoną mianownik można przedstawić w postaci

$$M(j\omega) = 968000\,\omega^6 + 928000\,\omega^4 - 2520\,\omega^2 + 1 + j\omega(-1095000\,\omega^6 + 1320700\,\omega^4 - 193000\,\omega^2 + 367).$$

Podstawiając do powyższego wzoru ω od 0 do ∞ otrzyma się charakterystykę częstotliwościową mianownika (rys. 4). Charakterystyka ta pozwala na ocenę stabilności silnika synchronicznego jawnobiegunowego. Ponieważ równanie mianownika jest siódmego stopnia, a charakterystyka widmowa (częstotliwościowa) przechodzi przez siedem ćwiartek układu współrzędnych, stąd wniosek, że silnik pracuje stabilnie.

Akademia Górniczo-Hutnicza
Katedra Elektrotechniki Górniczej

WYKAZ LITERATURY

1. Leibl: Tieoria sinchronnoj maszyny pri pieriechodnych processach. Gosenergoizdat, 1957.
2. Pawluk K.: Pomiary współczynników równań Parka maszyny synchronicznej w warunkach eksploatacyjnych. Praca doktorska, AGH, Kraków 1959.
3. Alfred A. S., Shackshaft, Go: Frequency Response Analisis of the Stabilizing Effect of Synchronans Machine Damper.-Proc. of the Institution of Electrical Engineers, part C, Nr 13, 1961.
4. White D. C., Woodson H. H.: Electromechanical Energy Conversion, John Wiley & Sons, New York — London 1958.

L. SZKLARSKI, K. PAWLUK, M. KOMARZEWSKA

TRANSIENTS IN THE SYNCHRONOUS MOTOR

Summary

The paper describes the determination of operational transfer function of a salient pole synchronous motor with the linearized saturation characteristics. Inspite of this simplification, the machine dynamical equations are nonlinear due to the presence of products of independent variables.

The machine dynamical equations are linearized by the application of the Liapounoff's small-displacement theory to the equations of motion of the machine.

The consideration of equations of motion are carried out regarding the effect of a rotor damper.

The analysis is based on the application of Park's equations adapted to the motor action of synchronous machine.

The motor operational transfer function is determined from the system of equations represented in matrix form (Eqs. 11) as relation of the increment of

torque angle to the torque increment (Eqs. 14). The operational transfer function expressed by the Eqs. 19 enables the blocke-diagram representation of the salient pole synchronous motor.

The frequency-response characteristics of a certain synchronous motor isgiren (Fig. 3). Mikhaylov's diagrams are used to evaluate the stability of the motor.

L. SZKLARSKI, K. PAWLUK, M. KOMARZEWSKA

RÉGIMES TRANSITOIRES DANS UN MOTEUR SYNCHRONE À PÔLES SAILLANTS APPLIQUÉ DANS LES SYSTÈMES DE COMMANDE MINIERE

Résumé

Dans l'etude présente on a déterminé la réponse transitoire d'un moteur synchrone à pôles ouvertes et on a calculé aussi sa caractéristique amplitude-fréquence.

Comme le point de départ on s'est servi des équations de Park. On a ommis dans les considérations l'influence de la saturation magnétique. Malgré cette simplification on a constanté que le moteur synchrone est un élément nonlinéaire, car on a trouvé dans les équations des produits des variables independantes. Pour accomplir la linéarisation des équations on s'est servi de la méthode de Lapounoff. La linéarisation faite, on pouvait déterminer la réponse operationnelle du moteur. On l'a definie comme un rapport de l'accroissement de l'angle de puissance à l' accroissement du moment de charge du moteur. On a calculé outre celà la réponse amplitude-fréquence d'un moteur réel à pôles saillants ansi que sa stabilité en se basant sur le critère de Mihailoff.

L. SZKLARSKI, K. PAWLUK, M. KOMARZEWSKA

REGELVORGÄNGE DES SYNCHRONMOTORS

Zusammenfassung

Im vorliegenden Beitrag wurde Operatorübergangsfunktion für den Schenkelpolsynchronmotor mit den linearisierten Kennlinien der magnetischen Kreise bestimmt. Trotz diesen vereinfachenden Voraussetzungen sind die Gleichungen der Motordynamik wegen der in ihnen hervortretenden Produkte von unabhängigen Variablen nicht linear Die Gleichungen können unter Annahme der geringen Geschwindigkeitsänderungen in den dynamischen Zuständen linearisiert werden. Die Linearisierung der Gleichungen wurde nach der Methode von Liapunow durchgeführt. Bei den Erwägungen der Ausgleichsvoränge des Schenkelpolsynchronmotors wurde die Dämpfungswirkung der Dämpferwicklung berücksichtigt.

Als Grundlage der Diskussion wurde die Gleichung von Park angenommen, welche der Motorarbeit der Synchronmaschine angepasst wurde. Die Operatorübergangsfunktion des Motors wurde durch Lösung des Gleichungssystems Nr. 9 ermittelt.

Die Gleichungen wurden in der Matrizenform aufgeschrieben. Der Hauptunbekannte wurde die Grösse $L\left(\frac{\Delta\vartheta}{\Delta M}\right)$ d.h. ein Laplace-Transformation von dem Differenzquotient $\frac{\Delta\vartheta}{\Delta M}$ gewählt. $\Delta\vartheta$ und ΔM bezeichnen entsprechend einen Leistungswinkel und Leistungszuwachs. Die mit der Gl. 19 angegebene Operatorübergangsfunktion lässt das Blockschema des Synchronomotors bilden.

Schliesslich wurde der Frequenzgang für den angegebene Schenkelpolsynchronmotor ermittelt und dessen Stabilität unter Zuhilfenahme des Michajlow- Kriterium analisiert.

Л. ШКЛЯРСКИ, К. ПАВЛЮК, М. КОМАЖЕВСКА

Резюме

В статье определена операторная передаточная функция явнополюсного синхронного двигателя с линеаризированными характеристиками магнитных цепей. Несмотря на это, динамические уравнения двигателя получаются нелинейными вследствие присутствия в них произведения независимых переменных.

Уравнения линеаризированы по методу небольших приращений скорости (метод Ляпунова). При исследовании нестационарных режимов явнополюсного синхронного двигателя принято во внимание влияние демиферной клетки ротора.

В основу положены уравнения Парка, преобразованные к условиям моторного режима синхронной машины.

Операторная передаточная функция двигателя определена на основании системы уравнений представленной в метричной форме (формула 11); в качестве передаточной функции принято отношение приращения угла вылета к приращению момента двигателя (Формула 14).

Операторная передаточная функция выражена формулой 19, эта формула позволяет построить блок-схему синхронного двигателя.

В статье приведена также частотная характеристика явнополюсного синхронного двигателя (фиг. 3), полученная для конкретного случая. Рассчитаны также условия стабильности при помощи критерия Михайлова.

621.38:621.3.082.5

JERZY WOJCIECHOWSKI

Optoelektronika półprzewodnikowa[1)]

Rękopis dostarczono 20.9.1962

Optoelektronika półprzewodnikowa jest to dziedzina fizyki i technologii elektronowej, która zajmuje się zjawiskami wzajemnego oddziaływania energii promienistej i energii elektrycznej w ciele stałym oraz przyrządami opartymi na wykorzystaniu tych zjawisk. Podstawowymi zjawiskami optoelektronowymi są fotoprzewodnictwo i elektroluminescencja; istnieje również szereg zjawisk pochodnych, takich jak foto-elektroluminescencja, elektro-fotoluminescencja, modulacja elektroluminescencji i fotoprzewodnictwa i inne. Szczególnie intensywne badania są prowadzone w ostatnich latach nad zjawiskiem elektroluminescencji. Prace nad zastosowaniami technicznymi tych zjawisk doprowadziły do konstrukcji szeregu przyrządów półprzewodnikowych: lamp elektroluminescencyjnych, wzmacniaczy i przetworników promieniowania, przekaźników optoelektronowych itp.

W artykule wymieniono główne cechy przyrządów optoelektronowych oraz przedstawiono próbę klasyfikacji tych przyrządów; omówiono również pokrótce mechanizm zjawisk optoelektronowych. Następnie dokonano przeglądu dotychczas opracowanych przyrządów, głównie tych, które działają na zasadzie elektroluminescencji lub łącznie elektroluminescencji i fotoprzewodnictwa, uwzględniając również pewne prace prowadzone w tej dziedzinie w kraju.

1. WSTĘP

Historia rozwoju elektroniki w ciągu ostatnich kilkunastu lat to przede wszystkim rozwój przyrządów półprzewodnikowych. Diody półprzewodnikowe i tranzystory wyparły w wielu rodzajach aparatury elektronicznej dotychczas stosowane lampy elektronowe, a w niektórych zastosowaniach stały się wręcz niezastąpione. Korzyści wynikające z zastosowania przyrządów półprzewodnikowych to zmniejszenie ciężaru i rozmiarów aparatury, zwiększenie trwałości i niezawodności oraz zmniejszenie mocy zasilania.

W wyniku tego rozwoju wyodrębniła się nowa gałąź elektroniki — elektronika półprzewodnikowa. Zajmuje się ona przyrządami, w których

---

[1)] Publikacja opracowana na podstawie materiałów do referatu wygłoszonego przez autora na plenarnym posiedzeniu II Krajowej Narady Elektroniki w dniu 14 czerwca 1962 r.

zachodzi oddziaływanie energii elektrycznej na swobodne nośniki ładunków i ich ruch w ciele stałym; zarówno energia dostarczona do przyrządu, jak i sygnał odbierany są natury elektrycznej (lub magnetycznej).

Znane są, i to od dawna, przyrządy półprzewodnikowe oparte na wykorzystaniu zjawisk fotoelektrycznych, a mianowicie oporniki fotoelektryczne, komórki elektryczne, w których energia wejściowa ma postać kwantów promieniowania, a na wyjściu otrzymuje się sygnał elektryczny. Zainteresowanie przyrządami fotoelektrycznymi ostatnio stale wzrastało, głównie ze względu na zastosowanie ich jako detektorów promieniowania, jak również jako źródeł prądu („baterie słoneczne").

Odkrycie zjawiska elektroluminescencji (efektu Destriau) wskazało na możliwość odwrotnej przemiany energetycznej w ciele stałym — bezpośredniej przemiany energii elektrycznej w promienistą, przemiany użytecznej na skalę techniczną. „Zimne" źródło światła stanowiące przyrząd o tych samych zaletach co inne przyrządy półprzewodnikowe, stało się niezmiernie interesujące z punktu widzenia różnych zastosowań technicznych. W ostatnich latach opracowano szereg przyrządów i urządzeń elektroluminescencyjnych: lamp i ekranów świetlnych; zbudowano przyrządy półprzewodnikowe wykorzystujące jednocześnie zjawiska elektroluminescencji i fotoelektryczne (fotoprzewodnictwa) — przetworniki i wzmacniacze energii promienistej.

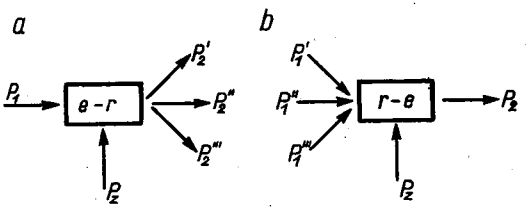
Szerokie perspektywy zastosowań technicznych zjawiska elektroluminescencji i zjawisk fotoelektrycznych, jak również dążenie do wyjaśnienia mechanizmu przejść optycznych w półprzewodnikach były przyczyną podjęcia systematycznych badań podstawowych w tej dziedzinie. Jako miara wzrostu zainteresowania może służyć liczba ukazujących się publikacji. Przykładowo bibliografia dotycząca elektroluminescencji obejmuje do połowy roku 1961 1307 pozycji artykułów i patentów, w tym olbrzymia większość z ostatnich kilku lat [1]; fotoprzewodnictwo i inne zjawiska optyczno-elektronowe stanowią główny temat szeregu kolejnych konferencji naukowych: w Atlantic City w r. 1954, w Brukseli w r. 1958, w Pradze w r. 1960 (na tę ostatnią konferencję zgłoszono 266 referatów i komunikatów). W związku z rozwojem prac badawczych i realizowanymi projektami technicznymi coraz częściej mówi się obecnie o tworzeniu się nowej specjalności w elektronice — optoelektroniki półprzewodnikowej [2], [3], [4], [5].

Optoelektronikę półprzewodnikową dalej zwaną w skróceniu optoelektroniką można zdefiniować w sposób ogólny jako tę dziedzinę fizyki oraz technologii elektronowej, która zajmuje się zjawiskami wzajemnego oddziaływania energii promienistej i energii elektrycznej w ciele stałym oraz przyrządami opartymi na wykorzystaniu tych zjawisk. Optoelektronika obejmuje dwie grupy uzupełniających się w pewnym stopniu zjawisk: zmianę właściwości elektrycznych ciała stałego (półprzewodnika)

pod wpływem padającego na ciało promieniowania — zjawiska fotoelektryczne, oraz zmianę właściwości optycznych półprzewodników pod wpływem energii elektrycznej — zjawiska elektroluminescencji. Oba typy zjawisk mogą być wykorzystywane w przyrządach optoelektronowych oddzielnie lub łącznie, co prowadzi do wielu możliwych rozwiązań tych przyrządów.

2. OGÓLNE CECHY PRZYRZĄDÓW OPTOELEKTRONOWYCH

Zgodnie z podaną definicją w przyrządach optoelektronowych następuje przemiana energii elektrycznej (e) w promienistą (r) lub odwrotnie. Prostymi rodzajami przyrządów optoelektronowych są przetworniki energii — przyrządy o wejściu elektrycznym, a wyjściu promienistym ($e - r$) oraz przyrządy o wejściu promienistym, a wyjściu elektrycznym ($r - e$) (rys. 1). Przetworniki takie można rozpatrywać jako jednostopniowe wzmacniacze mocy, w których na wejście jest dostarczana moc P_1, na wyjściu otrzymuje się moc P_2, a moc zasilania jest określana jako P_z. Stosunek $P_2:P_1 = k_e$ jest to wzmocnienie energetyczne wzmacniacza, przy czym k_e może być większe lub mniejsze od 1. Ze względu na różne rodzaje energii na wejściu i wyjściu przetwornika nie występuje w nim zupełnie wewnętrzne sprzężenie zwrotne.



Rys. 1. Rodzaje prostych przetworników optoelektronowych:
a) typu $e - r$, b) typu $r - e$

Przy pomocy strumienia promieniowania można połączyć przetwornik optoelektronowy z innym przetwornikiem lub podobnym urządzeniem, uzyskując między nimi jednokierunkowy przepływ energii. Elektrycznie oba układy są całkowicie izolowane od siebie, a optyczne sprzężenie zwrotne można uczynić znikomo małe.

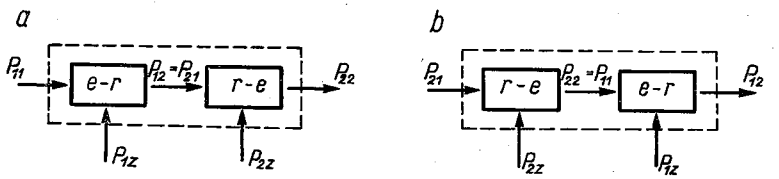
W przetworniku typu ($e - r$) wyjściowy sygnał promieniowania można rozdzielić na kilka niezależnych od siebie torów i tymi promieniami cząstkowymi można oddziaływać na kilka urządzeń jednocześnie. Analogicznie na przetwornik typu ($r - e$) można oddziaływać jednocześnie kilkoma promieniami z kilku źródeł.

Dwa przetworniki optoelektronowe łączy się ze sobą kaskadowo, przy czym muszą to być przetworniki różnych rodzajów (rys. 2). Otrzymuje się w ten sposób wzmacniacze dwustopniowe:

a) wzmacniacz elektryczny typu $e-r-r-e$ o wejściu i wyjściu elektrycznym;

b) wzmacniacz promienisty typu $r-e-e-r$ o wejściu i wyjściu promienistym.

W dwustopniowym wzmacniaczu elektrycznym połączenie obu przetworników jest na drodze optycznej, a sygnał na wejściu i wyjściu może różnić się np. częstotliwością. We wzmacniaczu promienistym połączenie jest elektryczne, a promieniowanie na wejściu i wyjściu może



Rys. 2. Rodzaje dwustopniowych wzmacniaczy optoelektronowych:
a) wzmacniacz elektryczny, b) wzmacniacz promienisty

różnić się np. długością fali (wzmacniacz może stanowić np. przetwornik energii w podczerwieni na światło widzialne). Gdy tych różnic nie ma lub gdy element wejściowy wzmacniacza jest czuły w szerokim zakresie częstotliwości, można zrealizować sprzężenie zwrotne, a nawet doprowadzić do działania samopodtrzymującego sygnał na wyjściu wzmacniacza.

3. KLASYFIKACJA PRZYRZĄDÓW OPTOELEKTRONOWYCH

Przyrządy optoelektronowe można podzielić na następujące grupy:

a) proste przetworniki energii, bez wyodrębnionej energii zasilania ($P_z = 0$ wg oznaczenia na rys. 1), charakteryzujące się małym wzmocnieniem energetycznym ($k_e \ll 1$),

b) przetworniki wzmacniające (wzmacniacze jednostopniowe), wykorzystujące dodatkową energię zasilania dla zwiększenia wzmocnienia układu,

c) wzmacniacze dwustopniowe typu elektrycznego i promienistego. Wzmacniaczy wielostopniowych nie buduje się dotychczas.

Przyrządy optoelektronowe wymienionych grup występują w różnych postaciach, w zależności od tego, w jakiej kombinacji energia elektryczna i promienista występują na wejściu, wyjściu lub jako zasilanie przetwornika (tabl. 1). Poszczególne rodzaje przyrządów są tu bezpośrednio związane z poznanymi dotychczas zjawiskami optoelektronowymi.

Tablica 1

Klasyfikacja przyrządów optoelektronowych

Rodzaj przyrządu	Symbol	Wykorzystywane zjawiska optoelektronowe	Przykłady zastosowań
Prosty przetwornik energii ($P_z - 0$)	$e - r$	elektroluminescencja: efekt Destriau efekt Łossiewa	lampy elektroluminescencyjne ekrany elektroluminescencyjne
	$r - e$	efekt fotowoltaiczny	komórki fotowoltaiczne
Przetwornik wzmacniający (wzmacniacz jednostopniowy) ($P_z \neq 0$)	$e - (e) - r$	elektro-elektroluminescencja: modulacja elektr. El. modulacja elektr. efektu Łossiewa elektrono-elektroluminescencja	
	$r - (e) - r$	foto-elektroluminescencja: efekt wzmocnienia (efekt Cusano)	wzmacniacze obrazu (jednostopniowe)
	$e - (r) - r$	elektro-fotoluminescencja: efekt Gudden-Pohla efekt wygaszania polem elektr. efekt wzmocnienia polem elektr.	
	$r - (e) - e$	wewn. efekt fotoelektryczny efekty fotoelektromagnetyczne	oporniki fotoelektryczne
	$r - (r) - e$	modulacja efektów fotoelektrycznych	
	$e - r - e$	wygaszanie polem fotoprzewodnictwa	
Wzmacniacz dwustopniowy	$e-(\cdot\cdot)-r - r-(\cdot\cdot)-e$		(wzmacniacz elektryczny)
	$r-(\cdot\cdot)-e - e-(\cdot\cdot)-r$		(wzmacniacz promieniowania)
Przykład przetwornika dwustopniowego	$r-(e)-e - e-r$	fotoprzewodnictwo i elektroluminescencja	przekaźniki foto-elektroluminescencyjne, wzmacniacze obrazu (dwustopniowe)

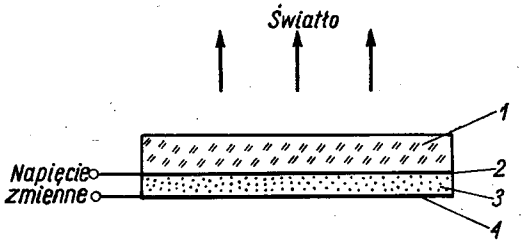
4. ZJAWISKA OPTOELEKTRONOWE

Poniżej omówione zostaną pokrótce zjawiska optoelektronowe typu $e - r$, $r - e$ oraz zjawiska złożone, wymienione w tabl. 1.

4.1. Zjawiska elektroluminescencyjne [6], [7], [8]

Elektroluminescencja polegająca na świeceniu materiałów półprzewodnikowych pod wpływem pola elektrycznego obejmuje dwa znane dzisiaj zjawiska:

a) Elektroluminescencja właściwa (efekt Destriau) jest to świecenie specjalnego rodzaju luminoforów: siarczku cynku, siarczku kadmu, selenku kadmu, tlenku cynku i in., umieszczonych w postaci proszku w cienkiej warstwie dielektryku i poddanych działaniu zmiennego pola elektrycznego (rys. 3). Świecenie występuje w wyniku jonizacji centrów aktywatorów lub pasma walencyjnego przez zderzenia nieelastyczne z elektronami o dostatecznie dużej energii, którą to energię uzyskują elektrony w obszarach silnego pola, związanego z istnieniem warstw zaporowych wewnątrz ziaren luminoforu. Wydajność energetyczna tego procesu jest mała ($k_e \ll 1$). Wyjściowa moc promienista rośnie wykładniczo ze wzrostem napięcia zasilającego i dla niskich częstotliwości jest proporcjonalna do częstotliwości. Dla wyższych częstotliwości (< 10kHz) zaczyna występować nasycenie, a nawet spadek mocy wyjściowej (dla



Rys. 3. Przekrój elektroluminescencyjnego źródła światła

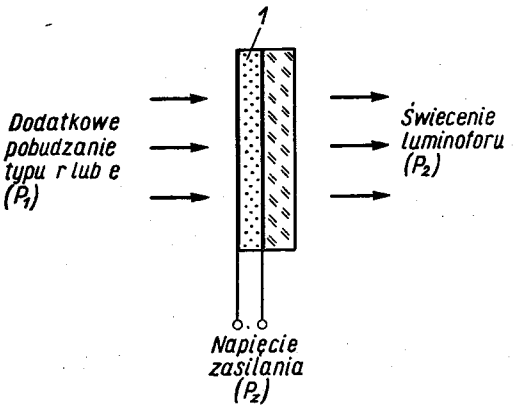
1 — szkło, *2* — przezroczysta warstwa przewodząca elektrycznie, *3* — elektroluminofor w dielektryku, *4* — warstwa metaliczna (grubość warstw nie w skali)

częstotliwości około 100 MHz). Mimo małej wydajności zjawisko elektroluminescencji znajduje coraz szersze zastosowanie jako powierzchniowe źródło światła o cechach przyrządu półprzewodnikowego.

b) Elektroluminescencja przez wstrzykiwanie nośników (efekt Łossiewa) polega na promienistej rekombinacji nośników ładunków wstrzykniętych w obszar złącza $p - n$, spolaryzowanego w kierunku przewodzenia. Świecenie zaobserwowano przy przepływie prądu przez monokryształy krzemu i germanu oraz przez sprasowany proszek siarczku cynku i siarczku kadmu. Świecenie wzrasta proporcjonalnie do natężenia prądu płynącego przez półprzewodnik. Wydajność energetyczna przemiany jest znacznie większa niż efektu Destriau, lecz zjawisko

jest dotychczas mało zbadane. Korzystnymi cechami efektu Łossiewa mogą się okazać: mała impedancja przetwornika, pozwalająca na współpracę z innymi przyrządami półprzewodnikowymi (tranzystory, diody, ferryty) oraz mała bezwładność.

W warstwie luminescencyjnej mogą występować również zjawiska złożone, dające dodatkowe efekty wzmocnienia. Jednoczesne oddziaływanie pola elektrycznego i dodatkowego pobudzania na warstwę luminoforu (rys. 4) daje w szeregu przypadków wzrost świecenia warstwy



Rys. 4. Schemat układu do badania efektu wzmocnienia w warstwie luminescencyjnej
1 — warstwa luminoforu

w porównaniu do sumy światła uzyskiwanej pod działaniem tylko pola elektrycznego lub tego dodatkowego pobudzania. Fizycznie można to rozumieć następująco: luminofor jest zasilony wstępnie polem elektrycznym i znajduje się tuż poniżej stanu świecenia; dodatkowa niewielka ilość energii powoduje jego zaświecenie.

Elektro-elektroluminescencja [przejście e—(e)—r] jest to modulacja elektryczna elektroluminescencji, która prowadzi do znacznego ($k_e > 1$) zysku energetycznego. We wzmacniaczu $e-r$ stosuje się poza napięciem wejściowym o częstotliwości f_1 napięcie zasilające (przedpięcie) w postaci napięcia stałego lub — jeszcze lepej — zmiennego, o częstotliwości $f_2 \ll f_1$. Wykorzystuje się tu fakt, że promieniowanie wyjściowe zależy liniowo od częstotliwości, a w sposób wykładniczy od napięcia.

Modulacja elektryczna efektu Łossiewa jest efektem analogicznym do powyższego.

Elektro-elektroluminescencja [9] — dodatkowe oddziaływanie strumieniem elektronów na warstwę elektroluminescencyjną. Wiąże się to wprawdzie z zastosowaniem technologii próżniowej (lampy elektropromieniowe), lecz warto zwrócić uwagę na możliwość zwiększenia jaskra-

wości ekranów tych lamp przez wprowadzenie dodatkowego napięcia przyspieszającego bezpośrednio do warstwy ekranu.

Foto-elektroluminescencja [przejście r—(e)—r] [10]. Źródłem promieniowania dodatkowego jest energia promienista w postaci promieniowania ultrafioletowego, promieni Rentgena itp. Wzmocnienie foto-elektroluminescencyjne uzyskuje się w niektórych rodzajach luminoforów proszkowych (głównie w ZnS:Mn, Cl) oraz w cienkich warstwach mikrokrystalicznych. W tych ostatnich Cusano [11] otrzymał przy przejściu z ultrafioletu na światło widzialne wzmocnienie dochodzące do 10 fotonów na 1 foton energii w ultrafiolecie.

Elektro-fotoluminescencja [przejście e—(r)—r] [12]. Obejmuje ona zjawiska występujące w luminoforach pobudzonych do świecenia fotonami oraz poddanych dodatkowemu działaniu pola elektrycznego. Do tego typu zjawisk zalicza się efekt Gudden-Pohla poznany w r. 1920: chwilowy rozbłysk luminescencji warstwy luminoforu, pobudzonej uprzednio ultrafioletem, pod wpływem przyłożonego napięcia. Inne efekty to trwałe zmniejszanie jaskrawości fotoluminescencji — wygaszanie luminoforu polem elektrycznym, obserwowane dla wielu luminoforów, oraz trwałe zwiększanie jaskrawości uzyskiwane w tych samych warunkach w niektórych rodzajach luminoforów.

Porównanie niektórych właściwości szeregu zjawisk typu $e - r$ podaje tabl. 2, przy czym podane liczby należy uważać za orientacyjne. Z porównania wymienionych efektów wynika: wzmocnienie > 1 uzyskuje się przy modulacji elektroluminescencji, dla efektu Gudden-Pohla (z innych względów nie atrakcyjny) i prawdopodobnie dla efektu Łossie-

Tablica 2

Porównanie niektórych właściwości zjawisk typu $e - r$[1])

Zjawisko	Napięcie wejściowe (V)	Impedancja (Ω/mm^2)	Bezwładność (sec)	Wzmocnienie energetyczne	Energia wyjściowa (eV)
Elektroluminescencja (efekt Destriau)	ok. 200	$10^7 - 10^{10}$	$10^{-2} - 10^{-5}$	$10^{-3} - 10^{-2}$	1 — 4
Modulacja elektryczna efekt Destriau	ok. 10	$10^7 - 10^{10}$	10^{-5}	1 — 10	1 — 4
Elektroluminescencja (efekt Łossiewa)	ok. 1	$1 - 10^3$	$10^{-3} - 10^{-7}$	1?	0,1 — 3
Efekt Gudden-Pohla	ok. 10	$10^7 - 10^{10}$	$10^{-2} - 10^{-6}$	20	1 — 4
Efekt wygaszania polem elektrycznym	ok. 10	ok. 10^8	$1 - 10^{-4}$	> 1	0,1 — 4
Efekt wzmocnienia polem elektrycznym	ok. 100	ok. 10^8	$1 - 10^{-3}$	10^{-3}	2 — 3

1) Według [4]

wa; impedancja warstwy elektroluminescencyjnej jest duża, z czym trzeba się liczyć chcąc uzyskać dopasowanie z elementami typu $e - r$ (fotoprzewodnikami); efekt Łossiewa występuje w przyrządach o mniejszej impedancji, stąd łatwość dopasowania z innymi przyrządami półprzewodnikowymi; porównanie bezwładności wypada na korzyść efektu Łossiewa (mniejsza bezwładność).

4.2. Zjawiska fotoelektryczne

Wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne jest to zmiana ilości nośników w jednorodnym półprzewodniku, czyli zmiana jego przewodności elektrycznej pod wpływem padającego nań promieniowania.

Efekt fotowoltaiczny polega na powstawaniu dzięki wewnętrznemu zjawisku fotoelektrycznemu siły elektromotorycznej na styku dwóch różnych materiałów (metal — półprzewodnik lub złącze $p - n$), pod wpływem padającego strumienia fotonów. Foton uwalnia pary dziura-elektron i gdy czas życia nośników jest dostatecznie długi, to pod działaniem wewnętrznego pola elektrycznego zostają one rozdzielone powodując powstanie *SEM* o kierunku przeciwnym do wewnętrznego pola elektrycznego. Wzmocnienie energetyczne tego efektu jest mniejsze od jedności i dlatego nie jest on wykorzystywany w połączeniu ze zjawiskami elektroluminescencji, natomiast stanowi podstawę działania takich przyrządów, jak komórki fotowoltaiczne i fotodiody.

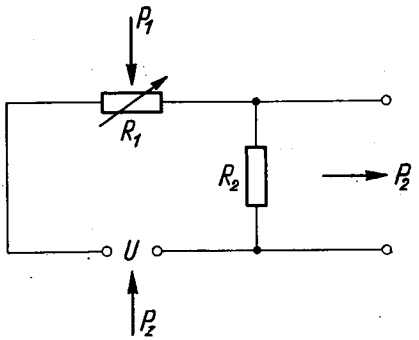
ZJAWISKA ZŁOŻONE TYPU FOTOELEKTRYCZNEGO

Opornik fotoelektryczny można traktować jako wzmacniacz typu $r - (e) - e$. Opornik pracuje w układzie z szeregowo połączonym źródłem zasilania i oporem obciążenia, w którym zostaje wydzielona moc wyjściowa P_2 (rys. 5). Wzmocnienie energetyczne $\left(\text{w tym przypadku równe } \frac{P_2}{P_1}\right)$ osiąga wartość nawet 10^8, przy czym jest ograniczone dopuszczalną mocą strat w oporniku i napięciem przebicia jego warstwy. Impedancję fotooporника można zmieniać przez zmianę kształtu elektrod, a przez to uzyskać dopasowanie do impedancji różnych elementów typu $e - r$.

Jako oporniki fotoelektryczne współpracujące z przyrządami elektroluminescencyjnymi stosuje się najczęściej siarczek kadmu lub selenek kadmu ze względu na ich duże zmiany oporności przy oświetleniu oraz na stosunkowo prostą technologię wytwarzania. Wadą tych oporników, dla pewnych zastosowań, jest ich duża bezwładność (10^{-2} — 100 sec),

powodująca nienadążanie wzmacniacza za szybkimi zmianami mocy promieniowania na wejściu.

Rolę opornika fotoelektrycznego może również spełniać fotodioda spolazyzowana w kierunku zaporowym [13], której bezwładność jest znacznie mniejsza (rzędu 10^{-6} sec).



Rys. 5. Schemat układu pracy opornika fotoelektrycznego
R_1 — opornik fotoelektryczny, R_2 — opór obciążenia

Inną grupą zjawisk, które można uważać za zjawiska typu $r-(e)-e$, są efekty foto-elektromagnetyczne, tj. generacja siły elektromotorycznej w oświetlonym półprzewodniku umieszczonym w polu magnetycznym [14].

Modulacja promienista zjawisk fotoelektrycznych [przejście $r-(r)-e$] odbywa się analogicznie do opisanej powyżej modulacji elektrycznej elektroluminescencji [przejście $e-(e)-r$]. Te ostatnie rodzaje zjawisk nie znalazły dotychczas praktycznego zastosowania w powiązaniu ze zjawiskami typu $e-r$.

5. PRZEGLĄD PRZYRZĄDÓW WYKORZYSTUJĄCYCH ZJAWISKA OPTOELEKTRONOWE

Jak wynika z tablicy 1, istnieje duża liczba zjawisk optoelektronowych poznanych dotychczas. (Szereg innych czeka jeszcze najprawdopodobniej na swego odkrywcę). Istnieje więc możność budowy wielu różnych przyrządów wykorzystujących te zjawiska. Na obecnym etapie rozwoju optoelektroniki największą uwagę zwraca się na zjawisko elektroluminescencji wiążąc z jego wykorzystaniem największe nadzieje. Wynika to z wyraźnego postępu w technologii otrzymywania materiałów elektroluminescencyjnych o coraz większej jaskrawości i wydajności świetlnej. Luminancja ekranów elektroluminescencyjnych jest już co najmniej tego samego rzędu, co ekranu telewizyjnego, a poza tym ekrany te posiadają szereg zalet:

a) możliwość uzyskiwania źródeł świetlnych powierzchniowych o dużych rozmiarach i dowolnym kształcie,

b) duży kąt widzenia wynikający z płaskości ekranu,
c) możliwość jaskrawości w sposób ciągły przez zmianę napięcia zasilającego,
d) możliwość zmiany barwy emitowanego światła przez zmianę częstotliwości napięcia zasilającego.

W ciągu ostatnich kilku lat nastąpił rozwój następujących grup elektroluminescencyjnych przyrządów optoelektronowych:

1. Lampy elektroluminescencyjne jako powierzchniowe źródła światła służące do celów oświetleniowych, głównie w zastosowaniach specjalnych.

2. Ekrany elektroluminescencyjne — w postaci wskaźników cyfrowych, literowych i ekranów wieloelementowych — zaczynają być stosowane do przekazywania informacji w sposób wizualny, np. na wyjściu woltomierzy cyfrowych, do odczytywania wyników cyfrowych i wykresów na wyjściu maszyn matematycznych. W połączeniu z elementami pamięciowymi ekrany elektroluminescencyjne mogą służyć do przekazywania obrazów. Przykładowo realizowana jest obecnie na tej zasadzie koncepcja telewizji na ścianie-ekranu telewizyjnego o dużej powierzchni, a bardzo małej grubości. Ekran taki zastąpiłby dość kłopotliwy w produkcji i eksploatacji (ograniczona średnica ekranu, duża objętość, niebezpieczeństwo implozji, wysokie napięcie zasilania) kineskop odbiornika telewizyjnego.

3. Przekaźniki foto-elektroluminescencyjne. Współpraca komórki elektroluminescencyjnej z opornikiem fotoelektrycznym jest podstawą działania przekaźników, znajdujących zastosowanie w różnego rodzaju urządzeniach kontrolnych jako elementy logiczne i zliczające maszyn matematycznych itp.

4. Dwustopniowe wzmacniacze obrazu. Są to przyrządy będące zbiorem komórek elementarnych, z których każda składa się z komórki elektroluminescencyjnej i opornika fotoelektrycznego, na który można oddziaływać promieniowaniem ultrafioletowym, widzialnym, podczerwonym lub promieniami Rentgena. Oddziaływanie różnym natężeniem promieniowania na poszczególne elementy zbioru prowadzi do powstawania obrazu na ekranie elektroluminescencyjnym. Można więc obserwować słabe obrazy widzialne i przetwarzać obrazy niewidzialne o słabym natężeniu na obrazy widzialne.

5. Wzmacniacze obrazu jednostopniowe spełniają rolę analogiczną do wzmacniaczy dwustopniowych, będąc np. przetwornikami promieniowania ultrafioletowego lub promieni Rentgena. W części wymienionych przyrządów stosuje się dodatkowe elementy — wzmacniacze elektryczne wykorzystujące zjawiska parametryczne w ciele stałym — dla zwiększenia wzmocnienia lub uzyskania efektów pamięciowych. Impedancja tych przyrządów może być kontrolowana w sposób elektryczny. Są to:

a) oporniki nieliniowe, wykazujące nieliniową charakterystykę prądowo-napięciową, wykonane jako warstwy proszkowe siarczku kadmu, tlenku cynku lub węgliku krzemu,

b) kondensatory nieliniowe o pojemności zależnej od napięcia; stała dielektryczna pewnych dielektryków (np. tytanianu baru) maleje znacznie ze wzrostem natężenia pola,

c) wzmacniacze magnetyczne o indukcyjności zależnej od natężenia prądu, oparte na technice ferrytowej.

Wymienione przyrządy w szeregu przypadków wyszły już poza stadium laboratoryjne i znajdują zastosowanie w technice (np. lampy i wskaźniki elektroluminescencyjne). Inne (ekrany i wzmacniacze obrazu) są przedmiotem intensywnych prac badawczo-konstrukcyjnych. Poniżej będą omówione niektóre bardziej zaawansowane technicznie rodzaje przyrządów optoelektronowych.

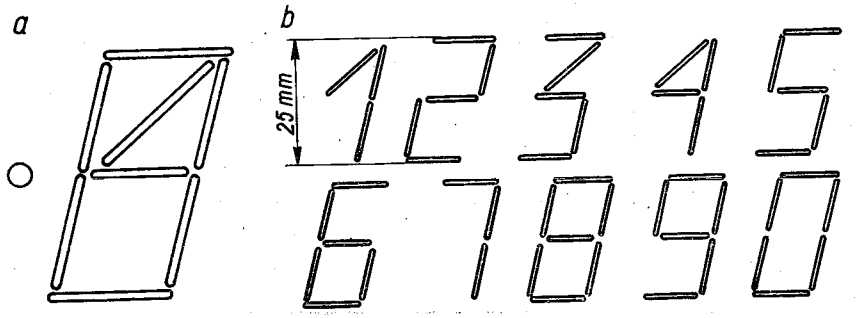
6. PRZYKŁADY PRZYRZĄDÓW OPTOELEKTRONOWYCH

6.1. Lampy elektroluminescencyjne

Konstrukcja lamp elektroluminescencyjnych jest dwojakiego rodzaju: na płytach szklanych z elektroluminoforem w dielektryku organicznym i na płytach metalowych z elektroluminoforem w szkliwie nieorganicznym [15]. W lampie pierwszego rodzaju na szkło nakłada się warstwy: przezroczystą, przewodzącą elektrycznie, warstwę elektroluminoforu w żywicy, warstwę izolacyjną i elektrodę przewodzącą. Konstrukcja lampy na płycie metalowej jest podobna. Wymiary lamp sięgają 60×75 cm, przy grubości rzędu 1 cm. Lampy dają barwy świecenia: niebieską, zieloną, żółtą itp. Przy napięciu i częstotliwości sieci przemysłowej luminancja ich jest $10^{-4} - 10^{-3}$ sb, przy częstotliwości 400—500 Hz i napięciu 400—600 V luminancja wzrasta do $10^{-2} - 10^{-1}$ sb (ekran telewizyjny ok. 10^{-2} sb, ekran kinowy ok. 10^{-1} sb). Wydajność świetlna lamp elektroluminescencyjnych jest mała i wynosi 1—10 lm/W, podczas gdy wydajność lamp żarowych jest 10—16 lm/W, a lamp jarzeniowych do 650 lm/W. Trwałość lamp określona przez spadek luminancji do połowy wartości początkowej wynosi 3—10 tys. godzin i zależy głównie od odpowiedniej hermetyzacji lampy. Lampy ze szkliwem nieorganicznym są trwalsze (powyżej 20 tys. godzin). Lamp elektroluminescencyjnych nie używa się do oświetlania wnętrz mieszkalnych, coraz częściej natomiast używa się ich do oświetlania skal, wnętrz samolotów, jako wskaźników drogowych, świateł bezpieczeństwa, wskaźników napięcia itp.

6.2. Ekrany elektroluminescencyjne

Prostymi urządzeniami są wskaźniki cyfrowe lub literowe. Mają one konstrukcję taką, jak lampy elektroluminescencyjne na płytkach szklanych, przy czym elektroda metaliczna jest wykonana w postaci wielu segmentów. Po zasileniu odpowiednich segmentów na ekranie ukazuje się świecąca cyfra lub litera. Wskaźniki cyfrowe zawierają co najmniej siedem lub osiem segmentów (rys. 6 przedstawia kształt segmentów ośmiosegmentowego wskaźnika), a wskaźniki literowo-cyfrowe czter-

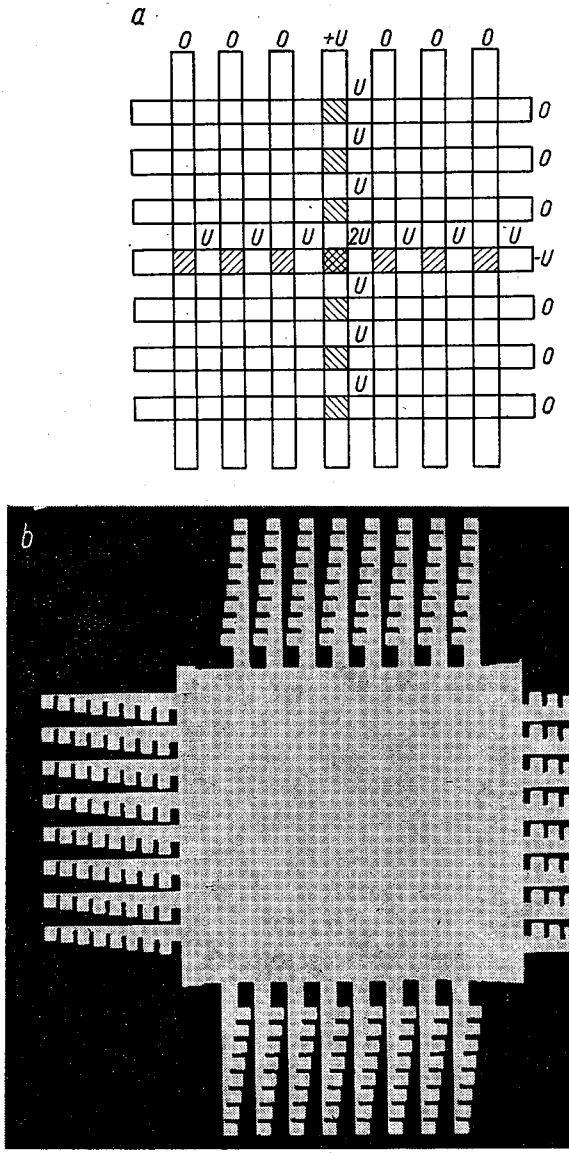


Rys. 6. Elektroluminescencyjny wskaźnik cyfrowy (Katedra Radiotechniki Politechniki Warszawskiej)
a) kształt segmentów wskaźnika, b) kształty cyfr otrzymanych przy pomocy wskaźnika

naście segmentów. Wskaźnik cyfrowy ma tę wadę, że w celu utworzenia poszczególnych cyfr konieczne jest zasilanie niejednokrotnie tych samych elementów. W celu wyeliminowania możliwości świecenia innych segmentów poza wybranymi łączy się wskaźnik z matrycą kodującą, wykonaną z oporników nieliniowych [16].

Innym rodzajem ekranu jest ekran wieloelementowy [17], [18], zawierający $n \times n$ komórek elementarnych. Ekran taki jest podobny do kartki papieru kratkowanego o $n \times n$ kratkach. Przekazywaną informację, np. krzywą, wyrysowuje się na matrycy przez zaświecenie kolejnych komórek matrycy. Wynik otrzymuje się na płycie fotograficznej przyłożonej do ekranu. Ekran tworzy się przez skrzyżowanie pod kątem prostym, po obu stronach warstwy elektroluminescencyjnej dwóch zbiorów długich wąskich pasków przewodzących (elektrod) (rys. 7), przy czym paski ułożone na szkle są przezroczyste. Każde miejsce skrzyżowania elektrod tworzy elementarną komórkę elektroluminescencyjną. Aby spowodować zaświecenie wybranego elementu, trzeba przyłożyć napięcie $(+U; -U)$ do odpowiednich elektrod obu zbiorów; elementarna komórka w miejscu skrzyżowania elektrod jest pod napięciem $2U$. Inne komórki wzdłuż zasilonych elektrod świecą również (mniej jaskrawo) pod wpływem napięcia U — powstaje niepożądane tło. Zmniejszyć je można przez stosowanie odpowiedniego sposobu za-

silania matrycy lub specjalnego rodzaju elektroluminoforów [19]. Wykonano matrycę o 512 × 512 elementach świecących mającą łącznie powyżej 250 000 elementów. Ekran ma wymiary 25 × 25 cm.

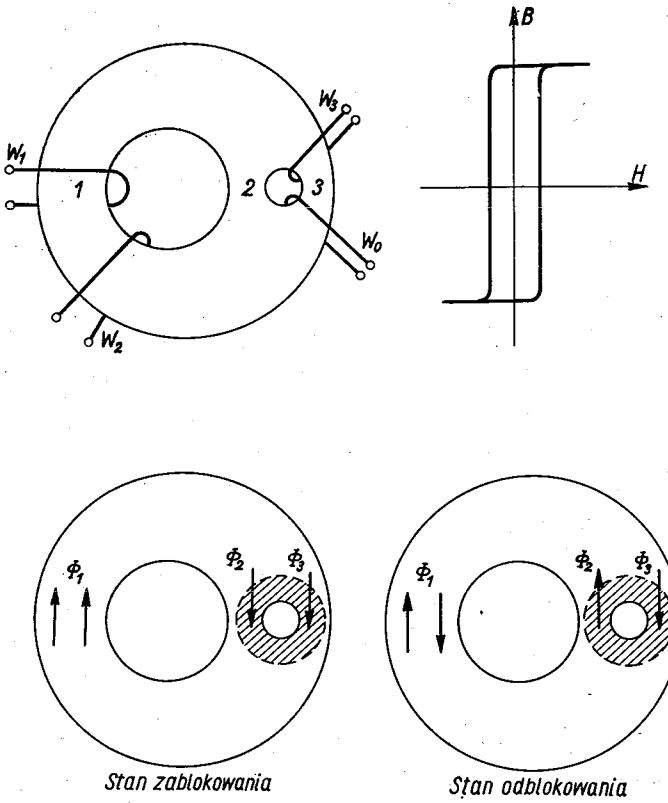


Rys. 7. Ekran elektroluminescencyjny
a) zasada działania ekranu, b) ekran o 128×128 liniach [17]

Opisany ekran wieloelementowy nie nadaje się do obserwacji wizualnej, gdyż ma małą jaskrawość. Jaskrawość pojedynczego elementu jest duża, ale ponieważ ekran składa się z n^2 elementów, jaskrawość

maleje n^2 razy, ponieważ każdy element jest zasilony w czasie t/n^2, gdzie t — czas potrzebny na pobudzenie całego ekranu.

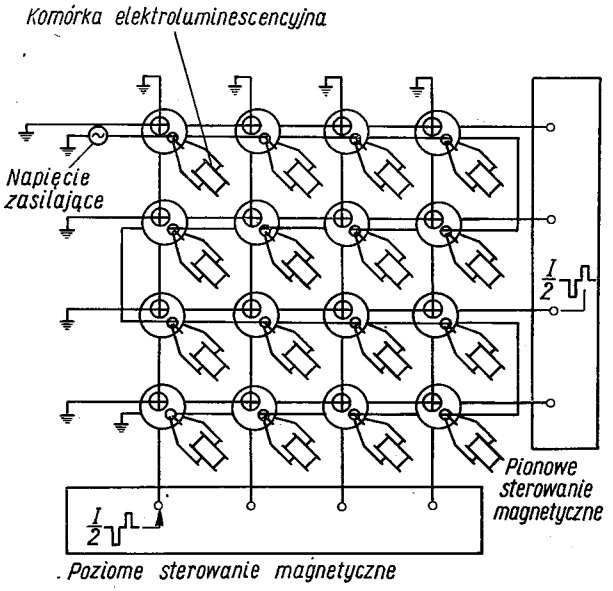
W celu stworzenia ekranu, np. analogicznego do ekranu telewizyjnego, trzeba każdy element świecący zaopatrzyć w element pamięciowy z możliwością regulacji jaskrawości. W jednym z rozwiązań stosuje się elementy ferromagnetyczne, tzw. transfluksory [20]. Transfluksor jest to wielootworowy rdzeń z materiału o prawie prostokątnej pętli histerezy (rys. 8). W rdzeniu są np. dwa otwory o niejednakowej średnicy,



Rys. 8. Zasada działania transfluksora dwuotworowego (objaśnienia w tekście)

tworzące drogi magnetyczne 1, 2 i 3. Na rdzeniu są nawinięte trzy uzwojenia W_1 (sterujące), W_3 (zasilające) i W_0 (połączone z komórką elektroluminescencyjną). Impuls prądu w uzwojeniu W_1 może nasycić odgałęzienia 2 i 3, i ze względu na prostokątną pętlę histerezy odgałęzienia te pozostaną w stanie nasycenia po przerwaniu impulsu. W tym stanie pod wpływem napięcia sinusoidalnie zmiennego przyłożonego do W_3, w W_0 indukować się będzie b. małe napięcie wyjściowe. Jest to tzw. stan zablokowania. Jeżeli do uzwojenia W_1 przyłoży się impuls o przeciwnej niż poprzednio biegunowości, układ będzie przemagneso-

wywany tym bardziej, im większa będzie amplituda tego impulsu. W tej sytuacji napięcie przyłożone do W_3 będzie zmieniać strumień magnetyczny w odgałęzieniach 2 i 3 indukując w W_0 napięcie wyjściowe proporcjonalne do amplitudy impulsu w uzwojeniu W_1. Jest to stan odblokowania. Pozwala to na zmianę jaskrawości komórki elektroluminescencyjnej przyłączonej do uzwojenia W_0 oraz na utrzymanie ustalonego poziomu jaskrawości aż do następnego impulsu sterującego. Zastosowanie dwóch uzwojeń sterujących W_1 i W_2 pozwala na indywidualne włączenie każdego z transfluksorów. Jedne uzwojenia transfluksorów są połączone szeregowo tworząc rząd, drugie tworzą kolumnę (rys. 9). Impulsy prądu przyłożone do jednego z rzędów i jednej



Rys. 9. Uproszczony schemat urządzenia obrazowego złożonego z komórek elektroluminescencyjnych sterowanych przy pomocy transfluksorów dwuotworowych [20]

z kolumn powodują odblokowanie tylko transfluksora leżącego na skrzyżowaniu tego rzędu i kolumny. Zaletą układu jest duża jaskrawość obrazu, duża kontrastowość i dobre odwzorowanie półtonów. Wadami są: skomplikowana konstrukcja, mała jak dotychczas zdolność rozdzielcza, ograniczona rozmiarami pojedynczego elementu ekranu (powierzchnia około 1 cm^2). Dąży się do kilkakrotnego zmniejszenia powierzchni pojedynczego elementu.

W innym rozwiązaniu [21] ekranu obrazowego stosuje się kondensatory seignettoelektryczne, których pojemność jest zmienna i zależy od wielkości przyłożonego napięcia (maleje przy wzroście napięcia). Każda

elementarna komórka elektroluminescencyjna ekranu jest zaopatrzona w szeregowo z nią połączony kondensator i zasilana ze wspólnego generatora napięcia zmiennego. Kondensatory każdej z komórek ekranu mogą być zasilane kolejno impulsem napięcia stałego, w zależności od którego ustala się pojemność kondensatora, czyli rozkład spadków napięć zmiennych na kondensatorze i elektroluminoforze, a w efekcie poziom luminacji każdej komórki. Po zaniknięciu impulsu sterującego („przechodzącego" do następnego elementu ekranu) komórka świeci aż do pojawienia się następnego impulsu sterującego. Na tym polega efekt pamięciowy ekranu, zależny od upływności kondensatora ferroelektrycznego.

Opisane ekrany elektroluminescencyjne posiadają dobrą jaskrawość, kontrastowość i odwzorowanie półtonów. Jednak układy zasilania ekranu jak i jego konstrukcja są skomplikowane, a trudności wzrastają przy budowie ekranu o coraz mniejszych komórkach o większej powierzchni całkowitej. Zastąpienie na tej drodze kineskopu w odbiorniku telewizyjnym nastąpi, jak się wydaje jeszcze nie prędko. Obecnie stosuje się ekrany elektroluminescencyjne do celów specjalnych, np. dla zobrazowania położenia obiektów (samolotów, okrętów) w centrach dowodzenia.

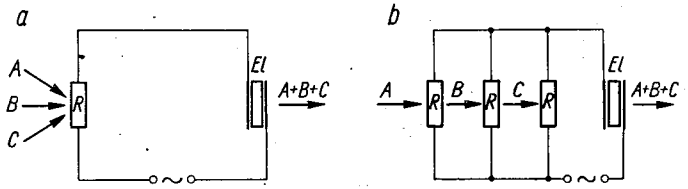
6.3. Przekaźniki foto-elektroluminescencyjne

Przekaźnik foto-elektroluminescencyjny (dwustopniowy wzmacniacz promienisty w najprostszej postaci) jest to szeregowe połączenie opornika fotoelektrycznego, komórki elektroluminescencyjnej i źródła napięcia zmiennego. Impedancje obu odbiorników są tak dobrane, że przy nieoświetlonym fotooporniku odkłada się na nim prawie całe napięcie. Pozostały spadek napięcia występujący na komórce elektroluminescencyjnej nie wystarcza dla jej zaświecenia. Przy oświetleniu fotoopornika sytuacja jest odwrotna i prawie całe napięcie występuje na elektroluminoforze, który świeci. Informacja otrzymana przez przekaźnik w postaci strumienia świetlnego padającego na opornik jest przekazywana dalej jako strumień światła wysyłany przez komórkę elektroluminescencyjną.

Sygnał wyjściowy może być w zależności od stopnia rozbudowania układu mniej lub bardziej złożoną funkcją sygnału wejściowego. Przykładowo rys. 10 przedstawia prosty układ z trojakim wybieraniem. Każdy z trzech sygnałów optycznych A, B i C, padający na fotoopornik lub odpowiednio na trzy fotooporniki połączone równolegle, powoduje powstanie sygnału na wyjściu komórki elektroluminescencyjnej. Na tej zasadzie zbudowano pierwsze optoelektronowe układy zliczające. Układ sumujący można zbudować w sposób przedstawiony na rys. 11. Sygnał świetlny na wyjściu powstaje jedynie pod wpływem jednoczes-

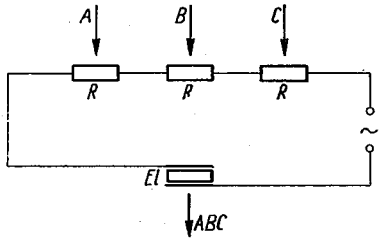
nego działania trzech sygnałów świetlnych na trzy oporniki połączone szeregowo.

Z elementów optoelektronowych można budować układy logiczne sprzężone optycznie lub elektrycznie. Jedym z zastosowań jest przejście



Rys. 10. Prosty układ przekaźników z trojakim wybieraniem
a) z 1 opornikiem fotoelektrycznym, b) z 3 opornikami fotoeletkrycznymi. *R* — opornik fotoelektryczny, *El* — komórka elektroluminescencyjna

z wielosegmentowych wskaźników cyfrowych na system dwójkowy stosowany w licznikach. Układy optoelekronowe mogą grać role układów zliczających w maszynach matematycznych.



Rys. 11. Prosty układ przekaźnikowy sumujący

Poważną przeszkodą w szerszym zastosowaniu przekaźników jest duża bezwładność fotoelektryczna stosowanych obecnie oporników fotoelektrycznych (CdS).

6.4. Wzmacniacze jaskrawości obrazu [22]

Elementem wzmacniacza jaskrawości obrazu jest omówiony poprzednio przekaźnik foto-elektroluminescencyjny. Prostą konstrukcję wzmacniacza przedstawia rys. 12. Oświetlenie części powierzchni warstwy fotooporowej powoduje zwiększenie przewodności tej części warstwy, a przez to wzrost spadku napięcia na warstwie elektroluminescencyjnej, czyli świecenie elektroluminoforu w miejscu położonym naprzeciw oświetlonej warstwy fotooporowej. Na tej zasadzie można otrzymać obraz na ekranie elektroluminescencyjnym będący odwzorowaniem obrazu padającego na wejście wzmacniacza. Obraz otrzymany przy pomocy wzmacniacza wg rys. 12 jest nieostry, a wzmocnienie małe, gdyż znacz-

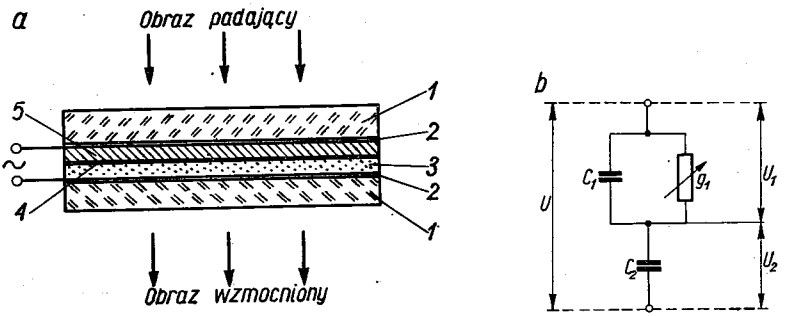
na grubość warstwy opornika fotoelektrycznego powoduje rozpraszanie i tłumienie padającego strumienia świetlnego.

Wskazówki co do właściwej konstrukcji wzmacniacza daje analiza jego schematu zastępczego (rys. 12b). Impedancja wzmacniacza przy nieoświetlonym fotooporniku jest określona wzorem:

$$Z = \frac{1}{g_{10} + j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2},$$

gdzie:

g_{10} — przewodność „ciemna" warstwy opornika fotoelektrycznego,
C_1 — pojemność tej warstwy,
C_2 — pojemność wartwy elektroluminescencyjnej (przewodność tej warstwy jest do pominięcia).



Rys. 12. Wzmacniacz jaskrawości obrazu
a) przekrój poprzeczny (schematycznie); *1* — płyta szklana, *2* — przezroczysta warstwa przewodząca, *3* — warstwa elektroluminescencyjna, *4* — warstwa nieprzezroczysta, *5* — warstwa opornika fotoelektrycznego; b) układ zastępczy wzmacniacza

Przy oświetleniu warstwy opornika wzrasta jego przewodność (impedancja warstwy maleje). Aby towarzyszyło temu zaświecenie elektroluminoforu, powinno być:

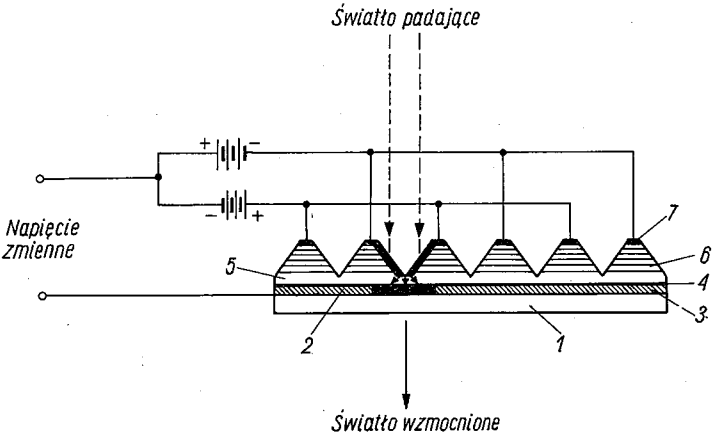
$$\frac{1}{g_{10} + j\omega C_1} \geqslant \frac{1}{j\omega C_2}.$$

Jednocześnie przewodność g_{10} musi być większa od przewodności pojemnościowej

$$g_{10} > \omega C_1,$$

aby uniknąć wpływu bocznikującego pojemności C_1. Warunki te mogą być spełnione dla wzmacniacza z rowkowanym opornikiem fotoelektrycznym [23]. Jedną z opracowanych konstrukcji pokazano na rys. 13. Wzmacniacz wykonuje się z następujących warstw nałożonych na szkle: przezroczystej warstwy przewodzącej, warstwy elektroluminescencyjnej, warstwy nieprzezroczystej wykonanej z sadzy, warstwy rozpraszа-

jącej z przewodzącego proszku CdS oraz warstwy fotoprzewodzącej CdS pokrytej warstwą metaliczną. Następnie w warstwie opornika fotoelektrycznego wycina się równoległe rowki w kształcie litery V, sięgające dnem do warstwy rozpraszającej. Na grzbietach rowków pozostają cienkie paski warstwy metalicznej, które łączy się na przemian ze sobą i zasila napięciem stałym i zmiennym w sposób pokazany na rysunku 13. Drugą elektrodę stanowi warstwa przewodząca na szkle. Światło padające na rowkowaną warstwę fotoopornika powoduje po-

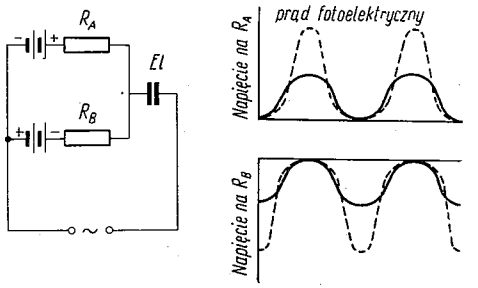


Rys. 13. Przekrój wzmacniacza z rowkowaną warstwą opornika fotoelektrycznego 1 — płyta szklana, 2 — przezroczysta warstwa przewodząca, 3 — warstwa elektroluminescencyjna, 4 — warstwa nieprzezroczysta, 5 — warstwa rozpraszająca, 6 — rowkowana warstwa opornika fotoelektrycznego, 7 — paski przewodzące

wierzchniowy przepływ prądu aż do dna rowków, gdyż najlepiej są naświetlone i dzięki temu posiadają najmniejszą oporność płaszczyzny boczne rowków. Dodatkowa warstwa rozpraszająca powoduje, że rozpływ prądu przy dnie rowków występuje na większym obszarze w kierunku warstwy elektroluminoforu, więc luminofor nie świeci oddzielnymi pasmami, lecz daje bardziej równomierny obraz. Warstwa nieprzezroczysta ma za zadanie przeciwdziałać optycznemu sprzężeniu zwrotnemu między warstwą elektroluminescencyjną i fotoopornika. W konstrukcji rowkowanej wzmacniacza pojemność C_1 maleje, na przewodność g_1 nie wpływają głębsze, nieoświetlone warstwy opornika fotoelektrycznego, a zmieniając kształt rowków łatwiej jest dopasować impedancje obu warstw opornika i elektroluminoforu.

Zdolność rozdzielcza ekranu uwarunkowana odległością między rowkami wynosi 0,8 par linii/mm i jest tego samego rzędu co obrazów telewizyjnych. Mieszany sposób zasilania wzmacniacza jest konieczny z tego względu, że czułość opornika fotoelektrycznego pracującego przy napięciu stałym lub pulsującym wzrasta prawie 10-krotnie w porównaniu do czułości przy napięciu sinusoidalnie zmiennym [24]. Natomiast

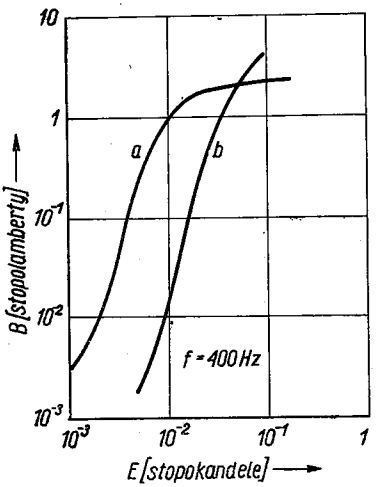
dla świecenia warstwy elektroluminescencyjnej konieczne jest napięcie zmienne. Dlatego też do dwóch sąsiednich fotooporników elementarnych przykłada się napięcia stałe przeciwnie skierowane, a całość zasila napięciem zmiennym (rys. 14). Wielkość napięć stałych jest równa ampli-



Rys. 14. Sposób zasilania elementu wzmacniacza z rowkowaną warstwą opornika fotoelektrycznego

R_A, R_B — dwa sąsiednie oporniki fotoelektryczne, *El* — warstwa elektroluminescencyjna

tudzie napięcia zmiennego. Na obu fotoopornikach występują napięcia pulsujące o przeciwnej biegunowości, natomiast kondensator, jakim jest komórka elektroluminescencyjna, będzie ładowany raz dodatnim, raz ujemnym impulsem prądu. Stosując opisany układ zasilania uzyskuje

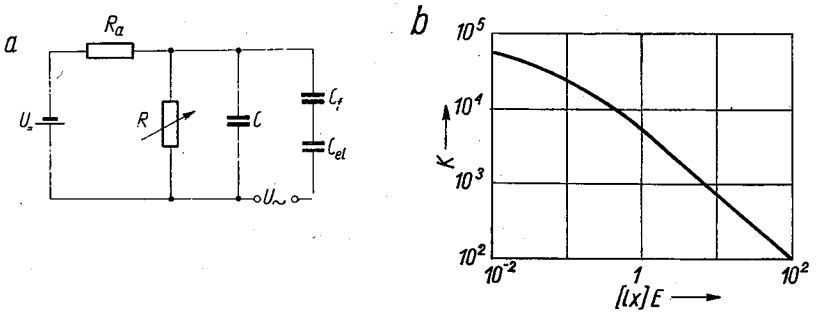


Rys. 15. Charakterystyka przenoszenia wzmacniacza

a — przy zasilaniu mieszanym, *b* — przy zasilaniu tylko napięciem zmiennym; 1 stopokandela = 10,764 lx, 1 stopolambert = $3.43 \cdot 10^{-4}$ sb

się próg czułości wzmacniaczy rzędu 10^{-2}—10^{-3} lx. Typową charakterystykę przenoszenia wzmacniacza przedstawia rys. 15. Wmocnienie dla światła widzialnego wyrażone stosunkiem jaskrawości ekranu do oświetlenia wejściowego wynosi zwykle kilkadziesiąt do kilkuset.

Wzmocnienie wzmacniacza jaskrawości obrazu może być znacznie zwiększone przez wprowadzenie do elementów wzmacniacza kondensatorów ferroelektrycznych [25], o których wspomniano już przy omawianiu ekranów elektroluminescencyjnych (p. rozdz. 6.2). Schemat układu zastępczego elementu wzmacniacza przedstawia rys. 16a. W układzie tym występują dwa obwody zasilania. Opornik fotoelektryczny R jest zasilany prądem stałym, przez co jego czułość wzrasta w porównaniu do czułości przy prądzie zmiennym. Opornik ten wraz z szeregowym opo-



Rys. 16. Element wzmacniacza zawierający kondensator ferroelektryczny
a) schemat układu zastępczego, b) charakterystyka wzmocnienia w funkcji oświetlenia wejściowego

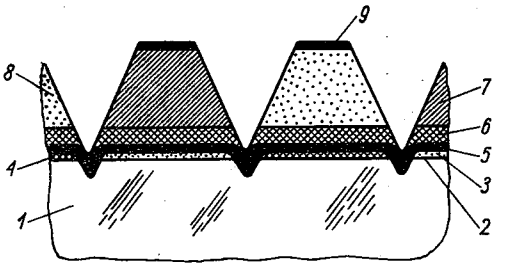
rem R_a tworzą dzielnik dla napięcia stałego; potencjał w punkcie A maleje przy wzroście oświetlenia opornika fotoelektrycznego. Komórka elektroluminescencyjna (C_{el}) z połączonym szeregowo kondensatorem ferroelektrycznym (C_f) są zasilane napięciem zmiennym, przy czym opornik R zabocznikowany kondensatorem C nie stanowi elementu ograniczającego maksymalną częstotliwość napięcia zasilania. Zmniejszeniu się potencjału w punkcie A towarzyszy wzrost pojemności kondensatora ferroelektrycznego, a przez to wzrost spadku napięcia zmiennego na komórce elekroluminescencyjnej i wzrost jej jaskrawości. Z charakterystyki wzmocnienia funkcji oświetlenia wejściowego (rys. 16b) wynika, że przy oświetleniu 0,01 lx wartość wzmocnienia dochodzi do 50 000.

Przetworniki obrazu

Wzmacniacze jaskrawości obrazu z opornikiem z siarczku kadmu Cds pracują w zakresie widzialnym. Przez zastosowanie innego materiału, np. czułego na podczerwień, można budować przetworniki obrazu podczerwonego na obraz widzialny.

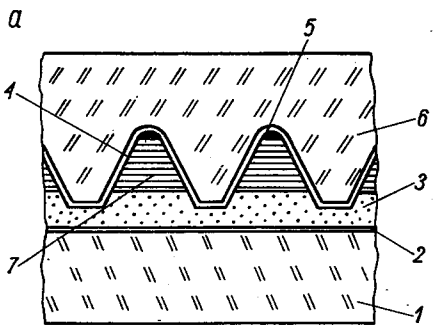
Opracowano [26] wzmacniacz obrazu posiadający dwubarwny ekran luminescencyjny i wzmacniający oddzielnie obrazy widzialne i obrazy w bliskiej podczerwieni. Zastosowano konstrukcję rowkowaną charakterystyczną tym, że występują kolejno pasma: jedno zawierające warstwę elektroluminoforu o barwie świecenia niebieskiej i warstwie fotooporu nika CdS czułego w zakresie widzialnym (max. dla 0,6 μ) oraz drugie —

zawierające luminofor żółty i fotoopornik CdSe czuły w bliskiej podczerwieni (max. dla 0,7 μ) (rys. 17). Charakterystyki widmowe fotoczułości CdS i CdSe są rozsunięte na tyle, że przy pomocy wzmacniacza można wykrywać oddzielnie promieniowanie widzialne i niewidzialne.



Rys. 17. Przekrój wzmacniacza dwubarwnego
1 — płyta szklana, *2* — przezroczysta warstwa przewodząca, *3* — elektroluminofor niebieski, *4* — elektroluminofor żółty, *5* — warstwa nieprzezroczysta, *6* — warstwa rozpraszająca, *7* — fotoopornik CdS,, *8* — fotoopornik CdSe, *9* — paski przewodzące

Dalsze przesunięcie maksimum czułości w podczerwieni uzyskuje się przez zastosowanie jako materiału fotooporowego tellurku kadmu CdTe [27]. Szczyt czułości CdTe leży w okolicy 0,88 μ, a granica czułości sięga 1,2—1,4 μ. W tym przypadku przetwornik jest również o konstrukcji



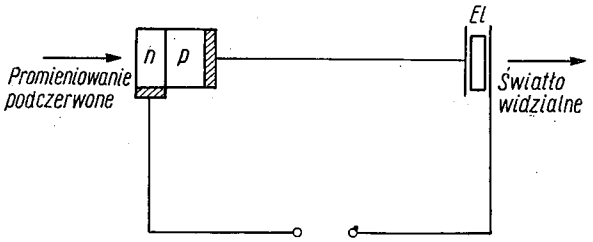


Rys. 18. a) Przekrój przetwornika podczerwieni z tellurkiem kadmu
1 — płyta szklana, *2* — przezroczysta warstwa przewdząca, *3* — warstwa elektroluminescencyjna, *4* — warstwa fotoopornika CdTe, *5* — paski przewodzące, *6* — płytka szklana rowkowana, *7* — wypełniacz
b) Fotografia obrazu otrzymanego na ekranie przetwornika

rowkowanej (rys. 18), z tym jednak, że rowki są wykonane w podłożu (płytce szklanej), na które nanosi się cienką warstwę CdTe. Grzbiety rowków stykają się z dalszymi warstwami przetwornika. Zdolność roz-

dzielcza ekranu wynosi 1 parę linii/mm (odległość między osiami rowków wynosi 0,5 mm). Obraz otrzymany na ekranie przetwornika posiada strukturę liniową (rys. 18), gdyż dla uproszczenia konstrukcji nie zastosowano dodatkowej warstwy dyfuzyjnej (rozpraszającej).

Innym rodzajem przetwornika obrazu podczerwieni może być urządzenie mozaikowe złożone z fotodiod i komórek elektroluminescencyjnych [13]. Rysunek 19 przedstawia element takiego przetwornika: złącze p-n połączone w szereg z komórką elektroluminescencyjną. Układ jest zasilany impulsami napięcia tak, aby złącze p-n pracowało zawsze w kie-



Rys. 19. Element przetwornika podczerwieni z fotodiodą

runku zaporowym. Duża wartość impedancji złącza p-n w kierunku zaporowym pozwala na współpracę złącza z komórką elektroluminescencyjną.

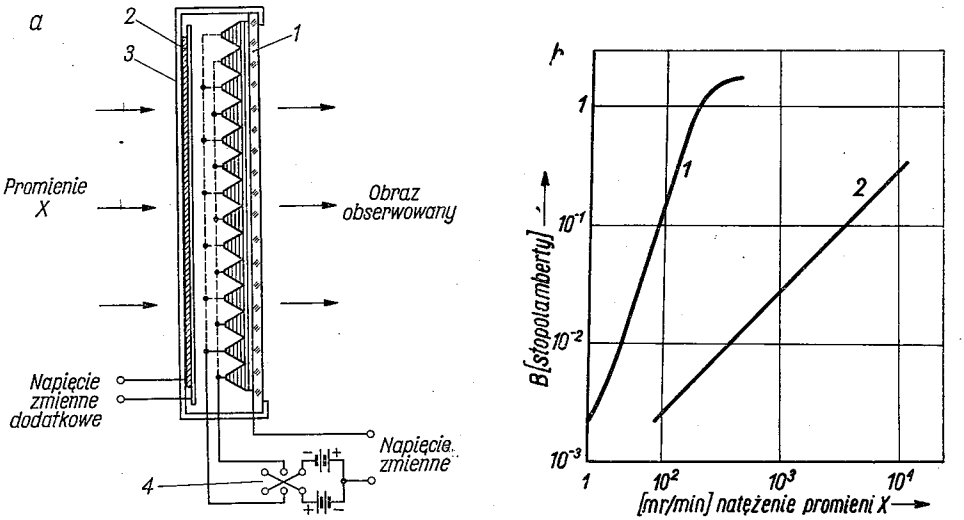
Fotodiody germanowe mają maksimum fotoczułości dla ok. 1,6 μ, a granicę czułości sięgającą 2 μ, dla fotodiod krzemowych wartości te są odpowiednio 0,8 μ i 1,2 μ, tak więc zastosowanie szczególnie fotodiod germanowych przesuwa znacznie w podczerwień zakres czułości przetwornika.

Wadą przetworników dla większości zastosowań jest ich nieprzystosowanie do wzmacniania i przetwarzania obrazów przedmiotów poruszających się na skutek znacznej bezwładności warstwy fotoopornika (szczególnie wykonanego z CdS). W pewnych przypadkach jest to jednak korzystne. Np. zastosowanie wzmacniacza z fotoopornikiem CdS czułym również na promienie X, do celów diagnostyki rentgenowskiej [28], pozwala z jednej strony na około 10-krotne obniżenie natężenia promieniowania rentgenowskiego, a z drugiej strony ze względu na długi czas zaniku fotoprzewodnictwa dla CdS pozwala na długotrwałą obserwację obrazu już po przerwaniu naświetlania (rys. 20). Przed ponowną ekspozycją poprzedni obraz można szybko wymazać stosując zmianę biegunowości przyłożonego napięcia stałego oraz oświetlając fotoopornik dodatkowym ekranem elektroluminescencyjnym.

Wzmacniacze pamięciowe

Osobnym rodzajem wzmacniaczy obrazu są wzmacniacze przeznaczone do zapamiętywania (magazynowania) obrazu [29]. Obraz rzucony

przez chwilę na wejście wzmacniacza zostaje odwzorowany na ekranie jako obraz trwający dowolnie długo. Osiąga się to przez zastosowanie wewnętrznego optycznego sprzężenia zwrotnego między warstwą elektroluminoforu i fotoopornika; świecenie elektroluminoforu zostaje pod-



Rys. 20. a) Przekrój przetwornika promieni X

1 — przetwornik z rowkowaną warstwą opornika fotoelektrycznego, *2* — dodatkowy ekran elektroluminescencyjny, *3* — nieprzezroczysta obudowa, *4* — przełącznik biegunowości;

b) Charakterystyki przenoszenia przetworników promieni X

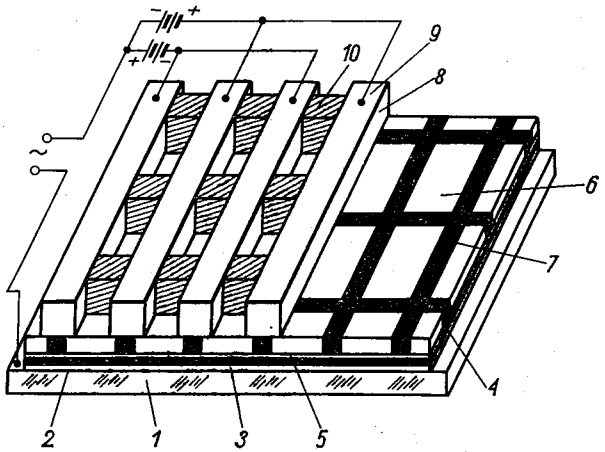
1 — charakterystyka przetwornika optoelektronowego, *2* — charakterystyka ekranu Pattersona typu CB-2; 1 stopolambert = $3{,}43 \cdot 10^{-4}$ sb

trzymane również po usunięciu pierwotnego oświetlenia ekranu. Sprzężenie zwrotne we wzmacniaczu rowkowanym można by uzyskać w najprostszy sposób przez usunięcie warstwy nieprzezroczystej (*4* na rys. 13). Nie daje to zadowalających wyników ze względu na niedostateczne sprzężenie oraz występujące rozmazywanie się obrazu m.in. pod wpływem oświetlenia zewnętrznego, opracowano więc specjalne konstrukcje wzmacniaczy pamięciowych, z których jedną przedstawia rys. 21. Wzmacniacz składa się z oddzielnych elementów odizolowanych od siebie elektrycznie i optycznie (stąd często stosowana nazwa — wzmacniacz mozaikowy).

Aby uniknąć wpływu na fotoopornik oświetlenia zewnętrznego, zastosowano dwie oddzielne warstwy elektroluminescencyjne, jedną przeznaczoną do obserwacji obrazu, a drugą do uzyskania sprzężenia zwrotnego z fotooporniki em. Naświetlenie 10 luksosekund na wejściu wzmacniacza wystarcza dla powstania na ekranie obrazu o jaskrawości elementów świecących ok. $2 \cdot 10^{-4}$sb, utrzymującego się przez długi czas (np. przez 30 min). W razie potrzeby zapamiętany obraz może być wy-

mazany w sposób elektryczny w bardzo krótkim czasie, dużo krótszym niż normalny czas zaniku fotoprzewodnictwa w CdS.

Efekt pamięciowy we wzmacniaczu dwustopniowym można uzyskać również bez stosowania optycznego sprzężenia zwrotnego, lecz przez wykorzystanie efektu histerezy obserwowanego dla selenku kadmu [30].



Rys. 21. Konstrukcja wzmacniacza pamięciowego z optycznym sprzężeniem zwrotnym *1* — płyta szklana, *2* — przezroczysta warstwa przewodząca, *3*, *5* — warstwy elektroluminoforu, *4* — warstwa nieprzezroczysta, *6* — warstwa rozpraszająca, *7* — nieprzezroczysta siatka izolująca, *8* — opornik fotoelektryczny, *9* — paski przewodzące, *10* — nieprzezroczyste przegrody izolujące

7. ZAKOŃCZENIE

Podstawowe zjawisko optoelektronowe — zjawisko elektroluminescencji zostało odkryte przez Destriau w r. 1936. Przez blisko 20 lat stanowiło ono jedynie pewnego rodzaju ciekawostkę fizyczną. W pierwszych latach ubiegłego dziesięciolecia elektroluminescencja została „odkryta" na nowo i od kilku lat stanowi przedmiot intensywnych badań fizyków i techników. Główne kierunki prac w tej dziedzinie są następujące:

1. Poszukiwanie materiałów elektroluminescencyjnych o większej niż dotychczas wydajności świetlnej; dotyczy to elektroluminoforów o różnych barwach świecenia, w tym również najmniej wydajnego elektroluminoforu czerwonego.

2. Technologia lamp elektroluminescencyjnych stanowiących podstawowy element bardziej złożonych przyrządów optoelektronowych, dąży się do zwiększenia jaskrawości lamp, obniżenia napięcia pracy oraz zwiększenia trwałości świecenia. Miarą postępu w technologii może być opracowanie lamp jedno i wielobarwnych (jedno- i wielowarstwowych) w postaci giętkich płyt mających podłoże z trójfluoromonochloroetylenu [31].

3. Konstrukcja ekranów świetlnych, wzmacniaczy jaskrawości obrazów, przetworników obrazu i innych przyrządów elektroluminescencyjno-fotoelektrycznych. Zakres prac jest bardzo szeroki. Poza omówionymi w rozdz. 6 bardziej zaawansowanymi konstrukcjami, istnieje szereg interesujących projektów, takich jak półprzewodnikowy ekran do telewizji barwnej, elementy maszyn matematycznych itp.

4. Prace badawcze związane z poznawaniem i wykorzystaniem nowych zjawisk optoelektronowych; spore nadzieje wiąże się np. z efektem Łosiewa.

Wymienione kierunki prac nie wyczerpują całości problemu. Wystarczy przypomnieć zestawienie zjawisk optoelektronowych i przyrządów podane w tabl. 1. Wyraźnie występuje dysproporcja między mnogością zjawisk optoelektronowych a nielicznymi z nich, które zostały przyobleczone w kształt techniczny. Mimo iż przyrządy te nie wyszły na ogół poza laboratorium, można przypuszczać, że w niedalekiej przyszłości odegrają poważną rolę.

Prace nad zjawiskiem elektroluminescencji i jego zastosowaniami podjęte zostały również w Polsce. Na I Krajowej Naradzie Elektroniki w r. 1958 zagadnieniu temu był poświęcony tylko jeden referat przeglądowy [22]. Od tego czasu aż do II Krajowej Narady Eelektroniki w r. 1962 włącznie ogłoszono wyniki szeregu prac badawczych. Prace te dotyczyły otrzymywania elektroluminoforów [32], [33], [34], badania ich właściwości [35], [36], [37], [38], technologii i parametrów komórek elektroluminescencyjnych [39], [40], [41], jak również konstrukcji i charakterystyk przyrządów optoelektronowych zarówno o prostej budowie — wskaźników cyfrowych [42], jak i bardziej złożonych — przetworników obrazu [27], [43]. Należało by dążyć do tego, ażeby te wstępne prace rozwijały się szerzej, przyczyniając się w sposób twórczy do rozwoju optoelektroniki.

Politechnika Warszawska
Katedra Przyrządów Elektronowych

WYKAZ LITERATURY

1. Ivey H.: Bibliography on Electroluminescence and Related Topics. — Cz. I, IRE Trans. on Electron Dev., t. ED-6, nr 2, s. 203—215, 1959; cz. II, J. Electrochem. Soc., t. 108, nr 6, s. 590—599, 1961.
2. Loebner E. E.: Opto-Electronic Devices and Networks, — PIRE, t. 43, nr 12, s. 1897—1906, 1955.
3. Loebner E. E.: Opto-Electronics. — RCA Rev., t. 20. nr 4, s. 715—743, 1959.
4. Diemer G., van Santen J. G.: Power Amplifiers Based on Electrooptical Effects, — Phil. Res. Rep., t. 15, s. 368—389, 1960.

5. Diemer G.: Optoelectronics, — Phil. Res. Rep., t. 23, nr 7, s. 189—195, 1961/62.
6. Destriau G., Ivey H. F.: Electroluminescence and Related Topics. — PIRE, t. 43, nr 12, s. 1911—1940, 1955.
7. Piper W. W., Wiliams F. E.: Electroluminescence. — Solid State Physics, t. 6, s. 95—173, 1958.
8. Łożykowski H., Mączyńska H.: Elektroluminescencja i jej zastosowania. — Postępy Fizyki, t. 13, nr 2, s. 177—206, 1962.
9. Jaffe P. M.: Electric Field Enhancement of Cathodoluminescence (Cathodoelectroluminescence). — J. Electrochem, Soc., t. 106, nr 8, s. 667—672, 1959.
10. Thornton W. A.: Radiation Enhancement of Electroluminescence of Powder Phosphors. — Solid State Physics in E. and T., t. 4, 602—610, 1960.
11. Williams F. E., Cusano D. A.: Photoelectroluminescence — electroluminescence controlée par les radiations. — J. Phys. Radium, t. 17, s. 742—747, 1956.
12. Ivey H. F.: Electric Field Effects in Excited Phosphors and their Interpretation. — Solid State Physics in E. and T., t. 4, s. 611—635, 1960.
13. Świt A.: Radiation converter. — Bull. de l'Academie Pol. des Sciences, Seria des cs. techniques, v. 8, nr 6, 1960.
14. Tauc J.: Photo and Thermoelectric Effects in Semiconductors. — Pergamon Press, 1962, s. 193 i dalsze.
15. Wierzba H.: Budowa kondensatorowych źródeł światła. — Przegląd Eelektrotechn., t. 26, nr 9, str. 355.
16. Mash D. H.: An Electroluminescent Digital Indicator with a Silicon Carbide Coding Matrix. — J.S.I., t. 37, nr 2, a.. 47—50, 1960.
17. Kilburn T., Hoffman G. R., Hayes R. E.: An Accurate Electroluminescent Graphical output Unit for a Digital Computer. — Proc. of the I.E.E., t. 105B, nr 19, s. 136—146, 1958.
18. Jeffreys D. C., Hoffman G. R.: The Electroluminescent Matrix for Pattern Display and Recording. — J. of B.I.R.E., t. 22,, nr 1, s. 53—64, 1961.
19. Ivey H. F., Thornton W. A.: Preparation and Properties of Electroluminescent Phosphors for Display Devices. — IRE Trans. on Electron Dev. f. ED-8, nr 4, s. 265—279, 1961.
20. Rajchman J. A., Briggs G. R., Lo' W. A.: Transfluxor Controlled Electroluminescent Display Panels. — PIRE, t. 46, nr 11, s. 1808—1824, 1958.
21. Sack E. A.: ELF — A New Electroluminescent Display. — PIRE, t. 46, nr 10, s. 1694—1699, 1958.
22. Wojciechowski J.: Zastosowanie zjawiska elektroluminescencji do wzmacniania obrazu. — Rozprawy Elektrotechn., t. 4, nr 3, 351—382, 1958.
23. Kazan B., Nicoll F.: An Electroluminescent Light-Amplifying Picture Panel. — PIRE, t. 43, nr 12, s. 1883—1897, 1955.
24. Kazan B.: An Improved High-Gain Panel Light Amplifier. — PIRE, t. 45, nr 10, s. 1358—1364, 1957.
25. Lamiczew J. Ja., Orłow J. N., Perszin G. G., Taborko N. J.: Ekspierimientalnoje izuczenije wozmożnosti sozdanija mnogoielemientnych elektroluminiescirujuszczich ustrojstw s primienienijem siegnietoelektriczeskich matieriałow. — Izw. AN SSSR, S. Fiz., t. 25, nr 4, s. 492—500, 1961.
26. Nicoll F. H., Sussman A.: Two-Color Input, Two-Color Output Image Intensifier Panel. — PIRE, t. 48, nr 12, s. 1842—1846, 1960.
27. Paszkowski B., Świt A., Wojciechowski J., Wierzba H.: Two-Layer Solid-State Image Converter.—Bull. Acad. Polon. Sci. Techn., 1963, t. 11.

28. Kazan B.: A Solid-State Amplifying Fluoroscope Screen.—RCA Rev., t. 19, nr 1, s. 19—34, 1958.
29. Kazan B.: A Feedback Light-Amplifier Panel for Picture Storage. — PIRE, t. 47, nr 1, s. 12—19, 1959.
30. Nicoll F. H.: A Hysteresis Effect in Cadmium Selenide and its Use in a Solid-State Image Storage Device. — RCA Rev., t. 19, nr 1, s. 77—85, 1958.
31. Blazek R., Wollentin R., Bullinger H.: Multilayer and Flexible Single-Layer Electroluminescent Lamps. — Illum. Eng., t. 56, nr 3, sekcja 2, s. 195—204, 1961.
32. Wierzba H.: Synteza luminoforów typu siarczkowego. — Przegląd Elektroniki, t. 1, nr 1, s. 109—110, 1960.
33. Wierzba H.: Synteza elektroluminoforów. Przegląd Elektroniki, t. 4, nr 1, s. 33—37, 1963.
34. Bała W., Rapir A.: Otrzymywanie i własności elektroluminoforow. — Przegląd Elektroniki, t. 3, nr 10, s. 580—585, 1962.
35. Łożykowski H.: Electroluminescence of ZnSe-Cu with a Cu_2Se Layer in an A.C. and D.C. fields. — Bull. Acad.. Pol. Sc., Ser. Mat.-Astr. et Phys., t. 8, nr 3, s. 719, 1960.
36. Łożykowski H.: Electroluminescence of Alkaline Earth Sulphide Phosphors. — Bull. Acad. Pol. Sc., Ser. Mat. — Astr. et Phys., t. 8, nr 3, s. 725, 1960.
37. Saks Z.: Dielectric Properties of Some ZnS Electroluminescent Substances. — Bull. Ac. Pol. Sc., Ser. Mat.-Astr. et Phys., t. 10, nr 1, s. 57, 1962.
38. Łożykowski H.: Elektroluminescencja monokryształów ZnSe. Komunikat na II Krajową Naradę Elektroniki, Warszawa, czerwiec 1962.
39. Marowska R.: Własności komórek elektroluminescencyjnych i pomiar ich jaskrawości. Przegląd Elektroniki, t. 3, nr 8, s. 473—475, 1962.
40. Bała W., Rapior A.: Technologia i własności komórek elektroluminescencyjnych ze stałym dielektrykiem. — Przegląd Elektroniki, t. 3, nr 6, s. 324—328, 1962.
41. Bała W., Rapior A.: Elektroluminescencja ZnS (otrzymywanie i własności komórek elektroluminescencyjnych). — Prace P.I.E., t. 3, nr 2, s. 81—101, 1962.
42. Wojciechowski J., Wierzba H.: Elektroluminescencyjny wskaźnik cyfrowy. Przegląd Elektroniki t. 3, nr 8, s. 476—478, 1962.
43. Świt A.: Półprzewodnikowy przetwornik promieniowania. — Przegląd Elektroniki, t. 3, nr 6, s. 342—348, 1962.

J. WOJCIECHOWSKI

SOLID-STATE OPTOELECTRONICS

Summary

Solid-state optoelectronics is the new part of physics and electron technology that is concerned with the effects of interaction of light and electricity within mather and with the technological exploitation of these relations. The most interesting effects are: photoconductivity and electroluminescence; there are also many derived effects as photo-electroluminescence, electro-photoluminescence and modulation of electroluminescence or photoconductivity.

During recent years attention was focused on the effect of electroluminescence; this led to the construction of many optoelectronic devices as electroluminescent lamps, light amplifiers and radiation convertes, functional elements a. o.

The paper is concerned with the determination of the chief features of optoelectronic devices; the classification of optoelectronic devices is given and the mechanism of optoelectronic effects is also briefly described. In the second part of the paper the construction and parameters of various electroluminescent and electroluminescent — photoconducting devices is pointed out; the results of work in this country are summarised.

J. WOJCIECHOWSKI

OPTOÉLECTRONIQUE À SEMICONDUCTEURS

Résumé

Optoélectronique à semiconducteurs c'est un domaine de la physique et de la technologie électronique concernant les phénomènes de l'interaction de l'énergie radiante et de l'énergie électrique dans le corps solide ainsi que les dispositifs basés sur l'application des phénomènes mentionnés. Les phénomènes principaux de l'optoeléctronique ce sont la photoconductivité et l'électroluminescence; on peut nommer encore des phénomènes derivés comme photo-électroluminescence, électro-photoluminescence, modulation de l'électroluminescence et de la photoconductivité d'autres.

Le phénomène de l'électroluminescence constitue dans les derniers tmps l'objet des travaux intensifs. Les travaux concernant les applications téchniques des phénomènes mentionnés ci-dessus ont causé la construction des dispositifs à semiconducteurs p. ex. des tubes à électroluminescence, des amplificateurs et transformateurs du rayonnement, des rélais optoélectroniques etc.

Dans l'article on a présenté les qualités principales des dispositifs optoélectroniques et on a essayé de faire une classification; on a présenté aussi un peu de mots le processus des phénoménes optoélectroniques. Ensuite on a fait une revue des dispositifs élaborés jusqu'a present, principalement de ceux le fonctionnement des lequeles est basé sur le phénomène d'electroluminescence ou d'electroluminescence et de photoconductivité à la fais: dans cette revue on a consideré aussi quelques travaux polonais.

J. WOJCIECHOWSKI

HALBLEITER — OPTOELEKTRONIK

Zusammenfassung

Die Halbleiter — optoelektronik ist die Gegend der Physik und der elektronischen Technologie, welche beschäftigt sich mit den Erscheinungen der gegenseitigen Einwirkung der Strahlungsenergie und der elektrischen Energie, und mit den elektronischen Bauelement, in welchen diese Erscheinungen ausgenutzt werden. Die wichtigsten optoelektronischen Effekte sind: die Photoleitfähigkeit und die Elektrolumineszenz; es gibt auch viele zusammengesetzte Erscheinungen, wie z. B. Photo-Elektrolumineszenz, Elektrophotolumineszenz, Modulation von Elektrolumineszenz und Photoleitfähigkeit u. a.

Besonders intensive Vorschungen wurden in letzten Jahren auf dem Gebiete der Elektrolumineszenz geführt. Als Erfolg dieser Forschungen wurden viele Halbleiter — Elemente gebaut z. B. Elektrolumineszenz-Lampen, optoelektronische Bildwandler und Bildverstärker, optoelektronische Relais u. a.

In dem Artikel wurden die wichtigsten Züge der optoelektronischen Bauelemente besprochen und die Klassifizierung dieser Elemente und auch der Mechanismus optoelektronischer Erscheinungen im Kurzen dargestellt. In dem zweiten Teil des Artikels wurde die Konstruktion von verschiedenen auf dem Prinzip der Elektrolumineszenz wirkenden Geräte gezeigt und ihre Parameter gegeben. Die Liste der Veröffentlichungen die in letzten Jahren in Polen erschienen ist auch beigelegt.

Е. ВОЙЦЕХОВСКИ

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКА

Резюме

Полупроводниковая оптоэлектроника является областью физики и электронной технологии, которая занимается явлениями взаимного воздействия энергии излучения и электрической энергии в твёрдом веществе, а также приборами, основанными на использовании этих явлений. Основные оптоэлектронные явления — это фотопроводимость и электролюминесценция, существует тоже ряд производных явлений таких, как фото-электролюминесценция, электро-фотолюминесценция, модуляция электролюминесценции и фотопроводимости и др. Особенно напряжённые исследования ведутся в последние годы по явлению электролюминесценции. Работы по техническим применениям этих явлений привели к конструкции ряда полупроводниковых приборов: электролюминесцентных трубок, усилителей и преобразователей излучения, оптоэлектонных реле и т.п.

В статье перечислены основные свойства оптоэлектронных приборов, а также представлена попытка классификации этих приборов; описан также в сокращении механизм оптоэлектронных явлений. В дальнейшем произведен обзор до сих пор разработанных приборов, в основном таких, которые действуют по принципу электролюминесценции или же вместе электролюминесценции и фотопроводимости, учитывая также некоторые работы, которые ведуться по этой области в Польше.

621.395.64

ADAM SMOLIŃSKI

Wzmacniacze o małych szumach

Rękopis dostarczono 16. 1. 1963

Artykuł niniejszy jest próbą opisu wzmacniaczy o małych szumach, do których należą przede wszystkim wzmacniacze parametryczne oraz mikrofalowe wzmacniacze kwantowe — masery.

Czułość wzmacniaczy ograniczają — jak wiadomo — szumy pochodzące ze zjawiska ruchów cieplnych, nieciągłości strumienia elektronów oraz szumy modulacyjne. Współczynnik szumów i przyrost temperatury szumów ujmują te zjawiska ilościowo.

Wzmacniacze parametryczne wykorzystują właściwości nieliniowych reaktancji do przenoszenia energii z lokalnego źródła wielkiej częstotliwości do obwodu sygnału. Na przykładzie układu ze zmienną pojemnością wyjaśniono mechanizm przenoszenia energii. Omówiono pracę diod o zmiennej pojemności oraz elementów magnetycznych we wzmacniaczach parametrycznych. Diodowe wzmacniacze parametryczne stanowią powszechnie stosowany typ wzmacniacza parametrycznego. Są one używane przeważnie we wzmacniaczach dwuobwodowych, a czasem w łańcuchowych. Podano przykłady wzmacniaczy, zwłaszcza mikrofalowych, oraz omówiono ich szumy.

Najmniejszymi szumami odznaczają się wzmacniacze kwantowe — masery. Zasada ich pracy polega na wykorzystywaniu różnych poziomów energii jonów paramagnetycznych, rozsianych w kryształach diamagnetycznych. Poziomy te oddalone są o określone częstotliwości zakresu mikrofalowego. Lokalna energia mikrofalowej częstotliwości pobudza kryształy na wyższy poziom, a energia ta przenosi się na częstotliwość odpowiednio dobranego sygnału. Proces ten jest możliwy tylko w niskich temperaturach, np. w temperaturze płynnego helu, co zapewnia znikome szumy. Omówiono masery odbiciowe oraz o fali bieżącej. Podano również ich typowe zastosowania. Na koniec przeprowadzono porównanie szumów różnych typów wzmacniaczy.

1. SZUMY JAKO OGRANICZENIA CZUŁOŚCI WZMACNIACZY

10. WSTĘP

Jedną z ważniejszych funkcji urządzeń elektronicznych jest wzmacnianie przebiegów elektrycznych. Przebiegi te nie mogą jednak mieć dowolnych wartości, gdyż układy wzmacniające maskują zbyt małe ich amplitudy.

W układach wzmacniających powstają szumy i zakłócenia, które wyznaczają dolną granicę amplitud wzmacnianych przebiegów. Interesować zaś będą nas przede wszystkim szumy nieodłącznie związane z procesem wzmacniania. Nie będziemy się zajmować zakłóceniami wprowadzanymi do układów wzmacniających przez obce pola elektryczne i magnetyczne itp. przyczyny.

W zasadzie rozróżniamy trzy rodzaje szumów. Są to szumy cieplne, śrutowe i modulacyjne [1]. Omówimy je po kolei oraz ich występowanie w różnych typach elementów elektronowych.

11. SZUMY CIEPLNE

Urządzenia elektroniczne pracują w temperaturach o kilkaset stopni wyższych od temperatury zera bezwzględnego. W tych warunkach ciała, z których są zbudowane te urządzenia, podlegają ruchom cieplnym. Współdziałanie wolnych ładunków elektrycznych (elektronów lub dziur) ze związanymi jonami przewodzącego ośrodka, znajdującymi się w stanie drgań, powoduje powstawanie zmiennego pola elektrycznego szumów cieplnych. Na zaciskach jednorodnych elementów elektrycznych (jak oporniki, cewki itp.) występują więc napięcia zwane napięciami szumów cieplnych. Ich średnia wartość skuteczna jest stała w funkcji częstotliwości, więc posługując się analogią z optyki, nazywamy je szumami białymi.

Dysponowalna moc zastępczego źródła szumów na zaciskach rozważanego elementu wyraża się prostym wzorem

$$P_c = k T B. \tag{1}$$

Jest więc ona proporcjonalna do temperatury bezwzględnej T i szerokości interesującego nas pasma częstotliwości B. Szumy cieplne nie są zależne od rodzaju materiału, w którym one powstają.

Napięcie szumów cieplnych jest więc proporcjonalne do pierwiastka ze składowej rzeczywistej oporności danego elementu. Dla oporności 1000 Ω i szerokości pasma 10 MHz wynosi ono ok. 12 mikrowoltów. Należy dodać, że dodatkowe szumy występują wskutek niedoskonałości kontaktów między poszczególnymi cząsteczkami materiału, z którego wykonano elementy elektronowe.

12. SZUMY ŚRUTOWE

Wytwarzanie strumienia elektronów w lampie elektronowej jest połączone z powstawaniem szumów śrutowych, wynikających z nierównej liczby elektronów emitowanych grupowo z katody i dopływających do anody. Średnia wartość skuteczna prądu szumów jest stała w funkcji częstotliwości, więc są to również szumy białe.

Kwadrat średniej wartości prądu zastępczego źródła szumów jest proporcjonalny do składowej stałej prądu strumienia elektronów

$$\overline{i_{śr}^2} = k_i I_0 B. \tag{2}$$

Wartość stałej proporcjonalności zależy od gęstości ładunku przestrzennego.

Tego samego typu szumy są wytwarzane przy podziale strumienia elektronów między różne elektrody.

Szumy śrutowe występują również w półprzewodnikach przy przepływie przez nie prądu stałego wskutek fluktuacji koncentracji nośników prądu, jak również przy ich przejściu przez bariery potencjałów.

13. SZUMY MODULACYJNE

Szumy cieplne i szumy śrutowe charakteryzują się stałym widmem częstotliwościowym. Obok nich istnieje jeszcze jeden rodzaj szumów, zwany szumami modulacyjnymi, charakteryzujący się wzrostem w miarę malenia częstotliwości. Szumy te są istotne jedynie w zakresie częstotliwości akustycznych. Szumy te powstają w lampach elektronowych wskutek nierównomiernych własności emisyjnych katody, zmieniających się w czasie. Powstają one również w elementach półprzewodnikowych wskutek migracji zanieczyszczeń itp. zjawisk.

W miarę polepszania się procesów fabrykacyjnych i stosowania coraz lepszych materiałów szumy tego typu są coraz mniej szkodliwe.

14. SZUMY W LAMPACH ELEKTRONOWYCH

W lampach elektronowych występują przeważnie szumy śrutowe związane z wytwarzaniem strumienia elektronów, jego przepływem obok elektrod sterujących, z jego podziałem między elektrody, jak również z dopływem do elektrod zbierających. Do tego dochodzą szumy wynikające z niedoskonałości konstrukcji lampy, jak szumy jonizacyjne, złej izolacji itp.

Wszelkie straty energii sygnału w lampie wywołują dodatkowo szumy cieplne.

Triody, które są najmniej szumną postacią wzmacniającej lampy elektronowej, charakteryzują się zazwyczaj równoważną opornością szumów cieplnych, włączoną w obwód siatkowy. Na przykład trioda o nachyleniu charakterystyki 2 mA/V wytwarza takie same szumy jak opornik 1250 Ω w obwodzie jej siatki.

Jak już wspomniano, szum podziału strumienia zwiększa znacznie szumy lampy. Na przykład pentoda ma równoważną oporność szumów pięć razy większą niż trioda.

Przy bardzo wielkich częstotliwościach występuje zjawisko powiększania się szumów wskutek wpływu czasu przelotu elektronów w przestrzeni siatka-katoda. Zjawisko to powoduje zwykle powiększanie napięcia szumów dwukrotne do trzykrotnego.

Lampy o fali bieżącej nie są również wolne od szumów śrutowych pochodzących z procesu wytwarzania strumienia elektronów.

Na tym miejscu należy wspomnieć, że — ze względu na duże szumy mikrofalowych wzmacniaczy lampowych oraz lampowych stopni przemiany częstotliwości — stosuje się z powodzeniem mieszacze o ostrzowych diodach krzemowych. Mimo dodatkowych szumów tego typu złącza mieszacze diodowe mają mniejsze szumy niż wymienione poprzednio układy lampowe.

15. SZUMY ELEMENTÓW PÓŁPRZEWODNIKOWYCH

W tranzystorach występują podobne zjawiska szumowe jak w lampach elektronowych, jednak o nieco większych wartościach [2], [3]. Są to zarówno szumy cieplne, jak i szumy śrutowe. Szumy śrutowe powstają wskutek fluktuacji koncentracji nośników mniejszościowych (dziur w tranzystorach *p-n-p*) jak również przy przejściu nośników przez bariery emitera i kolektora. Do tego dochodzą szumy modulacyjne podobne do szumów zjawiska migotania w lampach. Te ostatnie są odwrotnie proporcjonalne do częstotliwości i dlatego nie grają roli już przy większych częstotliwościach akustycznych. Należy dodać, że ten rodzaj szumów jest stosunkowo niewielki w nowszych typach tranzystorów, wykonanych z bardziej czystych materiałów udoskonalonymi metodami technologicznymi.

Diody tunelowe, stosowane we wzmacniaczach o ujemnych opornościach, również nie są wolne od szumów cieplnych i śrutowych w zakresie ujemnych oporności. Trzeba podkreślić, że szumy śrutowe grają w nich dominującą rolę [4].

16. SZUMY URZĄDZEŃ ELEKTRONICZNYCH

Opisane poprzednio rodzaje szumów występują w całym urządzeniu elektronicznym, jednak największą rolę grają one w pierwszym stopniu tego urządzenia. W przypadku gdy pierwszy stopień jest wzmacniający i wzmocnienie jego jest dostatecznie duże, można liczyć się jedynie z jego szumami, wzmocnionymi przez resztę urządzenia.

17. WSPÓŁCZYNNIK SZUMÓW I TEMPERATURA SKUTECZNA SZUMÓW

W celu dokładnego określania szumów wprowadzanych przez urządzenia elektroniczne należy zastosować ilościową miarę w postaci tak zwanego współczynnika szumów [5], [6]. Współczynnik ten określa, ile

razy pogarsza się stosunek sygnału do szumu w danym urządzeniu. Dla układu czwórnikowego stosuje się następującą definicję współczynnika F:

$$\left(\frac{\text{Moc sygnału}}{\text{Moc szumów}}\right)_{\text{na wyjściu}} = \frac{1}{F}\left(\frac{\text{Moc sygnału}}{\text{Moc szumów}}\right)_{\text{źródła}} \tag{3}$$

Zatem układ idealny ma współczynnik szumów równy jedności. Współczynnik ten rośnie w miarę pogarszania się własności szumowych urządzenia. Często podaje się ten współczynnik w decybelach.

W tablicy 1 są podane wartości współczynnika szumów dla odbiorników komunikacyjnych pracujących w zakresie częstotliwości 500—2000 MHz.

Tablica 1

Szumy nowoczesnych odbiorników komunikacyjnych pracujących w zakresie częstotliwości 500 — 2000 MHz [8]

Lp.	Stopień wejściowy	Współczynnik szumów F	Współczynnik szumów F_{dB}	Skuteczna temp. szumów T_{sk}
1	Lampy i tranzystory	6 ÷ 16	8 ÷ 12	1500 ÷ 3000°K
1a	Specjalne triody	min 2,5	min 4	min 440 °K
2	Lampy o fali bieżącej	1,5 ÷ 4	2 ÷ 6	150 ÷ 900°K
3	Diody tunelowe z cyrkulatorem	2 ÷ 4	3 ÷ 6	300 ÷ 900°K
4	Wzmacniacze parametryczne z cyrkulatorem	1,4 ÷ 2	1,5 ÷ 3	120 ÷ 300°K
5	Masery	< 1,2	< 1	< 60°K

Oprócz współczynnika szumów stosuje się jeszcze inną wielkość, a mianowicie: skuteczną temperaturę szumów [7]

$$T_{sk} = (F - 1)\,290°\,\text{K}, \tag{4}$$

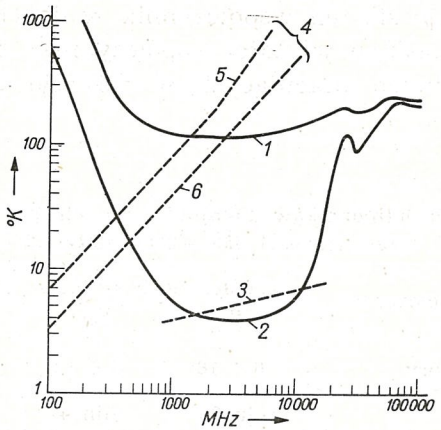
która odpowiada przyrostowi szumów w urządzeniu. Jeśli nie ma w jakimś urządzeniu przyrostu szumów, to naturalnie jego temperatura skuteczna wynosi zero stopni. W tablicy 1 podane są dla porównania skuteczne temperatury szumów dla tych samych układów, dla których poprzednio podano wartości współczynnika szumów.

Temperatura skuteczna szumów jest wielkością szczególnie użyteczną przy ocenie pracy układów o małych szumach.

18. SZUMY ANTENY

Odbiornik otrzymuje z anteny oprócz sygnału również i szumy. Szumy te pochodzą częściowo jeszcze z urządzenia nadawczego, lecz

główna ich część pochodzi z atmosfery jak również z przestrzeni kosmicznej. Trzeba tutaj również wliczyć szumy cieplne różnych obiektów na ziemi objętych charakterystyką promieniowania anteny odbiorczej. Również i straty w liniach przesyłowych oraz układów sprzęgających antenę z odbiornikiem wprowadzają szumy cieplne. Te wszystkie szumy przedodbiornikowe można wyrazić odpowiednio współczynnikiem szumów anteny lub lepiej — temperaturą skuteczną szumów anteny T_a.



Rys. 1. Temperatura skuteczna szumów: *1* — idealnej anteny skierowanej poziomo na środek galaktyki oraz *2* — idealnej anteny skierowanej pionowo na biegun galaktyki; *3* — masera o fali bieżącej pracującego w temperaturze płynnego helu; *4* — nie zdegenerowanego wzmacniacza parametrycznego pracującego w temperaturze pokojowej z diodą o częstotliwości granicznej $f_g = 50$ kMHz (*5*) i z diodą o częstotliwości granicznej $f_g = 100$ kMHz (*6*)

Temperatura skuteczna szumów anteny zależy od częstotliwości oraz kąta jej ustawienia w pionie. Na rys. 1 podane są te zależności, przy czym lewa strona wykresu odnosi się do szumów kosmicznych, a prawa strona wyraża również szumy pary wodnej zawartej w atmosferze. W wilgotny dzień otrzymujemy na falach milimetrowych znacznie większe szumy niż w suchy dzień. Krzywa dolna odnosi się do idealnej anteny skierowanej na biegun galaktyki (pionowe ustawienie osi anteny), natomiast górna krzywa odnosi się do idealnej anteny skierowanej na środek galaktyki (poziome ustawienie osi anteny). Obie krzywe wykazują wyraźne minima odpowiednio rzędu kilku i stu stopni Kelvina w zakresie jednego do dziesięciu kilomegacyki.

19. KONIECZNOŚĆ STOSOWANIA WZMACNIACZY O MAŁYCH SZUMACH

Szumy odbiornika oznacza się odpowiednio temperaturą skuteczną szumów odbiornika T_o; są to głównie szumy pierwszego stopnia odbiornika, wzmacniacza lub stopnia przemiany częstotliwości. Tablica 2, po-

dająca szumy typowych odbiorników radiolokacyjnych, pozwala na stwierdzenie, że są one znacznie wyższe od wartości podanych na rys. 1, zwłaszcza w interesującym nas zakresie częstotliwości, odpowiadającym minimum szumów na rys. 1.

Tablica 2

Szumy typowych odbiorników radiolokacyjnych

Lp.	Częstotliwość pracy	Współczynnik szumów F	Współczynnik szumów F_{dB}	Skuteczna temp. szumów T_{sk}
1	300 MHz	6	ok. 8	1450°K
2	1000 MHz	10	10	2600°K
3	3000 MHz	13	ok. 11	3500°K
4	9000 MHz	25	14	7000°K
5	24000 MHz	40	16	11600°K

Z powyższego wynika konieczność stosowania w pierwszych stopniach odbiorników wzmacniaczy o małych szumach. Jak wynika z tablicy 1, pewną poprawę w zakresie fal decymetrowych dają specjalne typy triod o płaskim układzie elektrod, lampy z falą bieżącą oraz diody tunelowe. Te ostatnie, jako układy dwójnikowe o ujemnej oporności, powinny pracować z cyrkulatorem, który nie pozwala na wzmacnianie szumów dalszych stopni odbiornika.

Radykalne rozwiązanie trudności przynoszą wzmacniacze, które cechują się brakiem szumów śrutowych i mają do minimum zredukowane szumy cieplne. Do nich należą wzmacniacze parametryczne różnych typów i masery.

2. ZASADA PRACY WZMACNIACZA PARAMETRYCZNEGO

20. WSTĘP

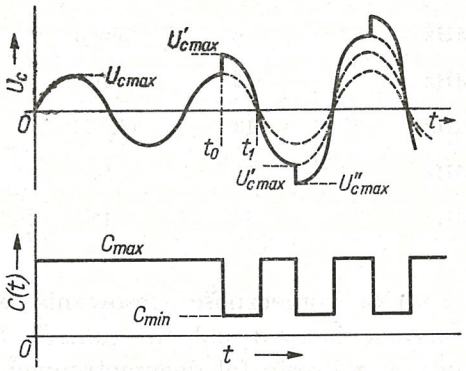
Wzmacniacze parametryczne wykorzystują właściwości nieliniowych elementów reaktancyjnych do przenoszenia energii ze źródła lokalnego wielkiej częstotliwości do obwodu sygnału, zwykle o częstotliwości mniejszej [9].

Elementem reaktancyjnym może być w najprostszej postaci zmienna pojemność diody lub zmienna indukcyjność dławika. Można tutaj również wykorzystywać nieliniowe właściwości ferrytów lub nieliniowe właściwości magazynowania energii w strumieniu elektronów, uwolnionym od szumów śrutowych, zmiennym w czasie i przestrzeni [10].

Najłatwiej jest jednak wyjaśnić pracę wzmacniacza parametrycznego na przykładzie układu ze zmienną pojemnością, np. w postaci diody.

21. MECHANIZM PRZENOSZENIA ENERGII

Rozważmy obwód rezonansowy słabo sprzężony ze źródłem sygnału częstotliwości f_s. Przebieg napięcia na kondensatorze, proporcjonalny do drugiej pochodnej ładunku kondensatora przedstawia rys. 2. Przez



Rys. 2. Napięcie na kondensatorze o zmiennej pojemności we wzmacniaczu parametrycznym jednoobwodowym

pierwszy okres kondensator ma pojemność C_{max}. W chwili t_0, gdy napięcie na kondensatorze przechodzi przez maximum, nagle zmniejszamy jego pojemność do wartości C_{min}, np. przez odsunięcie płytek kondensatora od siebie, na co musimy zużyć pewną energię mechaniczną. Wskutek nagłego zmalenia pojemności napięcie na kondensatorze wzrasta od wartości

$$U_{c\,max} = \frac{Q_{max}}{C_{max}} \tag{5}$$

do wartości

$$U'_{c\,max} = \frac{Q_{max}}{C_{min}} > U_{c\,max} \tag{6}$$

kosztem wkładu energii mechanicznej.

W chwili t_1, gdy napięcie na kondensatorze przechodzi przez zero, gdy cała energia obwodu koncentruje się w polu magnetycznym cewki, zbliżamy z powrotem płytki kondensatora do wartości C_{max}. Zabieg ten jest dokonywany bez wydatku energii mechanicznej. W następnej ćwiartce okresu następuje ładowanie kondensatora do wartości szczytowej $U'_{c\,max}$ i ponowne dostarczenie energii do obwodu.

Należy podkreślić, że dostarczanie energii do obwodu odbywa się z podwójną częstotliwością sygnału. Ponadto występuje tutaj określony warunek fazowy, polegający na tym, że malenie pojemności musi występować przy extremalnych wartościach sygnału. Jeśli bowiem płytki dosuwa się do siebie przy maksymalnych a odsuwa się przy zerowych wartościach napięcia, to zamiast wzmocnienia sygnału następuje jego tłumienie.

Energię zasilania można dostarczać również na drodze elektrycznej. W tym celu stosujemy kondensator, którego pojemność jest funkcją napięcia zmiennego źródła zasilającego. Jeśli to napięcie będzie miało częstotliwość dwa razy większą od częstotliwości sygnału i odpowiednią fazę, to wówczas będzie się przelewać energia ze źródła zasilającego do obwodu na częstotliwości sygnału. Można więc powiedzieć, że w obwodzie sygnału zjawi się ujemna składowa rzeczywista oporności.

Rozważany obwód rezonansowy opisuje równanie różniczkowe drugiego stopnia ze zmiennym współczynnikiem. Rozwiązanie tego równania dla ładunku jest postaci

$$q = e^{at}\cos(\omega t + \varphi), \tag{7}$$

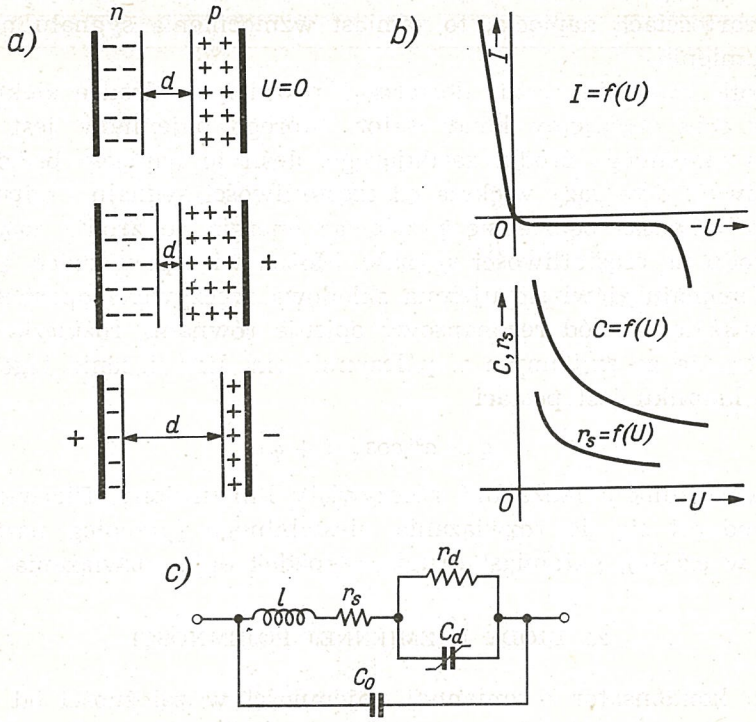
gdzie wykładnik a może być rzeczywisty lub urojony. Pierwszy przypadek odnosi się do rozwiązania niestabilnego (przebieg narasta lub maleje w czasie), natomiast drugi przypadek daje rozwiązania stabilne.

22. DIODY O ZMIENNEJ POJEMNOŚCI

Jako kondensator o zmiennej pojemności w zależności od napięcia stosuje się z powodzeniem diody zarówno ostrzowe, jak warstwowe. Stosowane do tego celu diody warstwowe mają tak wytworzone złącza, aby warstwa czystego półprzewodnika znajdująca się między warstwami n i p była możliwie jak najcieńsza (rzędu 500 Å). Warstwa ta rozszerza się lub zwęża w zależności od kierunku i wartości napięcia przyłożonego na diodę (rys. 3). Ze względu na niewielką grubość warstwy bezładunkowej — mimo stosunkowo powolnego poruszania się ładunków (setki razy wolniej niż elektronów w próżni) — czas wymagany na zmiany grubości warstwy bezładunkowej jest prawie niemierzalny (prawdopodobnie krótszy od 10^{-11} sekundy). To powoduje, że ruchy cieplne siatki krystalicznej półprzewodnika nie mają wiele czasu na oddziaływania na przebiegi elektronowe w diodzie, rezultatem czego są małe szumy cieplne. Aby uniknąć występowania szumów śrutowych, diodę polaryzuje się ujemnie; wówczas płynie nią minimalny prąd wsteczny, wywołując znikome szumy śrutowe.

Diody wykonuje się zazwyczaj z germanu, krzemu lub arsenku galu, dobierając materiał o możliwie niewielkiej oporności właściwej. Ten typ materiału jest rzadko stosowany w technologii tranzystorów, gdyż

tam zależy na materiale o możliwie dużej oporności właściwej w celu uzyskania dobrej charakterystyki w kierunku zaporowym. Jak już wspomniano, stosuje się również diody ostrzowe o złotym lub srebrnym ostrzu, o nie gorszych właściwościach. Pojemności diod wahają się od



Rys. 3. Dioda o zmiennej pojemności: a) Wpływ napięcia na szerokość warstwy bezładunkowej, b) Charakterystyki prądowe i pojemnościowe diody w zależności od napięcia, c) Schemat zastępczy diody

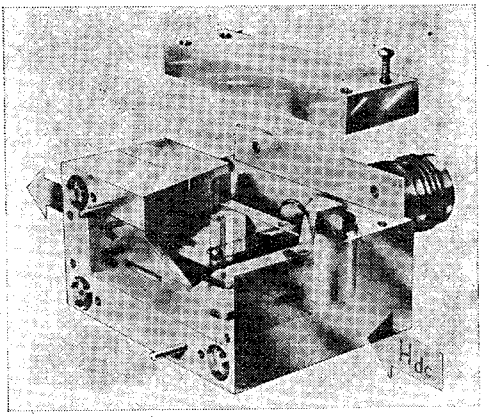
ułamków pikofaradów dla zakresu mikrofalowego do dziesiątek pikofaradów dla mniejszych częstotliwości. Dobrać diody jest rzędu kilkunastu do kilkudziesięciu, a częstotliwości graniczne dobrych diod przekraczają dwieście kilomegaherców.

23. ELEMENTY MAGNETYCZNE

Materiały magnetyczne charakteryzują się nieliniową krzywą magnesowania. Właściwość ta może być wykorzystana do zbudowania elementu elektromagnetycznego w postaci dławika o indukcyjności zależnej od prądu przezeń przepływającego. Często dla wygody układowej stosuje się osobne uzwojenie magnesujące, przy czym zwykle strumień magnetyczny przez nie wywoływany jest prostopadły do strumienia sterowanego.

Tego typu elementy z rdzeniem ferrytowym mogą być stosowane w zakresie dziesiątków megaherców.

Jak wiadomo, właściwy zakres zastosowań wzmacniaczy parametrycznych, to fale decymetrowe i centymetrowe. W tym zakresie próbuje się wykorzystywać nieliniowe właściwości monokryształów granatów itrowych (rys. 4). Nieliniowe właściwości ośrodka magnetycznego pozwalają na uzyskiwanie zjawiska wzmacniania parametrycznego, jed-



Rys. 4. Fotografia rezonatora mikrofalowego ferromagnetycznego wzmacniacza paramagnetycznego. Nieliniowym elementem jest kulka z monokryształu granatu itrowego

nak wymagania stawiane źródłom zasilającym co do mocy są jeszcze zbyt duże (np. rzędu setek miliwatów). Nie opanowano również zagadnienia szumów pochodzących głównie od fal spinowych, nie związanych z właściwym procesem wzmacniania. Mimo to wzmacniacze ferromagnetyczne rokują duże nadzieje dla zakresu fal centymetrowych i milimetrowych [11], [12], [13].

24. PARAMAGNETYCZNE LAMPY ELEKTRONOWE

Do celów wzmacniania parametrycznego można używać z powodzeniem lamp elektronowych, w których wykorzystuje się szybką falę ładunku przestrzennego strumienia elektronów uwolnionego od szumów śrutowych.

25. SZUMY WZMACNIACZY PARAMETRYCZNYCH

Elementy o zmiennych reaktancjach, stanowiące podstawę pracy wzmacniaczy parametrycznych, są bezszumne, gdyż nie wprowadzają

z zasady ani szumów cieplnych, ani szumów śrutowych[1]. Wzmacniacze parametryczne jednak nie są zupełnie bezszumne, gdyż występują w nich szumy cieplne obwodów składowych strat w elementach reaktancyjnych. Szumy te jednak są niewielkie i dlatego omawiane typy wzmacniaczy uważamy za małoszumne [14].

3. DIODOWE WZMACNIACZE PARAMETRYCZNE

30. WSTĘP

Najważniejszy typ wzmacniaczy parametrycznych stanowią obecnie wzmacniacze diodowe [15]. Wynika to przede wszystkim z faktu, że na rynku jest szereg diod, które pozwalają na pracę aż do fal długości 3 cm włącznie [16].

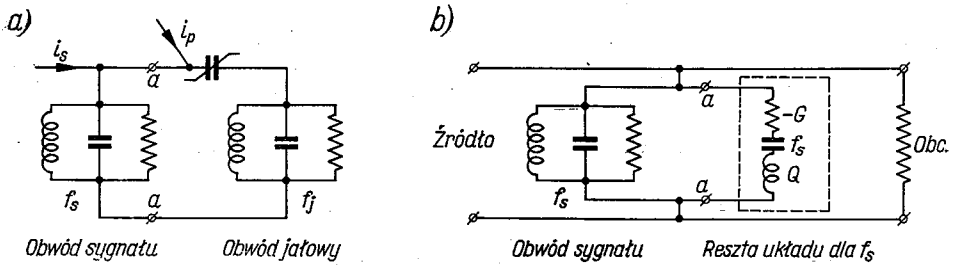
Układy wzmacniaczy parametrycznych odbiegają daleko od układu jednoobwodowego. Układ ten ma bowiem znaną wadę, polegającą na konieczności zasilania go energią o częstotliwości dwa razy większej od częstotliwości sygnału i dodatkowo jeszcze z odpowiednią fazą.

Naturalnie wzmacniacz tego typu może znaleźć jedynie zastosowanie w urządzeniu, w którym znana jest z góry częstotliwość sygnału.

Wymienionych wad uniknąć można we wzmacniaczach dwuobwodowych.

31. DWUOBWODOWE WZMACNIACZE PARAMETRYCZNE

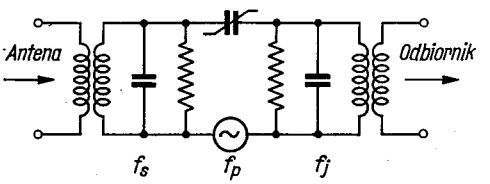
Wzmacniacze tego typu zawierają oprócz obwodu sygnału również i drugi obwód, dostrojony do różnicy częstotliwości zasilania i sygnału (rys. 5). Ta częstotliwość nazywa się częstotliwością jałową. Wskutek mieszającego działania zmiennej pojemności diody pod wpływem energii



Rys. 5. Dwuobwodowy diodowy wzmacniacz parametryczny o wzmocnieniu bezpośrednim: a) Schemat rzeczywisty, b) Schemat zastępczy dla częstotliwości sygnału

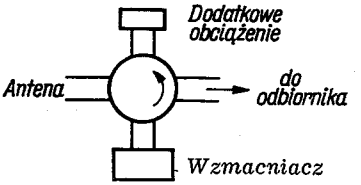
[1] Tak zwane szumy kwantowe, wynikające z zasady niepewności, grają znikomą rolę, gdyż w interesującym nas zakresie częstotliwości nie przekraczają 1°K.

zasilania napięcie sygnału przedostaje się na obwód jałowy. Obwód ten automatycznie dopasowuje zależności fazowe tak, że energia zasilania ze zmiennej pojemności przepływa zarówno do obwodu sygnału, jak i do obwodu jałowego. W rezultacie oba te obwody są odtłumiane i uzyskują składowe ujemnej oporności. Pozwala to na otrzymanie wzmocnienia zarówno przy częstotliwości sygnału, jak i częstotliwości jałowej. W pierwszym przypadku wzmocnienie jest bezpośrednie, a w drugim z przemianą częstotliwości (rys. 6). Wzmacniacze o bez-



Rys. 6. Diodowy wzmacniacz parametryczny z przemianą częstotliwości

pośrednim wzmocnieniu są typu dwójnikowego. Pozwalają one na odtłumienie całego układu złożonego z anteny, odbiornika, stanowiącego obciążenie, oraz wzmacniacza. Dla małoszumnej pracy wymagają zastosowania cyrkulatora (rys. 7).



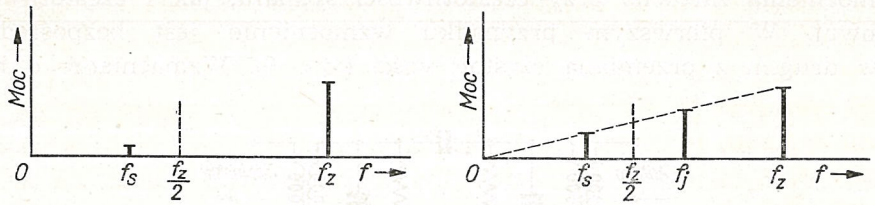
Rys. 7. Układ wzmacniacza parametrycznego o ujemnej oporności, z cyrkulatorem

Wzmacniacze z przemianą częstotliwości są typu czwórnikowego, gdyż wzmacniacz separuje antenę od odbiornika. Należy podkreślić, że wzmocnienie przy przemianie częstotliwości uzyskuje się tylko przy przechodzeniu do większych częstotliwości.

Zależności między wartościami mocy i częstotliwości warunkują tak zwane zależności Manleya i Rowe'a, wskazujące od razu na kierunek przepływu energii w układzie.

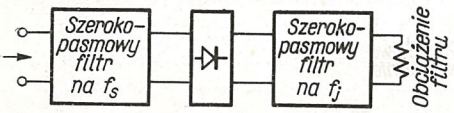
Odpowiadający tym zależnościom wykres podany jest na rys. 8. Ponieważ wzmocnienie może występować zarówno dla sygnału, jak częstotliwości jałowej, możliwy jest więc taki dobór częstotliwości zasilającej, aby częstotliwości f_s i f_j były dostatecznie blisko siebie. Wówczas w ramach charakterystyki częstotliwościowej wzmacniacza otrzymuje się dwa widma częstotliwościowe sygnału, co polepsza stosunek sygnału

do szumu. Tak zwana praca dwuwstęgowa (wzmacniacz zdegenerowany) jest stosowana w urządzeniach radioastronomicznych. Krańcowy jej przypadek, gdy częstotliwość zasilania jest dwa razy większa od częstotliwości sygnału, prowadzi naturalnie do jednoobwodowego układu.

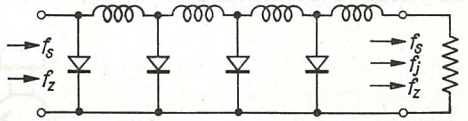


Rys. 8. Zależności między mocami a częstotliwościami w dwuobwodowym wzmacniaczu parametrycznym

Brak miejsca nie pozwala na opisywanie różnego typu wzmacniaczy parametrycznych. Trzeba jednak podkreślić, że wspomniane układy charakteryzują się stałym iloczynem wzmocnienia napięciowego przez szerokość pasma krzywej selektywności. Zatem w miarę wzrostu wzmocnienia maleje pasmo częstotliwości. Tę niedogodność próbuje się



Rys. 9. Schemat szerokopasmowego wzmacniacza parametrycznego



Rys. 10. Schemat łańcuchowego wzmacniacza parametrycznego

usuwać w różnego typu układach filtrowych [17], [18] (rys. 9) oraz w układach łańcuchowych [19], [20] (rys. 10), w których pojemności poprzeczne zastępuje się diodami parametrycznymi. Dodatkową zaletą ostatniego typu układów jest postać czwórnikowa dla częstotliwości sygnału.

32. SZUMY WZMACNIACZY PARAMETRYCZNYCH

Jak już poprzednio wspomniano, wzmacniacze parametryczne charakteryzują się stosunkowo małymi szumami w porównaniu z innymi typami wzmacniaczy. Wynika to z faktu, że element aktywny jest typu reaktancyjnego i w zasadzie nie wprowadza szumów cieplnych. Szumy cieplne powstają jednak w pewnej mierze dlatego, że element reaktancyjny ma nieuniknioną składową rzeczywistą oporności. Ponadto w układzie wzmacniającym występują obwody rezonansowe, których straty wprowadzają szumy cieplne.

Dokładniejsza analiza pracy układu wykazuje, że największą wartość ma zazwyczaj szum cieplny wprowadzany przez straty obwodu jałowego [21].

Koniecznym warunkiem pracy wzmacniacza dwuobwodowego jest pobieranie mocy ze źródła zasilania przez oba obwody (sygnału i jałowy). Oznacza to, że obwód jałowy musi mieć odpowiednią składową rzeczywistą oporności, a więc skończoną dobroć. Istnienie tej składowej rzeczywistej w obwodzie jałowym wprowadza naturalnie szum cieplny, który przedostaje się przez zjawisko mieszania częstotliwości do obwodu sygnału. Przenoszenie się szumu z częstotliwości jałowej na częstotliwość sygnału nie jest całkowite. W założeniu, że dioda nie wprowadza strat, współczynnik szumów

$$F \approx 1 + \frac{f_s}{f_j} \frac{T_j}{290^\circ}. \tag{8}$$

Na przykład dla $f_s = 500$ MHz, $f_z = 3000$ MHz i $T_j = 290°K$ współczynnik szumów wynosi 1,25, czyli ok. 1 dB. To odpowiada temperaturze skutecznej szumów wzmacniacza równej 72°K.

Analiza wzoru (8) wykazuje, że dla osiągnięcia możliwie małych szumów należy stosować możliwie duże częstotliwości zasilania i w miarę możności chłodzić obwód jałowy, np. do temperatury płynnego azotu.

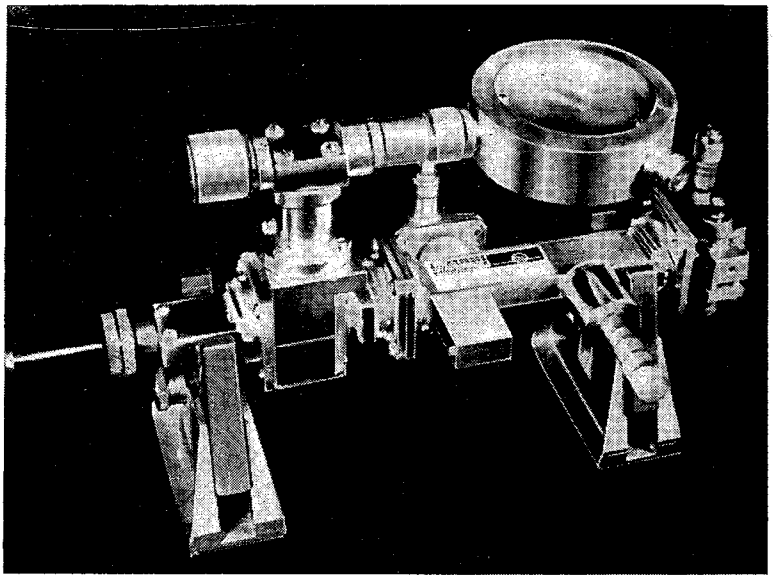
Naturalnie warunkiem koniecznym uzyskania tak małych szumów jest oddzielenie szumów oporności obciążenia od ujemnej oporności wzmacniacza. Dokonuje się tego przez włączenie w układ cyrkulatora, który pozwala na przepływ energii tylko w kierunku od anteny do odbiornika. Trzeba również dodać, że dodatkowe wprowadzenie sygnału do obwodu jałowego, czyli praca dwuwstęgowa, polepsza stosunek sygnału do szumu.

33. PRZYKŁADY WZMACNIACZY PARAMETRYCZNYCH

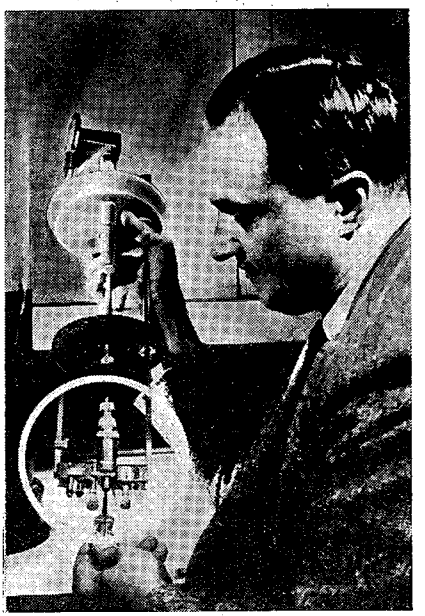
Wzmacniacze parametryczne cechują się wielką prostotą układu. Mikrofalowe konstrukcje składają się zazwyczaj z dwóch lub trzech rezonatorów, odpowiednio ze sobą sprzęgniętych przez diodę parametryczną (rys. 11). Jednak prostota wzmacniacza jest pozorna, gdyż wymaga on odpowiedniego zasilania częstotliwością znacznie większą od częstotliwości sygnału. To sprawia duże trudności, zwłaszcza że moc zasilająca musi być stała.

W odbiornikach komunikacyjnych, w których zależy na dużej stałości pracy, stosuje się nawet generatory kwarcowe i wielokrotne powielanie częstotliwości [21].

Wzmacniacze parametryczne pracują poprawnie aż do środka pasma centymetrowego. Problem wzmocnienia nie jest krytyczny; jego wartość dobiera się możliwie nisko, tak aby jedynie pokryć szumy odbior-



Rys. 11. Fotografia wzmacniacza parametrycznego wraz z cyrkulatorem na pasmo 10 cm

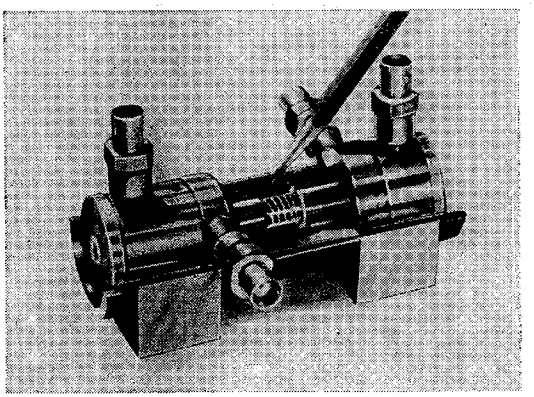


Rys. 12. Fotografia wzmacniacza parametrycznego chłodzonego płynnym azotem na pasmo 7 cm

nika i otrzymać dużą szerokość pasma częstotliwości. Stosuje się tutaj zazwyczaj waraktory krzemowe, spełniające poprawnie swoje zadanie.

Chłodzenie płynnym azotem i praca dwuwstęgowa pozwalają obniżyć skuteczną temperaturę szumów samego wzmacniacza nawet do $20 \div 40°K$ (rys. 12). Niższa wartość temperatury odnosi się do diody z arsenku galu. Należy tutaj przypomnieć, że cyrkulator i inne elementy układu pogarszają te wartości prawie dwukrotnie [23], [24].

Przy częstotliwościach rzędu 10 kMHz obecnie jedynie diody z arsenku galu pozwalają na poprawną pracę wzmacniacza. Produkowany seryjnie wzmacniacz na to pasmo (strojony w zakresie 1,1 kMHz) ma wzmocnienie 15 dB przy 30 MHz szerokości pasma. Szumy przy pracy jednowstęgowej (wzmacniacz niezdegenerowany) przy częstotliwości zasilania 24 kMHz wynoszą 4,5 dB, przy czym ta wartość obejmuje szumy cyrkulatora i następnego stopnia odbiornika [25].



Rys. 13. Fotografia łańcuchowego wzmacniacza parametrycznego w postaci spirali obciążonej diodami na pasmo 10 cm

Wzmacniacze łańcuchowe buduje się obecnie dla fal decymetrowych w postaci linii kablowej, obciążonej diodami, o szerokości pasma rzędu 25% i szumach ok. 0,5 dB ($T_{sk} = 36°K$) przy pracy dwuwstęgowej [19] lub w postaci spirali również obciążonej diodami (rys. 13) [20].

W najbliższych latach przewiduje się możliwość rozszerzenia zakresu stosowalności wzmacniaczy parametrycznych do 20 kMHz. Tę wartość częstotliwości uważa się obecnie za przyszłą granicę możliwości zastosowań diodowych wzmacniaczy parametrycznych [26].

4. MASERY MIKROFALOWE

40. WSTĘP

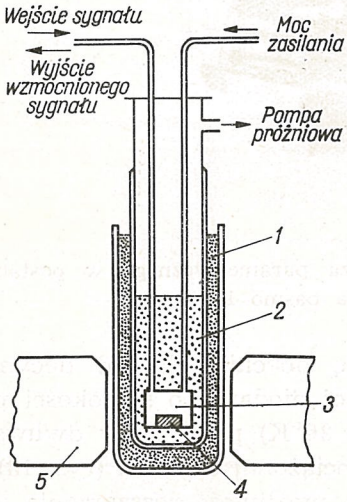
Masery są to układy wzmacniające, wykorzystujące zjawisko emisji pobudzonej przez falę elektromagnetyczną w atomach paramagnetycz-

nych, zawieszonych w kryształach diamagnetycznych. Tego typu kryształy umieszcza się w stałym polu magnetycznym oraz chłodzi się do temperatur płynnego helu w celu uzyskania odpowiedniego wzmocnienia i małych szumów [27], [28].

Nazwa angielska maser pochodzi z pierwszych liter wyrażenia: microwave amplification by stimulated emision of radiation. Odnosi się więc do zakresu mikrofal, choć często jest stosowana również do częstotliwości mniejszych i większych.

41. PRACA MASERA

Maser składa się więc z rezonatora mikrofalowego, zawierającego kryształ diamagnetyczny z domieszką atomów paramagnetycznych (np. rubin, tj. kryształ tlenku glinu z półpromillową zawartością chromu). Rezonator jest umieszczony w silnym polu magnetycznym elektromagnesu lub magnesu trwałego (kilka tysięcy erstedów). Rezonator jest chłodzony zwykle płynnym helem chronionym z zewnątrz płynnym azotem (rys. 14).

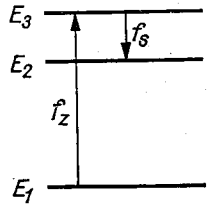


Rys. 14. Układ masera odbiciowego
1 — płynny azot, *2* — płynny hel, *3* — rezonator, *4* — kryształ rubinu, *5* — biegun elektromagnesu

Do rezonatora doprowadza się energię zasilającą w postaci fali elektromagnetycznej o częstotliwości zazwyczaj większej od częstotliwości podstawowej rezonatora, przeznaczonej dla sygnału.

Atomy paramagnetyczne (np. chromu), rozmieszczone w krysztale jak rodzynki w cieście, umieszczone w polu magnetycznym mogą mieć kilka stanów energetycznych. W przypadku gdy nie ma zasilania atomu, znajdują się na najniższym poziomie energetycznym, odpowiadającym temperaturze płynnego helu.

Gdy włączymy zasilanie do rezonatora, to wówczas atomy paramagnetyczne nabierają więcej energii w sposób kwantowy, przechodzą na wyższy poziom energetyczny, np. z poziomu 1 na poziom 3 (rys. 15). Różnica energii poziomów wyznacza częstotliwość zasilającą. Stan ten jest nietrwały, lecz atomy pozostają na wyższych poziomach przez czas dość długi w porównaniu do okresu przebiegów mikrofalowych, o ile zjawisko przebiega w temperaturze dostatecznie niskiej.



Rys. 15. Poziomy energetyczne atomów paramagnetycznych umieszczonych w polu magnetycznym

Proces spadania atomów na niższy poziom energetyczny może być samoistny lub wymuszony. Samoistny proces spadania odpowiada szumom, które są jednak bardzo małe w temperaturach płynnego helu.

Jeśli wprowadzimy do rezonatora falę elektromagnetyczną sygnału o częstotliwości podstawowej rezonatora tak dobranej, że odpowiada różnicy poziomów trzeciego i drugiego, to wywoła ona spadek atomów z trzeciego poziomu na drugi. Temu spadkowi towarzyszy emisja energii w postaci fali elektromagnetycznej koherentnej z falą sygnału. W ten sposób występuje powiększanie energii sygnału, a więc klasyczny proces wzmacniania.

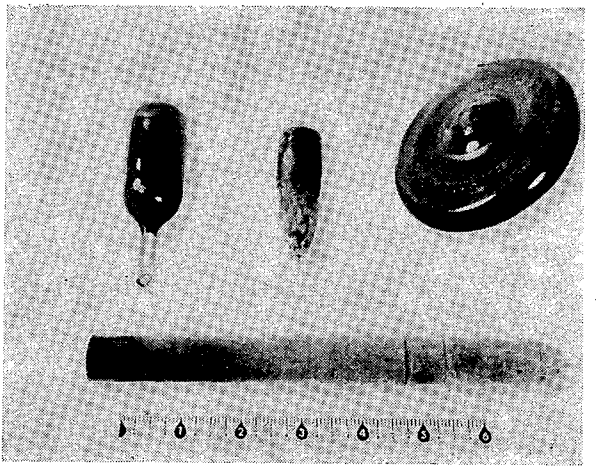
Praca maserów jest podobna do pracy wzmacniaczy parametrycznych, ale podobieństwo jest formalne.

42. SUBSTANCJA ROBOCZA I OŚRODEK AKTYWNY

W maserach wykorzystuje się kwantowe oddziaływanie między promieniowaniem elektromagnetycznym a materią. Dlatego nazywa się je czasem wzmacniaczami *molekularnymi* lub *kwantowo-mechanicznymi.*

Materię, na którą oddziałuje promieniowanie elektromagnetyczne (sygnał, zasilanie), nazywamy ośrodkiem aktywnym. Najczęściej są to paramagnetyczne jony niektórych pierwiastków, jak chromu (Cr), gadolinu (Gd), niklu (Ni) i żelaza (Fe). Jony te są rozpuszczone w siatce krystalicznej kryształu diamagnetycznego innej substancji (np. syntetycznego kryształu Al_2O_3, tworzącego wraz z jonami chromu rubin) (rys. 16). Kryształ diamagnetyczny domieszkowany jonami parametrycznymi nazywamy *substancją roboczą.*

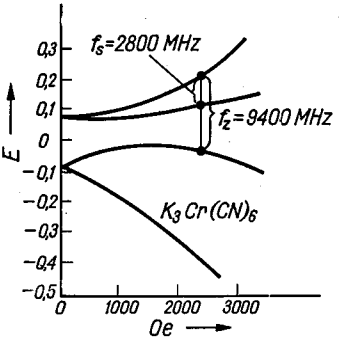
Znane ośrodki aktywne mają różną liczbę poziomów energetycznych. W maserach wykorzystuje się z nich tylko dwa, trzy lub cztery, gdyż zastosowanie większej ich liczby stanowiłoby tylko niepotrzebną komplikację aparatury.



Rys. 16. Fotografia różnych postaci monokryształów rubinu (podz. w calach)

43. STROJENIE MASERA

Odległości pomiędzy poziomami energetycznymi zależą od natężenia zewnętrznego pola magnetycznego oraz od wewnętrznego pola elektrycznego w krysztale. To ostatnie powoduje, że rozstęp poziomów nie jest jednakowy oraz, że istnieje początkowe rozszczepienie bez zewnętrznego pola magnetycznego.



Rys. 17. Poziomy energetyczne kryształu kobalticjanku chromu $K_3Cr(CN)_6$

Odstęp między poziomami zwiększa się na ogół ze wzrostem natężenia pola magnetycznego. Ten fakt pozwala na łatwy dobór częstotliwości sygnału i zasilania.

Rys. 17 pokazuje poziomy energetyczne kryształu $K_3Cr(CN)_6$ (kobalticjanku chromu).

44. CZASY RELAKSACJI

Stan pobudzony ośrodka aktywnego nie może trwać nieskończenie długo, gdyż cieplne drgania siatki krystalicznej diamagnetyka powodują powrót atomów na niższy poziom energetyczny. Aby zmniejszyć wpływ tego zjawiska, substancję roboczą masera należy ochłodzić do b.niskich temperatur, najczęściej do temperatury płynnego helu (1,2 ÷ ÷ 4°K).

Czas, w którym atomy pozostają na poziomie pobudzonym, nazywa się *czasem relaksji* substancji roboczej. Jest on odwrotnie proporcjonalny do temperatury bezwzględnej i jest rzędu milisekund do kilku sekund na typowych substancjach roboczych pracujących w temperaturze płynnego helu. Czas ten jest b.duży w porównaniu do okresu przebiegów mikrofalowych.

Stosowanie wyższych temperatur pracy jak przy ciekłym tlenie (90°K) zmniejsza wybitnie czas relaksacji i powiększa szumy, które są bardzo małe dla temperatury ciekłego helu.

Z czasem relaksacji substancji roboczej jest związana szerokość krzywej rezonansowej absorpcji fali elektromagnetycznej zasilania. Szerokość ta jest bardzo mała i w skali natężenia zewnętrznego pola magnetycznego ΔH jest rzędu ersteda. Zatem przy bardzo niskiej temperaturze krzywa rezonansu w skali częstotliwości jest również bardzo wąska. W temperaturze pokojowej szerokość krzywej znacznie wzrasta.

Dalsze rozszerzenie krzywej rezonansu może powodować zbyt silna koncentracja jonów paramagnetycznych, gdyż wówczas występuje wpływ jonów na siebie, czyli zjawisko krosrelaksacji. Dlatego trzeba stosować małe koncentracje jonów, rzędu ułamków procenta, np. 0,05% jonów chromu w siatce krystalicznej Al_2O_3 (jasny rubin) [29].

Konieczność stosowania małych koncentracji jonów ogranicza szereg ważnych parametrów masera, jak np. maksymalną moc wyjściową.

45. RODZAJE PRACY MASERÓW

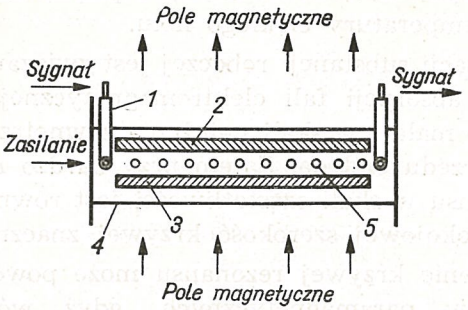
Podstawowym typem maserów wzmacniających jest maser trójpoziomowy [30]. Energia zasilająca jest dostarczana o takiej częstotliwości, aby umożliwić przejście atomów z poziomu 1 na poziom 3. Dzięki temu dopływowi energii liczba atomów, odpowiadających poziomowi 3 jest większa niż liczba atomów odpowiadająca poziomowi 2. Dlatego można uzyskać z masera energię o częstotliwości odpowiadającej różnicy poziomów 3 i 2 w przypadku, gdy sygnał odpowiada tej częstotliwości.

Stosowane kryształy mają zazwyczaj większą liczbę poziomów energii, co pozwala na pracę czteropoziomową. Przy starannym doborze

kryształu i jego orientacji w polu magnetycznym można uzyskiwać w tych warunkach znacznie lepsze rezultaty.

Sposób włączenia rezonatora maserowego w układ mikrofalowy decyduje o jego własnościach wzmacniających. Najczęściej stosuje się maser typu odbiciowego włączony przez cyrkulator w podobny sposób jak dwójnikowy wzmacniacz parametryczny (rys. 7). Daje on lepsze rezultaty od masera typu transmisyjnego chronionego od odbić dwoma izolatorami.

Ostatnio coraz szersze zastosowanie znajdują masery o fali bieżącej [31]. Praca ich polega na stworzeniu elektrycznie długiej drogi, na której występowałoby działanie wzmacniające wskutek oddawania energii przez kryształ, pobudzony energią zasilającą. Do tego celu stosuje się falowód, w którym wyzyskując dużą stałą dielektryczną rubinu otrzymuje się zmniejszenie szybkości rozchodzenia się fali elektromagnetycznej, zarówno sygnału, jak i zasilania (rys. 18). Umieszczenie takiego



Rys. 18. Mikrofalowy maser o fali bieżącej: *1* — Kabel koncentryczny, *2* — Ferryt, *3* — Rubin, *4* — Falowód, *5* — Struktura spowalniająca falę elektromagnetyczną

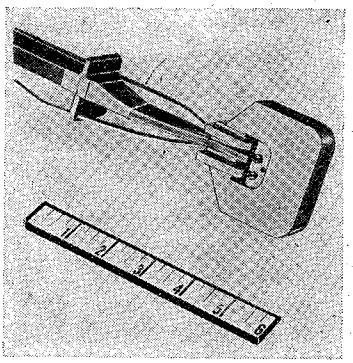
falowodu w stałym polu magnetycznym pozwala na uzyskanie wzmocnienia na stałej przestrzeni falowodu. Dodatkowe zastosowanie ferrytu wewnątrz falowodu umożliwia przepływ fali elektromagnetycznej tylko w jednym kierunku.

W ten sposób otrzymujemy wzmacniacz jednokierunkowy, czwórnikowy o dużej stabilności.

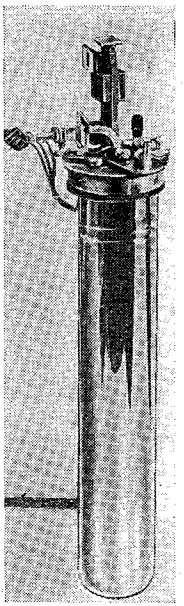
46. ZASTOSOWANIA MASERÓW

Masery znajdują dzisiaj szerokie zastosowanie w urządzeniach o dużej czułości, stosowanych w radioastronomii [32], radiolokacji [33], telemetrii [34] itp. Używa się ich również jako wzmacniaczy w mikrofalowej aparaturze pomiarowej do celów fizycznych i chemicznych [35]. Część z nich buduje się w postaci przewoźnej z własną mikrochłodziarką helową. W celu zmniejszenia wymiarów aparatury pole mag-

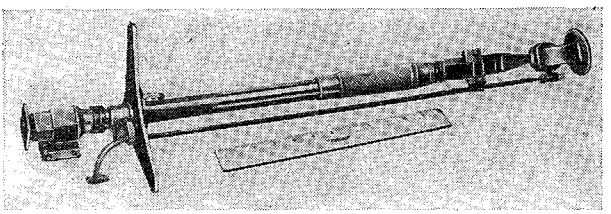
netyczne uzyskuje się z magnesu trwałego (rys. 19), umieszczonego wewnątrz naczynia próżniowego (rys. 20) [33]. Dla zmniejszenia szumów układu chłodzi się również cyrkulator (rys. 21).



Rys. 19. Fotografia maserowego rezonatora na pasmo 3 cm oraz magnesu trwałego



Rys. 20. Fotografia wzmacniacza maserowego na 3 cm w naczyniu próżniowym



Rys. 21. Fotografia wzmacniacza maserowego na 3 cm wraz z cyrkulatorem. Całość znajduje się w naczyniu próżniowym (rys. 20) i jest chłodzona do temperatury 4,2°K

47. PRZYKŁAD MASERA ASTRONOMICZNEGO [32]

Opisywany układ pracuje w pasmie 9 kMHz jako stopień wejściowy radiometru z reflektorem o średnicy 15 m (rys. 22). Wzmacniacz wraz z generatorem zasilania i wzmacniaczem pośredniej częstotliwości zamontowano w pobliżu ogniska anteny, aby uniknąć strat w linii przesyłowej, zwiększających znacznie szumy.

Jako materiał roboczy zastosowano rubin w rezonatorze odbiciowym w polu magnetycznym 3740 Oe. Moc zasilania wynosiła 30 mW przy częstotliwości 23,5 kMHz. Chłodzenie dwustopniowe ciekłym azotem i ciekłym helem umożliwiało temperaturę pracy 1,4°K przez kilkanaście godzin.



Rys. 22. Fotografia masera astronomicznego zmontowanego w ognisku reflektora o średnicy 17 metrów

Iloczyn wzmocnienia przez szerokość pasma uzyskano równy 100 MHz przy skutecznej temperaturze szumów całego urządzenia ok. 85°K.

Temperatura skuteczna szumów samego rezonatora maserowego nie przekraczała 4°K, a wzmacniacza z cyrkulatorem 10°K.

48. KIERUNKI ROZWOJOWE MASERÓW

Obecnie znane kryształy pozwalają na pracę maserów w zasadzie w temperaturze płynnego helu i płynnego azotu. Obserwowano jednak już zjawisko emisji pobudzonej w temperaturze 193°K w zakresie mikrofalowym [36]. Należy również dodać, że masery optyczne (tzw. lasery) pozwalają na pracę w temperaturze pokojowej.

Problem sprowadza się zatem do znalezienia odpowiednich kryształów, które ponadto pozwoliłyby na pracę w stosunkowo niewielkim lub nawet zerowym polu magnetycznym stałym.

Zagadnienie zasilania sprawia również poważne trudności przy konstrukcji maserów. Dlatego obiecujące są prace nad zasilaniem energią światła, które mogą doprowadzić do znacznie uproszczonych konstrukcji maserów [37].

5. PORÓWNANIE WZMACNIACZY O MAŁYCH SZUMACH [38]

Do obecnie stosowanych małoszumnych mzmacniaczy zaliczyliśmy masery, diodowe i elektronowe wzmacniacze parametryczne. Trzeba również dodać, że wzmacniacze z diodami tunelowymi, mimo że z natury rzeczy obarczone są szumami śrutowymi, mają również niewielkie szumy całkowite.

Najmniejsze szumy mają masery helowe, lecz są najbardziej skomplikowaną i drogą aparaturą.

Diodowe wzmacniacze parametryczne mają większe szumy, które jednak można obniżać przez chłodzenie np. płynnym azotem. Pewne ograniczenia w ich zastosowaniu pochodzą z trudności zasilania o stałym poziomie mocy.

Elektronowe wzmacniacze parametryczne i wzmacniacze z diodami tunelowymi mają mniej więcej jednakowe szumy, o poziomie jednak wyższym niż szumy parametrycznych wzmacniaczy diodowych. Wzmacniacze z diodami cechuje jednak wielka prostota konstrukcji i eksploatacji.

Na zakończenie należy podkreślić, że opisane typy wzmacniaczy małoszumnych ulegają stale ewolucji i w miarę ich rozwoju należy oczekiwać coraz lepszych rezultatów pracy, prostszej konstrukcji i łatwiejszej eksploatacji.

Politechnika Warszawska
Katedra Podstaw Telekomunikacji

WYKAZ LITERATURY

1. Spangenberg K.: Fundamentals of Electron Devices. Mc Graw-Hill, 1957, str. 423.
2. Rosiński W.: Zasady działania tranzystora i jego parametry. PWT, 1961, str. 282.
3. Schwartz M.: Information, Transmission, Modulation and Noise. Mc Graw Hill, 1959, str. 246.
4. Mac Gleshan D.: Design of a Wide-Band Tunnel Diode Preamplifier for Phased Array Radars. IRE National Symposium on Microwave Theory and Techniques, 1962.
5. Schmidt S.: Czułość odbiornika radiolokacyjnego. PWN, 1956, str. 41.
6. Schwartz M.: Information, Transmission, Modulation and Noise. Mc Graw-Hill, 1959 str. 227.
7. Blackwell L., Kotzebue K.: Semiconductor-Diode Parametric Amplifiers. Prentice-Hall, 1961, str. 17.
8. Welch H.: Components Needs and Requirements. Electronic Component Conference 1962, Washington.
9. Siergowancew B.: Paramietriczeskije usilitieli SWCz. — Sowietskoje Radio, 1961.

10. Louisell W.: Coupled Mode and Parametric Electronics. J. Wiley, 1960, str. 148, 203 i 168.
11. Denton R.: Theoretical and Experimental Characteristics of a Ferromagnetic Amplifiers Using Longitudinal Pumping. — Journal of Applied Physics 1961, nr 3, suppl. str. 300.
12. Denton R., Snow W. B.: Origin of Noise in a Ferromagnetic Parametric Amplifier. — PIRE, 1962, nr 2, str. 208.
13. Chmielewski M.: Mikrofalowe wzmacniacze ferromagnetyczne. — Postępy Radiotechniki, 1960, nr 26/27, str. 127.
14. Heffner H.: Fundamental Noise Limit of Linear Amplifiers. — PIRE, 1962, nr 7, str. 1604.
15. Smoliński A.: Pojemnościowe wzmacniacze parametryczne. — Przegląd Telekomunikacyjny, 1960, nr 4.
16. Kuh S., Harrison R., Harrison S.: X-Band Parametric Amplification, an Integrated Approach to the Diode and Circuit Problem. IRE International Convention Record, 1961, Part III, str. 129.
17. Seidel H., Herrmann G.: Circuit Aspects of Parametric Amplifiers. — IRE Wescon Convention Record, 1959, Part II, str. 83.
18. Little A.: A Wide-Band Single Diode Parametric Amplifier Using Filter Techniques. — PIRE, 1961, nr 4, str. 821.
19. Engelbrecht R.: A Low-Noise Nonlinear Reactance Travelling-Wave Amplifier. — PIRE, 1958, nr 9, str. 1655.
20. Cuccia C., Chang K.: The Helix Parametric Amplifier. — RCA Review, 1961, nr 2, str. 219.
21. Hefner H., Wade G.: Minimum Noise Figure of Parametric Amplifier. — Journal of Applied Physics, 1958, nr 8, str. 1262.
22. Rowland R., Cott P.: Parametric Amplifiers. — Point to Point Telecomunications, 1962, Febr., str. 24.
23. Uenohara M., Sharpless W.: An Extremely Low Noise 6 kmc Parametric Amplifier Using Gallium Arsenide Point Contact Diodes. — PIRE, 1959, nr 12, str. 2114.
24. Uenohara M., Eisele K.: New low Noise Parametric Amplifier Operates at 6 kmc. — Bell Lab. Record, 1962, nr 3, str. 102.
25. Uenohara M., Eisele K.: X-Band Non Degenerate Parametric Amplifier. — Electronics, 1961, nr 40, str. 118.
26. Denton R. (Bell Laboratories) — Ustna informacja, maj, 1962.
27. Singers J.: Masers. — J. Wiley, 1959.
28. Szmeintleiger W., Elkin: Kwantowyje paramagnitnyje usilitieli. Izdatielstwo Inostrannoj Litieratury, 1961.
29. Zwiercew G., Kornienko P., Manienkow A., Prochorow A.: Paramagnitnyj usilitiel i gienierator na chromowym korundie. — ŻETF, 1958, nr 6, str. 1660.
30. Scovil H.: The Three-Level Solid-State Maser. — IRE Transaction on Microwave Theory and Techniques, 1958, nr 1, str. 29.
31. Giormaine J., Alsop L., Mayer C.: A Maser Amplifier for Radio-Astronomy at X-Band. — PIRE, 1959, nr 6, str. 1062.
32. Senf H., Godwin F., Kiefer J., Cowans K. W.: Masers for Radar System Applications. — IRE Trans. on Military Electronics, 1961, nr 2, str. 58.
33. Okwit S., Smith J., Arams F.: Tunable S-Band Travelling-Wave Maser for Telemetry Systems. PIRE, 1961, nr 6, str. 1075.

34. Hahn H.: Stabilisation d'un champ magnetique par un maser à resonance nucléaire. — Comptes Rendus, 28. 3. 1960, str. 324.
35. Maiman T.: Temperature and Concentration Effects in a Ruby Maser. Quantum Electronics, Columbia University Press, 1960, str. 324.
36. Hoffman T.: The Phototron, a New Type of Maser. — Solid State Physics in Electronics, Bruxelles 1958, tom 4, str. 582.
37. Laine D.: Masers or Parametric Amplifier. — Electronic Technology, 1960, nr 5.

A. SMOLIŃSKI

LOW NOISE AMPLIFIERS

Summary

The present paper is an attempt of describing low noise amplifiers. Parametric amplifiers and quantum amplifiers masers are the primary representatives of this group.

The sensitivity of amplifiers is limited — as is well known — by noise derived from thermal effects, electron stream non-continuity and modulation noise. The noise figure and the noise temperature describe these phenomena quantitatively.

Parametric amplifiers take advantage of the non-linear reactances qualities to transfer energy from a local source of high frequency to the signal circuit. Taking a variable capacity system as an example the way that energy is transferred has been explained. The work of variable capacity diodes as well as that of magnetic elements in parametric amplifiers have been discussed. Diode parametric amplifiers constitute a commonly used type of the parametric amplifier. They are mainly used in with two circuit amplifiers, sometimes of travelling wave type. Examples of amplifiers, especially microwave ones have been given, and their noise discussed.

Quantum amplifiers masers have the lowest noise. The way they work consists in making use of various levels of energy of paramagnetic ions scattered in diamagnetic crystals. The distance between these levels is defined in terms of microwave range frequencies. The local energy of microwave frequency excites crystale to a higher level, and the energy is transferred to the frequency of a properly chosen signal. The process is only possible at low temperatures, e.g. that of liquid helium, which ensures negligible noise. Reflex cavity and travelling wave masers have been discussed. The way they are typically applied has been given. The comparison of the noise of various types of amplifiers has been carried out at the end.

A. SMOLIŃSKI

AMPLIFICATEURS À BRUIT TRÈS FAIBLE

Résumé

L'article présent constitue un essai de la description des amplificateurs caractérisés par un très faible bruit de fond, auxquels appartiennent avant tous les

amplificateurs paramètriques ainsi que les amplificateurs moléculaires — M.A.S.E.R. (masers).

La sensibilité des amplificateurs est limitée par le bruit d'agitation thermique, par le bruit causé par la discontinuité du courant d'électrons ainsi que par le bruit de modulation. Le coèfficient de bruit et l'accroissment de la température de bruit caractérisent les phénomènes ci-dessus du point de vue quantitative.

Les amplificateurs paramètriques se basent sur la qualité des réactances nonlinéaires de transporter l'énergie de la source locale haut fréquence au circuit du signal. On a expliqué le mécanisme du transport de l'énergie du signal sur l'exemple du schéma avec la capacité variable. On a présenté le fonctionnement des diodes à capacité variable ainsi que des élements magnétiques utilisés dans les amplificateurs paramètriques. L'amplificateur paramétrique à diode c'est le type d'un tel amplificateur généralment utilisé. On le rencontre surtout dans les amplificateurs à deux circuits et parfois dans les amplificateurs distribués. Les exemples des amplificateurs sont présentés, surtout les amplificateurs des micro-ondes et leur bruit est analysé.

Les amplificateurs moléculaires — masers se caractérisent par le bruit le plus faible. Le principe de fonctionnement des masers consiste à la mise à profit de differents niveaux de l'énergie des ions paramagnétique, dissipés dans les cristaux diamagnétiques. Ces niveaux sont écartés l'un de l'autre par des fréquences déterminées qui apartiennent aux microondes. L'énergie locale de fréquence mentionnée stimule les cristaux à un niveau élevé et cette énergie se transporte sur la fréquence du signal convénablement choisie. Le processus ci-desus est possible seulement dans le cas des températures très basses par ex. du helium liquide — cette circonstence assure le bruit insignifiant. On a présenté les masers à l'onde progressive et les masers à réfléction. On a présenté aussi les applications courantes de ces dispositifs. Enfin, on a fait une comparaison de différents amplificateurs du point de vue de leur bruit.

А. СМОЛИНСКИ

УСИЛИТЕЛИ С МАЛЫМИ ШУМАМИ

Резюме

Настоящая статья является попыткой описания усилителей с малыми шумами, к которым прежде всего зачисляются параметрические усилители и квантовые микроволновые усилители — мазеры.

Чувствительность усилителей ограничивается, как известно, шумами вызываемыми явлением теплового движения, прерывистостью потока электронов и модуляционными шумами. Коэффициент шумов и прирасщение температуры шумов выражают эти явления количественно.

Параметрические усилители используют свойство нелинейных реактивных сопротивлений переноса энергии из местного источника высокой частоты в контур сигнала. Механизм переноса энергии истолкован на примере схемы с переноса энергии истолкован на примере схемы с переменной ёмкостью. Описана работа диодов с переменной ёмкостью, а также магнитных элементов в параметрических усилителях. Диодные параметрические усилители составляют широко применяемый вид параметрического усилителя. Они применяются преимущественно в двухконтурных усилителях, а иногда в цепных усилителях. При-

ведены примеры усилителей, в особенности микроволновых, и описаны их шумы.

Самыми малыми шумами отличаются квантовые усилители — мазеры. Принцип их работы базируется на использовании различных энергетических уровней парамагнитных ионов, рассеянных в диамагнитных кристаллах. Эти уровни расположены на расстояниях определённых частот микроволнового диапазона. Местная энергия микроволновой частоты возбуждает кристаллы на высокий уровень, а энергия эта переносится на частоту соответственно подобранного сигнала. Этот процесс возможен только лиш при низких температурах, нп. жидкого гелия, что обеспечивает ничтожно малые шумы. Описаны отражательные мазеры, а также мазеры бегущей волны. Приведены также их типовые применения. В заключении произведено сравнение шумов разных видов усилителей.

621.392.51

WACŁAW ŻOCHOWSKI

Rozwinięcie teorii przetwornika magnetostrykcyjnego

Rękopis dostarczono 25.11.1961

W artykule zostało pogłębione rozpatrzenie opisanych już w literaturze naukowej zjawisk występujących w pręcie z materiału magnetostrykcyjnego, jak również została rozwinięta teoria matematyczna tych zjawisk wraz z rozbudowaniem elektrycznych schematów zastępczych opisujących zjawiska elektromechaniczne we wspomnianym pręcie. Przyjmuje się, że pręt ten jest polaryzowany stałym polem magnetycznym, na który nakłada się zmienne pole magnetyczne o małej amplitudzie.

1. WIADOMOŚCI PODSTAWOWE

Zjawisko magnetostrykcyjne, odkryte przez Joula w 1847 r., polega na zmianie długości pręta lub rury, wykonanych z materiału reffomagnetycznego, pod wpływem pola magnetycznego przebiegającego równolegle do osi pręta lub rury. Przy rozciąganiu lub ściskaniu pręta występuje zjawisko odwrotne, polegające na wytwarzaniu pola magnetycznego.

Wspomniana magnetostrykcyjna zmiana długości pręta jest niezależna od kierunku pola magnetycznego i w zależności od użytego materiału zmiana ta może być wydłużeniem lub skróceniem. Na przykład pręt niklowy pod wpływem pola magnetycznego kurczy się, pręt zaś wykonay z permalloyu, zawierającego 45% niklu i 55% żelaza, wydłuża się.

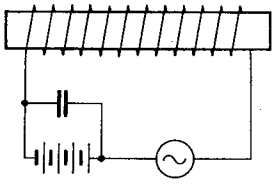
Wspomniana zmiana długości jest stosunkowo niewielka i w odniesieniu do pierwotnej (nie zmienionej) długości pręta waha się w granicach od 10^{-6} do $50 \cdot 10^{-6}$.

Prócz magnetostrykcyjnej zmiany długości występuje również magnetostrykcyjna zmiana objętości pręta, która jest bardzo mała i przy wytwarzaniu ultradźwięków nie gra większej roli.

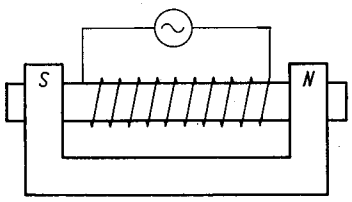
Jeżeli np. na pręcie niklowym umieścić uzwojenie i przez uzwojenie to przepuścić prąd zmienny, to wskutek występowania magnetostrykcji długość pręta będzie okresowo zmieniać się, wytwarzając na jego końcach drgania dźwiękowe. Ponieważ zmiana długości pręta jest niezależna od kierunku pola magnetycznego, to częstotliwość wytworzonych drgań dźwiękowych będzie dwukrotnie większa od częstotliwości napięcia przyłożonego do końców uzwojenia.

Aby częstotliwość wspomnianych drgań dźwiękowych była zgodna z częstotliwością przepuszczonego przez uzwojenie prądu zmiennego, należy zastosować polaryzację magnetyczną bądź przez nałożenie na prąd zmienny prądu stałego, jak wskazuje rysunek 1, bądź przez wytworzenie polaryzacji magnetycznej za pomocą magnesu stałego, jak wskazuje rysunek 2.

Działanie polaryzacji magnetycznej polega na tym, że gdy amplituda zmiennego pola magnetycznego jest mniejsza od wartości stałego, polaryzującego pola magnetycznego, to wtedy stałe pole magnetyczne jest raz wzmacniane, raz osłabiane przez zmienne pole magnetyczne. Dzięki temu wytworzone drgania dźwiękowe będą miały częstotliwość zgodną z częstotliwością prądu zmiennego.



Rys. 1. Polaryzacja magnetyczna przez nałożenie na prąd zmienny prądu stałego



Rys. 2.. Wytworzenie polaryzacji magnetycznej za pomocą magnesu stałego

Przez odpowiednie wyregulowanie stałego pola magnetycznego można osiągnąć maksymalną wartość amplitudy drgań końców pręta.

Jeżeli częstotliwość użytego prądu zmiennego równa się naturalnej częstotliwości rezonansowej drgań pręta, to wtedy amplituda drgań jego końców wynosi $10^{-4}\ l$, gdzie l oznacza długość pręta. Największa częstotliwość, jaką można otrzymać w niklowym pręcie magnetostrykcyjnym jest rzędu 60 kHz. Granica dolna otrzymywanych częstotliwości wynosi od 5 do 10 kHz.

Co się tyczy wydłużenia Δl pręta, to rozróżnia się wydłużenie odwracalne $(\Delta l)_{odwr}$, zależne od natężenia pola magnetycznego i znikające po usunięciu tego pola, oraz wydłużenie szczątkowe $(\Delta l)_s$, pozostające po usunięciu pola magnetycznego. Wspomniane wydłużenia $(\Delta l)_{odwr}$ i $(\Delta l)_s$ rosną do pewnej granicy ze wzrostem natężenia pola magnetycznego bądź też indukcji magnetycznej.

Przy zmianie kierunku pola magnetycznego wykres zależności wydłużenia Δl pręta od natężnia pola magnetycznego ma postać nieodwracalnej pętli histerezy magnetostrykcyjnej.

Straty w pręcie magnetostrykcyjnym są głównie stratami na prądy wirowe i histerezę. Straty na prądy wirowe można zmniejszyć przez złożenie pręta z cienkich blach sklejonych ze sobą lub przez użycie odpowiedniego stopu oraz przez wyżarzanie blach po ich obróbce. Gru-

bość obecnie używanych blach wynosi od 0,05 do 0,20 mm. Głębokość wnikania prądu wskutek zjawiska naskórkowości w przypadku niklu przy częstotliwości 30 kHz wynosi około 0,1 mm. Pręt może być również wykonany w postaci cienkiej rury.

Doświadczalnie ustalono, że w celu zmniejszenia strat na histerezę zaleca się używanie polaryzacji magnetycznej o natężeniu magnesującym od 20 do 25 amperozwojów na centymetr. Pracuje się wtedy w zakresie, w którym zmiana indukcji magnetycznej prawie wyłącznie wywołana jest przez pokręcanie elementarnych momentów magnetycznych. Ponieważ pokręcanie to jest odwracalne, to praktycznie nie występują w pręcie żadne straty na histerezę.

W przypadku pracy bez polaryzacji magnetycznej straty na histerezę zwiększają się, skuteczność zaś dźwiękowa znacznie zmniejsza się.

Pręt magnetostrykcyjny może być wprawiony w ruch drgający przez umieszczenie na pręcie dwóch cewek, nie stykających się z prętem, z których jedna łączy się z siatką, druga zaś z anodą lampy oscylatora. Pręt może być również napędzany bezpośrednio prądem zmiennym, przepływającym przez wspomniane dwie cewki napędowe.

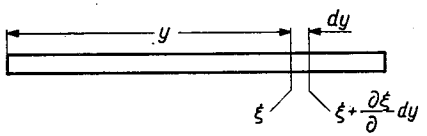
W celu uniknięcia strat mechanicznych pręt jest zaciskany w środku między ostrzami nożowymi. Środek pręta stanowi wtedy punkt węzłowy.

2. WYPROWADZENIE RÓWNAŃ RUCHU PRĘTA MAGNETOSTRYKCYJNEGO

Równania ruchu pręta magnetostrykcyjnego otrzymuje się w zależności magnetostrykcyjnej między jednostkową zmianą długości $\frac{\Delta l}{l}$ pręta a indukcją magnetyczną B. Przy małych indukcjach magnetycznych jednostkowa zmiana długości jest proporcjonalna do kwadratu indukcji magnetycznej, tj.

$$\frac{\Delta l}{l} = aB^2, \tag{1}$$

gdzie a oznacza współczynnik proporcjonalności.



Rys. 3. Rozkład wydłużeń wzdłuż pręta magnetostrykcyjnego

Na rysunku 3 jest przedstawiony pręt magneostrykcyjny. Podłużne odkształcenie tego pręta w danej chwili t jest funkcją odległości y, w danym zaś punkcie y jest funkcją czasu t. Jeżeli przesunięcie całko-

wite przekroju pręta wywołane strumieniem stałym i zmiennym łącznie w odległości y w danej chwili wynosi ξ, to w odległości $y + dy$ przesunięcie to będzie $\xi + \frac{\partial \xi}{\partial y} dy$. A zatem całkowite odkształcenie podłużne elementu o długości dy w danej chwili będzie $\frac{\partial \xi}{\partial y} dy$, jego zaś odkształcenie jednostkowe wynosi $\frac{\partial \xi}{\partial y}$. Pochodna ta jest funkcją zmiennej y i czasu t.

W danym punkcie y składowa podłużnego odkształcenia jednostkowego, wywołana zmiennym strumieniem magnetycznym i stanowiąca tylko funkcję czasu, na podstawie równania (1) wynosi aB_t^2, bowiem wartość chwilowa indukcji magnetycznej B_t w danym punkcie y jest jedynie funkcją czasu. Pomijając rozproszenie zmiennego strumienia magnetycznego można przyjąć, że w danej chwili t wartość chwilowa indukcji magnetycznej B_t we wszystkich przekrojach pręta jest jednakowa, jak również, że wspomniana składowa aB_t^2 podłużnego odkształcenia jednostkowego we wszystkich przekrojach pręta w danej chwili jest również jednakowa.

Na podstawie powyższych wyjaśnień wypadkowe podłużne odkształcenie jednostkowe od strumieni stałego i zmiennego wynosi

$$\frac{\partial \xi}{\partial y} - aB_t^2,$$

przy czym znak minus wskazuje, że pod wpływem strumienia zmiennego pręt magnetostrykcyjny ulega skróceniu (skrócenie pręta przeważa nad jego wydłużeniem).

Oznaczając przez σ naprężenie wywołane w danym przekroju całkowitym podłużnym przesunięciem tego przekroju oraz przez E moduł Junga materiału pręta, otrzymuje się znane z teorii sprężystości równanie

$$-\sigma = E\left(\frac{\partial \xi}{\partial y} - aB_t^2\right). \tag{2}$$

Znak minus w równaniu (2) oznacza, że naprężenie σ skierowane jest przeciwnie do kierunku ruchu rozpatrywanego elementu dy pręta. Jeżeli element ten przesuwa się w prawo, to naprężenie σ w przekroju tego elementu skierowane jest w lewo i odwrotnie.

Po pomnożeniu obu stron równania (2) przez przekrój S pręta, otrzymamy

$$-F = SE\left(\frac{\partial \xi}{\partial y} - aB_t^2\right), \tag{3}$$

gdzie F jest siłą mechaniczną, działającą w danym przekroju pręta i wywołaną całkowitym podłużnym przesunięciem tego przekroju.

W równaniu (3) siła mechaniczna F w danym przekroju pręta stanowi sumę stałej siły, wywołanej stałym strumieniem polaryzującym, i zmiennej siły, wywołanej zmiennym strumieniem magnetycznym.

Oznaczając przez:

F_0 — składową stałą siły mechanicznej, zależną tylko od odległości y,

F_t — wartość chwilową zmiennej składowej siły mechanicznej, stanowiącą funkcję odległości y i czasu t,

ξ_0 — całkowite podłużne przesunięcie wywołane w danym punkcie pręta stałym strumieniem polaryzującym i zależne tylko od odległości y,

ξ_t — wartość chwilową całkowitego podłużnego przesunięcia wywołanego w danym punkcie pręta zmiennym strumieniem magnetycznym (przesunięcie to w danej chwili jest funkcją odległości y, w danym zaś punkcie jest funkcją czasu t),

można równanie (3) przedstawić w postaci

$$-F_0 - F_t = SE\left[\frac{\partial(\xi_0+\xi_t)}{\partial y} - aB_t^2\right]. \tag{4}$$

Z porównania ze sobą wyrazów dla składowej stałej i składowej zmiennej, stojących po obydwóch stronach równania (4), otrzymujemy następujące dwa równania:

$$-F_0 = SE\frac{\partial\xi_0}{\partial y}, \tag{5}$$

$$-F_t = SE\left(\frac{\partial\xi_t}{\partial y} - aB_t^2\right). \tag{6}$$

W równaniu (5) składowa F_0 jest funkcją tylko zmiennej y, w równaniu zaś (6) składowa F_t stanowi funkcję zmiennej y i czasu t.

W pręcie magnetostrykcyjnym stały polaryzujący strumień magnetyczny Φ_0 wywołany jest bądź prądem stałym, bądź magnesem stałym. Na strumień ten nakłada się zmienny strumień magnetyczny. Wartość chwilowa całkowitego strumienia magnetycznego Φ_{ct} stanowi sumę strumienia stałego i strumienia zmiennego, tj.

$$\Phi_{ct} = B_{ct}S = \frac{4\pi ni_t}{R_m} + \Phi_0, \tag{7}$$

gdzie i_t jest wartością chwilową prądu zmiennego w cewce, R_m jest opornością magnetyczną całkowitego obwodu magnetyczycznego, B_{ct} zaś oznacza wartość chwilową całkowitej indukcji magnetycznej w przekroju pręta.

Na podstawie równania (7) kwadrat wartości chwilowej całkowitej indukcji magnetycznej wynosi

$$B_{ct}^2 = \left(\frac{4\pi n i_t}{R_m S} + \frac{\Phi_0}{S}\right)^2 = \left(\frac{4\pi n i_t}{R_m S}\right)^2 + \frac{8\pi n i_t}{R_m S}\frac{\Phi_0}{S} + \frac{\Phi_0^2}{S^2}. \tag{8}$$

Równanie (8) można przedstawić w postaci

$$B_{ct}^2 = B_t^2 + B_0^2, \tag{9}$$

gdzie B_t^2 jest kwadratem składowej zmiennej indukcji, występującej w równaniach (2), (4) i (6), zaś B_0^2 jest kwadratem składowej stałej indukcji.

Z porównania równań (8) i (9) ze sobą wyniknie:

$$B_t^2 = \left(\frac{4\pi n i_t}{R_m S}\right)^2 + \frac{8\pi n i_t}{R_m S} \cdot \frac{\Phi_0}{S}, \tag{10}$$

$$B_0 = \frac{\Phi_0}{S}. \tag{11}$$

Pomijając w równaniu (10) mały wyraz $\left(\frac{4\pi n i_t}{R_m S}\right)^2$, otrzymujemy w przybliżeniu

$$B_t^2 \approx \frac{8\pi n i_t}{R_m S} \cdot \frac{\Phi_0}{S}. \tag{12}$$

Po uwzględnieniu w równaniu (6) wartości B_t^2 z równania (12) będziemy mieli

$$-F_t = SE\frac{\partial \xi_t}{\partial y} - E\frac{8\pi n i_t}{R_m} \cdot \frac{a\Phi_0}{S}. \tag{13}$$

Po wprowadzeniu do równania (13) oznaczenia

$$\frac{a\Phi_0}{S} = aB_0 = \lambda_0 \tag{14}$$

oraz oznaczenia

$$E\lambda_0 \frac{8\pi n}{R_m} = D \tag{15}$$

równanie to przyjmie postać

$$-F_t = SE\frac{\partial \xi_t}{\partial y} - Di_t. \tag{16}$$

Jeżeli przyjąć, że wzdłuż pręta stały strumień polaryzujący nie ulega rozproszeniu, tj. że strumień Φ_0, indukcja B_0, wielkość λ_0 i współczyn-

nik D wzdłuż pręta nie zmieniają się, czyli nie są funkcjami odległości y, to wtedy spełniony jest warunek

$$\frac{\partial D}{\partial y} = 0. \tag{17}$$

A zatem biorąc pochodną równania (16) względem zmiennej y otrzymujemy

$$-\frac{\partial F_t}{\partial y} = SE\frac{\partial^2 \xi_t}{\partial y^2}. \tag{18}$$

Ponieważ siła działająca na element pręta o długości dy wynosi $-\frac{\partial F_t}{\partial y}dy$, to siła ta równa się iloczynowi masy tego elementu przez przyspieszenie, tj.

$$\frac{\partial F_t}{\partial y}dy = \varrho S dy \frac{\partial^2 \xi_t}{\partial t^2}. \tag{19}$$

Z porównania równań (18) i (19) ze sobą wyniknie

$$\frac{\partial^2 \xi_t}{\partial t^2} = \frac{E}{\varrho}\frac{\partial^2 \xi_t}{\partial y^2}, \tag{20}$$

gdzie ϱ oznacza gęstość materiału pręta.

W przypadku gdy wartość chwilowa przesunięcia ξ_t zmienia się sinusoidalnie, zastąpić należy wartość chwilową ξ_t wartością zespoloną

$$\xi_t = \hat{\xi} e^{j\omega t}, \tag{21}$$

gdzie wartość zespolona $\hat{\xi}$ jest tylko funkcją odległości y.

Z równania (21) wynika:

$$\frac{\partial^2 \xi_t}{\partial t^2} = -\omega^2 \hat{\xi} e^{j\omega t}, \tag{22}$$

$$\frac{\partial^2 \xi_t}{\partial y^2} = \frac{d^2 \hat{\xi}}{dy^2} e^{j\omega t}. \tag{23}$$

Po wprowadzeniu do równania (20) wartości pochodnych z równań (22) i (23), otrzymamy

$$\frac{E}{\varrho}\frac{d^2 \hat{\xi}}{dy^2} = -\omega^2 \hat{\xi}. \tag{24}$$

Jeżeli całkę szczególną równania (24) przedstawić w postaci

$$\hat{\xi} = \hat{c} e^{ky}, \tag{25}$$

to po podstawieniu do równania (24) wartości $\hat{\xi}$ z równania (25) otrzymuje się następujące równanie charakterystyczne

$$\frac{E}{\varrho} k^2 = -\omega^2,$$

skąd

$$k = \pm j\omega \sqrt{\frac{\varrho}{E}},$$

lub po wprowadzeniu oznaczenia

$$v = \sqrt{\frac{E}{\varrho}} \tag{26}$$

otrzymamy

$$k = \pm j \frac{\omega}{v}. \tag{27}$$

Całkę ogólną równania (24) można zatem przedstawić w następującej postaci

$$\hat{\xi} = \hat{A} e^{j\frac{\omega}{v}y} + \hat{B} e^{-j\frac{\omega}{v}y} = \hat{A}\left(\operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}y + j \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}y\right) +$$

$$+ \hat{B}\left(\operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}y - j \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}y\right) = (\hat{A} + \hat{B}) \operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}y + j(\hat{A} - \hat{B}) \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}y. \tag{28}$$

Po wprowadzeniu do równania (28) oznaczeń:

$$\hat{A} + \hat{B} = \hat{M}, \tag{29}$$

$$j(\hat{A} - \hat{B}) = \hat{N}, \tag{30}$$

otrzymuje się następującą postać całki ogólnej równania (24).

$$\hat{\xi} = \hat{M} \operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}y + \hat{N} \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}y. \tag{31}$$

Stałe całkowania $\hat{M}$ i $\hat{N}$ wyznaczymy z warunków brzegowych, według których dla $y = 0$ jest $\hat{\xi} = \hat{\xi}_1$

$$\frac{d\hat{\xi}}{dy} = \left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1.$$

Po podstawieniu do równania (31) wartości $y = 0$ i $\hat{\xi} = \hat{\xi}_1$, otrzymamy

$$\hat{M} = \hat{\xi}_1. \tag{32}$$

W celu wyznaczenia stałej $\hat{N}$ weźmiemy pochodną równania (31) względem zmiennej y, a mianowicie

$$\frac{d\hat{\xi}}{dy} = -\hat{M}\frac{\omega}{v} \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}y + \hat{N}\frac{\omega}{v} \operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}y. \tag{33}$$

Po podstawieniu do równania (33) wartości $y = 0$ i $\frac{d\hat{\xi}}{dy} = \left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1$ otrzymamy

$$\left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1 = \hat{N}\frac{\omega}{v},$$

skąd

$$\hat{N} = \frac{v}{\omega}\left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1. \tag{34}$$

Jeżeli uwzględnić w równaniu (31) wartości stałych całkowania $\hat{M}$ i $\hat{N}$ z równań (32) i (34), to otrzymamy

$$\hat{\xi} = \hat{\xi}_1 \operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}y + \frac{v}{\omega}\left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1 \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}y. \tag{35}$$

Pochodną $\left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1$ wyznaczamy z równania (16), które przedstawimy w postaci symbolicznej, a mianowicie

$$-\hat{F} = SE\frac{d\hat{\xi}}{dy} - D\hat{i}. \tag{36}$$

Po uwzględnieniu w równaniu (36) warunków brzegowych:

$$y = 0$$

$$\frac{d\hat{\xi}}{dy} = \left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1$$

$$\hat{F} = \hat{F}_1$$

równanie to przyjmie postać

$$-\hat{F}_1 = SE\left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1 - D\hat{i}. \tag{37}$$

Z równania (37) otrzymujemy

$$\left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1 = -\frac{\hat{F}_1 - D\hat{i}}{SE}. \tag{38}$$

Jeżeli uwzględnić w równaniu (35) wartość pochodnej $\left(\frac{d\hat{\xi}}{dy}\right)_1$ z równania (38), to po wzięciu pod uwagę zależności (26) będziemy mieli

$$\xi = \xi_1 \operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}y - \frac{F_1 - D\hat{i}}{\omega S\sqrt{E\varrho}} \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}y. \tag{39}$$

Na podstawie równania (21) wartość chwilowa prędkości $v_t = \frac{\partial \xi_t}{\partial t}$ przesuwania się elementu dy pręta wynosi

$$v_t = \frac{\partial \xi_t}{\partial t} = j\omega \hat{\xi} e^{j\omega t}.$$

Wartość zespolona tej prędkości wynosi zatem

$$\hat{v} = j\omega\hat{\xi}.$$

Mnożąc obydwie strony równania (39) przez $j\omega$ i wprowadzając oznaczenie

$$\hat{v}_1 = j\omega\hat{\xi}_1 \tag{40}$$

otrzymamy

$$\hat{v} = \hat{v}_1 \operatorname{Cos}\frac{\omega}{v} y - j\frac{\hat{F}_1 - D\hat{i}}{S\sqrt{E\varrho}} \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v} y. \tag{41}$$

Równanie (41) stanowi pierwsze równanie ruchu, określające rozkład prędkości $\hat{v}$ wzdłuż pręta magnetostrykcyjnego.

Drugie równanie ruchu wyniknie z równania (36), które przedstawimy w postaci

$$\hat{F} - D\hat{i} = -SE\frac{d\hat{\xi}}{dy}. \tag{42}$$

Wartość pochodnej $\frac{d\hat{\xi}}{dy}$ z równania (39) będzie

$$\frac{d\hat{\xi}}{dy} = -\frac{\omega}{v}\xi_1 \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v} y - \frac{\hat{F}_1 - D\hat{i}}{vS\sqrt{E\varrho}} \operatorname{Cos}\frac{\omega}{v} y$$

lub po uwzględnieniu wartości v z równania (26) oraz wartości $\hat{\xi}_1$ z równania (40)

$$\frac{d\hat{\xi}}{dy} = -\frac{\hat{F}_1 - D\hat{i}}{SE} \operatorname{Cos}\frac{\omega}{v} y + j\hat{v}_1 \frac{\sqrt{E\varrho}}{E} \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v} y. \tag{43}$$

Po uwzględnieniu w równaniu (42) wartości pochodnej $\frac{d\hat{\xi}}{dy}$ z równania (43), otrzymamy

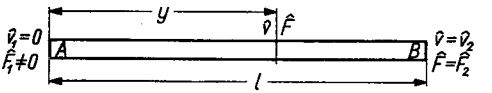
$$\hat{F} - D\hat{i} = (\hat{F}_1 - D\hat{i}) \operatorname{Cos}\frac{\omega}{v} y - jv_1 S\sqrt{E\varrho} \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v} y. \tag{44}$$

Równanie (44) stanowi drugie równanie ruchu, określające rozkład siły $\hat{F}$ wzdłuż pręta magnetostrykcyjnego.

3. ZASTOSOWANIE WYPROWADZONYCH RÓWNAŃ (41) i (44) PRZY ROZPATRYWANIU DWÓCH PRZYPADKÓW

PRZYPADEK PIERWSZY

Przyjmujemy, że na rysunku 4 koniec A pręta jest unieruchomiony, tj. $\hat{v}_1 = 0$, siła zaś $\hat{F}_1$ nie równa się zeru. Koniec B pręta porusza część mechaniczną przetwornika, przy czym w końcu tym jest $\hat{v} = \hat{v}_2$ oraz $\hat{F} = \hat{F}_2$.



Rys. 4. Rozkład prędkości i siły wzdłuż pręta w przypadku pierwszym

W celu rozpatrzenia tego przypadku wprowadzimy do równań (41) i (44) wartość

$$\hat{v}_1 = 0$$

oraz dla $y = l$ wartości:

$$\hat{v} = \hat{v}_2,$$

$$\hat{F} = \hat{F}_2.$$

Po wprowadzeniu do równania (41) oznaczenia

$$S\sqrt{E\varrho} = Z_0 \tag{45}$$

otrzymamy

$$\hat{v}_2 = -j\frac{\hat{F}_1 - D\hat{i}}{Z_0}\operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}l, \tag{46}$$

z równania zaś (44) wyniknie

$$\hat{F}_2 - D\hat{i} = (\hat{F}_1 - D\hat{i})\operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}l. \tag{47}$$

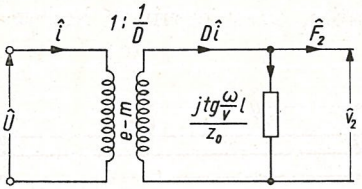
Po wyrugowaniu z równań (46) i (47) wyrazu $\hat{F}_1 - D\hat{i}$ otrzymamy następujące równanie

$$\hat{F}_2 = D\hat{i} - \frac{\hat{v}_2 Z_0}{j\operatorname{tg}\frac{\omega}{v}l}. \tag{48}$$

Na podstawie równania (48) elektryczny schemat zastępczy przetwornika magnetostrykcyjnego w przypadku drugiej analogii mechanicznej ma postać pokazaną na rysunku 5. W schemacie tym przekładnia zwojów transformatora elektromagnetycznego $e - m$ wynosi $1 : \frac{1}{D}$.

W stanie rezonansu prędkość $\hat{v}_2$ osiąga wartość największą. Ma to miejsce wtedy, gdy oporność $\frac{j \operatorname{tg} \frac{\omega l}{v}}{Z_0}$ jest nieskończenie wielka, tj. gdy

$$\frac{\omega_r l}{v} = \frac{\pi}{2}, \tag{49}$$



Rys. 5. Schemat zastępczy przetwornika magnetostrykcyjnego w przypadku pierwszym

gdzie ω_r jest pulsacją rezonansową, której wartość z równania (49) wynosi

$$\omega_r = \frac{\pi v}{2 l}. \tag{50}$$

przy pulsacji ω bliskiej pulsacji rezonansowej ω_r ma zatem wartość

$$\omega = \omega_r + \Delta\omega.$$

Wartość $\operatorname{tg} \frac{\omega}{v} l$ wynosi wtedy

$$\operatorname{tg} \frac{\omega l}{v} = \operatorname{tg} \frac{\omega_r + \Delta\omega}{v} l = \operatorname{tg} \frac{\omega_r l}{v} \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_r}\right) = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \frac{\Delta\omega}{\omega_r}\right) =$$

$$= -\frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \frac{\Delta\omega}{\omega_r}} \approx -\frac{2\,\omega_r}{\pi \cdot \Delta\omega} = -\frac{v}{l \cdot \Delta\omega}.$$

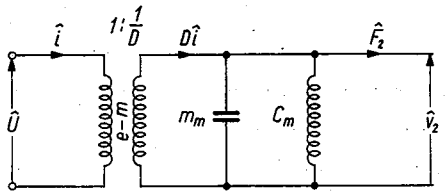
W schemacie zastępczym z rysunku 5 oporność bocznikowa $\frac{j \operatorname{tg} \frac{\omega l}{v}}{Z_0}$ przy pulsacji ω bliskiej pulsacji rezonansowej ω_r ma zatem wartość

$$\frac{j \operatorname{tg} \frac{\omega l}{v}}{Z_0} = -j \frac{v}{l Z_0 \Delta\omega}. \tag{51}$$

Masa mechaniczna m_m i podatność mechaniczna C_m pręta magnetostrykcyjnego w części mechanicznej schematu zastępczego połączone są równolegle, jak pokazuje rysunek 6.

W celu wyznaczenia wartości elementów m_m i C_m należy utworzyć dwa równania. Jedno z tych równań na podstawie zależności (50) ma postać

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{m_m C_m}} = \frac{\pi v}{2l}. \tag{52}$$



Rys. 6. Zmiana schematu zastępczego z rysunku 5 przez wprowadzenie elementów mechanicznych m_m i C_m

Aby otrzymać drugie równanie, wyznaczymy oporność zastępczą połączenia równoległego (m_m, C_m.) Oporność ta wynosi

$$\frac{j\omega C_m}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_r}\right)^2}.$$

Po podstawieniu na miejsce pulsacji ω jej wartości $\omega_r + \Delta\omega$ i uwzględnieniu zależności (52) wspomniana oporność będzie

$$\frac{j(\omega_r+\Delta\omega)C_m}{1-\frac{(\omega_r+\Delta\omega)^2}{\omega_r^2}} \approx \frac{j\omega_r^3 C_m}{-2\omega_r\cdot\Delta\omega} = -\frac{j\omega_r^2 C_m}{2\cdot\Delta\omega}. \tag{53}$$

Ponieważ oporność ta wyraża się również równaniem (51), to z porównania ze sobą wartości z równań (51) i (53) otrzymamy

$$C_m = \frac{2v}{l Z_0 \omega_r^2} \tag{54}$$

lub po uwzględnieniu wartości v, ω_r i Z_0 z równań (27), (50) i (45) będzie ostatecznie

$$C_m = \frac{8l}{\pi^2 SE}. \tag{55}$$

Wartość masy mechanicznej m_m wyniknie z równania (52), a mianowicie

$$m_m = \frac{4l^2}{\pi^2 v^2 C_m}$$

lub po uwzględnieniu wartości z równań (26) i (55)

$$m_m = \frac{lS\varrho}{2}. \tag{56}$$

Z równania (55) wynika, że podatność mechaniczna C_m jest $\frac{8}{\pi^2}$ razy większa od podatności statycznej $\frac{l}{SE}$. Wspomniana podatność statyczna wynika z równania, znanego z teorii sprężystości, a mianowicie

$$\frac{\Delta l}{l} \frac{\sigma}{E}, \tag{57}$$

gdzie σ oznacza naprężenie w przekroju pręta.

Ponieważ naprężenie to wynosi

$$\sigma = \frac{F}{S}, \tag{58}$$

gdzie F jest siłą działającą w przekroju pręta, to po uwzględnieniu w równaniu (57) wartości naprężenia σ z równania (58), otrzymamy

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{F}{SE}. \tag{59}$$

Podatność statyczna z równania (59) będzie zatem

$$\frac{\Delta l}{F} = \frac{l}{SE}.$$

Z równania (56) wynika, że masa mechaniczna m_m równa się połowie masy statycznej $lS\varrho$ pręta.

Ze schematów z rysunków 5 i 6 wynika, że napięcie $\hat{U}$, przyłożone do pierwotnego uzwojenia transformatora elektromechanicznego $e - m$, jest określone równaniem

$$\frac{\hat{U}}{D} = \hat{v}_2. \tag{60}$$

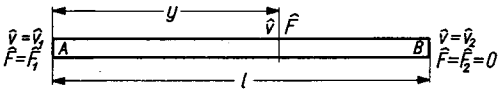
Z równania (60) widać, że wytworzona prędkość $\hat{v}_2$ jest tym większa, im większe jest napięcie $\hat{U}$ przyłożone do pierwotnego uzwojenia transformatora $e - m$ i im mniejsza jest wartość współczynnika D.

PRZYPADEK DRUGI

Przyjmijmy, że na rysunku 7 koniec A pręta nie jest (jak w przypadku pierwszym) unieruchomiony, lecz porusza część mechaniczną przetwornika. W końcu tym jest $\hat{v} = \hat{v}_1$ i $\hat{F} = \hat{F}_1$. Przyjmijmy następnie, że koniec B pręta nie jest (jak w przypadku pierwszym obciążony mechanicznie, lecz jest końcem swobodnym. W końcu tym mamy $\hat{v} = \hat{v}_2$ i $\hat{F} = \hat{F}_2 = 0$.

W celu rozpatrzenia tego przypadku pomnożymy równanie (41) przez $\operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}y$, równanie zaś (44) przez $\frac{j\operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}y}{Z_0}$, biorąc przy tym pod uwagę wartość Z_0 z równania (45), a następnie równania te dodamy do siebie stronami. Otrzymamy wtedy

$$\hat{v}_1 = \hat{v}\operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}y + j\frac{\hat{F} - D\hat{i}}{Z_0}\operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}y. \tag{61}$$



Rys. 7. Rozkład prędkości i siły wzdłuż pręta w przypadku drugim

Po odjęciu od siebie równań (41) i (61) stronami i wykonaniu prostych przekształceń będziemy mieli

$$\hat{v} - \hat{v}_1 = j\frac{\operatorname{tg}\frac{\omega}{2v}y}{Z_0}[(D\hat{i} - \hat{F}_1) + (D\hat{i} - \hat{F})]. \tag{62}$$

Jeżeli w równaniu (62) przyjąć warunki brzegowe:

$$y = l$$

$$\hat{v} = \hat{v}_2,$$

$$\hat{F} = \hat{F}_2 = 0,$$

to wtedy otrzymamy

$$\hat{v}_2 - \hat{v}_1 = j\frac{\operatorname{tg}\frac{\omega}{2v}l}{Z_0}[(D\hat{i} - \hat{F}_1) + D\hat{i}]. \tag{63}$$

Równanie (63) stanowi pierwsze podstawowe równanie, określające postać elektrycznego schematu zastępczego. W celu otrzymania drugiego równania wprowadzimy do równania (44) warunki brzegowe

$$y = l,$$

$$\hat{F} = \hat{F}_2 = 0.$$

Otrzymamy wtedy

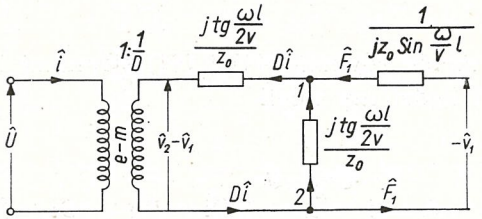
$$-D\hat{i} = (\hat{F}_1 - D\hat{i})\operatorname{Cos}\frac{\omega}{v}l - jv_1 Z_0 \operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}l. \tag{64}$$

Po dodaniu do obydwóch stron równania (64) wyrazu $\hat{F}_1$ i wykonaniu prostych przekształceń będziemy mieli

$$-\hat{v}_1 = j\frac{D\hat{i} - \hat{F}_1}{Z_0}\operatorname{tg}\frac{\omega l}{2v} - \frac{\hat{F}_1}{jZ_0\operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}l}. \tag{65}$$

Równanie (65) stanowi drugie podstawowe równanie określające postać elektrycznego schematu zastępczego.

Na podstawie równań (63) i (65) elektryczny schemat zastępczy przetwornika magnetostrykcyjnego w przypadku drugiej analogii mechanicznej jest taki, jak pokazuje rysunek 8. W schemacie tym prędkości $\hat{v}_2 - \hat{v}_1$ i $\hat{v}_1$ jako napięcia skierowane są przeciwsobnie, czym tłumaczy się znak minus przed prędkością $\hat{v}_1$.

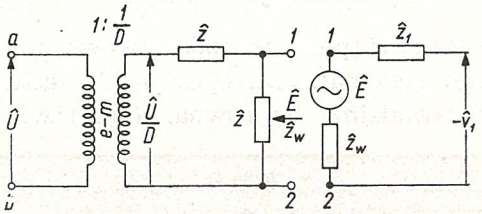


Rys. 8. Schemat zastępczy przetwornika magnetostrykcyjnego w przypadku drugim

W schemacie z rysunku 8 można wyrugować jedną oporność pozorną w sposób przedstawiony na rysunkach 9 i 10, do których zostały wprowadzone oznaczenia:

$$\frac{j\operatorname{tg}\frac{\omega l}{2v}}{Z_0} = \hat{Z}, \tag{66}$$

$$\frac{1}{jZ_0\operatorname{Sin}\frac{\omega}{v}l} = \hat{Z}_1. \tag{67}$$

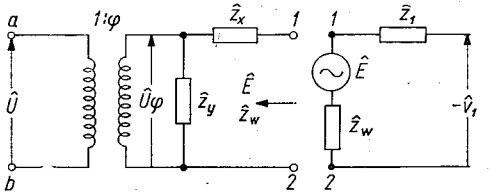


Rys. 9. Sposób podziału schematu z rys. 8 na dwie części w punktach 1 i 2

Na rysunku 9 pokazany jest sposób, w jaki schemat zastępczy z rysunku 8 podzielony został w punktach 1 i 2 na dwie części. Oporność $\hat{Z}_1$ zasilana jest z generatora zastępczego o sile elekromotorycznej $\hat{E}$

i oporności wewnętrznej $\hat{Z}_w$. Wspomniany generator ($\hat{E}\,\hat{Z}_w$) zastępuje na rysunku 9 lewą część schematu między punktami 1 i 2.

Na rysunku 10 zamiast jednakowych oporności wzdłużnej $\hat{Z}$ i bocznikowej $\hat{Z}$ (jak na rysunku 9) została wprowadzona oporność wzdłużna $\hat{Z}_x$ i bocznikowa $\hat{Z}_y$ w sposób pokazany na tym rysunku. Przekładnia transformatora, która na rysunku 9 wynosiła $1:\frac{1}{D}$, na rys. 10 została oznaczona przez φ. Należy zatem na rysunku 10 tak wyznaczyć opor-



Rys. 10. Wprowadzenie na miejsce dwóch jednakowych oporności $\hat{Z}$ z rys. 9 oporności $\hat{Z}_x$ i $\hat{Z}_y$ oraz nowej przekładni φ

ności $\hat{Z}_x$ i $\hat{Z}_y$ oraz przekładnię φ transformatora, aby w schematach z rysunków 9 i 10 siła elektromotoryczna $\hat{E}$ i oporność wewnętrzna $\hat{Z}_w$ generatora zastępczego, włączonego między punktami 1 i 2, była ta sama.

Warunek ten może być wtedy spełniony, gdy oporności wejściowe, widziane z punktów 1 i 2 w kierunku na lewo w stanie jałowym i w stanie zwarcia w układach z rysunków 9 i 10 będą jednakowe, oraz gdy napięcia jałowe między punktami 1 i 2 w układach tych będą równe sobie.

Z równości oporności wejściowych w stanie jałowym, gdy na rysunkach 9 i 10 punkty a i b są rozwarte, wyniknie równanie

$$\hat{Z} = \hat{Z}_x + \hat{Z}_y, \tag{68}$$

z równości zaś oporności wejściowych w stanie zwarcia, gdy na rysunkach 9 i 10 punkty a i b są zwarte ze sobą, wyniknie równanie

$$\frac{\hat{Z}}{2} = \hat{Z}_x. \tag{69}$$

Z równań (68) i (69) otrzymujemy zatem

$$\hat{Z}_x = \hat{Z}_y = \frac{\hat{Z}}{2}. \tag{70}$$

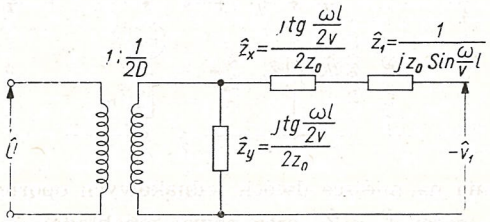
Z równości napięć w stanie jałowym między punktami 1 i 2 otrzymuje się równanie

$$\frac{\hat{U}}{2D} = \hat{U}\varphi,$$

skąd wartość przekładni φ transformatora będzie

$$\varphi = \frac{1}{2D}. \tag{71}$$

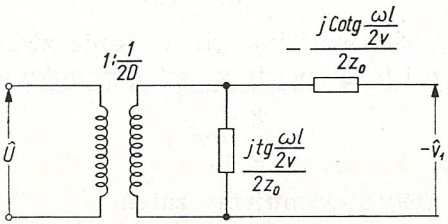
Na podstawie zależności (70) i (71) schemat zastępczy z rysunku 8 można przedstawić w postaci pokazanej na rysunku 11. Na rysunku tym połączone szeregowo oporności $\hat{Z}_x$ i $\hat{Z}_1$, mogą być dodane do siebie. Otrzymuje się wtedy schemat zastępczy, pokazany na rysunku 12, zawierający tylko dwie oporności, zamiast trzech.



Rys. 11. Przedstawienie schematu z rys. 10 po uwzględnieniu wartości $\hat{Z}_x$, $\hat{Z}_y$ i φ z równań (70) i (71)

W stanie rezonansu prędkość $\hat{v}_1$ osiąga wartość największą. Ma to miejsce wtedy, gdy oporność bocznikowa $\frac{j\,\mathrm{tg}\,\frac{\omega l}{2v}}{2Z_0}$ jest nieskończenie wielka, oporność zaś szeregowa $\frac{-j\,\mathrm{Cotg}\,\frac{\omega l}{2v}}{2Z_0}$ równa się zeru, tj. gdy

$$\frac{\omega_r l}{2v} = \frac{\pi}{2}, \tag{72}$$

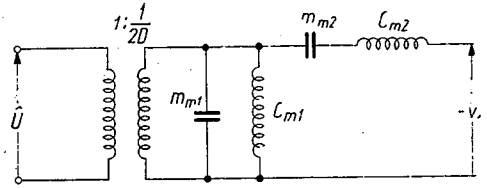


Rys. 12. Przedstawienie schematu z rys. 11 po dodaniu do siebie oporności $\hat{Z}_x$ i $\hat{Z}_y$

gdzie ω_r jest pulsacją rezonansową, której wartość z równania (72) wynosi

$$\omega_r = \frac{\pi v}{l}. \tag{73}$$

W stanie rezonansu w gałęzi bocznikowej występuje zatem rezonans równoległy, w gałęzi zaś szeregowej — rezonans szeregowy. Z tego względu schemat z rysunku 12 w drugiej analogii mechanicznej można przedstawić w sposób pokazany na rysunku 13, na którym m_{m1} i m_{m2} oznaczają masy mechaniczne, zaś C_{m1} i C_{m2} podatności mechaniczne.



Rys. 13. Przedstawienie schematu z rys. 12 po wprowadzeniu mas mechanicznych m_{m1} i m_{m2} oraz podatności mechanicznych C_{m1} i C_{m2}

Stosując tę samą metodę postępowania, jaka była podana przy rozpatrywaniu przypadku pierwszego, można przekonać się, że podatność mechaniczna C_{m1} wyraża się równaniem (54), tj.

$$C_{m1} = \frac{2v}{lZ_0\omega_r^2}$$

lub po uwzględnieniu wartości v, Z_0 i ω_r z równań (26), (45) i (73) będzie ostatecznie

$$C_{m1} = \frac{2l}{\pi^2 SE}. \tag{74}$$

Masa mechaniczna m_{m1} wyniknie z równania

$$\omega_r = \frac{\pi v}{l} = \frac{1}{\sqrt{m_{m1} C_m}},$$

a mianowicie

$$m_{m1} = \frac{l^2}{\pi^2 v^2 C_{m1}}$$

lub po uwzględnieniu wartości z równań (26) i (74)

$$m_{m1} = \frac{lS\varrho}{2}. \tag{75}$$

Z porównania wartości C_{m1} i m_{m1} z równań (74) i (75) z wartościami C_m i m_m z równań (55) i (56) wynika, że podatność bocznikowa C_{m1} w przypadku drugim jest czterokrotnie mniejsza od podatności bocznikowej C_m w przypadku pierwszym, masy zaś mechaniczne m_{m1} i m_m w obu przypadkach są sobie równe.

W celu wyznaczenia wzdłużnych elementów mechanicznych m_{m2} i C_{m2} przedstawimy wzdłużną oporność pozorną z rysunku 12 w postaci odpowiadającej pulsacji ω bliskiej do pulsacji rezonansowej ω_r. Przyjmujemy zatem, że pulsacja ω ma wartość

$$\omega = \omega_r + \Delta\omega.$$

Otrzymamy wtedy:

$$\frac{-j\operatorname{Cotg}\frac{\omega l}{2v}}{2Z_0} = -\frac{j}{2Z_0\operatorname{tg}\frac{\omega l}{2v}} = -\frac{j}{2Z_0\operatorname{tg}\frac{(\omega_r+\Delta\omega)l}{2v}} =$$

$$= -\frac{j}{2Z_0\operatorname{tg}\left[\frac{\omega_r l}{2v}\left(1+\frac{\Delta\omega}{\omega_r}\right)\right]} = -\frac{j}{2Z_0\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{2}\frac{\Delta\omega}{\omega_r}\right)} =$$

$$\frac{j\operatorname{tg}\frac{\pi}{2}\frac{\Delta\omega}{\omega_r}}{2Z_0} \approx j\frac{\pi\Delta\omega}{4Z_0\omega_r}. \tag{76}$$

Z drugiej strony ta sama oporność pozorna z rysunku 13 wynosi:

$$j\left(\omega C_{m2} - \frac{1}{\omega m_{m2}}\right) = j\left[(\omega_r+\Delta\omega)C_{m2} - \frac{1}{(\omega_r+\Delta\omega)m_{m2}}\right] =$$

$$= j\frac{(\omega_r+\Delta\omega)^2 m_{m2}C_{m2}-1}{(\omega_r+\Delta\omega)m_{m2}} \approx j\frac{(\omega_r^2+2\omega_r\cdot\Delta\omega)m_{m2}C_{m2}-1}{(\omega_r+\Delta\omega)m_{m2}} =$$

$$= j\frac{2\omega_r\Delta\omega\cdot m_{m2}C_{m2}}{\omega_r m_{m2}} = 2j\Delta\omega C_{m2}. \tag{77}$$

Z porównania ze sobą wartości z równań (76) i (77) wyniknie

$$C_{m2} = \frac{\pi}{8Z_0\omega_r}$$

lub po uwzględnieniu wartości v, Z_0 i ω_r z równań (26), (45) i (73)

$$C_{m2} = \frac{l}{8Z_0 v} = \frac{l}{8SE}. \tag{78}$$

Przyjmując dla szeregowego obwodu rezonansowego tę samą pulsację rezonansową ω_r jak dla równoległego obwodu rezonansowego, otrzymujemy

$$\omega_r = \frac{\pi v}{l} = \frac{1}{\sqrt{m_{m2}C_{m2}}}, \tag{79}$$

skąd masa mechaniczna m_{m2} będzie

$$m_{m2} = \frac{l^2}{\pi^2 v^2 C_{m2}}$$

lub po uwzględnieniu wartości v i C_{m2} z równań (26) i (78)

$$m_{m2} = \frac{8 l S \varrho}{\pi^2}. \tag{80}$$

Z porównania wartości z równań (74) i (75) z wartościami z równań (78) i (80) wynika, że bocznikowa podatność mechaniczna C_{m1} jest $\frac{16}{\pi^2} = 1{,}6$ razy większa od wzdłużnej podatności mechanicznej C_{m2}, jak również, że wzdłużna masa mechaniczna m_{m2} jest $\frac{16}{\pi^2} = 1{,}6$ razy większa od bocznikowej masy mechanicznej m_{m1}.

Zakład Badań i Studiów Teletechniki w Warszawie

WYKAZ LITERATURY

1. Warren P., Mason Ph. D.: Electromechanical Transducers and Wave Filters. New York, str. 215.
2. Skudrzyk E.: Die Grundlagen der Akustik, Wien 1954, str. 466.

W. ŻOCHOWSKI

DEVELOPMENT OF DYNAMIC TRANSDUCER THEORY

Summary

In the paper were discussed the phenomena occurring in a rod of a magnetostrictive material, when the rod is polarized with a direct magnetic field on wchich a small amplitude alternating magnetic field is laid. Two basic equations were introduced, one of which expresses the distribution of the speed of the movement, the other — the distribution of strength along the rod. On the basis of these equations the elements of equivalent networks were defined derived from the above mentioned two equations for two cases, discussed in the paper.

W. ŻOCHOWSKI

DEVELOPPEMENT DE LA THÉORIE DU TRANSFORMATEUR MAGNÉTOSTRICTIF

Résumé

L'étude traite des phénomènes apparissant dans une barre magnétostrictive au cours de la polarisation à l'aide du champ magnétique continu, sur lequel s'impose

le champ magnétique alternatif d'une petit amplitude. On a déduit deux équations fondamentales — la première exprime la distribution de la vitess du moumevent et la seconde — la distribution de la force le long de la barre. En se basant sur ces équations, on a déterminé les éléments des schèmes équivalents obtenus de deux équations mentionnés ci-dessus considérant les deux cas analysés dans cette étude.

W. ŻOCHOWSKI

ENTWICKELUNG DER THEORIE DES MAGNETOSTRIKTIVEN UMFORMERS

Zusammenfassung

Der Aufsatz beschreibt die Erscheinungen, die in einem Stab aus magnetostriktiven Material hervortreten. Es wurden die Annahmen gemacht, dass dieser Stab mit einem magnetischen Gleichfeld polarisiert ist und dass auf dieses Gleichfeld ein Wechslfeld mit kleiner Amplitude angelegt ist. Es wurden zwei Grundgleichungen hergeleitet, von welchen die erste Gleichung die Geschwindigkeitverteilung und die zweite Gleichung die Kraftverteilung längs des Stabs zum Ausdruck bringt. Auf Grund dieser Gleichungen wurden die Elemente der elektrischen Ersatzschaltungen für zwei Fällen, die im Aufsatz besprechen sind, bestimmt.

В. ЖОХОВСКИ

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ МАГНИТОСТРИКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Резюме

В статье рассматриваются явления, выступающие в стержне из магнитострикционного материала при поляризации этого стержня постоянным магнитным полем, на которое наложено переменное магнитное поле с малой амплитудой. Выведены два основных уравнения, из которых одно уравнение выражает распределение скорости движения, другое же — распределение силы вдоль стержня. На основании этих уравнений были определены элементы схем замещения, полученных для двух случаев, которые рассматриваются в статье.

621.396.62

JANUSZ NOWAKOWSKI

Porównanie jakości optymalnych i nieoptymalnych urządzeń odbiorczych dla sygnałów radiotelegraficznych

Rękopis dostarczono 14.6.1962

W pracy porównano optymalne w sensie statystycznej teorii komunikacji urządzenia odbiorcze sygnałów radiotelegraficznych z najczęściej stosowanymi w praktyce urządzeniami nieoptymalnymi.

Rozważono przesyłanie wiadomości binarnych bądź ciągów wiadomości binarnych za pomocą sygnałów z manipulacją amplitudy częstotliwości i fazy. Jako kryterium jakości decyzji podejmowanych w urządzeniu odbiorczym przyjęto średnie prawdopodobieństwo błędu.

W pierwszej części pracy podano metody realizacji i określono jakość decyzji optymalnych urządzeń w systemach synchronicznych (w sensie uogólnionym) oraz niesynchronicznych, ze szczególnym uwzględnieniem występujących w systemie niesynchronicznym parametrów biernych. Uzyskane wyniki pozwalają ocenić pogorszenie jakości optymalnych decyzji wskutek braku synchronizacji.

Rezultaty części pierwszej stanowią podstawę przeprowadzonej w części drugiej oceny jakości decyzji, najczęściej stosowanych w praktyce urządzeń nieoptymalnych, oraz pozwalają wysnuć wnioski co do możliwości udoskonalenia istniejących systemów radiotelegraficznych i korzyści, jakich się przy tym można spodziewać.

W części drugiej omówiono też ważny problem metody polepszenia jakości decyzji w przypadku, gdy odbierane są ciągi wiadomości binarnych. Uzasadniono, że poprzez stosowanie urządzeń samonastrajających się, których konstrukcja nie nastręcza w zasadzie większych trudności, można w tym przypadku uzyskać decyzje, których jakość będzie zbliżona do jakości bezwzględnie optymalnych decyzji w systemach synchronicznych.

1. WSTĘP. WPROWADZENIE DO TEMATU PRACY

Podstawowym czynnikiem ograniczającym zasięg systemów radiotelegraficznych są zakłócenia przypadkowe. Powodują one, że w urządzeniu odbiorczym nie można na podstawie odebranego sygnału odtworzyć dokładnie wiadomości nadanej — można co najwyżej w sposób częściowo arbitralny podejmować *decyzję* o wiadomości i żądać, aby ta decyzja była obarczona jak najmniejszym błędem. Problem znajdywania optymalnej reguły podejmowania decyzji jest przedmiotem ogólnej teorii odbioru sygnałów w obecności zakłóceń. Nie będziemy

zajmowali się nim tutaj, przyjmując, że czytelnikowi znane są podstawowe pojęcia z tej dziedziny (zob. np. Seidler [19].

Jak wynika z ogólnych rozważań teorii komunikacji — por. Kotielnikow [12] lub Seidler [20] — przy ustalonej energii średniej sygnałów i ustalonych własnościach szumów błędy decyzji optymalnego urządzenia odbiorczego są minimalne, jeśli system telekomunikacyjny jest *systemem synchronicznym* lub, co temu jest równoważne, jeśli sygnały występujące w tym systemie są *zdeterminowane*. Rozumie się przez to, iż znany jest dokładnie po stronie odbiorczej kształt sygnałów, jakie mogą być nadane; oczywiście aktualnie nadany sygnał nie jest znany, gdyż zależy od nieznanej po stronie odbiorczej wiadomości.

W praktyce realizacja systemów synchronicznych napotyka na poważne trudności konstrukcyjne. Łatwiejsze w realizacji są *systemy niesynchroniczne*, w których dopuszcza się występowanie *parametrów biernych* (por. Seidler [19]). Przez parametry bierne rozumie się tu parametry, które określają kształt nadawanych sygnałów, nie przenoszą jednak danych o wiadomości i nie są znane po stronie odbiorczej. Zwykle zakres zmienności parametrów biernych jest taki, że w przypadku gdy poziom szumów w kanale jest bardzo mały, nie powodują one praktycznie żadnych błędów. Jednakże gdy poziom szumów wzrasta, obecność parametrów biernych jak gdyby wzmaga ich działanie. Dlatego też jakość decyzji w optymalnych urządzeniach do odbioru sygnałów zależnych od parametrów biernych (tj. w systemach niesynchronicznych) jest zawsze gorsza niż w urządzeniach dla sygnałów zdeterminowanych (w systemach synchronicznych).

Celem tej pracy jest porównanie jakości decyzji w urządzeniach optymalnych, dla sygnałów zdeterminowanych i sygnałów zależnych od parametrów biernych, z jakością decyzji podejmowanych w urządzeniach konwencjonalnych, które są najczęściej stosowane w praktyce. Takie porównanie umożliwia ocenę jakości urządzeń konwencjonalnych — w szczególności można będzie określić, jak należy postępować, aby udoskonaliść te urządzenia, i jakiej przy tym należy oczekiwać poprawy.

Jako model sygnałów przyjmujemy w naszych rozważaniach sygnały binarne, zakładając, iż przesyłane są tylko dwa rodzaje sygnałów (reprezentujące stany znamienne kodu telegraficznego): „impuls" (stan roboczy) i „przerwa" (stan spoczynkowy).

Powiedzieliśmy wyżej, iż wskutek oddziaływania zniekształceń przypadkowych decyzje podejmowane w urządzeniu odbiorczym są obarczone błędami. W przypadku sygnałów binarnych możliwe są dwa rodzaje błędów decyzji:

1) decyzja „przerwa", podczas gdy nadany był „impuls", tj. niezauważenie sygnału,

2) decyzja „impuls", podczas gdy nadana była „przerwa", tj. fałszywy sygnał.

Oznaczać będziemy:

$P(0/1)$ prawdopodobieństwo błędu decyzji pierwszego rodzaju,

$P(1/0)$ prawdopodobieństwo błędu decyzji drugiego rodzaju.

Najbardziej wygodną miarą jakości decyzji binarnych jest średnie prawdopodobieństwo błędu (por. np. Seidler [19]). Jeśli „impulsy" i „przerwy" przesyłane są z jednakowym *prawdopodobieństwem a priori* — średnie prawdopodobieństwo błędu wynosi:

$$P = \frac{1}{2}[P(1/0) + P(0/1)]. \tag{1}$$

W dalszym ciągu tej pracy przyjmiemy następującą kolejność postępowania. Określimy najpierw średnie prawdopodobieństwo błędu P w funkcji stosunku sygnału do szumów dla urządzeń optymalnych:

a) w przypadku sygnałów zdeterminowanych,

b) w przypadku sygnałów z parametrami biernymi.

Otrzymane w ten sposób rezultaty posłużą nam następnie za podstawę do oceny jakości decyzji w konwencjonalnych urządzeniach odbiorczych. Rozważać będziemy kolejno odbiór sygnałów:

a) z manipulacją amplitudy — *MA*,

b) z manipulacją częstotliwości — *MC*,

c) z manipulacją fazy *MF*.

2. PORÓWNANIE JAKOŚCI DECYZJI W URZĄDZENIACH OPTYMALNYCH

2.1. Urządzenia optymalne dla sygnałów zdeterminowanych

Zajmiemy się najpierw badaniem jakości decyzji w urządzeniach optymalnych dla sygnałów zdeterminowanych. Badania takie są ważne nie tylko ze względu na ewentualne zastosowania w praktyce tych urządzeń, lecz także i dlatego, że dają pogląd o możliwości poprawy jakości decyzji za cenę wprowadzenia synchronizacji.

2.1.1. Odbiór sygnałów z manipulacją amplitudy (MA)

Zdeterminowane sygnały z manipulacją amplitudy mają postać:

$$\text{„impuls"} \quad -s_1(t) = \begin{cases} A(t)\cos\omega_0 t & \text{dla } t_a \leqslant t \leqslant t_b \\ 0 & \text{dla } t < t_a,\ t > t_b \end{cases} \tag{2}$$

$$\text{„przerwa"} \quad -s_2(t) \equiv 0,$$

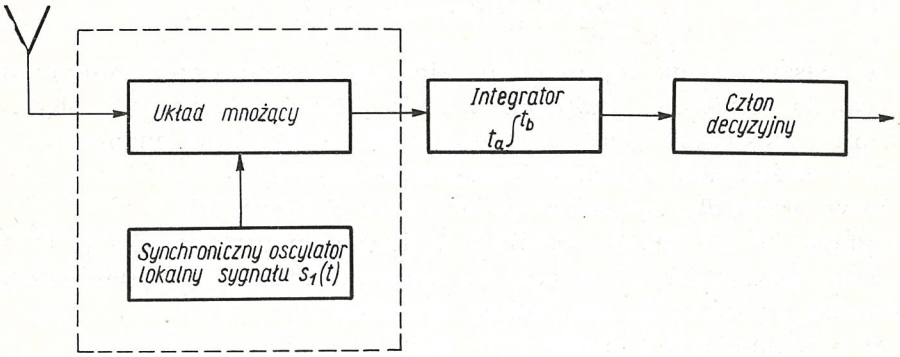
gdzie:

$A(t)$ — obwiednia sygnału o kształcie impulsu,

ω_0 — pulsacja nośna sygnału,

$(t_b - t_a)$ — czas obserwacji pojedynczego sygnału elementarnego.

Z ogólnych rozważań (por. np. Kotielnikow [12]) wynika, że dla tego typu sygnałów optymalną regułą decyzyjną minimalizującą średnie prawdopodobieństwo błędu P można realizować przy pomocy odbiornika, którego schemat blokowy pokazany jest na rysunku 1. Urządzenie to składa się z detektora synchronicznego oraz następujących za nim układu całkującego i członu decyzyjnego. Członem decyzyjnym jest układ z progiem. Decyzje są: nadany był „impuls" — jeśli napięcie na wyjściu układu całkującego przekracza próg, nadana była „przerwa", gdy to napięcie jest od progu mniejsze. Błędy decyzji powstają wtedy,



Rys. 1. Optymalne urządzenie odbiorcze dla zdeterminowanych sygnałów *MA*

jeśli napięcie na wyjściu układu całkującego jest mniejsze od progu, podczas gdy w rzeczywistości nadany był „impuls", oraz gdy przekracza próg, kiedy nadana była „przerwa". Optymalny próg jest równy por. [12]):

$$U_P = \frac{1}{2}\sqrt{E_1}, \tag{3}$$

gdzie

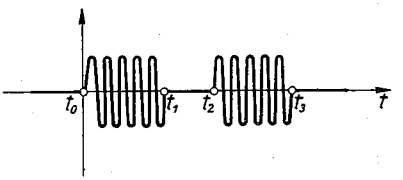
$$E_1 = \int_{t_a}^{t_b} A^2(t)\cos^2\omega_0 t\,dt$$

energia sygnału $s_2(t)$.

Z podanych wzorów wynika, że dla podjęcia decyzji należy scałkować sygnał odbierany w przedziale $< t_a, t_b >$. Ponieważ w praktyce stosowane będą najczęściej proste układy całkujące typu *RC*, istotne jest, aby decyzje były podejmowane w chwili $t = t_b$. Gdy będziemy mieć do czynienia nie z pojedynczym sygnałem binarnym, lecz z ciągiem sygnałów binarnych, jak np. ciąg pokazany na rysunku 2, decyzje należy podejmować w momentach t_1, t_2 ..., itd.

Zwróćmy tu uwagę, że opisywany odbiornik optymalny dokonuje liniowej operacji nad sygnałem odebranym; tak więc, jeśli założyć, że

proces na jego wejściu reprezentujący sygnał i szumy jest gaussowski, to gaussowski będzie także (zob. Lewin [13]) proces na wyjściu. Opierając się na tym w pracy Kotielnikowa [12] przeprowadzono teoretyczną analizę jakości decyzji podejmowanych w opisywanym urządzeniu



Rys. 2. Przykład ciągu sygnałów binarnych

odbiorczym. W szczególności, jak się okazuje, średnie prawdopodobieństwo błędu P dane jest wzorem:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{1}{2}\varrho_0}^{\infty} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) du, \tag{4}$$

gdzie ϱ_0 — parametr charakterystyczny zdefiniowany w sposób następujący:

$$\varrho_0 \overset{df}{=} \sqrt{\frac{\int_{t_a}^{t_b} [s_1(t) - s_2(t)]^2 \, dt}{S_b}}, \tag{5}$$

S_b — oznacza widmową gęstość mocy szumów.

Parametr ϱ_0 określający jakość decyzji binarnych ma sens pierwiastka stosunku energii sygnału $[(s_1(t) - s_2(t)]$ do gęstości widmowej szumów — nazywany jest przeto *stosunkiem sygnału do szumów* (por. Seidler [19]). Własności zbioru sygnałów charakteryzuje *średni stosunek sygnału do szumów* (zob. także [19]), który się definiuje następująco:

$$\bar{\varrho} \overset{df}{=} \sqrt{\frac{E_{śr}}{S_b}}, \tag{6}$$

gdzie $E_{śr}$ — średnia energia odbieranego sygnału:

$$E_{śr} = \frac{1}{2}(E_1 + E_2). \tag{7}$$

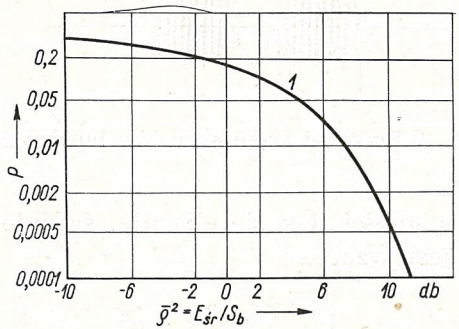
Łatwo sprawdzić, że w przypadku *MA* spełniona jest następująca relacja:

$$\varrho_0 = \sqrt{2}\,\bar{\varrho}. \tag{8}$$

Zatem wzór (4) przyjmuje postać:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{q/\sqrt{2}}^{\infty} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) du . \tag{9}$$

Przebieg zależności (9) został pokazany na rys. 3.



Rys. 3. Przebiegi zmienności średniego prawdopodobieństwa błędu optymalnych decyzji w zależności od stosunku sygnału do szumów, dla zdeterminowanych sygnałów *MA* i *MC*; *1* — *MA* i *MC*

2.1.2. Odbiór sygnałów z manipulacją częstotliwości (MC)

Sygnały zdeterminowane z manipulacją częstotliwości mają postać:

$$\text{„impuls''} \quad -s_1(t) = \begin{cases} A(t)\cos\omega_1(t) & \text{dla } t_a \leqslant t \leqslant t_b \\ 0 & \text{dla } t < t_a, t > t_b \end{cases} \tag{10}$$

$$\text{„przerwa''} \quad -s_2(t) = \begin{cases} A(t)\cos\omega_2(t) & \text{dla } t_a \leqslant t \leqslant t_b \\ 0 & \text{dla } t < t_a, t > t_b \end{cases}$$

W tym przypadku optymalną regułę decyzyjną minimalizującą średnie prawdopodobieństwo błędu decyzji P można realizować (por. Seidler [20]) przy pomocy odbiornika, którego schemat blokowy pokazany jest na rysunku 4. Urządzenie to składa się jak widać z dwóch detektorów synchronicznych — odpowiednio dla sygnałów o pulsacjach ω_1 i ω_2 oraz następujących za nimi: układów całkujących, układu odejmującego oraz członu decyzyjnego. Członem decyzyjnym jest układ z progiem. Decyzje są: nadany był „impuls", jeśli napięcie na wyjściu układu odejmującego przekracza próg, nadana była „przerwa", jeśli to napięcie jest mniejsze od progu. Jak łatwo pokazać, optymalny próg jest tutaj równy:

$$U_p = 0 .$$

Natomiast średnie prawdopodobieństwo błędu decyzji P dane jest znowu wzorem (9) (por. też [20]).