

BIBLIOTEKA

Instytutu Łączności

Nr. _____

PRACE INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ZESZYT 1
ROK 1954



WARSZAWA 1954

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWA TECHNICZNE

Komitet Redakcyjny
Redaktor naczelny: mgr inż. Józef Wójcikiewicz
Redaktorzy działowi: mgr inż. Sylwester Jarkowski, inż. Aleksy Brodowski
Sekretariat redakcji: W. Zwolakowski

Adres redakcji
Instytut Łączności, Warszawa, ul. Targowa 74

SPIS TREŚCI	Str.
1. <i>Stefan Jasiński</i> — Przewidywanie burz jono- sferycznych i zakłóceń radiokomunikacyj- nych	1
2. <i>Marian Łapiński</i> — Detektor fazy i jego za- stosowanie w miernictwie	20

СОДЕРЖАНИЕ	
1. С. Ясински — Прогнозы ожидаемых ионо- сферных бурь и нарушений в радиосвязи	1
2. М. Лапински — Фазовый детектор и его применение при измерениях	20

CONTENTS	
1. <i>S. Jasiński</i> — Short term forecasts of iono- spheric storms and communication disturban- ces in radio	1
2. <i>M. Łapiński</i> — Phase indicator and its ap- plication in measurements	20

WSZELKIE PRAWA ZASTRZEZONE

Rysunki dostarczył Komitet Redakcyjny

Redaktor techniczny *I. Milewska*

Korektor techniczny *I. Kulkówna*

PWT Warszawa 1954. Wydanie 1. Nakład 710 Ark. wyd. 6,7. Ark. druk. 5,653 Format B5
Pap. druk. sat. kl. VII, 70 g, 700×1003/16. Rękopis oddano do składania 24. 7. 54
Podpisano do druku 9. 11. 54 Druk ukończono 18. 11. 54 Symbol 80156/IN 3 Cena zł 14.—

Zakłady Graficzne im. M. Kasprzaka w Poznaniu — 1896/7.54 — K-5-12464

S. JASIŃSKI

621.396.11:321.396.812.5

PRZEWIDYWANIE BURZ JONOSFERYCZNYCH**I****ZAKŁÓCEŃ RADIOKOMUNIKACYJNYCH**

Rękopis dostarczono 25. 11. 1953

W niniejszym artykule autor podaje ogólną charakterystkę zaburzeń elektromagnetycznych w górnych warstwach atmosfery ziemskiej, jak burze jonosferyczne, a także zjawiska magnetyczne i wywołane przez to zakłócenia radiokomunikacyjne. Następnie autor dokonuje przeglądu zjawisk kosmicznych z punktu widzenia ich przydatności w charakterze zwiastunów (prekursorów) tych zaburzeń. W dalszym ciągu szczegółowo omawia objawy, rozwój i wzajemne powiązania burz magnetycznych i jonosferycznych oraz zakłóceń radiokomunikacyjnych. Podając odpowiednie wskaźniki liczbowe oraz zasady układania przewidywań krótkoterminowych, proponuje metodę postępowania przy sporządzaniu prognoz o spodziewanych burzach jonosferycznych i zakłóceniach radiokomunikacyjnych.

1. WSTĘP

Przyczyną istnienia w atmosferze ziemskiej jonosfery jest, jak wiadomo, głównie promieniowanie słoneczne. Wskutek tego, wszelkie anormalne stany promieniowania słońca muszą powodować zmiany stanu jonizacji tego obszaru. Jonosfera nie zachowuje się jako doskonałe stateczne środowisko transmisyjne, ulegające tylko regularnym zmianom, które mogą być przewidziane przez normalne prognozy długoterminowe, wydawane zazwyczaj, na trzy miesiące naprzód. Prognozy częstotliwości krytycznych warstwy F_2 wykazują fluktuacje z dnia na dzień ok. $10 \div 15\%$ dookoła wartości środkowych (median). Od czasu do czasu jednak mogą zachodzić duże odchylenia od spodziewanych wartości, które trwają często po kilka dni. Podczas takich okresów, częstotliwości krytyczne spadają znacznie poniżej wartości środkowych, wysokość obszaru F_2 staje się o wiele większa od wartości normalnych, a ponadto daje się zaobserwować turbulencję w tym obszarze.

Zakłócenia takie pociągają za sobą duże zmiany własności refrakcyjnych jonosfery, którym towarzyszą poważne zakłócenia radiokomunikacyjne, wskutek czego zagadnienie przestaje być przedmiotem zainteresowań tylko teoretycznych ale nabiera dużego znaczenia praktycznego.

Wspomniane wyżej stany zakłócenia jonosfery są zwane zazwyczaj burzami jonosferycznymi. Rodzaj tych zakłóceń i środki przedsięwzięte dla zmniejszenia ich skutków zależą od nasilenia burzy i rodzaju transmisji. Z punktu widzenia eksploatacji, staje się rzeczą bardzo ważną posiadanie możliwie wczesnych uprzedzeń o prawdopodobieństwie powstania takich zakłóceń, aby móc przedsięwziąć środki zaradcze,

mające na celu uniknięcie przerw łączności oraz zabezpieczenie radionawigacji. Z tych właśnie względów wynika potrzeba organizacji stałej służby informacyjnej o burzach jonosferycznych.

2. OGÓLNA CHARAKTERYSTYKA BURZ I ZAKŁÓCENÍ

Przed wszystkim należy utworzyć sobie ogólny pogląd na całość zagadnienia i sprecyzować podstawowe zjawiska.

Według najnowszych poglądów burza jonosferyczna jest to światowe zakłócenie jonosfery ograniczone często do jednej półkuli ziemskiej, południowej lub północnej, o największym natężeniu w odpowiedniej strefie zorzowej, zmniejszające się w kierunku bieguna i równika. Podczas burzy jonosferycznej:

1) gęstość elektronowa warstwy F_2 zmniejsza się, wskutek czego częstotliwość krytyczna tej warstwy staje się anormalnie niska;

2) wysokości pozorne są zwiększone szczególnie warstwy F_1 i poczynając od pewnej częstotliwości stają się nieokreślone;

3) zostaje naruszona prawidłowość struktury warstwy, pojawiają się nowe skupienia elektronowe w postaci warstw przejściowych, szybko zmieniających się, powstaje stratyfikacja oraz często, struktura obłokowa; jonosfera staje się turbulentna;

4) występuje zwiększenie jonizacji w obszarze poniżej warstwy E ;

5) w obszarach w pobliżu biegunów geomagnetycznych, podczas silniejszych burz jonosferycznych, dają się zauważyć przypadki całkowitego zniknięcia odbić od warstwy F_2 , wskutek zupełnej destrukcji tej warstwy na przeciąg kilku godzin.

Burze jonosferyczne są jednym z aspektów silnych zakłóceń elektromagnetycznych, którym ulega ziemia i które od dawna były znane jako burze magnetyczne.

Burze magnetyczne są okresami, podczas których na normalne zmiany dobowe składowych pola geomagnetycznego są nałożone duże, często bardzo nieregularne, zakłócenia.

Mimo nieregularności zmian pola geomagnetycznego, można wyodrębnić kilka typowych charakterystyk burzy magnetycznej.

Wiele burz magnetycznych zaczyna się nagle, ogarniając w ciągu kilku sekund cały świat. Podczas następnych kilku godzin, składowa pozioma pola geomagnetycznego pozostaje nadnormalna. Ten stan zwany jest fazą dodatnią burzy. Następnie składowa pozioma spada głęboko poniżej wartości normalnych. Jest to faza ujemna burzy zwana również fazą główną. Powrót do normalnych warunków następuje w ciągu następnych kilku dób, który to czas zwany jest okresem pozakłóceńowym. Najbardziej gwałtowne i przypadkowe zmiany zachodzą w czasie przejściowym pomiędzy fazą dodatnią a ujemną. Zmiany są takie, jak gdyby pierścieniowe prądy otaczające ziemię w odległości kilku setek kilometrów płynęły najpierw w jednym kierunku (faza dodatnia), a następnie w drugim (faza ujemna). Najbardziej przypadkowe są zmiany w strefach zorzowych. Podczas silnych burz zorze przesuwiają się ku niższym szerokościom geograficznym.

Zakłócenia radiokomunikacyjne odnoszą się do warunków propagacyjnych, które uniemożliwiają normalną transmisję sygnałów z jednego punktu do drugiego.

Zakłócenia radiokomunikacyjne polegają na pojawieniu się wielokrotnych ech, zniekształcających znakł (szczególnie groźne dla szybkiej telegrafii i kanałów telefonicznych) zaników trzepoczących i selektywnych, dewiacji i rozmycia namiarów oraz silnego tłumienia. Zakłócenia te w pewnych przypadkach mogą doprowadzić do całkowitego zerwania łączności na falach jonosferycznych.

Wspomniane wyżej trzy odrębne rodzaje zakłóceń — jonosferyczne, magnetyczne i radiokomunikacyjne są dość ściśle powiązane, jednak istota ich wzajemnego powiązania nie jest jeszcze w pełni znana. Obecnie (1), uważa się, że wszystkie one powstają dzięki nadejściu do atmosfery ziemskiej strumieni elektronów i dodatkich jonów. Wyrzucane od czasu do czasu ze słońca, cząstki te rozprzestrzeniają się w przestrzeni międzyplanetarnej, dostają się w sferę działania pola geomagnetycznego, pod wpływem którego przemieszczają się po różnych torach i dostają się w obszary biegunów geomagnetycznych. Wpadając do atmosfery ziemskiej strumienie te naruszają normalny stan warstw jonosferycznych i stają się przyczyną zakłóceń magnetycznych, jonosferycznych oraz powodują zakłócenia radiokomunikacyjne. Szczególnie dotknięte działaniem strumieni cząstek zostają zewnętrzne obszary zjonizowanego powietrza czyli warstwa F_2 , a w szczególności obszary w pobliżu biegunów geomagnetycznych.

Najważniejszym zagadnieniem w przewidywaniu burz jonosferycznych i zakłóceń radiokomunikacyjnych jest możliwość rozpoznania aktywnych obszarów na powierzchni słońca, z których promieniowanie jest wysyłane we wczesnych stadiach ich powstania. W ostatnich latach został poczyniony pewien postęp w przewidywaniu burz magnetycznych i jonosferycznych i to umożliwiło wydawanie próbnych przewidywań o zakłóconych warunkach na jedną lub dwie doby naprzód. Należy jednak zdawać sobie sprawę, że głównym celem są przewidywania zakłóceń radiokomunikacyjnych. Sama umiejętność przewidywania wspomnianych burz nie wystarcza jeszcze do trafnego przewidywania zakłóceń radiokomunikacyjnych.

3. 27-DOBOWY CYKL SŁONECZNY

W zmianach natężenia promieniowania słonecznego można wyróżnić zmiany okresowe — o mniej więcej regularnym przebiegu — oraz zmiany nieregularne — nagłe — niemożliwe do przewidzenia. Pomijając 11-letni cykl plam słonecznych, do zmian regularnych można zaliczyć zmiany spowodowane obrotem słońca dookoła swej osi, który trwa ok. 27 dób. Zmiany nieregularne, raptowne, są spowodowane miejscowymi wybuchami i innymi zjawiskami, które są źródłem silnego promieniowania elektromagnetycznego i korpuskularnego.

Istnieje hipoteza, że na słońcu są pewne obszary aktywne, wysyłające promienie, które mogą osiągnąć ziemię tylko wówczas, gdy znajdują się w pewnym, jeszcze nie zidentyfikowanym położeniu na fotosferze. Niektórzy autorzy nazywają te obszary aktywne — obszarami M .

Promienie z obszarów aktywnych, osiągając atmosferę ziemską wywołują zakłócenia, objawiające się jako burze magnetyczne, jonosferyczne, zakłócenia radiokomunikacyjne itd.

Jeżeli jakiś obszar aktywny spowodował burzę w pewnym dniu, to jeżeli istnieje dostatecznie długo, spowoduje następne burze po 27, 54 ... dobach. Doświadczenie wskazuje, że wiele burz zostaje wywołanych przez nowosformowane obszary aktywne, a istniejące obszary często zanikają, zanim słońce dokona pełnego obrotu.

Wskutek kulistości słońca zjawiska na fotosferze mogą być badane jedynie w ciągu 5 dób przed dniem przejścia danego zjawiska przez centralny południk słoneczny i 5 dób po przejściu tego południka, czyli razem 11 dób, ponieważ w pozostałym czasie przedstawiają się naszym oczom w skrócie przy krawędziach tarczy lub też są zupełnie niewidzialne. W konsekwencji, zjawisko lub obszar aktywny, który był obserwowany na zachodniej półkuli słonecznej ukazuje się nam na półkuli wschodniej ... później, dając tym podstawę do przewidywań na 16 dni lub więcej

naprzód, zależnie od tego, które miejsce na tarczy najbardziej sprzyja powstawaniu burz.

Oprócz tego, na słońcu istnieje szereg zjawisk występujących znacznie powyżej fotosfery, dzięki czemu mogą one być obserwowane z ziemi o 2 doby dłużej niż zjawiska na fotosferze. Do zjawisk tych należą promieniowania korony i protuberancje. Jeżeli spostrzegane zjawiska pozwalają zidentyfikować obszary aktywne na powierzchni słońca, wówczas zjawiska spostrzeżone na wschodniej krawędzi słońca dają podstawę do uprzedzeń krótkoterminowych nie dłuższych od 4 do 5 dób naprzód, natomiast zjawiska spostrzeżone na zachodniej krawędzi słońca lub na fotosferze na zachód od centralnego południka, stwarzają podstawę do uprzedzeń średnio-terminowych co najmniej na 14 dób, lecz częściej na 18 dób naprzód.

W ostatnich czasach zbadano powiązanie szeregu zjawisk słonecznych z burzami magnetycznymi, jonosferycznymi i zakłóceniami radiokomunikacyjnymi oraz analizowano ich wartość z punktu widzenia przewidywania stanów zakłóceńowych.

4. PLAMY SŁONECZNE

Aktywność promieniotwórcza słońca ulega okresowym zmianom, których okres wynosi średnio ok. 11 lat. Towarzyszy temu zmiana liczby plam występujących na tarczy słonecznej. W czasie minimum aktywności liczba plam jest najmniejsza, a w czasie maksimum — największa.

Nasilenie plam na słońcu określa się względną liczbą plam słonecznych:

$$R = m(f + 10g)$$

gdzie:

R — względna liczba plam słonecznych.

f — liczba oddzielnych plam,

g — liczba grup plam,

m — współczynnik charakteryzujący teleskop oraz sposób liczenia i zestawiania grup plam.

Wyraźny związek w sensie statystycznym został ustalony pomiędzy burzami magnetycznymi a plamami słonecznymi. Natężenie i częstość powstawania zakłóceń jonosferycznych ma korelację ze zmianą względnej liczby plam słonecznych. Powiązanie to objawia się, mówiąc ogólnie, w powiększeniu liczby i natężenia burz jonosferycznych, a więc i burz magnetycznych, w latach dużej aktywności słonecznej.

Nie każda plama słoneczna powoduje burze magnetyczne lub jonosferyczne, tylko niektóre z nich mają pod tym względem charakter aktywny. Czasem pojawiają się burze jonosferyczne bez widocznego związku z plamami słonecznymi.

Stwierdzono, że burze magnetyczne zachodzą w 50% przypadków w ciągu 1 do 3 dób po przejściu aktywnej grupy plam przez centralny południk heliograficzny.

Im bliżej środka optycznego tarczy słonecznej znajduje się grupa plam przy przejściu przez centralny południk, tym większe jest prawdopodobieństwo burzy magnetycznej lub jonosferycznej oraz tym silniejsze są zakłócenia radiokomunikacyjne.

Istnieje pogląd (18), że więcej zakłóceń jonosferycznych i radiokomunikacyjnych towarzyszy, w chwili przejścia przez centralny południk, dużej plamie niż małej.

Północnej grupie plam towarzyszy więcej zakłóceń jonosferycznych i radiokomunikacyjnych niż grupie południowej.

Metoda przewidywań na podstawie plam słonecznych, oparta na dużym doświadczeniu i pewnej dozie intuicji, może dać, w pewnych warunkach, do 69% dostatecznie dobrych utrafiień co do zakłóceń radiokomunikacyjnych.

Słabą stroną metody przewidywań z plam słonecznych jest brak ścisłej definicji, co należy rozumieć pod aktywną grupą plam słonecznych i jak należy oceniać stopień jej aktywności. Nie ma również pewności, czy danej grupie plam przypisuje się właściwy wpływ.

Należy wspomnieć jeszcze o próbie, która zdobyła sobie pewien rozgłos, ustanowienia zupełnie obiektywnej metody przewidywań (4), opartej głównie na położeniu plam słonecznych względem centralnego południka.

Według wspomnianej metody decydującym czynnikiem określającym pozorny wpływ plam na radiokomunikacje jest ustrój plam, ich biegunowość magnetyczna i ich położenie na fotosferze. Szkodliwy wpływ na światowe radiokomunikacje ma zachodzić, gdy plamy znajdują się w krytycznym obszarze o promieniu ok. 26° od środka optycznego heliosfery na jej wschodniej półkuli. Początek i koniec zakłóceń radiokomunikacyjnych na połączeniach dalekosiędnych ma zbiegać się z wejściem i wyjściem aktywnej plamy z obszaru krytycznego.

Wielkie plamy składające się przeważnie z półcienia lub ciemnej frędzli mają być zupełnie pasywne pod względem swych wpływów na radiokomunikacje. Małe plamy składające się przeważnie z jądra mogą już być dość aktywne. Plamy zmieniające się szybko, co jest objawem ich aktywności, mają wywierać najbardziej szkodliwy wpływ na radiokomunikacje.

Ważnym czynnikiem jest biegunowość plam słonecznych. Plamy dodatnie mają powodować depresję częstotliwości krytycznych na północnej półkuli i zwiększenie tych częstotliwości na półkuli południowej; wpływ plam ujemnych jest odwrotny. Zjawisko to tłumaczy się przyciąganiem biegunów geomagnetycznych promieniowań o różnej biegunowości, na skutek czego następuje zmniejszenie jonizacji w pobliżu jednego bieguna i zwiększenie w pobliżu drugiego.

Metodę tę trudno jest pogodzić z dotychczas ustaloną statystyczną zależnością pomiędzy przechodzeniem plam przez centralny południk a zwiększeniem magnetycznej aktywności nie przed lecz po przejściu przez ten południk.

Mimo to jednak istnieją dane, że metoda oparta na obserwacji plam słonecznych w obszarze krytycznym przed przejściem ich przez centralny południk wspólnie z metodą opartą na badaniach konfiguracji planet (zob. rozdz. 7) daje do 85% trafień co do zakłóceń radiokomunikacyjnych (4, 26).

5. KORONA SŁONECZNA

Spostrzeżono, że plamy słoneczne nie są jedynym kryterium występowania obszarów aktywnych M , ponieważ obszary takie mogą istnieć nawet przy zupełnym braku plam. W okresie bliskim do minimum plam słonecznych, obszary M często istnieją w ciągu kilku miesięcy, a nawet lat.

Korona słoneczna od czasu do czasu wykazuje wzrost aktywności spostrzegany, z natury rzeczy, na brzegach słońca w postaci anormalnego zwiększenia promieniowania różnych linii emisji koronowej. Te anormalne promieniowania zawdzięczają prawdopodobnie swe pochodzenie równikowym zakłóceniom korony, oznaczonym w literaturze literą C .

Stwierdzono pewne powiązanie pomiędzy zachowaniem się promieniowania zielonej linii emisji koronowej 5303 \AA a burzami magnetycznymi i jonosferycznymi oraz zachowaniem się połączeń radiokomunikacyjnych (20). Wskutek tego powstało przypuszczenie, że hipotetyczne obszary M w rzeczywistości mogą być obszarami C .

Ważną rzeczą, z punktu widzenia przewidywań, jest wczesne spostrzeżenie raptownego wzrostu aktywności korony na wschodniej półkuli słońca ponad pewien doświadczalnie ustalony poziom „alarmowy“. Oznacza to ukazanie się obszaru C ,

dzięki czemu można się spodziewać szczytu aktywności magnetycznej oraz burzy jonosferycznej za 3—7 dni. W literaturze brak jest dotychczas danych co do przebiegu zjawisk podczas całego cyklu plam słonecznych oraz powiązania promieniowania linii emisji koronowej — żółtej 5694 Å, czerwonej 6374 Å i 6702 Å z zachowaniem się jonosfery i zakłóceniami radiokomunikacyjnymi.

Otrzymywanie wyników z obserwacji korony jest trudne ze względu na niewielką liczbę koronografów w użyciu oraz konieczność czynienia obserwacji z wysokości co najmniej 1000 m nad powierzchnią morza.

6. RÓŻNE ZJAWISKA SŁONECZNE

Rozbłyski chromosferyczne są to wybuchowe ruchy gazów na brzegach plam słonecznych, połączone z wielką emisją światła szczególnie ultrafioletowego. Świecąca materia zostaje wyrzucona daleko do chromosfery i jak stwierdzono, nie opuszcza zazwyczaj słońca. W pewnych jednak przypadkach zostaje wysłane w przestrzeń międzyplanetarną promieniowanie korpuskularne, które przy odpowiednim umiejscowieniu rozbłysku na tarczy słonecznej, trafia na ziemię i wpływa na powstanie burzy magnetycznej i jednosferycznej.

Promienie światła ultrafioletowego rozbłysku mogą wywołać nagłe zaniki powszechne (Dallingera).

Istnieje pogląd (1), że zakłócenia magnetyczne są związane nie z plamami słonecznymi, a z rozbłyskami.

Ze względu na to, że nie każdy rozbłysk chromosferyczny wywołuje efekty na ziemi, dotychczas nie udało się ustalić korelacji pomiędzy rozbłyskami a burzami i nagłymi zanikami powszechnymi (7).

Protuberancje czyli wysoki są to wielkie obszary w chromosferze koloru szkarłatnego, wznoszące się z normalnej górnej powierzchni tego obszaru atmosfery słonecznej, wykazujące powiązanie z aktywnością geomagnetyczną. Protuberancje dostrzegalne są na wschodnim i zachodnim brzegu słońca. Ponieważ obszary *M* wywołują początek zakłóceń w 2—6 dób po przejściu ich przez centralny południk, istnieje pogląd, że protuberancje mogą w wielu przypadkach uprzedzać o zwiększeniu aktywności geomagnetycznej na 8—12 dób naprzód. Istnieją wątpliwości, co do wartości odstępu czasowego pomiędzy pojawieniem się protuberancji na wschodniej krawędzi słońca a początkiem zakłóceń. Zauważono ponadto, że w pewnych przypadkach raptowne zniknięcie protuberancji wywołuje po pewnym czasie zakłócenie jonosferyczne.

Istnieją jeszcze inne zmienne zjawiska słoneczne (np. calcium faculae) powiązane w ten lub w inny sposób z warunkami jonosferycznymi, lecz dotychczas nie udało się ustalenie odstępu czasowego pomiędzy pojawieniem się tych zjawisk a zaburzeniami na ziemi.

Czynione są poszukiwania wskaźnika słonecznego, który by antycypował w krótkoterminowych zmianach warunków propagacyjnych w jonosferze. Wiele pracy poświęcono odkryciu takiego wskaźnika lub kombinacji wskaźników lecz do chwili obecnej wyniki są raczej bardzo skromne.

W ostatnich czasach stwierdzono, że natężenie promieniowania słonecznego na falach metrowych zazwyczaj wzrasta z pojawieniem się czynnych grup plam słonecznych. Same liczby plam słonecznych do przewidywania krótkoterminowych zmian jonosferycznych są zasadniczo bezużyteczne, a użyteczność wskaźnika opartego na promieniowaniu słonecznym na falach metrowych (obserwacji tzw. burz szumowych) nie została jeszcze dostatecznie zbadana (32).

7. KONFIGURACJA PLANET

W ostatnich czasach pilnie studiowano wpływ konfiguracji planet na aktywność słońca. Istnieją dane, że heliocentryczna konfiguracja planet wykazuje korelację z zakłóceniami radiokomunikacyjnymi na liniach transatlantyckich (26).

Stwierdzono pogorszenie jakości odbioru, gdy zachodzi tzw. „wielokrotna konfiguracja“ tzn.:

a. dwie planety znajdują się względem siebie w kącie heliocentrycznym 0° , a trzecia planeta w kącie 90° lub 180° względem nich,

b. dwie planety znajdują się względem siebie w kącie heliocentrycznym 180° , a trzecia w kącie 90° względem każdej z nich,

c. trzy planety znajdują się względem siebie w kącie heliocentrycznym 0° . Przypadek ten jest rzadszy i wykazuje mniejszą korelację.

Niektóre wielokrotne konfiguracje trwają kilka godzin i towarzyszy im raptowne silne pogorszenie jakości sygnałów. Inne wielokrotności trwają po kilka dób i powodują zakłócenie ogólnych warunków odbioru w ciągu tego czasu.

Jeżeli konfiguracja jest krótkotrwała i zależy od względnej prędkości planet, wówczas wywierany wpływ daje się zauważyć przy odchyleniach $\pm 5^\circ$ od ścisłego układu. Tego rodzaju kombinacje zostały nazwane cyklami; gdy kilka takich cykli się zbiega, wówczas towarzyszące efekty są najsilniejsze.

Pojedyncze cykle (2 planet) dają słabą korelację, lecz kilka jednoczesnych pojedynczych cykli wykazuje już wyraźną korelację z zakłóceniami radiokomunikacyjnymi.

Cykle pomiędzy powolnymi planetami jak Jupiter, Saturn i Uran mają wpływy długoterminowe i decydują o poziomie radiokomunikacji przez dłuższy okres czasu. Najważniejsze są cykle pomiędzy największymi planetami Jupiterem i Saturnem. Największe pogorszenie jakości sygnałów następuje, gdy szybsze planety wchodzą w tym czasie w cykl z nimi lub pomiędzy sobą. Gdy Jupiter i Saturn znajdują się względem siebie w kącie zbliżonym do wielokrotności 90° , następują lata depresji z dużym procentem zakłóceń radiokomunikacyjnych.

Gdy Jupiter i Saturn znajdują się względem siebie w kącie stanowiącym wielokrotność 60° , sygnały są na ogół lepsze niż przy wielokrotnościach 90° . W tych warunkach jest mniej wielokrotnych konfiguracji i pojedyncze cykle mniej wpływają na sygnały z wyjątkiem najbardziej wrażliwych połączeń radiokomunikacyjnych. Wyraźne pogorszenie sygnałów towarzyszy tylko silnym grupom cykli.

Istnieje pogląd, że średni poziom jakości sygnałów jest powiązany raczej z cyklami pomiędzy Jupiterem i Saturnem niż z plamami słonecznymi.

Dotychczas badano głównie planety od Merkurego do Saturna, ale istnieją dane, że Uran, Neptun i Pluton również nie są pozbawione wpływu. Zagadnienie wpływu konfiguracji planet na zakłócenia radiokomunikacyjne jest jeszcze niedostatecznie zbadane lecz zasługuje na uwagę, jako jeden z prognostyków.

8. POLE GEOMAGNETYCZNE

Ze zjawisk fizycznych jednym z najbardziej interesujących są zmiany w natężeniu pola geomagnetycznego, ponieważ zmiany te powstają, przynajmniej częściowo, wskutek anormalnych prądów płynących w górnej atmosferze i są związane z burzami jonosferycznymi. Dotychczas nie jest pewne czy pojawienie się anormalnych prądów zawsze powoduje zauważalne zmiany w rozkładzie i gęstości elektronowej spostrzeganych warstw jonosferycznych.

Burzom magnetycznym z reguły towarzyszą anormalne wahania prądów tellurycznych, a oprócz tego często pojawiają się zorze polarne na umiarkowanych szerokościach geograficznych, występują wybuchy szumów słonecznych i jeszcze inne zjawiska.

Podczas burzy magnetycznej natężenie pola może się zmieniać o kilka procent na średnich szerokościach geograficznych, a szybkość zmiany może osiągać 1% na min. w odróżnieniu od warunków spokojnych, gdy zmiany pola stanowią kilka dziesiątych procent w ciągu kilku godzin.

Dla określenia amplitudy zmian elementów magnetycznych w okresie 3-godzinym stosuje się powszechnie wskaźnik K , który wyraża się w stopniach od 0 (spokojnie) do 9 i jest miarą różnicy pomiędzy wartością najmniejszą i największą, poniżej i powyżej tendencji normalnej.

Podczas maksimum plam słonecznych i nieco później, burze magnetyczne występują najczęściej i są najsilniejsze. Okres maksimum nasilenia burz magnetycznych jest przesunięty w fazie o ok. 2 lata po okresie maksimum plam słonecznych. Stwierdzono również skłonność powtarzania się burz magnetycznych co 27 dób, lecz podobnie jak powtarzalność plam słonecznych, burze magnetyczne nie powtarzają się wielokrotnie. Ta tendencja powtarzania się burz magnetycznych nie jest jednakowa podczas całego 11-letniego cyklu plam słonecznych. W czasie bliskim do minimum plam słonecznych, tendencja jest dość wyraźna, natomiast przy maksimum plam tendencja powtarzania jest trudna do wyodrębnienia.

Nie wszystkie burze magnetyczne powtarzają się; istnieją, nawet podczas minimum plam słonecznych, burze odosobnione, które nie są wyprzedzane, ani też po nich nie następują żadne inne burze. Ważną więc rzeczą jest znalezienie metody rozróżniania pomiędzy burzami powtarzającymi się, a burzami, które nie powtarzają się.

Spostrzeżono, że burze nie powtarzające się pojawiają się w sposób nagły, natomiast burze rozwijające się stopniowo mogą się powtarzać. Burze nagłe są zazwyczaj silniejsze i takim burzom przeważnie towarzyszą większe zakłócenia radiokomunikacyjne.

Ponadto stwierdzono, że burze magnetyczne zachodzą w 50% przypadków w ciągu jednej lub 2 dób po przejściu aktywnej grupy plam słonecznych przez centralny południk.

Pierwsze oznaki burz magnetycznych o raptownym początku objawiają się charakterystyczną nieciągłością jednego lub więcej elementów magnetycznych. Ponadto spostrzeżono, że na kilka godzin przed powstaniem zakłóceń na połączeniach radiokomunikacyjnych, pojawiają się drobne fluktuacje deklinacji magnetycznej, niestety, zbyt mało charakterystyczne, aby można było z pewnością je zidentyfikować i na ich podstawie sądzić o zmianach w jonosferze.

Wspomniane zasady, 27-dobowa powtarzalność w okresie minimum plam słonecznych, częstość burz magnetycznych podczas i po maksimum plam słonecznych oraz powiązanie burz magnetycznych z przejściem plam słonecznych przez południk centralny są częściowymi wskazówkami do przewidywania burz magnetycznych. Jednak, nawet i w okresie minimum plam, przewidywania nigdy nie pokrywają wszystkich powstających burz i sformułowane ostrzeżenia zawsze będą zawierać fałszywe alarmy.

9. BURZE JONOSFERYCZNE

Najnowsze badania wykazały, że burze jonosferyczne zaczynają się na obszarach polarnych i często są ograniczone do jednej półkuli — północnej lub południowej. Spostrzeżono (21), że w miesiącach letnich półkuli północnej, występowały burze

jonosferyczne w półkuli północnej, w miesiącach zimowych — w półkuli południowej, a podczas okresów równonocy burze obejmowały obydwie półkule. Spostrzeżenia te są jeszcze zbyt krótkotrwałe, aby można było je uogólnić.

Można sądzić, że burze jonosferyczne rozpoczynają się jednocześnie z burzami magnetycznymi. Liczne badania statystyczne wskazują jednak, że jednoczesność pomiędzy zakłóceniami geomagnetycznymi i jonosferycznymi jest niewątpliwa jedynie na obszarach bliskich do biegunów geomagnetycznych. Na niższych szerokościach geograficznych najpierw daje się zauważyć anormalny wzrost gęstości elektronowej w warstwie F_2 , a dopiero w kilkanaście godzin po początku burzy geomagnetycznej następuje spadek tej gęstości. Anomalia przebiega więc tam w dwóch fazach: dodatniej i ujemnej, których początek jest trudny do sprecyzowania. Szkodliwa dla radiokomunikacji jest faza ujemna, która na obszarach bliższych do równika jak gdyby tuszuje się. Reakcja jonosfery przejawia się na obszarach podzwrotnikowych jedynie anormalnym wzrostem gęstości jonizacji F_2 , czasem jedną lub dwie godziny po początku burzy geomagnetycznej.

Rozkład efektów burzy jonosferycznej jest niejednorodny na kuli ziemskiej; stwierdzono na przykład, że na półkuli północnej ok. 80% burz jonosferycznych jest ześrodkowanych nad północno-wschodnią częścią Ameryki Północnej. Dlatego też należy nie tylko przewidzieć powstanie burzy lecz również określić, gdzie burza ta będzie aktywna i czy rozprzestrzeni się na inne obszary. Aby odpowiedzieć na te pytania, trzeba znać dynamiczne własności burz jonosferycznych. W obecnym stadium studiów, badania tych podstawowych zjawisk są w toku i dotychczas jeszcze nie próbowano zastosować uzyskanych wyników do praktycznych przewidywań.

Spostrzeżono (21,35) zmianę dobową różnic pomiędzy wartościami godzinnymi czasu miejscowego średnich wysokości pozornych i częstotliwości krytycznych warstwy F_2 , „5 dób magnetycznie spokojnych i 5 dób magnetycznie zakłóconych danego miesiąca“. Różnice te wykazują 24-godzinną okresowość, przy czym największe wysokości pozorne odpowiadają najniższym częstotliwościom krytycznym. Faza tej dobowej zmiany, którą to zmianę oznacza się jak w geomagnetyzmie symbolem S_D , zmienia się w sposób regularny z szerokością geograficzną wykazując opóźnienie ok. 6 godzin na równiku geomagnetycznym względem strefy zorzowej. Na równiku zachodzi zazwyczaj duże zwiększenie częstotliwości krytycznej warstwy F_2 już od pierwszych godzin rannych.

Przyrosty częstotliwości krytycznej w czasie burzy jonosferycznej względem średniej miesięcznej w danym miejscu wykazują różne przebiegi zależnie od czasu miejscowego początku burzy geomagnetycznej, jednak kierunek tych przyrostów jest zawsze określony przez kierunek zmiany dobowej S_D .

Szczegółowe badania zmian jonizacji obszaru F i anormalnie wielkiej absorpcji podczas jonosferycznie zakłóconych okresów na wysokich szerokościach północnych (23) wykazały, że wspomniane efekty pojawiają się najpierw w jednej części strefy zorzowej i przemieszczają się wraz ze słońcem dookoła ziemi w ciągu kilku dób. Efekty zakłóceń rozszerzają się dalej na południe.

Maksymalne depresje gęstości elektronowej zachodzą na szerokości geomagnetycznej $60 \div 65^\circ N$. Depresje te są najgłębsze i rozszerzają się bardziej na południe ok. południka $50^\circ W$ i 180° . W przebiegu dobowym maksimum główne następuje ok. $12^h 00^m$ czasu miejscowego, a maksimum wtórne ok. godz. $18^h 00^m$. Doba, w której zachodzi maksymalna depresja gęstości elektronowej, jest często, lecz nie zawsze, pierwszą dobą zakłóconego okresu. Podczas zimy gęstość elektronowa powraca do prawie normalnego stanu w każdej noc zakłóconego okresu, w lecie natomiast powrót ten jest jedynie częściowy. Depresje zimowe są głębsze i częstsze niż letnie. Faza dodatnia burzy jonosferycznej, tzn. powiększenie gęstości elektronowej

często zachodzi jedną dobę przed głębszą depresją letnią lecz rzadko spotykana jest w zimie.

Zjawisko zwiększonego tłumienia podczas burz jonosferycznych wykazuje podobny rozkład geograficzny na wysokich szerokościach północnych jak depresja gęstości elektronowej w warstwie F_2 . Obszar zwiększonego tłumienia rozszerza się bardziej na południe w pobliżu południka $80^\circ W$ i 180° . Zwiększone tłumienia pojawiają się zazwyczaj podczas godzin rannych, a podczas silnego zakłócenia jonosferycznego mogą się utrzymać w sposób ciągły przez kilka dób. Pomniejsze zwiększone tłumienia pojawiają się w zimie lecz wówczas zbiegają się z okresami zakłóceń w gęstości jonizacji.

Należy zaznaczyć, że maksymalne efekty zakłóceń geomagnetycznych zachodzą podczas godzin rannych i popołudniowych i jak dotychczas nie udało się jeszcze powiązać tych zjawisk ze zmianami gęstości elektronowej, które osiągają swe maksyma w południe i wieczorem.

Ostatnie dane (22) wskazują również, że maksymalna aktywność burz jonosferycznych spóźnia się w fazie z maksymalną aktywnością słońca o 2 lata. Nasilenie burz jonosferycznych zmniejsza się w okresach przesilenia, szczególnie w czerwcu i zwiększa się w okresach równonocy. Tłumaczy się to tym, że wskutek nachylenia ekliptyki względem równika heliograficznego, w okresach równonocy powstają najbardziej sprzyjające warunki do wpadania korpuskułów do atmosfery ziemskiej. Minimum czerwcowe jest tak wyraźne, że utrzymuje się nawet w okresie maksymalnej aktywności jonosferycznej.

Przy końcu cyklu aktywności słonecznej występuje więcej zakłóceń jonosferycznych i radiokomunikacyjnych niż przy początku następnego cyklu.

Najsilniejsze burze jonosferyczne wykazują tendencję 27-dobowej okresowości, szczególnie wyraźną w latach zmniejszania się aktywności słońca, która to okresowość może się powtarzać do 5 razy, a czasem nawet i więcej.

Burza jonosferyczna rozwija się zazwyczaj w ciągu okresu trwającego od kilku minut do godziny i więcej. Trwanie jej waha się od kilku godzin do 2 dób. Czasem burze jonosferyczne mogą następować jedna po drugiej, wskutek czego czas trwania zakłóceń przedłuża się nawet do miesiąca. Zakłócony stan jonosfery może trwać nawet tydzień po końcu burzy magnetycznej. Normalne warunki jonosfery ustalają się w ciągu kilku dób.

Podczas wczesnego okresu burzy jonosferycznej, odpowiadającej dodatniej fazie burzy magnetycznej, warunki jonosferyczne nie są jeszcze silnie zakłócone. Dlatego też istnieje możliwość przewidzenia na kilka godzin naprzód prawdopodobieństwa burzy jonosferycznej, której nasilenie jednak nie może być przewidziane. W miarę rozwoju zakłóceń następuje znaczny spadek prędkości grupowej w warstwie F_1 oraz depresja gęstości elektronowej warstwy F_2 , przy czym depresja ta w nocy jest większa niż w dzień, ponieważ ciągły strumień ultrafioletowego światła słonecznego podtrzymuje jonizację wbrew przeciwnastawnemu efektowi burzy.

W drugiej fazie rozwoju burzy jonosferycznej pojawia się mocno pochłaniający obszar poniżej warstwy E , co często doprowadza do pełnego zaniku odbić od jonosfery.

W zimie w dzień zakłócenia burzowe obserwuje się w warstwie F_2 , która wówczas znajduje się na stosunkowo niższych wysokościach, przeważnie w pobliżu poziomu jej maksymalnej gęstości elektronowej, natomiast latem w dzień, gdy warstwa F_2 rozpościera się na dużych wysokościach, burza jonosferyczna ogarnia całą warstwę (2).

W celu określenia stopnia zakłócenia jonosfery wprowadza się różne wskaźniki jonosferyczne I . Przeważnie są one oparte głównie na odchyleniu częstotliwości

krytycznej warstwy F_2 od wartości normalnej. I tak np. jeden z wskaźników (12) oblicza się w taki sposób, że wartości indywidualne każdej $\frac{1}{2}$ godziny w dobie wyraża się w procentach środkowej wartości miesięcznej tej $\frac{1}{2}$ godziny. Średnia wartość w procentach za okres 3 godzin zostaje przekształcona w wskaźnik 3-godzinny I , w sposób następujący:

%	I
150	- 5
100	0
50	+ 5
10	+ 9

Oprócz częstotliwości krytycznej również wysokość pozorna warstwy F_2 i absorpcja jonosferyczna, każda oddzielnie lub w kombinacji, mogą być użyteczne przy sformułowaniu podstawowego wskaźnika jonosferycznego.

Istnieje wskaźnik jonosferyczny (17) uwzględniający jednocześnie częstotliwość krytyczną i wysokość pozorną warstwy F_2 , które są łatwiejsze do obserwacji od absorpcji jonosferycznej. Mało jest jednak nadziei co do możliwości udoskonalenia wskaźnika jonosferycznego dopóki nie będzie lepiej poznany mechanizm powstawania warstw jonosferycznych i ich złożone zmiany dynamiczne.

Stwierdzono istnienie pewnej wyraźnej korelacji pomiędzy wskaźnikami I i K , przy czym aktywność geomagnetyczna, jak zauważono, wyprzedza aktywność jonosferyczną o 3 do 12 godzin (12).

W strefach zórz polarnych charakterystyki burz jonosferycznych występują tak wyraźnie, że nawet stosunkowo słabe burze dają się zidentyfikować bez trudności. Natomiast w obszarach odległych choćby już 30° lub nawet mniej od stref zorzy polarnej, efekty wywoływane przez burze jonosferyczne nie różnią się niekiedy od miejscowych zmian charakterystyk jonosfery z doby na dobę.

W wyniku, sondujące stacje jonosferyczne, oddalone więcej niż kilka stopni od strefy zorzowej, napotykają na trudności przy stwierdzeniu na podstawie swoich jonogramów, czy w danym czasie jest w toku światowa burza jonosferyczna czy też spostrzegane są raczej miejscowe anomalie. Aby móc rozwiązać tego rodzaju wątpliwości, potrzebne są dodatkowe spostrzeżenia pola geomagnetycznego lub też dane z innych punktów.

Dla każdego punktu powinno układać się na podstawie własnych doświadczeń, własne kryteria, które będą ułatwiać rozpoznawanie burz jonosferycznych. I tak np. w strefie zorzowej powstaje podczas burz jonosferycznych (a czasem podczas słabych burz geomagnetycznych), szczególnie w nocy, jonizacja sporadyczna E_s , natomiast w wielu innych punktach podczas burzy, jonizacja E_s występuje rzadziej niż w okresach spokojnych. Bliższe omawianie tych kryteriów wykracza poza ramy niniejszej pracy.

Spostrzeżono (20), że we wczesnych stadiach burzy jonosferycznej brane w Europie namiary, radiostacji znajdujących się w pobliżu północnego bieguna geomagnetycznego, jak np. Montrealu w Kanadzie, ulegają dewiacji ku południowi, stają się błędne oraz rozmyte. Spowodowane to jest prawdopodobnie przez nachylenie warstw odbijających lub propagacji pozaortodromowej będącej wynikiem rozproszenia od obłoków jonizacji. Zjawiska te powstają najczęściej na trasach przechodzących przez lub w pobliżu stref zorzowych.

Na baczność uwagę zasługują prowadzone obecnie prace nad nową metodą badania jonosfery za pomocą impulsów, które po zrefraktowaniu przez jonosferę trafiają w odległym punkcie na ziemię, po czym wracają tą samą drogą z powrotem do punktu nadawczego w postaci zwrotnych odbić rozproszeniowych.

Otrzymywane w punkcie odbioru obrazy oscyloskopowe odbić wykazują duże różnice z doby na dobę, a ich wrażliwość na warunki zakłócone jest tak duża, że łatwo można stwierdzić pierwsze objawy zbliżającej się burzy jonosferycznej (14). Istnieją poważne podstawy do sądzenia, że ta nowa technika będzie mogła dostarczać wcześniejszych i pewniejszych wskazówek o zbliżającej się burzy jonosferycznej oraz jej przebiegu niż wyżej wspomniana i dotychczas stosowana technika namiarowa oraz normalne jonogramy (wysokość pozorna w funkcji częstotliwości).

Można wspomnieć tu jeszcze o najnowszej metodzie panoramicznego, impulsowego sondowania jonosfery pod kątem ukośnym (10). W tym układzie impulsy odbierane są nie w punkcie nadawczym jak w dotychczas stosowanej metodzie zenitalnej, lecz w odległości kilkuset lub więcej kilometrów. Ponieważ droga impulsu w jonosferze przy nowej metodzie jest dłuższa niż w dotychczasowej, można się spodziewać, że otrzymywane jonogramy będą wyraźniej odzwierciedlać zakłócone stany jonosfery i pozwolą na ściślejsze ustalenie kryteriów burzowości. Wymieniona metoda przeszła zaledwie wstępne próby techniczne, a pierwsza aparatura eksploatacyjna jest dopiero w budowie.

10. ZAKŁÓCENIA RADIOKOMUNIKACYJNE

Bezpośrednią przyczyną przerw i zakłóceń w połączeniach radiokomunikacyjnych są zakłócenia zachodzące w jonosferze, gdy do atmosfery ziemskiej przychodzi anormalne promieniowanie słoneczne.

Poza zmianami gęstości jonizacji warstw jonosferycznych podczas burzy jonosferycznej zachodzą duże zmiany w wysokościach warstw, przy czym warstwa F_2 często podnosi się bardzo ponad wysokość normalną. Zmniejszenie częstotliwości krytycznej warstwy F_2 , któremu często towarzyszy wzrost wysokości pozornej, powoduje zmniejszenie maksymalnej częstotliwości użytkowej (MUF) dla transmisji ukośnych wykorzystujących tę warstwę.

Podczas burzy jonosferycznej spostrzegany jest zazwyczaj efekt absorpcji spowodowany przesunięciem aktywności zorzowej ku niższym szerokościom geograficznym i powstaniem tam jonizacji na niskich poziomach atmosfery, poniżej warstwy E , na których częstotliwość zderzeń jonów z molekułami jest duża. Powyższy efekt powoduje zwiększenie najmniejszej częstotliwości użytecznej (LUF).

Wzrost absorpcji powoduje ponadto zmniejszenie natężenia pola sygnałów, co przejawia się przez pozorne zwiększenie zaników i podwyższenie poziomu szumów.

Najbardziej dotknięte pod względem tłumienia są radiokomunikacje, w których odbicie od jonosfery zachodzi na wysokiej szerokości geograficznej. Radiokomunikacje na trasach, na których odbicie zachodzi na bardzo niskich szerokościach geograficznych są mniej dotknięte efektem tłumienia.

Warstwa E nie ulega znaczącym zakłóceniom wskutek burz, z wyjątkiem, gdy burze te są bardzo silne. Jednak absorpcja na niskich poziomach podczas burzy wpływa w takim stopniu na warunki propagacyjne, że radiokomunikacje za pośrednictwem warstwy E stają się niezadowalające.

Zmniejszenie MUF i wzrost LUF podczas burzy jonosferycznej może spowodować nie tylko zwężenie, lecz nawet zupełne zdławienie pasma częstotliwości użytecznych i całkowite zniknięcie sygnałów.

Zmiany jonosferyczne następują zazwyczaj zbyt szybko, by mieć większe znaczenie jako prognostyk nadchodzących złych warunków; ponadto, początkowe stadium spadku częstotliwości krytycznych nie może być odróżnione od normalnych fluktuacji z doby na dobę, po których nie następuje burza jonosferyczna.

Systematyczne badania absorpcji w dolnych warstwach atmosfery są rzadko przeprowadzane i dotychczas nie ma dowodów czy w początkowych stadiach burzy zwiększenie absorpcji jest zauważalne. W początkowej fazie burzy jonosferycznej następuje zakłócenie w rozkładzie gęstości elektronowej w jonosferze objawiających się powstawaniem małych obłoków jonizacji o dużej gęstości. Obłoki te stanowią ośrodki rozpraszające fale radiowe, powodując wielodrogowość i pojawianie się ech. Zjawisko to wprowadza duże zniekształcenia sygnałów szczególnie groźne dla szybkiej telegrafii i telefonii.

Zniekształcenia sygnałów nie stanowią jednoznacznego wskaźnika rozwijającej się burzy jonosferycznej, ponieważ podobne zniekształcenia mogą następować również i w okresach jonosferycznie spokojnych.

Wreszcie, podczas burzy jonosferycznej pojawiają się zaniki selektywne, wskutek bardzo szybkiej zmiany wysokości pozornej z częstotliwością oraz zupełnej niestateczności warstwy F2. Z tego powodu wzajemne stosunki fazowe i amplitudowe poszczególnych częstotliwości wstęp bocznych sygnału zostają zmienione, a modulacja zniekształcona. Ponieważ zaniki takie nie są związane wyłącznie z burzami jonosferycznymi, więc nie mogą być pomocne jako prognozytyki.

Reasumując, można stwierdzić, że połączenia radiokomunikacyjne najbardziej północne, pierwsze zdradzają objawy zakłóceń i wczesne spostrzeżenie tych objawów stanowi dość pewne ostrzeżenie, które może być wykorzystane do bardziej południowych tras. Należy jednak podkreślić, że poszczególne połączenia radiokomunikacyjne w różnym stopniu ulegają wpływom tej samej burzy.

Okazało się, że nie tylko rozmycie i dewiacja namiarów ku południowi na trasach północnych daje doskonałe wskazówki o mających nastąpić zakłóceniach radiokomunikacyjnych, ale ponadto jeszcze charakter zaników oraz ogólne zachowanie się sygnałów dają jeszcze wcześniejsze wskazania (20).

Dotychczas nie ustalono jeszcze wskaźnika radiokomunikacyjnego, który by mógł choć częściowo odpowiadać swemu przeznaczeniu. W praktyce klasyfikuje się dobroć transmisji wg jakiejś subiektywnej skali wartości tych objawów.

Przykładem takiej klasyfikacji może służyć wskaźnik radiokomunikacyjny określający stopień zakłócenia komunikacji na pewnym połączeniu pod wpływem warunków jonosferycznych (27):

Każda doba podzielona jest na osiem trzygodzinnych okresów, przy czym każdy okres zostaje oceniony wg powyższej tablicy. Przy ocenie przyjmuje się pod uwagę ogólne warunki odbioru oraz nasilenie takich zjawisk, jak: rozproszenia, zaniki trzepoczące i rozmycie namiarów. Średnia z ośmiu trzygodzinnych wskaźników daje dobowy wskaźnik radiokomunikacyjny. W praktyce na trasach przechodzących przez umiarkowane szerokości geograficzne więcej

Wskaźnik	Warunki propagacyjne
0,0	propagacja znacznie lepsza od normalnej
0,5	propagacja lepsza od normalnej
1,0	bcz zakłóceń
1,5	lekkie zakłócenia
2,0	umiarkowane zakłócenia
2,5	znaczące zakłócenia
3,0	silne zakłócenia
3,5	bardzo silne zakłócenia
4,0	całkowite zerwanie łączności

niż 80% wskaźników zawiera się w granicach od 1,0 do 3,0. Dotychczas jeszcze nie uzgodniono powszechnie wskaźników radiokomunikacyjnych, wskutek czego pod tym względem panują pewne rozbieżności. Tego rodzaju klasyfikacje subiektywne są, z natury rzeczy, bardzo niedostateczne do stosowania w analizie naukowej. Definicja wskaźnika radiokomunikacyjnego powinna w zasadzie uwzględniać rodzaj modulacji, efekty natężenia pola, zaniki, transmisje wielodrogowe i ew. inne zjawiska.

Dotychczas nie stwierdzono bezpośredniego powiązania pomiędzy wskaźnikami radiokomunikacyjnymi, a 27-dniowymi wykresami wskaźników magnetycznych K (31). Nieznane są powody tego stanu rzeczy, gdyż wg teorii „prądnicowej“, można uważać, że zakłócenia magnetyczne są skutkiem zakłóceń jonosfery, co z kolei powinno wywołać zakłócenia radiokomunikacyjne. Sedno zagadnienia leży w dokładnym rozpoznaniu obszarów M i rzeczywistym wpływie, który te obszary wywierają na jonosferę.

Chociaż burze magnetyczne i jonosferyczne oraz zakłócenia radiokomunikacyjne mają wspólną przyczynę, bardzo mało wiemy o ich chronologicznym rozwoju i geograficznym rozkładzie oraz wzajemnym powiązaniu, a co najważniejsze, nie wiemy dostatecznie, jak z wymienionych burz można wnioskować o zakłóceniach radiokomunikacyjnych.

11. METODY PRZEWIDYWAŃ

Z powyższych rozważań wynika, że brak jest bezpośredniego ścisłego powiązania pomiędzy burzami jonosferycznymi lub zakłóceniami radiokomunikacyjnymi a jakimkolwiek ze wspomnianych przez nas zjawisk słonecznych lub ziemskich. Mamy natomiast szereg spostrzegalnych zjawisk, które są, często niezbyt ściśle, skorelacjonowane z mającym w przyszłym czasie nastąpić początkiem ziemskiego zakłócenia.

Zestawienie spostrzeżeń w sposób umożliwiający sformułowanie prognozy zakłóceń jest zagadnieniem wielokrotnej korelacji i wskutek braku dostatecznych wiadomości nie zostało jeszcze dotychczas rozwiązane. Okoliczność ta uniemożliwia na razie ułożenie równań regresyjnych i oparcie prognoz na metodach matematyczno-statystycznych.

Wobec tego, układającemu prognozy na razie nie pozostaje nic innego jak oszacowanie, dzięki nabytemu doświadczeniu, znaczenia różnych prognostyków i sformułowanie przewidywań na podstawie rozumowej oceny występującego prawdopodobieństwa.

Metoda taka, jako subiektywna, jest oczywiście niezadowolająca z naukowego punktu widzenia, lecz w praktyce stosowana jest z pewnym powodzeniem.

Przewidywania byłyby bardziej trafne, gdyby więcej było wiadomo o obszarach aktywnych emitujących promieniowania powodujące burze i gdyby lepiej wiedziano, jak rozwijają się z czasem poszczególne rodzaje zakłóceń ziemskich i jak rozprzestrzeniają się nad powierzchnią ziemi.

Ostateczny cel, którym jest przewidywanie zakłóceń na połączeniach radiokomunikacyjnych, jest trudniej osiągalny niż przewidywanie burz jonosferycznych, ponieważ wzajemne ich powiązanie nie zostało jeszcze dostatecznie zbadane.

Według współczesnej oceny (9) przewidywanie burz jonosferycznych i zakłóceń radiokomunikacyjnych jest przeważnie pracą empiryczną i chociaż uzyskano pewne konkretne wyniki, stan zagadnienia jest niezadowolający. Przegląd dotychczasowych prac, sprzeczność wielu wyników oraz sporność przedmiotu wskazują, że istnieją dwie główne przyczyny tego stanu. Pierwszą z nich jest brak odpowiedniej teorii lub nawet opisu zjawisk spostrzeganych podczas burzy jonosferycznej, drugą zaś był dotychczasowy brak jakiegokolwiek bądź sposobu do oceny operacyjnej wartości poszczególnej metody przewidywań.

12. ŚRODKI ZARADCZE STOSOWANE NA OKRES BURZY JONOSFERYCZNEJ

Wydanie uprzedzenia o spodziewanej burzy jonosferycznej lub zawiadomienia, że burza taka jest w toku, ma na celu danie możliwości organom eksploatującym radiokomunikacje przedsięwzięcia odpowiednich środków zaradczych, zapewniają-

cych utrzymanie ciągłości przekazywania trafiku. Niezależnie od tego, informacja o silnej burzy stanowi ostrzeżenie dla radionawigatorów, że radionamiary na falach krótkich oraz niektóre systemy radionawigacyjne (np. Loran) mogą w najbliższym czasie wykazywać uchybienia podważające bezpieczeństwo nawigacji.

W zasadzie powinny być chronione przez służbę informacyjną o burzach jonosferycznych ważne połączenia radiowe, najbardziej narażone na zakłócenia radiokomunikacyjne.

W celu zmniejszenia destrukcyjnego działania burzy na radiokomunikacje stosuje się następujące środki:

- 1) Zwiększenie mocy nadawczej.
- 2) Zastosowanie najkorzystniejszych dla danego połączenia i częstotliwości roboczej anten nadawczych i odbiorczych.
- 3) Zastosowanie odbioru przestrzenno-zbiorczego.
- 4) Zmniejszenie szybkości nadawania telegrafii automatycznej lub mechanicznej.
- 5) Zastosowanie telegrafii z przesuwem częstotliwości lub odbioru częstotliwościowo-zbiorczego.
- 6) Manewrowanie częstotliwościami, polegające na stopniowym przechodzeniu na coraz mniejsze częstotliwości, w zakresie fal krótkich, w miarę rozwoju burzy, nie dopuszczając do zerwania łączności wskutek obniżania się *MUF*.

7) Przejście, podczas najsilniejszych burz jonosferycznych, na bardziej południowe trasy obejściowe za pomocą odpowiedniej radiostacji pośredniczącej. I tak np. podczas silnych burz korzystne jest przekazywanie trafiku z Europy do Ameryki Północnej za pomocą radiostacji pośredniczącej w Ameryce Południowej lub Afryce. Nowa trasa omija wówczas strefę zorzy i przechodzi jedynie przez obszary mniej ulegające zakłóceniom jonosferycznym. Metoda ta okazała się bardzo skuteczna i jest obecnie szeroko stosowana w radiokomunikacjach światowych.

Z punktu widzenia zaś ochrony radionawigacji od skutków burzy jonosferycznej stosuje się jedynie środki pasywne, a mianowicie:

- 1) Przypisuje się mniejszą wiarygodność radionamiarom na falach krótkich.
- 2) Zawiesza się na czas bardzo silnej burzy posługiwanie się radionawigacją systemu Lohana lub podobną i ew. przechodzi na inny system niewrażliwy na stan jonosfery.

13. SŁUŻBA INFORMACYJNA O BURZACH JONOSFERYCZNYCH

Według ostatnich poglądów (9) praktyczna wartość służby informacyjnej o burzach jonosferycznych dla pewnych połączeń radiowych zależy od wrażliwości tych połączeń na zakłócenia oraz od możliwości przedsięwzięcia odpowiednich środków zaradczych, gdy burza jonosferyczna jest przewidziana lub się rozwija. Ponieważ nasilenie burz podlega geograficznemu rozkładowi, dlatego dane informacje mogą być wartościowe dla jednej grupy połączeń radiowych i bezwartościowe dla innych.

Jak było wspomniane, dotychczas nie istniała metoda oceny operacyjnej wartości poszczególnych służb uprzedzeń o burzach jonosferycznych. Na ogół jednak, zakładając pewne tolerancje, można było orientacyjnie oceniać poszczególne wydane uprzedzenia w sposób następujący:

- 1) dni, co do których wydano uprzedzenie o burzy, która w rzeczywistości miała miejsce (utrafienie),
- 2) dni, co do których wydano uprzedzenie o burzy, której jednak w rzeczywistości nie było (nieutrafienie),
- 3) dni, w których była burza, lecz uprzedzenia nie wydano (opuszczenie).

Klasyfikacja ta jest raczej formalna i nie ma większej wartości, gdyż nie sięga do istoty sprawy, a mianowicie zupełnie nie uwzględnia zakłóceń radiokomunikacyjnych.

Należy zaznaczyć, że dopiero ostatnio (1953 r.) zaproponowana została metoda oceny prognoz zakłóceń burzowych oparta na przesłankach obiektywnych (24). Metoda polega na określeniu wartości dla eksploatatora danego okresu, pod kątem ekonomiczno-ruchowym, ze względu na utracone i na nieutracone przewidywania dób spokojnych i burzowych.

Dla właściwej oceny prognoz wprowadzono pojęcie „dobroci prognoz krótkoterminowych“. Dobroć ta jest stosunkiem przyrostu wartości okresu wskutek kierowania się danymi prognozami do największego możliwego przyrostu, który mógłby zaistnieć, gdyby wszystkie prognozy były trafne.

Dobrze postawiona służba ogólnikowych uprzedzeń o burzach jonosferycznych może dać do 70 ÷ 75% utraień formalnych.

Pomijając wysiłki potrzebne do prowadzenia służby informacyjnej, jest możliwe, że służba taka, jeśli jest niezadowolająca, może zmniejszyć sprawność radiokomunikacji w takim stopniu, że użytkownikowi bardziej opłaca się prowadzenie ruchu bez tej pomocy. Z operacyjnego punktu widzenia jest rzeczą zasadniczą, by zysk sprawności wskutek trafnych uprzedzeń przeważał straty wywołane przez nietrafne lub opuszczone uprzedzenia. Nasuwa się więc wniosek, że dla radiokomunikacji, które przechodzą przez obszary rzadko nawiedzane przez burze jonosferyczne, prowadzenie służby uprzedzeń może być niecelowe.

Powstaje pytanie, jak przedstawia się to zagadnienie u nas. Dotychczas jest bardzo mało wiadomo o nasileniu i przebiegu burz jonosferycznych w Polsce oraz zakłóceniach radiokomunikacyjnych na naszych połączeniach. Sprawę zaciemnia jeszcze okoliczność, że często przypisuje się u nas niesłusznie zakłócenia spowodowane przez nagłe zaniki powszechne (Dellingera) — burzom jonosferycznym.

Mimo to, można twierdzić z pewnością, że nasze połączenie z Nowym Yorkiem należy do kategorii najtrudniejszych, gdyż trasa jego przechodzi na dużym odcinku przez strefę zorzy północnej.

Ostateczny pogląd na zagadnienie uprzedzeń o burzach jonosferycznych w Polsce można będzie sformułować dopiero po przeprowadzeniu odpowiednich doświadczalnych studiów.

14. PROPONOWANA METODA

Ponieważ dotychczas nie wykryto jednoznacznego prekursora burz jonosferycznych lub zakłóceń radiokomunikacyjnych, który by pozwalał na wydanie prognozy na podstawie matematyczno-statystycznej, nie pozostaje nic innego jak zastosować metodę opartą na zależnościach empirycznych.

Opracowujący przewidywania powinien przyjąć praktyczny punkt widzenia i postawić sobie za zadanie raczej opracowanie przewidywań jakimkolwiek sposobem niż prowadzenie próby studiów korelacji. Istota zaś samej pracy pozwoli, z biegiem czasu, uchwycić zależności, by następnie zbadać czy są one wynikiem przypadku czy też stanowią powiązanie stałe.

Ponieważ cykl aktywności słońca od dawna został powszechnie uznany jako ściśle określone zjawisko słoneczne, z którym inne zjawiska słoneczne są w korelacji, można w zasadzie przyjąć, że w naszych warunkach, przy obecnym stanie wiedzy, prognozy należy nadal opierać głównie na wiadomościach odnoszących się do plam słonecznych. Bez wątpienia istnieją poważne podstawy do sądzenia, że zagadnienie na tym się nie wyczerpuje, lecz można uważać, że wszystkie inne zależności nie zostały jeszcze

dostatecznie pewnie i jednoznacznie ustalone, aby móc wysunąć je, jako prognozy, na pierwszy plan.

Główną trudnością na tej drodze jest zdobycie doświadczenia i wyrobienie intuicji co do wagi, którą należy przypisywać odmianom zjawisk i poszczególnym wiadomościom. Ze względu na konsekwentną i świadomą pracę, podstawowym warunkiem powodzenia jest możliwość szybkiego i bezpośredniego stwierdzania stopnia trafności sformułowanych poszczególnych przewidywań oraz możliwie dokładne określanie „dobroci” serii prognoz (19).

Zadaniem opracowującego przewidywania, między innymi, byłaby ochrona radiokomunikacji za pomocą wydawania możliwie wczesnych uprzedzeń o spodziewanych burzach jonosferycznych i możliwych zakłóceniach radiokomunikacyjnych.

Aby można było prowadzić prace na odpowiednim poziomie, potrzebne są przede wszystkim takie wiadomości, które umożliwią:

- a. określanie odległości kątowej plam słonecznych w stosunku do środka optycznego tarczy słonecznej w chwili przejścia przez centralny południk;
 - b. określanie czasu przejścia przez centralny południk plam lub części grup plam słonecznych;
 - c. określanie czasu wejścia do obszaru krytycznego plam lub części grup plam słonecznych;
 - d. określanie typu, wymiarów, aktywności i biegunowości grup plam słonecznych;
 - e. prowadzenie bieżących wykresów sytuacyjnych konfiguracji planet;
 - f. rejestrację protuberancji, flokulacji i rozbłysków;
 - g. określanie prędkości promieniowych zjawisk szybko się przemieszczających;
 - h. prowadzenie wykresu obłoków ze wskaźników magnetycznych K , rozciągającego się na okres 27 dób;
 - i. prowadzenie wykresu obłoków ze wskaźników radiokomunikacyjnych, rozciągającego się na okres 27 dób, jednocześnie dla częstotliwości większych i mniejszych od 10 Mc/s;
 - j. prowadzenie wykresu obłoków ze wskaźników jonosferycznych, rozciągającego się na okres 27 dób;
 - k. prowadzenie wykresu obłoków ze wskaźników prądów tellurycznych, aby można było natychmiast spostrzec zbliżanie się burzy magnetycznej;
 - l. prowadzenie rejestracji prognozy alarmowych. (Korony słonecznej, dewiacji namiarów, stratyfikacji jonosfery, szumów słonecznych, zaników trzepoczących itp.).
- Posiadanie powyżej wymienionych danych może stanowić, przy obecnym stanie wiedzy, dostateczną podstawę do opracowywania prognoz krótkoterminowych o burzach jonosferycznych i zakłóceniach radiokomunikacyjnych.

WYKAZ LITERATURY

1. *Alfwen H.* Kosmiczeskaja elektrodinamika. Izdat. Inostrannoj Literatury, Moskwa 1952.
2. *Alpert J. Ł., Ginzburg W. A., Feinberg E. Ż.* Rasprostranienie radiowoln. Gos. Izdat. Techniko-Teoreticz. Literatury, Moskwa 1953.
3. *Appleton E. V., Piggott V. R.* World morphology of ionospheric storms. Nature, London, t. 165, 1950, s. 130.
4. *Arzinger A., Hallborg H. E., Nelson J. H.* Sunspots and radio weather. R. C. A. Rev., t. 9, 1948, s. 229.
5. *Bennington T. W.* Ionosphere storm effects in the E-layer. Nature, London, t. 157, 1946, s. 477.

6. Berkner L. V., Wells H. W., Seaton S. L. Ionospheric effects associated with magnetic disturbances. *Terr Magn. Elect.*, t. 44, 1939, s. 283.
7. Burgess R. E., Fowler C. S. Solar activity and ionospheric effect. *Wir. Eng.* t. 29, Nr 341, 1952, s. 46—50.
8. Commission des Recherches de Radio (Nouvelle Zélande). Prédiction de radio: manque de concordance. C. C. I. R. Stockholm 1948, document No 70 F.
9. Department of Scientific and Industrial Research. Report of the Radio Research Board for Year 1951. London 1952.
10. Dieminger W. Multifrequency ionospheric sounding equipment for oblique incidence. C. C. I. R. London 1953, document No 370 E.
11. Dotuchanow M. P. Rasprostranienie radiowoln. Swiazizdat, Moskwa 1951.
12. Green G. M. Index ionosphérique. C. C. I. R. Stockholm 1948, document Nr 79 F.
13. Green G. M. Prévisions a court terme de conditions radioélectrique: résultats obtenues dans l'établissement de corrélations par le Comité de Recherches Radioélectriques (Nouvelle Zélande). C. C. I. R. Stockholm 1948, document No 78 F.
14. Hartsfield W. L., Silberstein R. A. Comparison of c. w. field intensity and backscatter delay. *Proc. Inst. Radio Engrs.* t. 40, Nr 12, 1952, s. 1700—1706.
15. Interservice Radio Propagation Laboratory, Correlation of D. F. errors with ionospheric conditions. Reports Nr G 1 — G 12, Washington.
16. Interservice Radio Propagation Laboratory. Comparison of geomagnetic records and N. Atlantic radio propagation quality figures. Report Nr R 18 Washington.
17. Interservice Radio Propagation Laboratory. Criteria for ionospheric storminess. Report Nr 5. Washington 1944.
18. Interservice Radio Propagation Laboratory. Relationships between radio propagation disturbance and central meridian passage of sunspots grouped by distance from center of disc. Report Nr R 27. Washington 1946.
19. Jasiński S. O wpływie burz jonosferycznych na warunki eksploatacyjne radiostacji nadawczych. *Przeegl. Telekom.* t. 27, Nr 1, 1954, s. 12—17.
20. Kojan J. S., Isted G. A. The first ionospheric storm warning service 1941—45. *Marconi Rev.*, t. 13, Nr 97, 1950, s. 53—71.
21. Lépêchinsky D. Ionosphère et propagation des ondes. *Onde Electr.* t. 33, Nr 312, 1953, s. 151—164.
22. Maire J. Note sur une aggravation nette des conditions de propagation observée récemment sur des circuits transcontinentaux exploités sur ondes décimétriques. *Ann. de Radioélectricité*, t. 7, Nr 29, 1952, s. 221—224.
23. Meek J. H. Ionospheric disturbances in Canada. *Jour. Geophys. Research* t. 57, Nr 2, 1952, s. 177—190.
24. Minnis C. M. Ionospheric storm — warning services. *Wir. Eng.* t. 30, Nr 5, 1953, s. 103—108.
25. Minnis C. M. Ionospheric storms and radio circuit disturbances. *Wir. Eng.*, t. 28, Nr 329, 1951, s. 43—51.
26. Nelson J. H. Planetary position effect on short — wave signal quality. *Electr. Eng.* t. 71, Nr 5, 1952, s. 421—424.
27. New Zealand. Practical uses of radio propagation data. C. C. I. R. London 1953, document No 25E.
28. Shapley A. H. The application of solar geomagnetic data to shortterm forecasts of ionospheric conditions. *Terr. Magn. Atmos. Elect.* t. 51, 1946, s. 247.
29. Shapley A. H., Roberts W. O. The correlation of magnetic disturbances with intense emission of the solar corona. *Astrophys J.* t. 103, 1946, s. 257.
30. Shapley A. H. The recurrent tendency and forecasting of magnetic activity. *Amer. Geophys. Union*, t. 28, 1947, s. 715.

31. *Thomsen I. L.* Previsions a court terme des conditions de radiopropagation par l'observatoire de Carter. C. C. I. R. Stockholm 1948, document No 77 F.
32. U. S. A. Report. Choice of a basic index for ionospheric propagation. C. C. I. R. London 1953, document No 35 E.
33. *Waldmeier M.* An attempt at an identification of the M-regions. Terr. Magn. Atmos. Elect. t. 51, 1946, s. 537.
34. *Wells H. W., Watts Y. M., George D. E.* Detection of rapidly moving ionospheric clouds. Phys. Rev. t. 69, Nr 9—10, maj 1946, s. 540—541.
35. *Martyn D. F.* The morphology of the ionospheric variations associated with magnetic disturbance. Proc. R. Soc. A 218, Nr 1132, 1953, s. 1—18.

С. Ясински

ПРОГНОЗЫ ОЖИДАЕМЫХ ИОНОСФЕРНЫХ БУРЬ И НАРУШЕНИИ

Резюме

Общая характеристика электромагнитных возмущений в верхних слоях земной атмосферы и вызываемых ими нарушений в радиосвязи. Обзор сопутствующих им космических явлений с точки зрения их пригодности для предсказания этих возмущений. Подробное описание явлений, развития и взаимной связи магнитных и ионосферных бурь и нарушений в радиосвязи. Обсуждение соответствующих численных указателей; основы и современные методы составления краткосрочных прогнозов. Предлагаемый метод приемов при формулировке сообщений об ожидаемых ионосферных бурях и нарушениях в радиосвязи.

S. Jasiński

SHORT TERM FORECASTS OF IONOSPHERIC STORMS AND RADIO CIRCUIT DISTURBANCES

Summary

General characteristic of electromagnetic disturbances in the upper atmosphere such as ionospheric and magnetic storms and the resulting disturbances in radio communication.

Investigation of accompanying cosmic phenomena as useful precursors of said disturbances. Detailed description of development of magnetic and ionospheric storms and their correlation with radio communication disturbances. The numerical data, the principles and the present methods of short term forecasting.

Proposed methods for ionospheric storm warning services.

M. ŁAPIŃSKI

621.317.772:621.396.622.7

DETEKTOR FAZY I JEGO ZASTOSOWANIE W MIERNICTWIE

Rękopis dostarczono 8. I. 1954

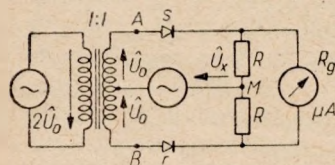
W pracy niniejszej podano teorię działania detektora fazy dla przypadku częstotliwości jednakowych i przypadku częstotliwości, będących w stosunku wielokrotnym, co w zasadzie daje dostateczny podkład do analizy pracy detektora fazy w większości zastosowań, spotykanych w praktyce. Rozważania dotyczą pracy detektora fazy przy napięciu wiodącym sinusoidalnym lub prostokątnym dla charakterystyk prostowania prostoliniowej i kwadratowej. Dla tych charakterystyk prostowania otrzymuje się stosunkowo proste zależności między napięciami i przesunięciami fazy. Wyniki rozważań zostały zestawione w tablicach, z których można wyznaczyć możliwości zastosowania detektora fazy do celów pomiarowych. Możliwości te są znacznie rozszerzone przez wykorzystanie wskazań wibracyjnych, niezależniających pomiar napięć od przesunięcia fazy występującego między napięciem wiodącym i badanym. Dla kwadratowej charakterystyki prostowania zbadano wpływ modulacji skrośnej na wartość prądu w galwanometrze. W przypadku analizy harmonicznych wpływ ten można pominąć.

Znaczną część pracy poświęcono omówieniu przykładów zastosowania detektora fazy w miernictwie: do pomiarów mostkowych, selekcji fazowej, analizy harmonicznych, pomiarów mocy czynnej i bierniej, pomiarów przesunięcia fazy, obserwacji wykresów wskazowych na oscyloskopie i pomiarów wielkości nieelektrycznych.

1. TEORIA DZIAŁANIA DETEKTORA FAZY DLA NAPIĘĆ SINUSOIDALNYCH O RÓWNYCH CZĘSTOTLIWOŚCIACH

1.1. Zależności między napięciami zmiennymi

Detektor fazy jest to modulator zrównoważony, w którym jedno z napięć zmiennych (wiodące) służy do sterowania przewodnictwa prostowników, a interesującym nas produktem modulacji jest prąd stały.



Rys. 1. Zasadniczy układ detektora fazy

Zasadniczy schemat działania detektora fazy został przedstawiony na rys. 1. W układzie tym są dołączone dwa źródła o tej samej częstotliwości, dostarczające napięcie sinusoidalnie zmiennych $2\hat{U}_0$

oraz \hat{U}_x . Sam układ detektora fazy zawiera transformator z wyprowadzonym środkiem wtórnego uzwojenia, dwa prostowniki półprzewodnikowe (np. miedziove), dwa oporniki R oraz galwanometr magneto-

elektryczny μA z zerem pośrodku. Jedno z napięć zasilających układ ($2U_0$), tzw. wiodące, powinno być znacznie większe od drugiego, badanego U_x . Wykres wskazowy tych napięć został przedstawiony na rys. 2. Napięcie \hat{U}_{MA} wynosi:

$$\hat{U}_{MA} = \hat{U}_x + \hat{U}_0 \quad [1]$$

Napięcie \hat{U}_{MB} natomiast wynosi:

$$\hat{U}_{MB} = \hat{U}_x - \hat{U}_0 \quad [2]$$

Napięcia \hat{U}_0 i \hat{U}_x są przesunięte względem siebie w fazie o kąt φ . Moduł napięcia \hat{U}_{MA} (z trójkąta MAD) jest równy:

$$\begin{aligned} U_{MA} &= \sqrt{(U_0 + U_x \cdot \cos \varphi)^2 + (U_x \cdot \sin \varphi)^2} = \\ &= U_0 \cdot \sqrt{1 + 2 \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi + \left(\frac{U_x}{U_0}\right)^2} \end{aligned} \quad [3]$$

Podobnie z trójkąta MBE otrzymamy wyrażenie na moduł napięcia \hat{U}_{MB}

$$\begin{aligned} U_{MB} &= \sqrt{(U_0 - U_x \cdot \cos \varphi)^2 + (U_x \cdot \sin \varphi)^2} = \\ &= U_0 \cdot \sqrt{1 - 2 \frac{U_x}{U_0} \cos \varphi + \left(\frac{U_x}{U_0}\right)^2} \end{aligned} \quad [4]$$

Ponieważ założyliśmy, że napięcie U_0 jest znacznie większe od napięcia U_x , zatem w przybliżeniu możemy przyjąć, że

$$\left(\frac{U_x}{U_0}\right)^2 \approx 0$$

Stosując podane przybliżenie w wyrażeniach [3] i [4], otrzymamy następujące wzory uproszczone:

$$U_{MA} \approx U_0 \cdot \sqrt{1 + 2 \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi} \quad [5]$$

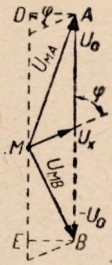
$$U_{MB} \approx U_0 \cdot \sqrt{1 - 2 \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi} \quad [6]$$

We wzorach [5] i [6] dodając do wartości podpierwiastkowych wyrazy $\left(\frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2$ jako bardzo małe w porównaniu z pozostałymi wyrazami, znajdującymi się pod pierwiastkiem, otrzymamy dalsze przybliżone wzory na wartości skuteczne napięć:

$$U_{MA} \approx U_0 \cdot \sqrt{1 + 2 \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi + \left(\frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2} = U_0 \cdot \left(1 + \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right) \quad [7]$$

$$U_{MB} \approx U_0 \cdot \sqrt{1 - 2 \frac{U_x}{U_0} \cos \varphi + \left(\frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2} = U_0 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right) \quad [8]$$

Otrzymane napięcia pomniejszone o spadki na opornikach R działają na prostowniki „s” i „r”.

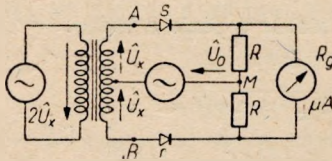


Rys. 2. Wykres wskazowy napięć w detektorze fazy

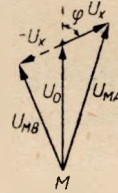
Jeżeli napięcia U_0 i U_x przestawimy między sobą, (załączymy odwrotnie), jak to podano na rys. 3, otrzymamy:

$$\hat{U}_{MA} = \hat{U}_0 + \hat{U}_x \quad [9]$$

$$\hat{U}_{MB} = \hat{U}_0 - \hat{U}_x \quad [10]$$



Rys. 3 Odwrotne załączenie napięć w detektorze fazy w porównaniu z rys. 1



Rys. 4. Wykres wskazowy napięć dla układu podanego na rys. 3

Moduły tych napięć zgodnie z rys. 4 wynoszą:

$$U_{MA} = \sqrt{(U_0 + U_x \cos \varphi)^2 + (U_x \cdot \sin \varphi)^2} = U_0 \cdot \sqrt{1 + 2 \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi + \left(\frac{U_x}{U_0}\right)^2} \quad [11]$$

$$U_{MB} = \sqrt{(U_0 - U_x \cos \varphi)^2 + (U_x \cdot \sin \varphi)^2} = U_0 \cdot \sqrt{1 - 2 \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi + \left(\frac{U_x}{U_0}\right)^2} \quad [12]$$

Ponieważ wzory [11] i [12] są identyczne z wzorami [3] i [4], zatem wynik końcowy podany we wzorach [7] i [8] będzie obowiązywał również i w tym przypadku:

$$U_{MA} \approx U_0 \cdot \left(1 + \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)$$

$$U_{MB} \approx U_0 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)$$

1.2. Prostowanie na charakterystyce prostoliniowej

(typu $i = a \cdot u$)

Jeżeli charakterystyki prostowania prostowników mają przebieg prostoliniowy (praca przy dużych napięciach), to w wyniku prostowania popłyną prądy jednokierunkowe, których wartości średnie za pół okresu zmiany prądu dla poszczególnych kierunków prostowania są następujące, rys. 5 oraz 6:
dla prostownika „s”

$$I_{sT_s} = k_1 \cdot U_{MA} \approx k_1 \cdot U_0 \cdot \left(1 + \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right) \quad [13]$$

dla prostownika „r”

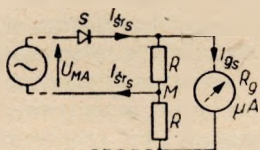
$$I_{sT_r} = k_1 \cdot U_{MB} \approx k_1 \cdot U_0 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right) \quad [14]$$

We wzorach [13] i [14] k_1 oznacza współczynnik charakteryzujący zależność między napięciem zmiennym (wartością skuteczną), a średnią wartością prądu wypro-

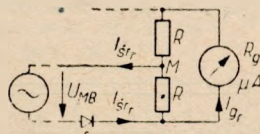
stowanego za pół okresu w warunkach pracy prostownika. Dla sinusoidy i pracy na charakterystyce prostoliniowej współczynnik k_1 wynosi:

$$k_1 = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot a \approx 1,11 a$$

gdzie a oznacza nachylenie charakterystyki $i = f(u) = a \cdot u$.



Rys. 5. Rozpływ prądów wyprostowanych prostownikiem „s”



Rys. 6. Rozpływ prądów wyprostowanych prostownikiem „r”

Prądy wyprostowane I_{gs} , I_{gr} przepływające przez galwanometr co pół okresu zmiany prądu zmiennego, są częścią odpowiednich prądów średnich $I_{\delta rs}$, $I_{\delta rr}$ i mają następujące wartości:

$$I_{gs} = k_2 \cdot I_{\delta rs} \quad [15]$$

dla prostownika „r”

$$I_{gr} = k_2 \cdot I_{\delta rr} \quad [16]$$

We wzorach [15] i [16] przez k_2 oznaczono stałą, zależną od oporności R i oporności R_g galwanometru. Stała ta wynosi:

$$k_2 = \frac{R}{2R + R_g} \quad [17]$$

Podstawiając do wyrażeń [15] i [16] wartości prądów $I_{\delta rs}$ i $I_{\delta rr}$ podane we wzorach [13] i [14] otrzymamy:

$$I_{gs} = k_2 \cdot I_{\delta rs} = k_2 \cdot k_1 \cdot U_0 \cdot \left(1 + \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right) = k' \cdot U_0 \cdot \left(1 + \frac{U_x}{U_0} \cos \varphi\right) \quad [18]$$

podobnie:

$$I_{gr} = k_2 \cdot I_{\delta rr} = k_2 \cdot k_1 \cdot U_0 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right) = k' \cdot U_0 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cos \varphi\right) \quad [19]$$

We wzorach [18] i [19] współczynnik k' wynosi:

$$k' = k_1 \cdot k_2 = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot a \cdot \frac{R}{2R + R_g}$$

Prądy wyprostowane I_{gs} oraz I_{gr} przepływają co pół okresu kolejno przez galwanometr w przeciwnych kierunkach. Wskutek bezwładności galwanometr wskaże wartość średnią prądu przezeń przepływającego za okres zmiany prądu:

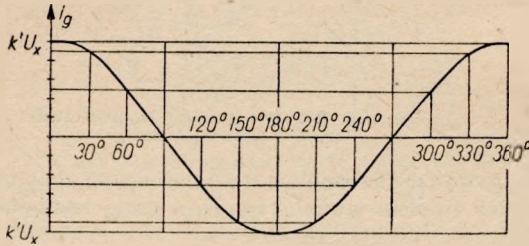
$$\begin{aligned} I_g &= \frac{1}{2} (I_{gs} - I_{gr}) = \frac{k'}{2} U_0 \cdot \left(1 + \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right) - \frac{k'}{2} U_0 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right) = \\ &= k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi \end{aligned} \quad [20]$$

Ze wzoru [20] wynika, że wskazanie galwanometru jest proporcjonalne do napięcia U_x oraz zależy od kąta φ między napięciami \hat{U}_x i \hat{U}_0 , natomiast nie zależy od

wartości napięcia wiodącego U_0 . Zależność prądu przepływającego przez galwanometr od kąta φ ma przebieg cosinusoidalny i jest przedstawiona na rys. 7.

Z rysunku tego wynika, że dla kątów $\varphi = 0^\circ$ oraz $\varphi = 180^\circ$, zawartych między napięciami \hat{U}_x i \hat{U}_0 , wskazania galwanometru są największe, jednak przy $\varphi = 180^\circ$ wskazanie jest w przeciwnym kierunku. Dla kąta $\varphi = 90^\circ$ oraz $\varphi = 270^\circ$ wychylenie galwanometru jest równe zeru.

W ostatecznym scharakteryzowaniu zależności prądu przepływającego przez galwanometr należy podkreślić, że przy pracy na charakterystyce prostoliniowej prąd przepływający przez galwanometr jest proporcjonalny do mniejszego z przyłożonych napięć (U_x), a nie zależy od napięcia większego (wiodącego U_0), jednak napięcie wiodące musi być dostatecznie duże w porównaniu z napięciem badanym U_x . Wartość prądu przepływającego przez galwanometr nie zależy od tego, do których punktów



Rys. 7. Zależność przepływającego przez galwanometr prądu od kąta φ

detektora fazy przyłączono napięcie wiodące, a do których badane.

1.3. Prostowanie na charakterystyce kwadratowej

(typu $i = c \cdot u^2$)

Jeżeli charakterystyki prostowania prostowników mają przebieg kwadratowy (praca na zakrzywieniu charakterystyki prostowania prostowników półprzewodnikowych), to w wyniku prostowania popłyną przez prostowniki prądy jednokierunkowe, których wartości średnie za pół okresu zmiany prądu zmiennego są proporcjonalne do kwadratów wartości skutecznych napięć U_{MA} i U_{MB} , a mianowicie: dla prostownika „s“

$$I_{sr_s} = k_3 \cdot U_{MA}^2 \approx k_3 \cdot U_0^2 \cdot \left(1 + \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2 \quad [21]$$

dla prostownika „r“

$$I_{sr_r} = k_3 \cdot U_{MB}^2 \approx k_3 \cdot U_0^2 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2 \quad [22]$$

Utrzymujemy tu w dalszym ciągu założenie, że $U_0 \gg U_x$.

We wzorach [21] i [22] k_3 oznacza współczynnik charakteryzujący zależność między napięciem zmiennym (wartością skuteczną), a średnią wartością prądu wyprostowanego za pół okresu w warunkach pracy prostownika (układy z rys. 5 oraz 6).

Proporcjonalność prądu wyprostowanego do kwadratu wartości skutecznej napięcia przy pracy na charakterystyce kwadratowej prostownika otrzymuje się przez całkowanie wartości chwilowych prądu za okres zmiany prądu.

Dla napięcia sinusoidalnego $u = U_m \cdot \sin \omega t$ przyłożonego bezpośrednio do prostownika o kwadratowej charakterystyce prostowania $i = c \cdot u^2$ otrzymany dla prostowania dwupółkowego wartość średnią prądu wyprostowanego za okres zmiany napięcia

$$I_{sr} = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} c \cdot u^2 \cdot d(\omega t) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} c \cdot U_m^2 \cdot \sin^2 \omega t \cdot d(\omega t) = c \cdot U^2$$

gdzie U — wartość skuteczna napięcia zmiennego.

Ponieważ w naszym przypadku (wzory 21 i 22) tylko część napięcia U_{MA} lub U_{MB} działa na prostownik, więc zamiast współczynnika c we wzorach jest wprowadzony współczynnik k_3 , charakteryzujący pracę całego układu. Prądy wyprostowane przepływające przez galwanometr kolejno co pół okresu mają następujące wartości dla poszczególnych kierunków prostowania (por. wzory 18 i 19)

$$I_{gs} = k_2 \cdot I_{sr_s} = k_2 \cdot k_3 \cdot U_0^2 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2 = k'' \cdot U_0^2 \cdot \left(1 + \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2 \quad [23]$$

oraz

$$I_{gr} = k_2 \cdot I_{sr_r} = k_2 \cdot k_3 \cdot U_0^2 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2 = k'' \cdot U_0^2 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2 \quad [24]$$

gdzie

$$k'' = k_3 \cdot k_2 = k_3 \cdot \frac{R}{2R + R_g} \quad [25]$$

Jeżeli napięcie działające na prostowniki jest równe napięciu zasilającemu układ, to $c = k_3$ i wówczas

$$k'' = k_3 \cdot \frac{R}{2R + R_g} = c \cdot \frac{R}{2R + R_g}$$

Srednia wartość przepływającego przez galwanometr prądu I_g wynosi:

$$\begin{aligned} I_g &= \frac{1}{2} (I_{gs} - I_{gr}) = \frac{k''}{2} \cdot U_0^2 \cdot \left(1 + \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2 - \frac{k''}{2} \cdot U_0^2 \cdot \left(1 - \frac{U_x}{U_0} \cdot \cos \varphi\right)^2 = \\ &= 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \end{aligned} \quad [26]$$

Prąd płynący przez galwanometr w przypadku prostowania kwadratowego jest zatem proporcjonalny do iloczynu napięć zmiennych oraz do $\cos \varphi$, przy czym kąt φ jest między napięciami \hat{U}_x i \hat{U}_0 .

Podobnie jak w przypadku pracy na charakterystyce prostoliniowej, tak i tutaj prąd nie zależy od tego, czy napięcia U_0 i U_x są dołączone do detektora fazy wg układu podanego na rys. 1, czy też wg układu podanego na rys. 3.

2. TEORIA DZIAŁANIA DETEKTORA FAZY DLA NAPIĘĆ SINUSOIDALNYCH O CZĘSTOTLIWOŚCIACH, BĘDĄCYCH W STOSUNKU LICZB CAŁKOWITYCH

2.1. Prostowanie na charakterystyce prostoliniowej

(typu $i = a \cdot u$)

2.1.1. Praca przy częstotliwościach $f_0 : f_x = 1 : n$

Rozpatrzmy ogólny przypadek, w którym przyjmiemy, że częstotliwości napięć zasilających są w stosunku $f_0 : f_x = 1 : n$ gdzie $n = 1, 2, 3, 4, 5 \dots$. Wartości n , nie będące liczbami naturalnymi, nie mają zastosowania, gdyż w tym przypadku nie otrzymuje się prądu stałego w galwanometrze.

Układ A:

Rozpatrzmy najpierw przypadek, kiedy napięcie wiodące

$$u_0 = U_{0m} \cdot \sin \omega t \quad [27]$$

i napięcie badane

$$u_x = U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \quad [28]$$

są połączone wg rys. 8.

We wzorze [28] φ oznacza kąt przesunięcia fazowego między napięciem \bar{U}_0 a napięciem \bar{U}_x dla $\omega t = 2k\pi$, gdzie $k = 0, 1, 2, 3 \dots$. Strzałki podane na rys. 8 wskazują umowny kierunek napięć chwilowych.

Jeżeli przyjmiemy, że na prostownik „s” w danej chwili działa suma napięć:

$$u_s = u_0 + u_x = U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \quad [29]$$

to w tej samej chwili na prostownik „r” będzie działało napięcie:

$$u_r = -u_0 + u_x = -U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \quad [30]$$

Ponieważ zgodnie z pierwotnym założeniem napięcie wiodące U_0 jest znacznie większe od napięcia badanego U_x , a więc przez prostowniki „s” i „r” będą płynęły prądy jedynie w tych półokresach zmiany napięcia U_0 , w których dodatnia półfala tego napięcia jest w kierunku przepustowym danego prostownika. Zatem jeżeli zostanie przyjęte, że dla półokresu $0 \dots \pi$ napięcia U_0 popłynie przez prostownik „s”, to prąd i_s , to prąd i_r popłynie przez prostownik „r” w półokresie $\pi \dots 2\pi$ tego samego napięcia. Prądy i_s oraz i_r płyną zatem na przemian, a w stosunku do galwanometru płyną w odwrotnych kierunkach.

W pierwszym półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 prąd i_s przepływający przez prostownik „s”, może być wyrażony w postaci:

$$i_s = a \cdot u_s = a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t + a \cdot U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \quad [31]$$

W drugim półokresie $\pi \dots 2\pi$ zmiany napięcia U_0 popłynie prąd i_r przez prostownik „r”:

$$i_r = a \cdot u_r = -a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t + a \cdot U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \quad [32]$$

Średnie wartości prądów i_s oraz i_r za pół okresu otrzymamy po scałkowaniu wzorów [31] i [32], a mianowicie:
dla prostownika „s”:

$$\begin{aligned} I_{sr_s} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} i_s \cdot d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \\ &+ \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) = \\ &= \frac{2a U_{0m}}{\pi} + \frac{a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) + \frac{a \cdot U_{xm}}{n \pi} \cdot \sin \varphi \cdot \sin n\pi = \\ &= \frac{2a \cdot U_{0m}}{\pi} + \frac{a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \end{aligned} \quad [33]$$

natomiast dla prostownika „r“:

$$\begin{aligned}
 I_{sr_r} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t = \pi}^{\omega t = 2\pi} i_r \cdot d(\omega t) = -\frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t = \pi}^{\omega t = 2\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \\
 &+ \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t = \pi}^{\omega t = 2\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin(n \omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{2a \cdot U_{0m}}{\pi} - \frac{a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \quad [34]
 \end{aligned}$$

Uwzględniając rozptył prądów między opornik R i galwanometr o oporności R_g , otrzymamy podobnie do wzorów [15] i [16] wyrażenia na prądy przepływające przez galwanometr w poszczególnych półokresach:
dla prostownika „s“

$$I_{gs} = k_2 \cdot I_{sr_s} \quad [35]$$

dla prostownika „r“

$$I_{gr} = k_2 \cdot I_{sr_r} \quad [36]$$

Półowa różnicy tych prądów jest wartością średnią prądu przepływającego przez galwanometr:

$$I_g = \frac{1}{2}(I_{gs} - I_{gr}) = \frac{1}{2} k_2 \cdot (I_{sr_s} - I_{sr_r}) = k_2 \cdot \frac{a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \quad [37]$$

dla $n = 2; 4; 6 \dots$ otrzymamy $\cos n\pi = 1$, a więc:

$$1 - \cos n\pi = 0 \quad [38]$$

czyli prąd przez galwanometr nie popłynie.

Natomiast dla $n = 1; 3; 5; 7 \dots$ otrzymamy $\cos n\pi = -1$, a więc:

$$1 - \cos n\pi = 2 \quad [39]$$

Prąd przepływający przez galwanometr w danym przypadku wynosi:

$$\begin{aligned}
 I_g &= k_2 \cdot \frac{2a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi = \frac{1}{n} \cdot k_2 \cdot a \cdot \frac{2}{\pi} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi = \\
 &= \frac{1}{n} \cdot k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [40]
 \end{aligned}$$

gdzie U_x jest wartością skuteczną, zaś współczynnik k' równa się:

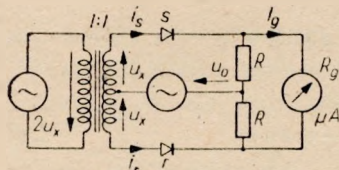
$$k' = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot a \cdot k_2 = k_1 \cdot k_2$$

Współczynnik ten uwzględnia warunki prostowania, rozptył prądów między oporności R i R_g oraz przejście z wartości maksymalnej napięcia na skuteczną.

Ze wzoru [40] wynika, że prąd przepływający przez galwanometr jest proporcjonalny do wartości skutecznej napięcia U_x oraz do $\cos \varphi$. Przy stosunku częstotliwości $f_0 : f_x = 1 : 1$, tj. dla $n = 1$ otrzymujemy ze wzoru [40] zależność identyczną z podaną we wzorze [20], zaś przy stosunku częstotliwości $1 : 3$, tj. dla $n = 3$ prąd jest 3-krotnie mniejszy w porównaniu z prądem dla $n = 1$. Podobnie przy pracy $n = 5$ prąd jest pięciokrotnie mniejszy itd.

Układ B:

Przy napięciach u_0 i u_x dołączonych w sposób podany na rys. 9, oraz w przypadku $U_0 \gg U_x$ można uważać, że przez prostowniki „s” i „r” będą płynęły prądy jedynie dla tych półfal napięcia U_0 , dla których napięcie to ma znak „+” od strony przepustowej prostowników. Jeżeli przyjmiemy, że przez prostowniki „s” i „r” przepływa prąd w pierwszym półokresie zmiany napięcia U_0 , to w drugim półokresie prąd ten nie będzie przepływał. Dla prostowania na charakterystyce prostoliniowej otrzymamy prądy:



Rys. 9. Ilustracja pracy detektora fazy przy odwrotnym założeniu napięć u_0 i u_x w porównaniu z rys. 8

$$i_s = a \cdot u_s = a \cdot [U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi)] \quad [41]$$

$$i_r = a \cdot u_r = a \cdot [U_{0m} \cdot \sin \omega t - U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi)] \quad [42]$$

Wartości średnie tych prądów (za pierwsze pół okresu) wynoszą: dla prostownika „s”

$$\begin{aligned} I_{sr_s} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} i_s \cdot d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) = \\ &= \frac{2a \cdot U_{0m}}{\pi} + \frac{a \cdot U_{xm}}{n\pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \end{aligned} \quad [43]$$

natomiast dla prostownika „r”:

$$\begin{aligned} I_{sr_r} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} i_r \cdot d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \\ &- \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) = \frac{2 \cdot a \cdot U_{0m}}{\pi} - \\ &- \frac{a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \end{aligned} \quad [44]$$

Wyrażenia [43] i [44] są identyczne z wyrażeniami [33] i [34], otrzymanymi dla układu podanego na rys. 8.

Ze wzorów [43] i [44] otrzymamy wyrażenie [45] na prąd przepływający przez galwanometr, identyczne z wyrażeniem [37]

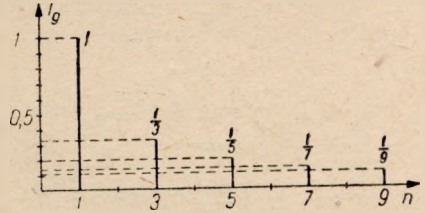
$$I_g = k_2 \cdot \frac{a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \quad [45]$$

a następnie z [45] dla $n = 1; 3; 5; 7; \dots$ wzór [46] identyczny ze wzorem [40]:

$$I_g = \frac{1}{n} \cdot k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [46]$$

Reasumując wyniki otrzymane w rozważaniach podanych w rozdz. 2.1.1 stwierdzamy, że niezależnie od tego, czy napięcia u_0 i u_x zostały dołączone wg rys. 8, czy też wg rys. 9, prąd stały płynący w galwanometrze występuje przy częstotliwościach nieparzystych ($n = 1; 3; 5; 7 \dots$). Prąd ten jest proporcjonalny do napięcia U_x i do $\cos \varphi$, a nie zależy od wartości napięcia wiodącego U_0 .

Na rys. 10 przedstawiono wykres względnych wartości prądu płynącego przez galwanometr w funkcji n przy utrzymywaniu $U_x = \text{const}$ oraz $\cos \varphi = \text{const}$.



Rys. 10. Wykres względnych wartości prądu płynącego przez galwanometr w funkcji wyrazu n (częstotliwości)

2.1.2. Praca przy częstotliwościach: $f_0 : f_x = n : 1$

Obecnie rozpatrzmy przypadek, gdy napięcie wiodące jest

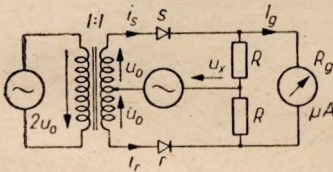
$$u_0 = U_{0m} \cdot \sin \omega t \quad [47]$$

zaś napięcie badane zmienia się n razy wolniej

$$u_x = U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [48]$$

Układ A:

Najpierw napięcia te dołączymy do detektora fazy wg rys. 11. Jeżeli przyjmiemy, że w danej chwili na prostownik „s” działa suma napięć:



Rys. 11. Układ detektora fazy przy zasilaniu go napięciami o stosunku częstotliwości $f_0 : f_x = n : 1$

$$u_s = u_0 + u_x = U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [49]$$

to na prostownik „r” działa w tym samym czasie ich różnica

$$u_r = -u_0 + u_x = -U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [50]$$

Ponieważ napięcie U_0 jest znacznie większe od napięcia U_x , więc przyjmujemy, że przez prostowniki „s” i „r” będą płynęły prądy jedynie w tych półokresach zmiany napięcia U_0 , w których dodatnia półfala tego napięcia jest w kierunku przepustowym danego prostownika. Jeżeli przyjmiemy, że w półokresach $0 \dots \pi$ zmiany napięcia u_0 popłynie prąd i_s przez prostownik „s”, to przez prostownik „r” popłynie prąd i_r w półokresie $\pi \dots 2\pi$. Prądy te przebiegają w odpowiednich półokresach wg zależności:

$$i_s = a \cdot u_s = a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t + a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [51]$$

$$i_r = a \cdot u_r = -a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t + a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [52]$$

Srednie wartości prądów i_s oraz i_r otrzymamy po scałkowaniu wyrażen [51] i [52].

1. Za pierwszy okres zmiany napięcia wiodącego $0 \dots 2\pi$ dla prostownika „s”:

$$\begin{aligned}
 I'_{s r_s} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} i_s \cdot d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \\
 &+ \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \cdot d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \cdot a \cdot U_{0m} + \\
 &+ \frac{an U_{xm}}{\pi} \cos \varphi \cdot \left(1 - \cos \frac{\pi}{n} \right) + \frac{an U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \sin \frac{\pi}{n}
 \end{aligned} \tag{53}$$

zaś dla prostownika „r”:

$$\begin{aligned}
 I'_{s r_r} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} i_r \cdot d(\omega t) = - \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \\
 &+ \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \cdot d(\omega t) = \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} + \\
 &+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left(\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{2\pi}{n} \right) + \\
 &+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \sin \varphi \cdot \left(- \sin \frac{\pi}{n} + \sin \frac{2\pi}{n} \right)
 \end{aligned} \tag{54}$$

2. Za drugi okres zmiany napięcia wiodącego $2\pi \dots 4\pi$ otrzymamy podobnie:

$$\begin{aligned}
 I''_{s r_s} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} i_s \cdot d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \\
 &+ \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \cdot d(\omega t) = \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} + \\
 &+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left(\cos \frac{2\pi}{n} - \cos \frac{3\pi}{n} \right) + \\
 &+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \left(- \sin \frac{2\pi}{n} + \sin \frac{3\pi}{n} \right)
 \end{aligned} \tag{55}$$

$$\begin{aligned}
 I''_{s r_r} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=3\pi}^{\omega t=4\pi} i_r \cdot d(\omega t) = - \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=3\pi}^{\omega t=4\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \\
 &+ \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=3\pi}^{\omega t=4\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \cdot d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \cdot a \cdot U_{0m} + \\
 &+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left(\cos \frac{3\pi}{n} - \cos \frac{4\pi}{n} \right) +
 \end{aligned}$$

$$+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \left(-\sin \frac{3\pi}{n} + \sin \frac{4\pi}{n} \right) \quad [56]$$

3. Za trzeci okres $4\pi \dots 6\pi$

4. Za n -ty okres $2(n-1) \cdot \pi \dots 2n\pi$

$$I_{\dot{s}r_s}^{(n)} = \frac{2}{\pi} \cdot a \cdot U_{0m} + \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left[\cos \frac{(2n-2)\pi}{n} - \cos \frac{(2n-1)\pi}{n} \right] +$$

$$+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \left[-\sin \frac{(2n-2)\pi}{n} + \sin \frac{(2n-1)\pi}{n} \right] \quad [57]$$

$$I_{\dot{s}r_r}^{(n)} = \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} + \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left[\cos \frac{(2n-1)\pi}{n} - \cos \frac{2n\pi}{n} \right] +$$

$$+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \left[-\sin \frac{(2n-1)\pi}{n} + \sin 2\pi \right] \quad [58]$$

Wartość średnią $I_{\dot{s}r}$ prądu wyprostowanego za okres zmiany napięcia U_x , tj. za okres $2n\pi$ otrzymamy jako połowę różnicy sum wartości średnich prądów przepływających przez prostowniki „s” i „r”. Otrzymamy zatem:

$$I_{\dot{s}r} = \frac{1}{2} \cdot \left[I'_{\dot{s}r_s} + I''_{\dot{s}r_s} + \dots + I_{\dot{s}r_s}^{(n)} \right] - \frac{1}{2} \cdot \left[I'_{\dot{s}r_r} + I''_{\dot{s}r_r} + \dots + I_{\dot{s}r_r}^{(n)} \right] \quad [59]$$

Po podstawieniu do wzoru [59] odpowiednich wartości ze wzorów [53], [54] ... [58] otrzymamy ogólną postać na wartość średnią prądu $I_{\dot{s}r}$:

$$I_{\dot{s}r} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \frac{2}{\pi} a \cdot n \cdot U_{0m} + \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left[1 - \cos \frac{\pi}{n} + \cos \frac{2\pi}{n} - \cos \frac{3\pi}{n} + \right. \right.$$

$$\left. + \cos \frac{4\pi}{n} - \dots + \cos \frac{2(n-1)\pi}{n} - \cos \frac{[2(n-1)+1]\pi}{n} \right] +$$

$$+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \left[\sin \frac{\pi}{n} - \sin \frac{2\pi}{n} + \sin \frac{3\pi}{n} + \right.$$

$$\left. - \sin \frac{4\pi}{n} + \dots - \sin \frac{2(n-1)\pi}{n} + \sin \frac{[2(n-1)+1]\pi}{n} \right] \left. \right\} - \frac{1}{2} \left\{ \frac{2}{\pi} a \cdot n \cdot U_{0m} + \right.$$

$$+ \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left[\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{2\pi}{n} + \cos \frac{3\pi}{n} - \cos \frac{4\pi}{n} + \dots + \right.$$

$$\left. + \cos \frac{[2(n-1)+1]\pi}{n} - 1 \right] + \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \left[-\sin \frac{\pi}{n} + \right.$$

$$\left. + \sin \frac{2\pi}{n} - \sin \frac{3\pi}{n} + \sin \frac{4\pi}{n} - \dots + \sin \frac{2(n-1)\pi}{n} - \sin \frac{[2(n-1)+1]\pi}{n} \right] \left. \right\} \quad [60]$$

Jak wynika z dalszych przekształceń i uproszczeń rachunkowych, wartość średnia prądu $I_{\dot{s}r}$ ze wzoru [60] jest równa zeru za wyjątkiem przypadku, gdy $n = 1$. W tym

bowiem przypadku wartości średnie, obliczone ze wzorów [53] i [54] dla $n = 1$, dają następujące wartości:

$$I_{sr_s} = \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} + \frac{a \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \pi \cdot (1 - \cos \pi) + \frac{a \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \sin \pi =$$

$$= \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} + \frac{2}{\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \quad [61]$$

$$I_{sr_r} = \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} - \frac{2}{\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \quad [62]$$

Przy obliczaniu prądu przepływającego przez galwanometr należy wprowadzić współczynnik k_2 uwzględniający rozptył prądów (wzór 17):

$$I_{\varphi} = \frac{k_2}{2} (I_{sr_s} - I_{sr_r}) = k_2 \cdot \frac{2}{\pi} \cdot a \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \quad [63]$$

Wzór [63] jest analogiczny do wzoru [37] dla przypadku $n = 1$. Przechodząc na wartość skuteczną napięcia U_x , otrzymamy ze wzoru [63] postać końcową identyczną ze wzorem [20]:

$$I_{\varphi} = k_2 \cdot \frac{2\sqrt{2}}{\pi} a \cdot U_x \cdot \cos \varphi = k_2 \cdot k_1 \cdot U_x \cdot \cos \varphi = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [64]$$

Układ B:

Jeżeli napięcia u_0 i u_x dołączyć do detektora fazy w sposób odwrotny (tzn. zamienić je miejscami), jak to podano na rys. 12, to przyjmując, że w danej chwili na prostownik „s” działa suma napięć:

$$u_s = u_0 + u_x = U_{0m} \cdot \sin \omega t +$$

$$+ U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [65]$$

to na prostownik „r” działa w tymże czasie ich różnica:

$$u_r = u_0 - u_x = U_{0m} \cdot \sin \omega t - U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [66]$$

Podtrzymując założenie $U_0 \gg U_x$ przyjmujemy, że przez prostowniki „s” i „r” przepływają prądy jedynie w półokresach napięcia U_0 odpowiadających kierunkowi przepustowemu prostowników. Jeżeli prąd będzie przepływał przez prostowniki w pół okresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 , to w półokresie $\pi \dots 2\pi$ prąd ten nie będzie przepływał.

Dla prostowania na charakterystyce prostoliniowej otrzymamy prądy i_s oraz i_r zmieniające się w półokresach $0 \dots \pi, 2\pi \dots 3\pi$ itd. wg zależności:

$$i_s = a \cdot u_s = a \cdot \left[U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \right] \quad [67]$$

$$i_r = a \cdot u_r = a \cdot \left[U_{0m} \cdot \sin \omega t - U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \right] \quad [68]$$

Następnie z wyrażeń [67] i [68] wyznaczamy wartości średnie prądów za półokres.

1. Za pierwszy półokres zmiany napięcia wiodącego $0 \dots \pi$ dla prostownika „s”:

$$\begin{aligned}
 I'_{sr_s} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} i_s \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} + \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left(1 - \cos \frac{\pi}{n} \right) + \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \sin \frac{\pi}{n} \quad [69]
 \end{aligned}$$

identyczny ze wzorem [53];

dla prostownika „r”:

$$\begin{aligned}
 I'_{sr_r} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} i_r \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) - \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} - \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left(1 - \cos \frac{\pi}{n} \right) - \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \sin \frac{\pi}{n} \quad [70]
 \end{aligned}$$

2. Za półokres $2\pi \dots 3\pi$

$$\begin{aligned}
 I''_{sr} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} i_s \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) + \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} + \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left(\cos \frac{2\pi}{n} - \cos \frac{3\pi}{n} \right) + \\
 &\quad + \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \left(-\sin \frac{2\pi}{n} + \sin \frac{3\pi}{n} \right) \quad [71]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I''_{sr_r} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} i_r \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} a \cdot U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) - \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{2}{\pi} a \cdot U_{0m} - \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \cos \varphi \cdot \left(\cos \frac{2\pi}{n} - \cos \frac{3\pi}{n} \right) - \\
 &\quad - \frac{a \cdot n \cdot U_{xm}}{\pi} \cdot \sin \varphi \cdot \left(-\sin \frac{2\pi}{n} + \sin \frac{3\pi}{n} \right) \quad [72]
 \end{aligned}$$

3. Za półokres $4\pi \dots 5\pi$

$$I_{\dot{s}r_s}''' = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t = 4\pi}^{\omega t = 5\pi} i_s \cdot d(\omega t) = \dots \text{ itd.}$$

Postępując podobnie, jak dla przypadku A, stwierdzimy również, że wartość średnia prądu $I_{\dot{s}r}$ za okres zmiany napięcia U_x jest równa zero z wyjątkiem przypadku, gdy $n = 1$. Jedynie dla $n = 1$ otrzymamy przepływ prądu stałego przez galwanometr o wartości:

$$I_g = \frac{k_2}{2} (I_{\dot{s}r_s} - I_{\dot{s}r_r}) = k_2 \cdot \frac{2}{\pi} \cdot a \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \quad [73]$$

lub

$$I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [73a]$$

identycznie ze wzorami [63] i [64].

Reasumując wyniki otrzymane w rozważaniach podanych w rozdz. 2.1.2 stwierdzamy, że niezależnie od tego czy napięcia u_0 i u_x zostały dołączone wg rys. 11, czy wg rys. 12, prąd stały w galwanometrze występuje jedynie dla $n = 1$, przy czym wyrażenie na wartość tego prądu jest identyczne z odpowiednią wartością wyznaczoną w rozdz. 2.1.1.

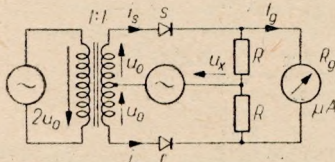
2.2. Prostowanie na charakterystyce kwadratowej

(typu $i = c \cdot u^2$)

2.2.1. Praca przy częstotliwościach $f_0 : f_x = 1 : n$

Układ A:

Jeżeli charakterystyki prostowania prostowników detektora fazy mają przebieg kwadratowy, co w praktyce ma miejsce przy pracy małymi napięciami, wówczas dla napięć:



Rys. 13. Układ detektora fazy przy zasilaniu napięciami o stosunku częstotliwości $f_0 : f_x = 1 : n$

$$u_0 = U_{0m} \cdot \sin \omega t$$

$$u_x = U_{xm} \cdot \sin(n \omega t + \varphi)$$

oznaczonych na rys. 13, ściślej zaś dla napięć wypadkowych u_s i u_r działających na prostowniki „s” i „r” otrzymamy prądy wyprostowane przepływające zgodnie z napięciem wiodącym U_0 . Jeżeli więc w pierwszym półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 przepływa prąd przez prostownik „s”, to w drugim

półokresie ($\pi \dots 2\pi$) prąd przepływa przez prostownik „r”. Średnie wartości tych prądów otrzymamy w drodze całkowania:

$$I_{\dot{s}r_s} = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\omega t = 0}^{\omega t = \pi} c \cdot u_s^2 \cdot d(\omega t) =$$

$$= \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t = 0}^{\omega t = \pi} \left[U_{0m} \cdot \sin^2 \omega t + U_{xm} \cdot \sin(n \omega t + \varphi) \right]^2 d(\omega t) =$$

$$= \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{0m}^2 \cdot \sin^2 \omega t \cdot d(\omega t) + \frac{2c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{0m} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) +$$

$$+ \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{xm}^2 \cdot \sin^2(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) \quad [74]$$

$$I_{sr} = \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} c \cdot u_r^2 \cdot d(\omega t) =$$

$$\frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} \left[U_{0m} \cdot \sin \omega t - U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \right]^2 \cdot d(\omega t) =$$

$$\frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} U_{0m}^2 \cdot \sin^2 \omega t \cdot d(\omega t) - \frac{2c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) +$$

$$+ \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} U_{xm}^2 \cdot \sin^2(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) \quad [75]$$

Za cały okres odpowiadający pulsacji ω przez galwanometr popłynię prąd proporcjonalny do połowy różnicy wartości średnich I_{sr_s} , I_{sr_r} , podanych we wzorach [74] i [75]:

$$I_{sr} = \frac{1}{2} (I_{sr_s} - I_{sr_r}) =$$

$$= \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) +$$

$$+ \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) =$$

$$= -c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \frac{\sin n\pi}{\pi(n^2 - 1)} - c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot \frac{\cos n\pi + 1}{\pi(n^2 - 1)} +$$

$$+ c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \frac{\sin 2n\pi + \sin n\pi}{\pi(n^2 - 1)} + c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot \frac{\cos 2n\pi + \cos n\pi}{\pi(n^2 - 1)} =$$

$$= c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \frac{\sin 2n\pi}{\pi(n^2 - 1)} - c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot \frac{1 - \cos 2n\pi}{\pi(n^2 - 1)} \quad [76]$$

Z dyskusji końcowej postaci wzoru [76] wynika, że dla $n=1$ otrzymamy nieoznaczoność, zaś dla $n=2, 3, 4 \dots$ otrzymujemy $I_{sr} = 0$. Pozostaje więc wyznaczenie wyrażenia [76] dla przypadku $n=1$. W tym celu wyznaczamy granice, do których dążą wyrażenia $\frac{\sin 2n\pi}{n^2 - 1}$ oraz $\frac{1 - \cos 2n\pi}{n^2 - 1}$ gdy $n \rightarrow 1$.

Stosując twierdzenie l'Hospitala

$$\lim_{x \rightarrow a} \frac{f_1(x)}{f_2(x)} = \lim_{x \rightarrow a} \frac{f_1'(x)}{f_2'(x)} = \lim_{x \rightarrow a} \frac{f_1''(x)}{f_2''(x)} = \dots$$

otrzymamy

$$\lim_{n \rightarrow 1} \frac{\sin 2n\pi}{n^2 - 1} = \lim_{n \rightarrow 1} \frac{2\pi \cdot \cos 2n\pi}{2n} = \frac{2\pi \cdot \cos 2\pi}{2} = \pi \quad [77]$$

oraz

$$\lim_{n \rightarrow 1} \frac{1 - \cos 2n\pi}{n^2 - 1} = \lim_{n \rightarrow 1} \frac{2\pi \cdot \sin 2n\pi}{2n} = \frac{2\pi \cdot \sin 2\pi}{2 \cdot 1} = 0 \quad [78]$$

Dla $n = 1$ otrzymamy więc z wyrażień [76], [77], [78] następujący wzór na $I_{\xi r}$:

$$I_{\xi r} = c \cdot U_{0m} U_{xm} \cdot \cos \varphi \quad [79]$$

Uwzględniając rozptył prądów przez oporniki R i galwanometr o oporności R_g oraz przechodząc na wartości skuteczne napięć, otrzymamy wzór na prąd I_g przepływający przez galwanometr:

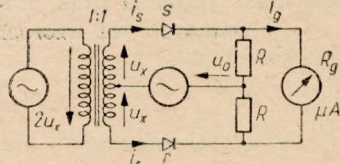
$$I_g = k_2 \cdot I_{\xi r} = k_2 \cdot k_3 \cdot 2 U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi = 2 k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [80]$$

identyczny ze wzorem [26], przy czym

$$k'' = k_2 \cdot k_3 = k_2 \cdot c = \frac{R}{2R + R_g} \cdot c$$

Układ B:

Jeżeli napięcia u_0 i u_x dołączyć odwrotnie, tj. tak jak podano na rys. 14, wówczas przez prostowniki popłyną prądy wyprostowane, np. w pierwszym półokresie ($0 \dots \pi$) zmiany napięcia u_0 , a nie będą płynęły w półokresie $\pi \dots 2\pi$, a mianowicie:



Rys. 14. Układ detektora fazy przy odwrotnym załączeniu napięć u_0 i u_x w porównaniu z rys. 13

$$I_{\xi r_s} = \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} u_s^2 \cdot d(\omega t) =$$

$$= \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{0m}^2 \cdot \sin^2 \omega t \cdot d(\omega t) +$$

$$+ \frac{2c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) +$$

$$+ \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{xm}^2 \cdot \sin^2(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) \quad [81]$$

identyczne ze wzorem [74].

Podobnie

$$I_{\xi r_r} = \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} u_r^2 \cdot d(\omega t) =$$

$$= \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{0m}^2 \cdot \sin^2 \omega t \cdot d(\omega t) - \frac{2c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) +$$

$$+ \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{xm}^2 \cdot \sin^2(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) \quad [82]$$

Za cały okres odpowiadający pulsacji ω przez galwanometr popłynie prąd proporcjonalny do połowy różnicy prądów $I_{\delta r_s}$ oraz $I_{\delta r_r}$:

$$I_{\delta r} = \frac{1}{2} (I_{\delta r_s} - I_{\delta r_r}) =$$

$$= \frac{2c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \omega t \cdot \sin (n \omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) =$$

$$= -2c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \frac{\sin n \pi}{\pi(n^2-1)} - 2c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot \frac{1 + \cos n \pi}{\pi \cdot (n^2-1)} \quad [83]$$

Z dyskusji postaci ostatecznej wzoru [83] wynika, że dla $n=1$ otrzymujemy nieoznaczoność. Dla $n=2, 4, 6 \dots$ otrzymamy:

$$I_{\delta r} = -\frac{4}{\pi(n^2-1)} \cdot c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi =$$

$$= -\frac{8c}{\pi(n^2-1)} c \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \sin \varphi = -\frac{8k_3}{\pi(n^2-1)} \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \sin \varphi$$

oraz prąd I_g płynący przez galwanometr

$$I_g = k_2 \cdot I_{\delta r} = -\frac{8}{\pi(n^2-1)} \cdot k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \sin \varphi \quad [84]$$

Dla $n=3, 5, 7 \dots$, jak wynika ze wzoru [83], otrzymamy $I_{\delta r} = 0$. Pozostaje wyznaczenie prądu średniego dla $n=1$. W tym celu wyznaczamy granice, do których dążą wyrażenia:

$$\frac{\sin n \pi}{n^2-1} \quad \text{oraz} \quad \frac{\cos n \pi + 1}{n^2-1}$$

gdy $n \rightarrow 1$.

Stosujemy twierdzenie l'Hospitala

$$\lim_{n \rightarrow 1} \frac{\sin n \pi}{n^2-1} = \lim_{n \rightarrow 1} \frac{\pi \cdot \cos n \pi}{2n} = \frac{\pi \cdot \cos \pi}{2 \cdot 1} = -\frac{\pi}{2} \quad [85]$$

$$\lim_{n \rightarrow 1} \frac{\cos n \pi + 1}{n^2-1} = \lim_{n \rightarrow 1} \frac{-\pi \cdot \sin n \pi}{2n} = \frac{-\pi \cdot \sin \pi}{2 \cdot 1} = 0 \quad [86]$$

Podstawiając wyrażenia [85] i [86] do wyrażenia [83], otrzymamy dla $n=1$ następujący wzór na średnią wartość prądu $I_{\delta r}$:

$$I_{\delta r} = c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \quad [87]$$

Wzór [87] jest identyczny ze wzorem [79] otrzymanym dla pierwotnego załączenia napięć.

Uwzględniając rozptyły prądów przez opornik R i galwanometr o oporności R_g oraz przechodząc na wartości skuteczne napięć, otrzymamy wzór na prąd I_g płynący przez galwanometr

$$I_g = k_2 \cdot I_{\delta r} = 2 \cdot k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [88]$$

identyczny ze wzorem [80].

Reasumując wyniki otrzymane w rozdz. 2.2.1, stwierdzamy, że przy prostowaniu na charakterystyce kwadratowej otrzymujemy prąd stały dla $n=1$, tj. dla równych częstotliwości napięć wiodącego i badanego. Prąd ten jest proporcjonalny do ilo-

czynu napięć U_0 , U_x oraz do $\cos \varphi$. Ponadto dla układu podanego na rys. 14, otrzymamy również prąd stały od parzystych harmonicznych, tj. dla $n = 2, 4, 6 \dots$ w przypadku $\varphi \neq 0$. Prąd ten nie występuje w układzie podanym na rys. 13.

2.2.2. Praca przy częstotliwościach $f_0 : f_x = n : 1$

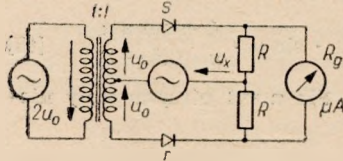
Układ A:

Jeżeli przy prostowaniu na charakterystyce kwadratowej ($i = cu^2$) mamy napięcia:

$$u_0 = U_{0m} \cdot \sin \omega t$$

oraz

$$u_x = U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right)$$



Rys. 15. Układ detektora fazy przy zasilaniu napięciami o stosunku częstotliwości $f_0 : f_x = n : 1$

to po załączeniu napięć wg rys. 15 na prostownik „s” działa w danej chwili napięcie:

$$u_s = u_0 + u_x = U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [89]$$

zaś na prostownik „r” w tym samym czasie działa

$$u_r = -u_0 + u_x = -U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [90]$$

Przyjmując, że w półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 popłynie prąd przez prostownik „s”, to przez prostownik „r” popłynie prąd w półokresie $\pi \dots 2\pi$.

Srednie wartości prądów za dany okres zmiany napięcia U_0 otrzymamy po scałkowaniu wyrażeń [89] i [90].

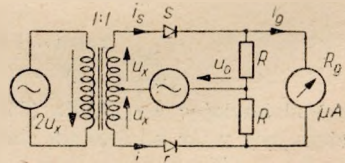
Postępując podobnie, jak w rozdz. 2.1.2 stwierdzimy, że dla $n = 2, 3, 4$ itd. prąd średni I_{sr} za okres zmiany napięcia u_x jest równy zero. Jedynie dla $n = 1$ otrzymamy wartość średnią prądu I_{sr} w postaci

$$I_{sr} = c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi = 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [91]$$

identycznie do wzoru [80].

Układ B:

Jeżeli napięcia u_0 i u_x dołączyć odwrotnie (tzn. zamienić je miejscami jak to pokazano na rys. 16), wówczas przez prostowniki popłyną prądy w tym samym półokresie zmiany napięcia u_0 . Jeżeli więc prądy popłyną w półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia u_0 , to nie będą płynąć w półokresie $\pi \dots 2\pi$. Następnie prądy popłyną w półokresie $2\pi \dots 3\pi$, $4\pi \dots 5\pi$ itd. Na prostownik „s” działa napięcie:



Rys. 16. Układ detektora fazy przy odwrotnym załączeniu napięć u_0 i u_x w porównaniu z rys. 15

$$u_s = u_0 + u_x = U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [92]$$

zaś na prostownik „r”

$$u_r = u_0 - u_x = U_{0m} \cdot \sin \omega t - U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [93]$$

Srednie wartości prądów otrzymamy po scałkowaniu wyrażeń [92] i [93].

Postępując podobnie jak w rozdz. 2.1.2 stwierdzimy, że dla $n = 2, 3, 4$, itd. prąd

średni $I_{\dot{s}r}$ za okres zmiany napięcia u_x jest równy zero. Jedynie dla $n = 1$ otrzymujemy wartość średnią prądu $I_{\dot{s}r}$ w postaci

$$I_{\dot{s}r} = c \cdot U_{0m} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi = 2 k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [94]$$

identycznie do wzoru [80].

Reasumując wyniki otrzymane w rozdz. 2.2.2 należy podkreślić, że dla częstotliwości, będących w stosunku $f_0 : f_x = n : 1$, otrzymamy średni prąd równy zero z wyjątkiem przypadku, gdy $n = 1$. Wówczas:

$$I_{\dot{s}r} = 2 k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$$

Sposób dołączenia napięć U_0 i U_x nie wpływa na wynik końcowy.

2.3. Zestawienie i dyskusja wyników

Wyniki końcowe, otrzymane z rozważań w rozdz. 2, zostały podane w tabl. 1.

Tablica 1

Zestawienie wzorów na prąd I_g płynący przez galwanometr (do p. 2)

Stosunek częstotliwości $f_0 : f_x$	Wzory na prąd I_g płynący przez galwanometr		Układ połączeń
	Prostowanie na charakterystyce prostoliniowej $i = a \cdot u$	Prostowanie na charakterystyce kwadratowej $i = c \cdot u^2$	
1 : n	$n = 1, 3, 5, \dots$ $I_g = \frac{1}{n} \cdot k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 4, 6, \dots$ $I_g = 0$	$n = 1$ $I_g = 2 \cdot k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 3, 4, \dots$ $I_g = 0$	c.
	$n = 1, 3, 5, \dots$ $I_g = \frac{1}{n} \cdot k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 4, 5, \dots$ $I_g = 0$	$n = 1$ $I_g = 2 \cdot k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 4, 6, \dots$ $I_g = -\frac{8}{\pi(n^2 - 1)} \cdot k'' \cdot U_0 \cdot U_x \sin \varphi$ $n = 3, 5, 7, \dots$ $I_g = 0$	
1 : 1	$I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$	$I_g = 2 \cdot k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$	dowolny
n : 1	$n = 1$ $I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 3, 4, 5, \dots$ $I_g = 0$	$n = 1$ $I_g = 2 \cdot k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 3, 4, 5, \dots$ $I_g = 0$	dowolny

Z tablicy wynika, że z wyjątkiem przypadku $f_0 : f_x = 1 : n$ sposób dołączenia napięć nie wpływa na wartość prądu I_g płynącego przez galwanometr. W przypadku prostowania na charakterystyce prostoliniowej prąd I_g występuje przy częstotliwościach $f_x \geq f_0$ i to jedynie dla n nieparzystych. Prąd ten jest proporcjonalny do napięcia badanego U_x i do $\cos \varphi$, natomiast nie zależy od napięcia wiodącego U_0 . W przypadku prostowania na charakterystyce kwadratowej prąd I_g występuje przy $f_x > f_0$ i jest proporcjonalny do iloczynu napięć $U_0 \cdot U_x$ oraz do $\cos \varphi$.

W celu otrzymania wzorów na prąd I_g płynący przez galwanometr przy prostowaniu na charakterystyce kwadratowej o przebiegu $i = a \cdot u + c \cdot u^2$ należy sumować odpowiednie prądy dla danego n . Na przykład dla $f_0 : f_x = 1 : 1$ otrzymamy

$$I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi + 2 k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi = U_x \cdot \cos \varphi \cdot (k' + 2 k'' U_0) \quad [95]$$

Z tabl. 1 można wyciągnąć wnioski w zakresie różnorodnego zastosowania poszczególnych warunków pracy detektora fazy w miernictwie, co zostanie omówione w rozdz. 7.

3. TEORIA DZIAŁANIA DETEKTORA FAZY DLA NAPIĘCIA WIODĄCEGO PROSTOKĄTNEGO I DLA NAPIĘCIA BADANEGO SINUSOIDALNEGO

3.1. Uzasadnienie celowości stosowania napięcia wiodącego prostokątnego

Przy stosowaniu napięcia wiodącego sinusoidalnego przyjmowaliśmy $U_0 \gg U_x$ głównie z tej przyczyny, aby można było uważać, że przepływ prądu przez prostowniki występuje jedynie dla dodatniej półfali napięcia wiodącego. Jednak w rzeczywistości przepływ prądu jest również możliwy i przy ujemnej półfali napięcia wiodącego w tych momentach, gdy wartości chwilowe tego napięcia są bardzo małe.

Jeżeli natomiast zastosować napięcie wiodące U_0 prostokątne oraz przyjąć $U_0 > U_{xm}$ to praca detektora fazy jest wówczas idealna: prąd przez prostowniki przepływa jedynie dla dodatnich półfal napięcia U_0 , nie przepływa zaś dla półfal ujemnych. W danym przypadku w odróżnieniu do poprzednio rozpatrzonych wystarcza, aby napięcie wiodące było nieco większe od wartości maksymalnej U_{xm} napięcia badanego, co daje pewne korzyści w praktyce.

3.2. Prostowanie na charakterystyce prostoliniowej (typu $i = a \cdot u$)

3.2.1. Praca przy częstotliwościach $f_0 : f_x = 1 : n$

Wyprowadzimy obecnie wzory na prąd płynący przez galwanometr dla napięcia wiodącego prostokątnego.

Układ A:

W układzie przedstawionym na rys. 17 detektor fazy jest zasilany dwoma napięciami wiodącymi prostokątnymi U_0 zmieniającymi się wg pulsacji ω oraz napięciem badanym sinusoidalnym

$$u_x = U_{xm} \cdot \sin(n \omega t + \varphi) \quad [96]$$

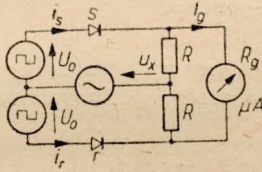
zmieniającym się n razy prędzej.

W półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 na prostownik „s” działa suma napięć:

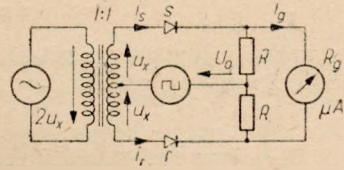
$$u_s = U_0 + U_{xm} \cdot \sin(n \omega t + \varphi) \quad [97]$$

Srednia wartość prądu przepływającego przez prostownik „s” w półokresie $0 \dots \pi$ wynosi:

$$\begin{aligned}
 I_{\delta r_s} &= \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} a \cdot u_s \cdot d(\omega t) = \\
 &= \frac{a}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \right] \cdot d(\omega t) = a \cdot U_0 + \\
 &\quad \frac{a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi)
 \end{aligned} \quad [98]$$



Rys. 17. Układ detektora fazy przy zasilaniu napięciami o stosunku częstotliwości $f_0 : f_x = 1 : n$



Rys. 18. Układ detektora fazy przy odwrotnym załączeniu napięć u_0 i u_x w porównaniu z rys. 17

W półokresie $\pi \dots 2\pi$ zmiany napięcia U_0 przepływa prąd przez prostownik „r”. Jego wartość średnia:

$$\begin{aligned}
 I_{\delta r_r} &= \frac{a}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \right] \cdot d(\omega t) = \\
 &= a \cdot U_0 - \frac{a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi)
 \end{aligned} \quad [99]$$

Średnią wartość prądu przepływającego przez galwanometr za okres $0 \dots 2\pi$ obliczymy na podstawie wyrażeń [98] i [99] jako połowę różnicy, uwzględniając przy tym współczynnik k_2 (wzór 17):

$$I_g = \frac{1}{2} k_2 (I_{\delta r_s} - I_{\delta r_r}) = k_2 \cdot \frac{a \cdot U_{xm}}{n \cdot \pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \quad [100]$$

Otrzymaliśmy więc wzór [100] identyczny ze wzorem [45] wyprowadzonym dla napięcia wiodącego sinusoidalnego. W związku z tym pozostają w mocy zależności:

$$\text{dla } n = 2, 4, 6 \dots \quad \text{mamy } I_g = 0$$

$$\text{dla } n = 1, 3, 5 \dots \quad \text{mamy } I_g = \frac{1}{n} \cdot k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$$

identyczne ze wzorem [40].

Układ B.

W układzie przedstawionym na rys. 18 napięcia U_0 i U_x zostały dołączone odwrotnie w porównaniu do układu przedstawionego na rys. 17 (tzn. zamienione miejscami). W układzie tym prąd przepływa przez prostowniki „s” i „r” jednocześnie oraz zgodnie ze zmianą napięcia U_0 . Jeżeli przyjmiemy, że prądy przepływają przez prostowniki w półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 , to nie będą przepływały w półokresie $\pi \dots 2\pi$.

Srednie wartości prądów za pół okresu $0 \dots \pi$ wynoszą:

$$I_{sr_s} = \frac{a}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \right] \cdot d(\omega t) =$$

$$= a \cdot U_0 + \frac{a \cdot U_{xm}}{n\pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \quad [101]$$

$$I_{sr_r} = \frac{a}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} [U_0 - U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi)] \cdot d(\omega t) =$$

$$= a \cdot U_0 - \frac{a \cdot U_{xm}}{n\pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \quad [102]$$

Srednie wartości prądów za pół okresu $0 \dots \pi$ obliczamy na podstawie wyrażeń [101] i [102] jako połowę różnicy, uwzględniając współczynnik k_2 . Otrzymamy zatem

$$I_\theta = \frac{1}{2} (I_{sr_s} - I_{sr_r}) = k_2 \frac{a \cdot U_{xm}}{n\pi} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \quad [103]$$

— wzór identyczny ze wzorem [100].

Reasumując wyniki otrzymane w rozdz. 3.2.1 stwierdzamy, że wartość prądu stałego przepływającego przez galwanometr nie zależy od sposobu dołączenia napięć, a ponadto że jest taka sama, jak dla napięcia wiodącego sinusoidalnego.

3.2.2. Praca przy częstotliwościach $f_0 : f_x = n : 1$

Układ A:

Jeżeli zostanie zastosowany układ połączeń podany na rys. 19, przy czym napięcie sinusoidalne u_x zmienia się n razy wolniej od napięcia prostokątnego

$$u_x = U_{xm} \cdot \sin\left(\frac{\omega t}{n} + \varphi\right) \quad [104]$$

oraz

$$U_0 > U_{xm}$$

to przez prostowniki „s” i „r” przepływają prądy na przemian przy zmianach napięcia U_0 .

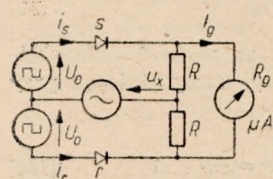
Jeżeli przyjmujemy, że przez prostownik „s” przepływa prąd w półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 , to przez prostownik „r” przepływa prąd w półokresie $\pi \dots 2\pi$.

1. W okresie $0 \dots 2\pi$ otrzymamy zatem:

dla prostownika „s” prąd średni za półokres $0 \dots \pi$

$$I'_{sr_s} = \frac{a}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin \cdot \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \right] \cdot d(\omega t) =$$

$$= a \cdot U_0 + \frac{a n}{\pi} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \left(1 - \cos \frac{\pi}{n} \right) + \frac{a n}{\pi} \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot \sin \frac{\pi}{n} \quad [105]$$



Rys. 19. Układ detektora fazy przy zasilaniu napięciami o stosunku częstotliwości $f_0 : f_x = n : 1$

dla prostownika „r” prąd średni za półokres $\pi \dots 2\pi$

$$I'_{sr_r} = \frac{a}{\pi} \int_{\omega t = \pi}^{\omega t = 2\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \right] \cdot d(\omega t) =$$

$$= a \cdot U_0 + \frac{a n}{\pi} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \left[\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{2\pi}{n} \right] + \frac{a n}{\pi} \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot$$

$$\cdot \left[-\sin \frac{\pi}{n} + \sin \frac{2\pi}{n} \right] \quad [106]$$

Porównując otrzymane wyrażenia [105] i [106] z odpowiednimi wyrażeniami [53] i [54] stwierdzamy, że różnią się one jedynie pierwszymi wyrazami.

2. W okresie $2\pi \dots 4\pi$ zmiany napięcia U_0 otrzymamy wzory podobne do [55] i [56], itd.

W związku z tym, że w wyrażeniach [124] i [125] wyrazy $a \cdot U_0$ znoszą się przy obliczaniu wartości średniej prądu za cały okres zmiany napięcia U_0 , podobnie jak znosiły się wyrazy $\frac{2a}{\pi} \cdot U_{0m}$ w wyrażeniach [53], [54] i dalszych, więc wynik końcowy na wartość średnią prądu płynącego przez galwanometr będzie identyczny z wynikiem otrzymanym dla napięcia wiodącego sinusoidalnego. Otrzymamy więc dla $n = 2, 3, 4, \dots$ prąd $I_g = 0$. Dla $n = 1$ otrzymujemy natomiast

$$I_g = k_2 \cdot \frac{2}{\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$$

identycznie ze wzorem [64].

Układ B:

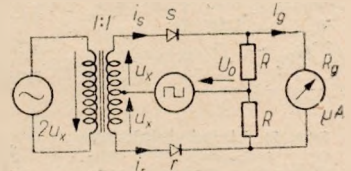
Jeżeli napięcia U_0 i u_x dołączyć odwrotnie (tzn. zamienić je między sobą miejscami), jak to pokazano na rys. 20, to przez prostowniki „s” i „r” będą przepływać prądy w tych samych półokresach zmiany napięcia U_0 .

Jeżeli przyjmiemy, że w danej chwili na prostownik „s” działa suma napięć

$$u_s = U_0 + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [107]$$

to w tej samej chwili na prostownik „r” działa ich różnica

$$u_r = U_0 - U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \quad [108]$$



Rys. 20. Układ detektora fazy przy odwrotnym załączeniu napięć U_0 i u_x w porównaniu z rys. 19

Wyznaczamy średnie wartości prądów I_{sr_s} oraz I_{sr_r} :

1. W półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0

$$I'_{sr_s} = \frac{a}{\pi} \int_{\omega t = 0}^{\omega t = \pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \right] \cdot d(\omega t) =$$

$$= a \cdot U_0 + \frac{a n}{\pi} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \left(1 - \cos \frac{\pi}{n} \right) + \frac{a n}{\pi} \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot \sin \frac{\pi}{n} \quad [109]$$

$$I'_{sr_r} = \frac{a}{\pi} \int_{\omega t = 0}^{\omega t = \pi} \left[U_0 - U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \right] \cdot d(\omega t) =$$

$$= a U_0 - \frac{a n}{\pi} \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \left(1 - \cos \frac{\pi}{n}\right) - \frac{a n}{\pi} \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot \sin \frac{\pi}{n} \quad [110]$$

Porównując wyrażenia [109] i [110] z odpowiednimi wyrażeniami podanymi pod [69] i [70], stwierdzamy ich analogię. Różnią się one jedynie pierwszymi wyrazami.

2. Podobnie w półokresie $2\pi \dots 3\pi$ zmiany napięcia U_0 otrzymamy wzory analogiczne do wzorów [71] i [72] itd. Ponieważ wyrazy $a \cdot U_0$ znoszą się w każdym okresie zmiany napięcia U_0 , podobnie jak znosiły się wyrazy $\frac{2}{\pi} \cdot a \cdot U_{0m}$ przy zastosowaniu napięcia wiodącego sinusoidalnego, zatem wzory na prąd galwanometru otrzymamy identyczne ze wzorami [73] i [73a]

$$I_g = k_2 \cdot \frac{2}{\pi} a \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [111]$$

Stąd wniosek, że zmiana kształtu napięcia wiodącego z sinusoidalnego na prostokątny nie wpływa na wartość prądu płynącego przez galwanometr.

Można uogólnić, że jeżeli dla prostowania na charakterystyce prostoliniowej wartości chwilowe napięcia wiodącego są duże i kształt obu połówek krzywej jest symetryczny, to prąd płynący przez galwanometr może być wyrażony wzorem [111].

3.3. Prostowanie na charakterystyce kwadratowej

(typu $i = c \cdot u^2$)

3.3.1. Praca przy częstotliwościach $f_0 : f_x = 1 : n$

Układ A:

Rozpatrzmy przypadek, w którym napięcia dołączone są wg rys. 21. Przez prostowniki „s” i „r” będą płynęły prądy na przemian, a więc jeżeli przez prostownik „s” płynie prąd w półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 , to przez prostownik „r” płynie prąd w półokresie $\pi \dots 2\pi$. Przyłożone napięcie sinusoidalne zmienia się n razy szybciej niż napięcia U_0 , wynosi zatem

$$u_x = U_{xm} \cdot \sin(n \omega t + \varphi) \quad [112]$$

Rys. 21. Układ detektora fazy przy zasilaniu napięciami o stosunku częstotliwości $f_0 : f_x = 1 : n$

Srednie prądy za pół okresu zmiany napięcia U_0 wynoszą

$$\begin{aligned} I_{sr_s} &= \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin(n \omega t + \varphi) \right]^2 \cdot d(\omega t) = \\ &= \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0^2 + 2 U_0 \cdot U_{xm} \cdot \sin(n \omega t + \varphi) + U_{xm}^2 \cdot \sin^2(n \omega t + \varphi) \right] \cdot d(\omega t) = \\ &= c \cdot U_0^2 + \frac{2c}{n\pi} \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) + c U_{xm}^2 \end{aligned} \quad [113]$$

$$\begin{aligned} I_{sr_r} &= \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin(n \omega t + \varphi) \right]^2 \cdot d(\omega t) = \\ &= c \cdot U_0^2 - \frac{2c}{n\pi} U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) + c U_{xm}^2 \end{aligned} \quad [114]$$

W całym okresie $0 \dots 2\pi$ prąd średni wynosi

$$I_{sr} = \frac{1}{2} (I_{sr_s} - I_{sr_r}) = \frac{2c}{n\pi} U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \quad [115]$$

Prąd przepływający przez galwanometr

$$I_g = k_2 \cdot I_{sr} = k_2 \cdot \frac{2c}{n\pi} \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) \quad [116]$$

Ze wzoru [116] wynika, że

$$\text{dla } n = 2, 4, 6 \dots \text{ mamy } I_g = 0$$

natomiast dla $n = 1, 3, 5 \dots$

$$I_g = k_2 \cdot \frac{4}{n} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{c}{\pi} \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi = \frac{1}{n} \cdot \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot 2k'' U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [117]$$

a więc ze wzoru [117] dla $n = 1$ otrzymamy

$$I_g = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [118]$$

Układ B:

Przy odwrotnym załączeniu napięć, rys. 22 (tzn. zamianie ich miejscami), prądy przepływają jednocześnie przez prostowniki „s” i „r”, na przykład w półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 . Jeżeli napięcie badane wynosi

$$u_x = U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \quad [119]$$

to średnie prądy wyprostowane przez prostowniki „s” i „r” za pół okresu $0 \dots \pi$ wynoszą

$$I_{sr_s} = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \right]^2 \cdot d(\omega t) =$$

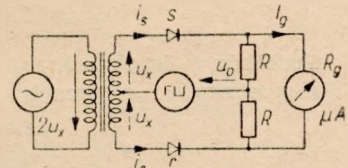
$$= c \cdot U_0^2 + \frac{2c}{n\pi} U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) + c \cdot U_x^2 \quad [120]$$

$$I_{sr_r} = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0 - U_{xm} \cdot \sin(n\omega t + \varphi) \right]^2 \cdot d(\omega t) =$$

$$= c \cdot U_0^2 - \frac{2c}{n\pi} \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos n\pi) + c \cdot U_x^2 \quad [121]$$

Ponieważ wzory [120] i [121] są identyczne ze wzorami [113] i [114], otrzymamy również te same zależności [116], [117] i [118] na prąd przepływający przez galwanometr.

Reasumując wyniki otrzymane w rozdz. 3.3.1, należy stwierdzić, że niezależnie od układu A czy B otrzymuje się prąd w galwanometrze od napięć o częstotliwościach nieparzystych. Prąd ten jest proporcjonalny do iloczynu napięć $U_0 \cdot U_x$ oraz do $\cos \varphi$. Jego wartość maleje w miarę wzrostu n .

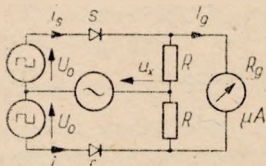


Rys. 22. Układ detektora fazy przy odwrotnym załączeniu napięć U_0 i U_x w porównaniu z rys. 21

3.3.2. Praca przy częstotliwościach $f_0 : f_x = n : 1$

Układ A:

Rozpatrzmy najpierw dołączenie napięć wg rys. 23. Napięcie sinusoidalne

Rys. 23. Układ detektora fazy przy zasilaniu napięciami o stosunku częstotliwości $f_0 : f_x = n : 1$

$$u_x = U_{xm} \cdot \sin\left(\frac{\omega t}{n} + \varphi\right) \quad [122]$$

zmienia się n razy wolniej od napięcia U_0 .Przez prostowniki „s” i „r” przepływają prądy wg zmian napięcia prostokątnego U_0 : jeżeli przez prostownik „s” przepływa prąd w półokresie $0 \dots \pi$, to przez prostownik „r” przepływa w półokresie $\pi \dots 2\pi$.W pierwszym okresie zmiany napięcia U_0 mamy: dla prostownika „s” przepływ prądu w półokresie $0 \dots \pi$

$$I'_{sr_s} = \frac{c}{\pi} \cdot \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin\left(\frac{\omega t}{n} + \varphi\right) \right]^2 \cdot d(\omega t) \quad [123]$$

dla prostownika „r” przepływ prądu w półokresie $\pi \dots 2\pi$

$$I'_{sr_r} = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin\left(\frac{\omega t}{n} + \varphi\right) \right]^2 \cdot d(\omega t) \quad [124]$$

Podobnie w drugim okresie zmiany napięcia U_0 mamy:dla prostownika „s” przepływ prądu w półokresie $0 \dots \pi$

$$I''_{sr_s} = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin\left(\frac{\omega t}{n} + \varphi\right) \right]^2 \cdot d(\omega t) \quad [125]$$

itd. aż do ostatniego okresu n zmiany napięcia U_0 .Po wyznaczeniu całek z wyrażeń [123], [124], [125] i dalszych obliczamy prąd średni za cały okres zmiany napięcia u_x . Wynosi on

$$\begin{aligned} I_{sr} &= \frac{1}{2n} \left[\left(I'_{sr_s} + I''_{sr_s} + \dots + I^{(n)}_{sr_s} \right) - \left(I'_{sr_r} + I''_{sr_r} + \dots + I^{(n)}_{sr_r} \right) \right] = \\ &= \frac{2c}{\pi} \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \left[1 - \cos \frac{\pi}{n} + \cos \frac{2\pi}{n} - \cos \frac{3\pi}{n} + \dots + \right. \\ &+ \left. \cos \frac{2(n-1)\pi}{n} - \cos \frac{(2n-1)\pi}{n} \right] + \frac{2c}{\pi} \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot \left[\sin \frac{\pi}{n} - \sin \frac{2\pi}{n} + \right. \\ &+ \left. \sin \frac{3\pi}{n} - \sin \frac{4\pi}{n} + \dots - \sin \frac{2(n-1)\pi}{n} + \sin \frac{(2n-1)\pi}{n} \right] + \\ &+ \frac{c}{4\pi} U_{xm}^2 \cdot \cos^2 \varphi \cdot \left[\sin \frac{2\pi}{n} - \sin \frac{4\pi}{n} + \sin \frac{6\pi}{n} - \dots - \sin \frac{4(n-1)\pi}{n} + \sin \frac{2(2n-1)\pi}{n} \right] + \\ &+ \frac{c}{2\pi} U_{xm}^2 \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi \cdot \left[1 - \cos \frac{2\pi}{n} + \cos \frac{4\pi}{n} - \cos \frac{6\pi}{n} + \right. \\ &+ \left. \cos \frac{8\pi}{n} - \dots - \cos \frac{4(n-1)\pi}{n} + \cos \frac{2(2n-1)\pi}{n} \right] + \\ &+ \frac{c}{4\pi} \cdot U_{xm}^2 \cdot \sin^2 \varphi \cdot \left[\sin \frac{2\pi}{n} - \sin \frac{4\pi}{n} + \sin \frac{6\pi}{n} - \sin \frac{8\pi}{n} + \dots + \sin \frac{2(2n-1)\pi}{n} \right] \quad [126] \end{aligned}$$

Wzór [126] jest uniwersalny i służy do wyznaczenia wartości średnich prądu dla dowolnych wartości wyrazu n . Zależnie od wartości n należy brać odpowiednią liczbę wyrazów funkcji trygonometrycznych podanych w nawiasach. Dla $n = 1$ otrzymamy ze wzoru [126]

$$I_{sr} = \frac{2c}{\pi} U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos \pi) = \frac{4}{\pi} \cdot c \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \quad [127]$$

a zatem otrzymujemy wyrażenie identyczne ze wzorem [115] w założeniu $n = 1$.

Prąd przepływający przez galwanometr wynosi

$$I_g = k_2 \cdot I_{sr} = k_2 \cdot \frac{2c}{\pi} \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos \pi) = \frac{2V}{\pi} \cdot 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [128]$$

identycznie ze wzorem [118].

Dla $n = 2, 4, 6 \dots$ prąd w galwanometrze wynosi

$$I_g = k_2 \cdot I_{sr} = k_2 \cdot \frac{2}{\pi} \cdot c \cdot U_{xm}^2 \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi = \frac{1}{\pi} \cdot 2k'' U_x^2 \cdot \sin^2 \varphi \quad [129]$$

niezależnie od rzędu harmonicznej. Dla $n = 3, 5, 7 \dots$ otrzymujemy natomiast $I_g = 0$

Układ B:

Po włączeniu napięć wg rys. 24 prąd będzie przepływał jednocześnie przez prostowniki „s” i „r” w półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 , natomiast nie będzie przepływał w półokresie $\pi \dots 2\pi$, następnie będzie przepływał w półokresie $2\pi \dots 3\pi$ itd.

W pierwszym półokresie $0 \dots \pi$ zmiany napięcia U_0 mamy dla prostownika „s”

$$I_{sr_s} = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \right]^2 \cdot d(\omega t) \quad [130]$$

zaś dla prostownika „r”

$$I_{sr_r} = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} \left[U_0 - U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \right]^2 \cdot d(\omega t) \quad [131]$$

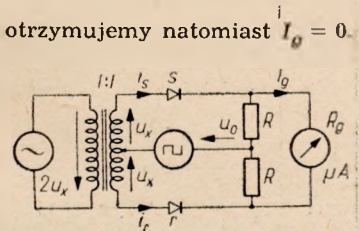
W trzecim półokresie $2\pi \dots 3\pi$ zmiany napięcia U_0 dla prostownika „s”

$$I_{sr_s}'' = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=2\pi}^{\omega t=3\pi} \left[U_0 + U_{xm} \cdot \sin \left(\frac{\omega t}{n} + \varphi \right) \right]^2 \cdot d(\omega t) \quad [132]$$

itd.

Po wyznaczeniu całek z wyrażen [131], [132], [133] i dalszych wyznaczamy wartość średnią prądu za okres zmiany napięcia U_x . Wynosi ona

$$I_{sr} = \frac{2}{\pi} \cdot c \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot \left[1 - \cos \frac{\pi}{n} + \cos \frac{2\pi}{n} - \cos \frac{3\pi}{n} + \dots + \right]$$

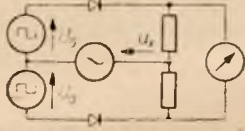
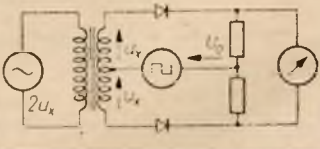


Rys. 24. Układ detektora fazy przy odwrotnym założeniu napięć U_0 i u_x w porównaniu z rys. 23

$$\begin{aligned}
 & + \cos \frac{2(n-1)\pi}{n} - \cos \frac{(2n-1)\pi}{n} \Big] + \\
 & + \frac{2}{\pi} c \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \sin \varphi \cdot \left[\sin \frac{\pi}{n} - \sin \frac{2\pi}{n} + \sin \frac{3\pi}{n} - \dots - \right. \\
 & \quad \left. - \sin \frac{2(n-1)\pi}{n} + \sin \frac{(2n-1)\pi}{n} \right]
 \end{aligned} \tag{133}$$

Tablica 2

Zestawienie wzorów na prąd I_g płynący przez galwanometr (do p. 3)

Stosunek częstotliwości $f_0 : f_x$	Wzory na prąd I_g płynący przez galwanometr		Układ połączeń
	Prostowanie na charakterystyce prostoliniowej $i = a \cdot u$	Prostowanie na charakterystyce kwadratowej $i = c \cdot u^2$	
1 : n	$n = 1, 3, 5 \dots$ $I_g = \frac{1}{n} \cdot k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 4, 6 \dots$ $I_g = 0$	$n = 1, 3, 5 \dots$ $I_g = \frac{1}{n} \cdot \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 4, 6 \dots$ $I_g = 0$	dowolny
1 : 1	$I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$	$I_g = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$	dowolny
n : 1	$n = 1$ $I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 3, 4, 5 \dots$ $I_g = 0$	$n = 1$ $I_g = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 4, 6 \dots$ $I_g = \frac{1}{\pi} \cdot 2k'' \cdot U_x^2 \cdot \sin 2\varphi$ $n = 3, 5, 7 \dots$ $I_g = 0$	a) 
	$n = 1$ $I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 3, 4, 5 \dots$ $I_g = 0$	$n = 1$ $I_g = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$ $n = 2, 3, 4, 5 \dots$ $I_g = 0$	b) 

Wzór [133] jako uniwersalny może być wykorzystany do wyznaczenia wartości średnich prądu dla dowolnych n . W tym celu należy brać odpowiednią liczbę wyrazów funkcji trygonometrycznych podanych w nawiasach kwadratowych.

Dla $n = 1$ otrzymamy ze wzoru [133]

$$I_{gr} = \frac{2}{\pi} c \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \cos \pi) = \frac{4}{\pi} c \cdot U_0 \cdot U_{xm} \cdot \cos \varphi \tag{134}$$

identycznie ze wzorem [127]. Prąd przepływający przez galwanometr będzie więc taki sam, jak prąd określony wzorem [128]

$$I_g = k_2 \cdot I_{gr} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot 2 \cdot k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [135]$$

Dla $n = 2, 3, 4, 5, 6 \dots$ otrzymujemy natomiast $I_g = 0$.

3.4. Zestawienie i dyskusja wyników

Wyniki końcowe otrzymane z rozważań w rozdz. 3 zostały podane w tabl. 2. Z tablicy 2 wynika, że z wyjątkiem przypadku $f_0 : f_x = n : 1$ układ połączeń napięć nie wpływa na wartość prądu płynącego przez galwanometr. Przy prostowaniu na charakterystyce prostoliniowej prąd I_g występuje przy $f_x \geq f_0$ jedynie dla n nieparzystych, podobnie jak w rozdz. 2 (dla napięcia wiodącego sinusoidalnego). Prąd ten jest proporcjonalny do napięcia badanego U_x , natomiast nie zależy od napięcia wiodącego U_0 , ponadto jest proporcjonalny do $\cos \varphi$. Przy prostowaniu na charakterystyce kwadratowej prąd I_g występuje przy częstotliwościach $f_x \geq f_0$ dla n nieparzystych i jest proporcjonalny do iloczynu napięć $U_0 \cdot U_x$ oraz do $\cos \varphi$. Ponadto prąd I_g występuje przy $f_x < f_0$ dla n parzystych w układzie A.

Wnioski dotyczące zastosowania układów detektora fazy o napięciu wiodącym prostokątnym zostaną podane w rozdz. 7.3.

4. WSKAZANIA WIBRACYJNE

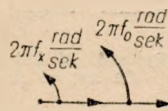
W tabl. 1 i 2 podano wzory pozwalające na obliczenie prądu płynącego przez galwanometr dla danych napięć U_0 , U_x oraz $\cos \varphi$. Wprowadzie w wielu pomiarach korzystamy z zależności prądu od $\cos \varphi$, jednak w tych przypadkach, w których zależy na pomiarze jednego z napięć, na przykład pomiarze napięcia U_x , zależność prądu od $\cos \varphi$ nie jest pożądana. W celu uniezależnienia pomiaru prądu w galwanometrze od czynnika $\cos \varphi$ korzystamy ze wskazań wibracyjnych.

Dlatego dla wyeliminowania, na przykład we wzorze [20] zależności prądu I_g od $\cos \varphi$ częstotliwości napięć U_0 i U_x należy ustawić w wartości różniące się o około 1 c/s (do kilku c/s).

Sytuację taką możemy zobrazować za pomocą wskazów napięć \hat{U}_0 i \hat{U}_x wirujących z różną prędkością. Jeden, na przykład \hat{U}_0 o częstotliwości prądu f_0 wiruje z prędkością kątową $2\pi f_0$ radianów na sekundę, drugi zaś \hat{U}_x o częstotliwości prądu f_x wiruje z prędkością $2\pi f_x$ radianów na sekundę. Jeżeli obserwację będziemy przeprowadzać od chwili, w której napięcia są w fazie, rys. 25, to podczas gdy wskaz \hat{U}_1 wykona jeden obrót, wskaz \hat{U}_2 wykona nieco więcej lub nieco mniej od jednego obrotu a między tymi wskazami powstanie przesunięcie fazy, które w miarę wykonywania dalszych obrotów będzie powiększało się. Po upływie jednej sekundy wartość kąta między wskazami \hat{U}_0 i \hat{U}_x wyniesie

$$\varphi = |2\pi f_0 - 2\pi f_x| = 2\pi |f_0 - f_x| \text{ radianów} \quad [136]$$

jest więc proporcjonalna do różnicy częstotliwości źródeł zasilających. We wzorze [136] należy brać wartość bezwzględną różnicy częstotliwości, gdyż \hat{U}_0 , \hat{U}_x może być dodatni lub ujemny: wskaz \hat{U}_0 może wyprzedzać wskaz \hat{U}_x lub opóźniać się



Rys. 25. Obraz wirujących wskazów napięć U_0 i U_x

względem niego. W obydwu tych przypadkach w czasie 1 sekundy kąt fazowy zmieni się o wartość $|f_0 - f_x| \cdot 360^\circ$. Jeżeli ta zmiana jest dostatecznie powolna, tj. jeżeli różnica częstotliwości $|f_0 - f_x|$ nie przekracza kilku c/s, to wskazówka galwanometru nadąży za zmianami wartości kąta φ i zgodnie z wykresem podanym na rys. 7 będzie wskazywała coraz nowe wartości w granicach od $+k' \cdot U_x$ do $-k' \cdot U_x$ i z powrotem. W zakresie kilku c/s różnicy częstotliwości będziemy obserwować wahania wskazówki miernika wokół położenia zerowego od —maksimum do +maksimum, przy czym te maksima będą proporcjonalne do napięcia badanego U_x . Ilość pełnych wahań na sekundę będzie równa różnicy częstotliwości napięć zasilających. W miarę jednak wzrostu różnicy częstotliwości wskazówka galwanometru (wskutek bezwładności układu ruchomego oraz wskutek jego tłumienia) będzie wahała się coraz mniejszymi amplitudami, aż do zaniku wahań.

Przy częstotliwości $|f_0 - f_x|$ równej częstotliwości rezonansu mechanicznego układu ruchomego, amplituda wahań będzie największa z możliwych, może być nawet kilkadziesiąt razy większa od amplitudy wahań wymuszonych, co jest równoważne znacznie większej czułości (wibracyjnej) w porównaniu z czułością podstawową (statyczną) galwanometru. Częstotliwość rezonansowa mierników magnetoelektrycznych wskazówkowych nietłumionych jest rzędu kilku c/s. Nadaje ona właściwości selektywne miernikom, przy czym krzywa selektywności jest dość stroma.

Jeżeli częstotliwości f_0 i f_x są nominalnie w stosunku liczb całkowitych $f_0 : f_x = 1 : n$, to po niewielkim rozstrojeniu tych częstotliwości otrzymamy wskazania wibracyjne o częstotliwości $|n \cdot f_0 - f_x|$, gdzie f_0 i f_x — częstotliwości nominalne.

Stosując wskazania wibracyjne i odczytując maksymalne odchylenia galwanometru, mierzymy wartości prądu I_g podane w tablicach 1 i 2 przy $\cos \varphi = \mp 1$, a zatem:

$$\text{odczytujemy } I_g = \mp k' \cdot U_x$$

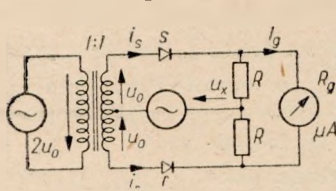
$$\text{zamiast } I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi$$

$$\text{odczytujemy } I_g = \mp k'' \cdot U_0 \cdot U_x$$

$$\text{zamiast } I_g = 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi$$

5. KONTROLA WPŁYWU MODULACJI SKROŚNEJ PRZY PROSTOWANIU NA CHARAKTERYSTYCIE KWADRATOWEJ

Stosując detektor fazy do analizy harmoniczných jest korzystne zastosowanie układu A o prostowaniu na charakterystyce kwadratowej omówionego rozdz. 2.2.1.



Rys. 26. Układ detektora fazy dla napięć sinusoidalnych

Wówczas bowiem prąd płynący przez galwanometr jest zależny od tej harmonicznej napięcia U_x , której częstotliwość jest równa częstotliwości napięcia wiodącego U_0 , natomiast nie zależy od napięć o częstotliwościach większych i mniejszych. Bada-

jąc jednak wpływ modulacji skrośnej dojdziemy do wniosku, że prąd płynący przez galwanometr zależy również w pewnym (bardzo małym) stopniu od harmoniczných napięć U_x towarzyszących harmonicznej analizowanej tego napięcia.

Niech w układzie przedstawionym na rys. 26 działają napięcia sinusoidalne:

$$\text{wiodące } u_0 = U_{0m} \cdot \sin \omega t \quad [137]$$

$$\begin{aligned} \text{badane } u_x = & U_{1m} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) + U_{2m} \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) + \\ & + U_{3m} \cdot \sin(3\omega t + \varphi_3) + \dots \end{aligned} \quad [138]$$

przy czym charakterystyka prostowania prostowników ma przebieg kwadratowy ($i = c \cdot u^2$).

Na prostownik „s” działa w danej chwili suma napięć:

$$u_s = u_0 + u_x = U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{1m} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) + U_{2m} \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) + \\ + U_{3m} \cdot \sin(3\omega t + \varphi_3) + \dots \quad [139]$$

Na prostownik „r” działa różnica napięć:

$$u_r = -u_0 + u_x = -U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{1m} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) + U_{2m} \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) + \\ + U_{3m} \cdot \sin(3\omega t + \varphi_3) + \dots \quad [140]$$

Średni prąd płynący przez prostownik „s” w półokresie $0 \dots \pi$ pulsacji ω wynosi:

$$I_{sr_s} = \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} c \cdot u_s^2 \cdot d(\omega t) = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} [U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{1m} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) + \\ + U_{2m} \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) + \dots]^2 \cdot d(\omega t) = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} [U_{0m}^2 \cdot \sin^2 \omega t + \\ + U_{1m}^2 \cdot \sin^2(\omega t + \varphi_1) + U_{2m}^2 \cdot \sin^2(2\omega t + \varphi_2) + \dots + \\ + 2U_{0m} \cdot U_{1m} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) + 2U_{0m} \cdot U_{2m} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) + \dots + \\ + 2U_{1m} \cdot U_{2m} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) + \\ + 2U_{1m} \cdot U_{3m} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) \cdot \sin(3\omega t + \varphi_3) + \dots + \\ + 2U_{2m} \cdot U_{3m} \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) \cdot \sin(3\omega t + \varphi_3) + \\ + 2U_{2m} \cdot U_{4m} \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) \cdot \sin(4\omega t + \varphi_4) + \dots, \dots] \cdot d(\omega t) \quad [141]$$

Średni prąd płynący przez prostownik „r” w półokresie $\pi \dots 2\pi$ pulsacji ω wynosi:

$$I_{sr_r} = \frac{1}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} c \cdot u_r^2 \cdot d(\omega t) = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} [-U_{0m} \cdot \sin \omega t + U_{1m} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) + \\ + U_{2m} \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) + \dots]^2 \cdot d(\omega t) = \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} [U_{0m}^2 \cdot \sin^2 \omega t + U_{1m}^2 \cdot \sin^2(\omega t + \varphi_1) + \\ + U_{2m}^2 \cdot \sin^2(2\omega t + \varphi_2) + \dots - 2U_{0m} \cdot U_{1m} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) + \\ + 2U_{0m} \cdot U_{2m} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) - \dots \\ + 2U_{1m} \cdot U_{2m} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) + \\ + 2U_{1m} \cdot U_{3m} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) \cdot \sin(3\omega t + \varphi_3) + \dots + \\ + 2U_{2m} \cdot U_{3m} \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) \cdot \sin(3\omega t + \varphi_3) + \\ + U_{2m} \cdot U_{4m} \cdot \sin(2\omega t + \varphi_2) \cdot \sin(4\omega t + \varphi_4) + \dots, \dots] d(\omega t) \quad [142]$$

W celu wyznaczenia różnicy prądów z wyrażeń [141] i [142] ustalimy, że pewne całki tych wyrażeń obliczone w granicach $0 \dots \pi$ są równe odpowiednim całkom obliczonym w granicach $\pi \dots 2\pi$, a mianowicie całki typu

$$\int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_m^2 \cdot \sin^2(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) = \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} U_m^2 \cdot \sin^2(n\omega t + \varphi) \cdot d(\omega t) \quad [143]$$

Dla $n = 2, 3, 4, 5$ itd. (za wyjątkiem $n = 1$) mamy również

$$\begin{aligned} & \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} U_{0m} \cdot U_{nm} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(n\omega t + \varphi_n) \cdot d(\omega t) = \\ & = - \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} U_{0m} \cdot U_{nm} \cdot \sin \omega t \cdot \sin(n\omega t + \varphi_n) \cdot d(\omega t) \end{aligned} \quad [144]$$

Wyznaczamy różnicę całek

$$\begin{aligned} & \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=0}^{\omega t=\pi} 2 \cdot U_{1m} \cdot U_{nm} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) \cdot \sin(n\omega t + \varphi_n) \cdot d(\omega t) + \\ & + \frac{c}{\pi} \int_{\omega t=\pi}^{\omega t=2\pi} 2 \cdot U_{1m} \cdot U_{nm} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) \cdot \sin(n\omega t + \varphi_n) \cdot d(\omega t) = \\ & = \frac{4cn(1 + \cos n\pi)}{\pi \cdot (n^2 - 1)} \cdot U_{1m} \cdot U_{nm} \cdot \sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_n + \\ & + \frac{4cn(1 + \cos n\pi)}{\pi (n^2 - 1)} \cdot U_{1m} \cdot U_{nm} \cdot \cos \varphi_1 \cdot \sin \varphi_n = \\ & = \frac{4cn(1 + \cos n\pi)}{\pi (n^2 - 1)} \cdot U_{1m} \cdot U_{nm} \cdot \left(\sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_n - \frac{1}{n} \cos \varphi_1 \cdot \sin \varphi_n \right) \end{aligned} \quad [145]$$

Dla $n = 3, 5, 7 \dots$ różnica ta jest równa zeru, gdyż $1 + \cos n\pi = 0$. Natomiast dla $n = 2, 4, 6 \dots$ otrzymamy wartość większą od zera. Na przykład dla $n = 2$ otrzymamy ze wzoru [145]

$$\frac{8c}{3\pi} \cdot U_{1m} \cdot U_{2m} \cdot (\sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2 - \frac{1}{2} \cos \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2) \quad [146]$$

Dla $n = 4$

$$\frac{32c}{15\pi} U_{1m} \cdot U_{4m} \cdot (\sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_4 - \frac{1}{4} \cos \varphi_1 \cdot \sin \varphi_4) \quad [147]$$

itd.

Obliczając średnią wartość prądu za okres pulsacji ω ze wzorów [141] i [142], po uwzględnieniu wyrażeń [143] ... [147] oraz [79] otrzymamy

$$\begin{aligned} I_{sr} &= \frac{1}{2} (I_{sr_s} - I_{sr_r}) = \\ &= c \cdot U_{0m} \cdot U_{1m} \cdot \cos \varphi_1 + \frac{8c}{3\pi} U_{1m} \cdot U_{2m} \cdot (\sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2 - \frac{1}{2} \cos \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2) + \end{aligned}$$

$$+ \frac{32c}{15\pi} \cdot U_{1m} \cdot U_{4m} \cdot (\sin \varphi_1 \cdot \cos \varphi_4 - \frac{1}{4} \cos \varphi_1 \cdot \sin \varphi_4) + \dots \quad [148]$$

Ponieważ przyjęto $U_0 \gg U_{1m}$ a ponadto w praktyce mamy: $U_{1m} \gg U_{2m}$, $U_{1m} \gg U_{4m}$ itd., można więc zastosować wzór przybliżony dla wyrażenia [148] odpowiadający wzorowi [79], w którym nie uwzględniono wpływu modulacji skrośnej.

Jeżeli korzystamy ze wskazań wibracyjnych (rozd. 4), wówczas uzyskujemy wskazanie maksymalne dla $\varphi_1 = 0^\circ$ lub 180° , czyli dla $\cos \varphi = \mp 1$. Uwzględniając we wzorze [148] tylko pierwsze dwa wyrazy jako największe, otrzymamy wyrażenie [149] określające prąd, do którego są proporcjonalne wskazania wibracyjne galwanometru

$$I_{sr_{wibr}} = c \cdot U_{0m} \cdot U_{1m} \mp \frac{4c}{3\pi} \cdot U_{1m} \cdot U_{2m} = c \cdot U_{1m} \cdot \left(U_{0m} \mp \frac{4}{3\pi} U_{2m} \right) \quad [149]$$

Ponieważ $U_{0m} \gg U_{2m}$, zatem

$$I_{sr_{wtbr}} \approx c \cdot U_{1m} \cdot U_{0m} \quad [150]$$

Na wskazania wibracyjne jeszcze mniejszy wpływ daje czwarta harmoniczna. Uwzględniając ją, napiszemy zamiast wzoru [149] wyrażenie [151]

$$\begin{aligned} I_{sr_{wtbr}} &= c \cdot U_{0m} \cdot U_{1m} \mp \frac{4c}{3\pi} U_{1m} \cdot U_{2m} \mp \frac{4c}{15\pi} U_{1m} \cdot U_{4m} = \\ &= c \cdot U_{1m} \cdot \left(U_{0m} \mp \frac{4}{3\pi} U_{2m} \mp \frac{4}{15\pi} U_{4m} \right) \approx c \cdot U_{1m} \cdot U_{0m} \end{aligned} \quad [151]$$

Reasumując rozważania podane w rozdz. 5 stwierdzamy, że wpływ modulacji skrośnej na wskazania wibracyjne jest do pominięcia.

U w a g a: We wzorze [148] wyrazy pierwsze funkcji trygonometrycznych podanych w nawiasach decydują o wartości prądu przepływającego przez galwanometr dla wskazania wibracyjnego w okolicy zera tego wskazania: na pomiar wartości maksymalnej wskazania wibracyjnego, tj. przy $\varphi_1 = 0^\circ$ lub 180° nie wpływają.

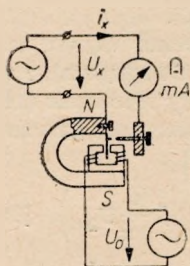
6. UKŁADY BIERNE I LAMPOWE DETEKTORA FAZY

Omawiany w rozdziałach 1, 2, 3 układ detektora fazy jest wygodny do rozważań, jednak w praktyce stosuje się szereg innych układów równoważnych. Jako elementy prostujące stosuje się w nich prostowniki wibracyjne, prostowniki półprzewodnikowe oraz lampy elektronowe. Obecnie zostaną omówione częściej stosowane układy.

6.1. Prostowniki wibracyjne

Działanie prostowników wibracyjnych cechuje poważna wada, mianowicie praca ich jest zadowalająca jedynie w zakresie częstotliwości do około 100 c/s. Jednak mają one również i swoje zalety: prostoliniowy przebieg charakterystyki prostowania w zakresie napięć od najmniejszych, bardzo małą oporność w kierunku przepustowym ($R_p < 1 \Omega$) i bardzo dużą oporność w kierunku zaporowym ($R_z = 10^3 \dots 10^9 \Omega$). Ponadto prostownik wibracyjny może prostować stosunkowo duże prądy, co pozwala na stosowanie mierników mało czułych (rzędu 10 mA i więcej). Prąd wyprostowany przez prostownik wibracyjny jest zależny od przesunięcia fazy między napięciem wiodącym U_0 i napięciem badanym U_x .

Na rys. 27 jest przedstawiony schemat działania prostownika wibracyjnego. Obwód magnetyczny magnesu NS jest zamknięty kotwiczka wibrującą w polu elektromagnesu zasilanego prądem ze źródła o napięciu U_0 . Kotwiczka powoduje przerwy i zwarcia obwodu zasilanego napięciem U_x . W obwodzie tym znajduje się miliamperomierz magnetoelektryczny „mA” wskazujący prąd wyprostowany o wartości I_{sr} .



Rys. 27. Układ prostownika wibracyjnego

W warunkach idealnych pracy przez pół okresu zmiany napięcia U_0 obwód zasilany napięciem U_x jest zwarty, zaś przez następne pół okresu — rozarty; prostowanie jest więc jedno-półkownikowe. Jeżeli napięcie prostowane ma przebieg sinusoidalny: $u_x = U_{xm} \cdot \sin \omega t$, a przerywanie obwodu jest przesunięte w fazie o kąt φ w stosunku do zmian powstającego prądu, to średni prąd przepływający przez miliamperomierz wynosi

$$I_{sr} = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega t = \varphi}^{\omega t = \varphi + \pi} a \cdot U_{xm} \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) =$$

$$= \frac{a}{2\pi} U_{xm} \cdot \left[-\cos \omega t \right]_{\varphi}^{\varphi + \pi} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} a \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [152]$$

gdzie a — współczynnik proporcjonalności zależny od oporności obwodu.

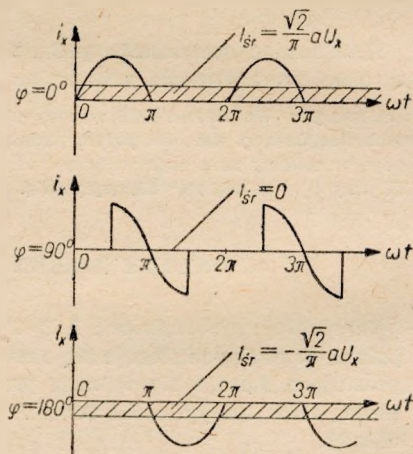
Wzór [152] odpowiada wzorowi [29].

Średni prąd wyprostowany jest zatem proporcjonalny do napięcia badanego U_x , przy czym proporcjonalność ta jest ściśła, co pozwala na prostowanie nawet bardzo małych napięć. Ponadto prąd I_{sr} zależy od $\cos \varphi$, a zatem zmienia się przy zmianie fazy napięcia wiodącego U_0 .

Na rys. 28 przedstawiono przebiegi prądów dla przypadków $\varphi = 0^\circ$, 90° i 180° . Wartości średnie prądu wyprostowanego dla przypadków pośrednich są zawarte w granicach

$$+ \frac{\sqrt{2}}{\pi} a \cdot U_x \dots - \frac{\sqrt{2}}{\pi} a \cdot U_x. \text{ Jeżeli wska-}$$

źnik jest wibracyjne (przy różnicy częstotliwości napięć U_0 i U_x), wówczas wskazówka miliamperomierza waha się w zakresie wartości prądu od $+\frac{\sqrt{2}}{\pi} a \cdot U_x$ do $-\frac{\sqrt{2}}{\pi} a \cdot U_x$.



Rys. 28. Przebiegi prądów wyprostowanych dla przypadków $\varphi = 0^\circ$, 90° 180°

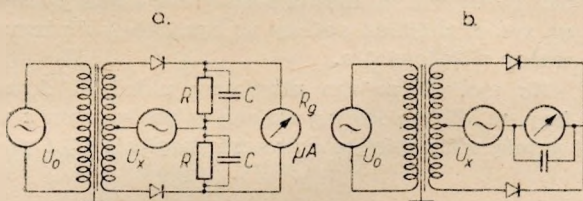
Prąd średni dla wskazań wibracyjnych wynosi zatem:

$$I_{sr \text{ wibr}} = \mp \frac{\sqrt{2}}{\pi} a \cdot U_x \quad [153]$$

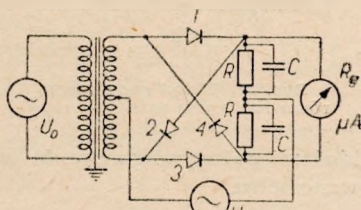
Jeżeli korzysta się ze wskazań wibracyjnych rezonansowych (praca przy rezonansie mechanicznym miernika), można uzyskać czułość dochodząca do $10^{-3} \dots 10^{-9}$ A. Na działkę, a więc czułość, jaką mają galwanometry lusterkowe statyczne.

6.2. Prostowniki półprzewodnikowe

Zastosowanie prostowników wibracyjnych jest ograniczone do wąskiego zakresu częstotliwości (do 100 c/s) ze względu na działanie elementu wibrującego. Znacznie szerszy zakres częstotliwości zapewniają prostowniki półprzewodnikowe (miedziowe, selenowe, germanowe). Prostowniki te ponadto pozwalają na uzyskanie (w przybliżeniu) warunków prostowania odpowiadających pracy układu na charakterystyce prostoliniowej lub kwadratowej.



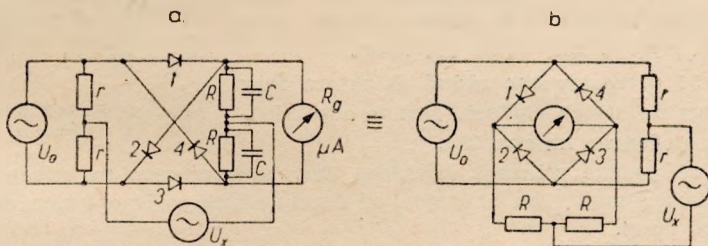
Rys. 29. Układy detektora fazy z dwoma prostownikami



Rys. 30. Układ mostkowy prostowników w detektorze fazy

Prostowanie na charakterystyce prostoliniowej ($i = a \cdot u$) uzyskuje się przy pracy dużymi napięciami, zaś na charakterystyce kwadratowej ($i = c \cdot u^2$) przy pracy na zakrzywieniu charakterystyki prostowania, tj. przy pracy małymi napięciami.

Ponieważ w prostownikach półprzewodnikowych nie ma części wibrujących, a ponadto prostowniki te nie wymagają pomocniczych napięć zasilających, są one bardzo praktyczne i często stosowane.



Rys. 31. Układy mostkowe, równoważne układowi z rys. 30

Największą ich wadą w zastosowaniu dla miernictwa jest to, że ich charakterystyki prostowania nie są prostymi funkcjami matematycznymi, a ponadto że charakterystyki te są w pewnym stopniu zależne od temperatury, częstotliwości i starzenia się prostownika. Charakterystyki prostowania poszczególnych egzemplarzy tej samej serii różnią się co do przebiegu; jednak z większej liczby egzemplarzy można dobrać prostowniki o mniej więcej jednakowym przebiegu charakterystyk.

Uzyskiwanie charakterystyk o przebiegu prostoliniowym lub kwadratowym jest w dużym stopniu możliwe przez dobieranie warunków pracy układów prostujących.

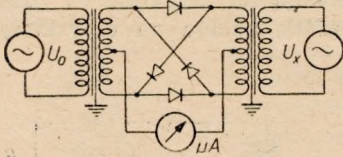
Obecnie rozpatrzmy częściej stosowane układy prostowników w detektorze fazy. nie podając już układu przedstawionego w rozważaniach w rozdziałach 1, 2, 3.

W podanych układach napięcia U_0 i U_x mogą być zmieniane miejscami, jak zostało to omówione w rozdziałach 1, 2, 3.

Na rys. 29a jest przedstawiony schemat detektora fazy, w którym oporniki R są zaobciążone kondensatorami C o dużej pojemności. Przez zastosowanie kondensatorów unika się spadku napięcia zmiennego na opornikach R i w ten sposób po-

większa się czułość układu. Układ podany na rys. 29b charakteryzuje się dużą czułością.

Na rys. 30 podano układ mostkowy, w którym uzyskuje się większą czułość prostowania wskutek tego, że napięcie wiodące działające na poszczególne pary (1, 2 lub 3,4) prostowników jest stosunkowo duże, a więc przesuwa punkt pracy na odcinek prostoliniowy charakterystyki prostowania.



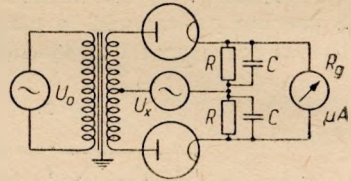
Rys. 32. Układ mostkowy, równoważony w działaniu układem z rys. 31

Na rys. 32 podano mostkowy układ detektora fazy, w którym istotną zmianą w porównaniu z układami podanymi na rys. 31 jest przełączenie miejsca dołączenia napięcia U_x i galvanometru.

6.3. Prostowanie lampowe

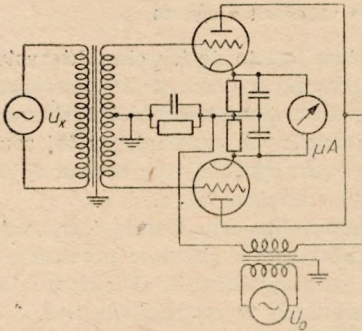
Zastosowanie lamp trój- lub więcej-elektrodowych jako elementów prostujących w układach detektorów fazy jest uzasadnione tym, że nie wprowadzają one obciążenia dla jednego lub obydwu napięć U_x , U_0 . Ponadto układy z lampami wieloelektrodowymi pozwalają na detekcję z jednoczesnym wzmocnieniem. Układy lampowe pracują prawidłowo w zakresie częstotliwości do ok. 100 Mc/s, co nie jest osiągalne przy zastosowaniu elementów półprzewodnikowych. Ujemną stroną układów lampowych jest konieczność zasilania ich napięciami pomocniczymi (żarzenie, anoda) oraz stosunkowo szybkie zużywanie się lamp.

Na rys. 33 przedstawiono układ detektora fazy zbudowanego na dwóch diodach. Jest to odpowiednik układu podanego na rys. 29a.

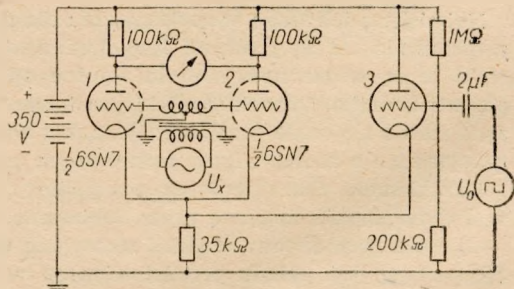


Rys. 33. Układ detektora fazy z dwiema diodami

Na rys. 34 podano schemat detektora fazy zbudowanego na triodach. Detektor ten jest zasilany napięciem badanym od strony siatek, zaś napięciem wiodącym od strony anod lamp.



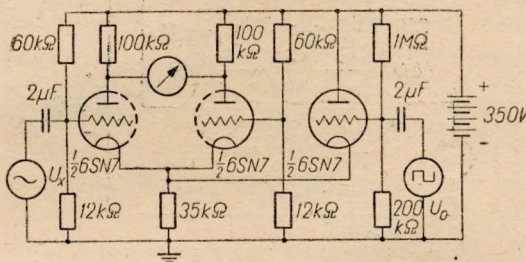
Rys. 34. Układ detektora fazy z dwiema triodami



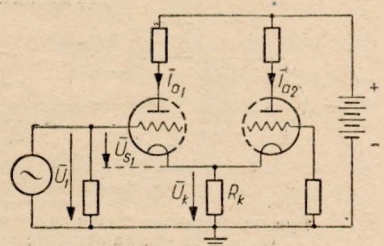
Rys. 35. Układ detektora fazy zasilany napięciem wiodącym prostokątnym

Na rys. 35 przedstawiono układ, w którym badane napięcie sinusoidalne działa w obwodzie siatek lamp, natomiast napięcie wiodące prostokątne działa w obwodzie katodowym za pośrednictwem prądu anodowego lampy pomocniczej 3. Przepływowi

prądu przez lampę 3 towarzyszy przesunięcie punktu pracy lamp 1 i 2 na lewo od punktu odcięcia. W celu wyeliminowania z układu podanego na rys. 35 transformatora siatkowego można zastosować detektor fazy w układzie symetryzującym,



Rys. 36. Praca detektora fazy w układzie symetryzującym (lampa 2 i 1)



Rys. 37. Lampowy układ symetryzujący detektora fazy

wówczas układ z rys. 35 ulegnie modyfikacji, jak to podano na rys. 36. Zasadę pracy układu symetryzującego przedstawia rys. 37. Amplituda prądu zmiennego w obwodzie anodowym lampy 1 wynosi:

$$\bar{I}_{a1} = S_r \cdot \bar{U}_{s1} \quad [154]$$

gdzie S_r — nachylenie robocze. Amplituda prądu zmiennego w obwodzie anodowym lampy 2

$$\begin{aligned} \bar{I}_{a2} &= S_r \cdot (-\bar{U}_k) = S_r \cdot \left[-R_k \cdot (\bar{I}_{a1} - \bar{I}_{a2}) \right] = \\ &= S_r \cdot \left[-R_k \cdot (S_r \cdot \bar{U}_{s1} - S_r \cdot \bar{U}_k) \right] \end{aligned} \quad [155]$$

Ze wzoru [155] otrzymamy

$$\bar{U}_k = R_k \cdot (S_r \cdot \bar{U}_{s1} - S_r \cdot \bar{U}_k) \quad \text{oraz} \quad \bar{U}_k = \frac{R_k \cdot S_r}{R_k \cdot S_r + 1} \bar{U}_{s1} \approx \bar{U}_{s1} \quad [156]$$

gdyż w praktyce

$$R_k \cdot S_r \gg 1$$

Ponieważ

$$\bar{U}_1 = \bar{U}_{s1} + \bar{U}_k \quad \text{oraz} \quad \bar{U}_k \approx \bar{U}_{s1}$$

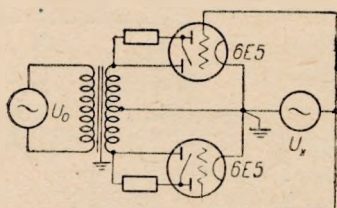
więc

$$\bar{U}_{s1} \approx \bar{U}_k \approx \frac{1}{2} \bar{U}_1$$

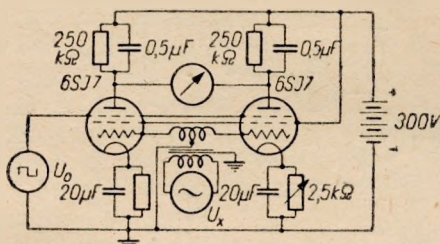
Napięcie U_k działające w obwodzie siatki lampy [2] jest prawie równe napięciu U_{s1} , ale fazy tych napięć dla siatek lamp są przesunięte o 180° . W naszym przypadku, gdy $R_k = 35 \text{ k}\Omega$, $S_r = 3 \text{ mA/V}$, otrzymamy $R_k \cdot S_r = 35 \cdot 3 = 105 \gg 1$.

Na rys. 38 przedstawiono układ detektora fazy, w którym jako lampy elektronowe wykorzystano wskaźniki napięcia (magiczne oko). Na ich ekranach są widoczne krzyże świetlące o kącie zależnym od badanego napięcia U_x oraz od przesunięcia fazowego między napięciami \bar{U}_0 i \bar{U}_x .

W literaturze spotyka się szereg innych układów lampowych detektora fazy, np. układ zbudowany na lampach wielosiatkowych o sterowaniu napięciami U_0 i U_x na pierwszej i trzeciej siatce pentody, rys. 39, itp.



Rys. 38. Detektor fazy z elektronowymi wskaźnikami napięcia



Rys. 39. Detektor fazy z pentodami

7. MOŻLIWOŚCI ZASTOSOWANIA DETEKTORA FAZY W MIERNICTWIE

Ze wzorów podanych w rozdz. 2.3, tabl. 1 i rozdz. 3.4, tabl. 2 wynika szereg możliwości zastosowania detektora fazy w miernictwie. Korzystamy zarówno z tego, że prąd płynący przez galwanometr jest proporcjonalny do napięcia U_x , a nie zależy od napięcia wiodącego U_0 (prostowanie na charakterystyce prostoliniowej), jak również że prąd ten jest proporcjonalny do iloczynu tych napięć (prostowanie na charakterystyce kwadratowej). Ponadto korzystamy z tego, że prąd płynący przez galwanometr jest proporcjonalny do $\cos \varphi$. Przy wskazaniach wibracyjnych uniezależniamy się od wpływu $\cos \varphi$, co pozwala na pomiary napięcia U_x lub iloczynu napięć $U_0 \cdot U_x$. W ten sposób mamy wiele możliwości pomiarowych, z których najbardziej typowe zostaną omówione w dalszych rozdziałach.

7.1. Zastosowanie detektora fazy do pomiarów mostkowych i kompensacyjnych

Napięcie na wyjściu mostka prądu zmiennego (lub też kompensatora) jest przesunięte w fazie w stosunku do napięcia wejściowego. Przesunięcie to zależy od rodzaju i wartości oporności wchodzących w skład gałęzi mostka, a więc podczas regulacji elementów mostka ulega zmianie. Jeżeli nierównowaga mostka jest spowodowana składowymi rzeczywistymi (przy równowadze składowych urojonych oporności), to na wyjściu mostka pojawi się napięcie \vec{U}_x zgodne w fazie (lub przesunięte o 180°) z napięciem \vec{U}_0 , zasilającym mostek, rys. 40. Jeżeli natomiast nierównowaga jest spowodowana składowymi urojonymi (przy równowadze składowych rzeczywistych), to na wyjściu mostka pojawi się napięcie \vec{U}_x przesunięte o $+90^\circ$ lub -90° względem napięcia \vec{U}_0 . W przypadku braku równowagi od obu składowych oporności mostka na wyjściu mostka pojawią się obydwie składowe napięcia, dodające się geometrycznie pod kątem prostym. Wówczas wypadkowe napięcie \vec{U}_x jest przesunięte o pewien kąt φ względem napięcia zasilającego \vec{U}_0 .

Wynosi ono

$$\vec{U}_x = U_x \cdot \cos \varphi + j U_x \cdot \sin \varphi \quad [158]$$

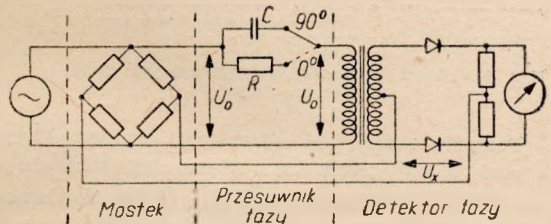
przy czym składowa $U_x \cdot \cos \varphi$ jest zgodna w fazie z napięciem U_0 zaś składowa $U_x \cdot \sin \varphi$ jest przesunięta o 90° . W przypadku równowagi obu składowych oporności napięcie U_x jest równe zero. Jeżeli naruszenie równowagi w jednym z kierunków (na przykład przez zmniejszenie składowej rzeczywistej oporności) powoduje poja-

wienie się napięcia \hat{U}_x , zgodnego w fazie z napięciem \hat{U}_0' , to naruszenie równowagi w drugim kierunku (na przykład przez zwiększenie składowej rzeczywistej oporności) powoduje pojawienie się napięcia \hat{U}_x przesuniętego o 180° względem napięcia \hat{U}_0' . Podobnie, jeżeli naruszenie równowagi mostka wskutek zmniejszenia składowej urojonej oporności spowoduje napięcie \hat{U}_x przesunięte w fazie o 90° względem napięcia \hat{U}_0' , to naruszenie równowagi mostka wskutek zwiększenia składowej urojonej oporności spowoduje napięcie \hat{U}_x przesunięte w fazie o -90° względem napięcia \hat{U}_0' . W obydwu więc przypadkach przy przejściu przez punkt równowagi mostka napięcie \hat{U}_x zmienia swoją fazę o 180° .

Jeżeli detektor fazy zostanie połączony z mostkiem w sposób podany na rys. 40, to wskazanie galwanometru w detektorze będzie proporcjonalne do wartości napięcia U_x występującego na wyjściu mostka oraz do $\cos \varphi$, gdzie $\varphi = \angle U_0', U_x$ zgodnie ze wzorem [20]

$$I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [159]$$

Na rys. 40 napięcie U_0 uzyskuje się ze źródła o napięciu U_0' połączonego z detektorem fazy za pośrednictwem przesuwника fazy, zbudowanego w najprostszym przypadku z opornika R o dużej oporności lub kondensatora C o małej pojemności. Jeżeli źródło zasila detektor fazy przez opornik R , to napięcia U_0' i U_0 są zgodne w fazie (w założeniu, że oporność wejściowa detektora fazy od strony napięcia U_0 jest rzeczywista).



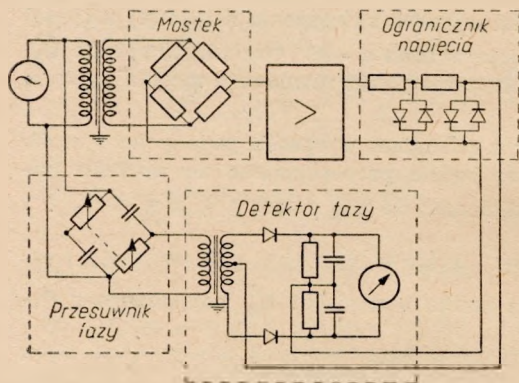
Rys. 40. Układ ilustrujący zastosowanie detektora fazy przy pomiarach mostkowych

Jeżeli źródło zasila detektor fazy przez kondensator o małej pojemności C , to napięcia \hat{U}_0' i \hat{U}_0 są przesunięte w fazie o 90° , napięcie \hat{U}_0 wyprzedza napięcie \hat{U}_0' o 90° .

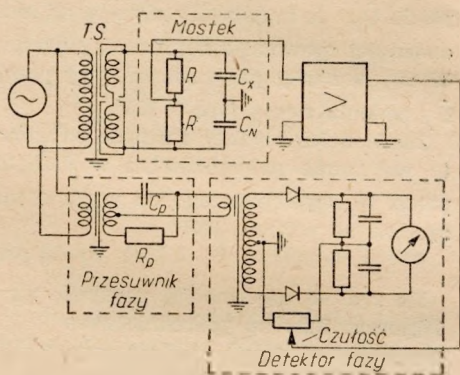
Rozważmy najpierw przypadek, w którym detektor fazy został połączony ze źródłem przez opornik R . Wówczas napięcie \hat{U}_0 będzie zgodne w fazie z napięciem \hat{U}_0' , a tym samym zgodne w fazie ze składową $U_x \cdot \cos \varphi$ napięcia \hat{U}_x , natomiast napięcia \hat{U}_0 i $U_x \cdot \sin \varphi$ będą ustawione pod kątem 90° . W związku z tym wskazanie detektora fazy będzie powodowane jedynie składową $U_x \cdot \cos \varphi$.

Składowa $U_x \cdot \sin \varphi$ nie spowoduje odchylenia wskazówki galwanometru. Z tego powodu detektor fazy będzie wskazywał stan równowagi mostka jedynie dla składowych rzeczywistych oporności. Jeżeli oporność równoważąca będzie za mała, to wskazówka galwanometru odchyli się w lewo, jeżeli jest za duża, odchyli się w prawo (gdyż faza napięcia zmienia się skokiem o 180°). Jeżeli natomiast detektor fazy zostanie połączony ze źródłem przez kondensator C , to $\angle \hat{U}_0', \hat{U}_0 = 90^\circ$. Ponieważ również $\angle \hat{U}_0', U_x \cdot \sin \varphi = \pm 90^\circ$ zatem kąt między napięciami \hat{U}_0 , $U_x \cdot \sin \varphi$ działającymi na detektor fazy wyniesie 0° lub 180° . W obydwu tych przypadkach otrzymamy wskazanie galwanometru proporcjonalne do składowej $U_x \cdot \sin \varphi$, natomiast składowa $U_x \cdot \cos \varphi$ nie spowoduje odchylenia wskazówki galwanometru. W tym więc przypadku detektor fazy będzie wskazywał stan równowagi mostka jedynie dla składowych urojonych oporności. Podobnie jak w poprzednim przypadku, jeżeli równoważąca oporność urojona mostka będzie za mała, to wskazówka galwanometru odchyli się w lewo, jeżeli za duża, odchyli się w prawo. Całkowitą równo-

wagę mostka otrzymamy wówczas, gdy uzyskamy stan równowagi dla obydwu podanych przypadków (zrównoważenie dla składowych rzeczywistych, a następnie dla urojonych). Rozdzielenie zrównoważenia mostka na oddzielne składowe daje duże korzyści manipulacyjne, upraszcza i przyspiesza wykonanie pomiaru. Mostek w tym przypadku nie wymaga obsługi fachowej.



Rys. 41. Układ do pomiarów mostkowych z detektorem fazy



Rys. 42. Układ blokowy zestawu do dobierania pojemności

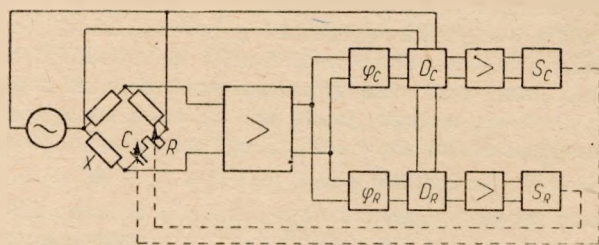
Ponadto możliwość obserwacji zmiany kierunku wskazania galwanometru przy przechodzeniu przez stan równowagi pozwala eksperymentatorowi ustalić kierunek regulacji lub też ustalić w przypadku dobierania, czy dana wartość (oporności, pojemności) jest za mała, czy też za duża w stosunku do wymaganej.

Przy automatycznym ustaleniu stanu równowagi (automatycznej regulacji) zmiana kierunku prądu stałego towarzysząca przejściu przez stan równowagi, jest podstawowym warunkiem zrealizowania automatycznej regulacji.

Na rys. 41 przedstawiono bardziej rozbudowany układ do pomiarów mostkowych z zastosowaniem regulowanego przesuwника fazy, detektora fazy, wzmacniacza pomiarowego i ogranicznika napięcia U_x .

Na rys. 42 przedstawiono układ blokowy urządzenia do dobierania pojemności kondensatorów (wykonanie IŁ). Układ tego rodzaju pozwala na dobieranie pojemności wykonywanego kondensatora bezpośrednio na zwijarce.

Galwanometr w detektorze fazy wskazuje czy pojemność pobierana jest za mała, czy za duża, podobnie jak galwanometr w mostku prądu stałego. Podobny układ może znaleźć zastosowanie w przemyśle do kontroli grubości nagumowania materiałów, automatycznej regulacji tej grubości, jej pomiarów itp.



Rys. 43. Schemat blokowy układu mostkowego o automatycznej regulacji stanu równowagi:

τ_C τ_R — przesuwniki fazy do uzyskania przesunięcia fazy o kąt 90° ; D_C , D_R — detektory fazy; S_C , S_R — serwomotory

Na rys. 43 przedstawiono układ mostkowy o automatycznej regulacji, w którym zastosowano detektory fazy.

7.2. Zastosowanie detektora fazy do celów selekcyjnych

Jeżeli napięcie zakłócające jest o tej samej częstotliwości, co napięcie probiercze, wówczas wyeliminowanie go z pomiaru za pomocą filtrów i innych układów selektywnych nie jest możliwe.

Możliwość eliminacji napięcia zakłócającego w tym przypadku jest oparta na różnicy przesunięcia fazowego między tymi napięciami. Należy to przesunięcie spowodować do 90° , na przykład za pomocą przesuwnika fazy włączonego w obwód napięcia probierczego a jako wskaźnik napięcia zastosować detektor fazy. Jak wiadomo, wskazanie detektora fazy będzie proporcjonalne do napięcia badanego U_x , którego faza zostanie ustawiona jako zgodna z fazą napięcia wiodącego U_0 ; natomiast napięcie zakłócające U_z nie będzie powodowało odchylenia galwanometru, gdy $\angle \hat{U}_0, \hat{U}_z$ zostanie ustawiony na wartość 90° .

Jeżeli napięcie zakłócające różni się o kilka c/s od napięcia probierczego, to dla uniezależnienia pomiaru od napięcia zakłócającego można skorzystać ze wskazań wibracyjnych rezonansowych. Ustawia się wówczas częstotliwość napięcia wiodącego na taką wartość, przy której różnica częstotliwości napięcia wiodącego i napięcia probierczego będzie równa częstotliwości rezonansu mechanicznego miernika. Użytkownik w ten sposób czułość dla napięcia o częstotliwości rezonansowej będzie około kilkadziesiąt razy większa od czułości statycznej galwanometru. W celu prawidłowej pracy galwanometr w tym przypadku nie powinien być tłumiony.

7.3. Zastosowanie detektora fazy do analizy harmonicznych

Z tabl. 1 wynika, że przy prostowaniu kwadratowym stosując układ A uzyskuje się wskazania galwanometru proporcjonalne do napięcia badanego U_x według zależności

$$I_G = 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [160]$$

przy czym częstotliwość napięcia badanego U_x jest równa częstotliwości napięcia wiodącego U_0 . Napięcia o innych częstotliwościach, mimo że mogą występować w towarzystwie napięcia U_x nie powodują zmiany prądu w galwanometrze, pomijając drobny wpływ wynikający z modulacji skrośnej, omówiony w rozdz. 5.

Korzystając ze wskazań wibracyjnych, otrzymamy wzór na prąd w galwanometrze:

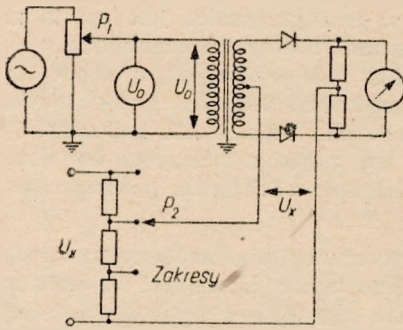
$$I_{G_{vibr}} = 2 \cdot k'' \cdot U_0 \cdot U_x$$

Dla dokonania pomiaru napięcia U_x należy zatem utrzymywać stałość napięcia wiodącego U_0 i w tych warunkach odczytywać wskazania wibracyjne dla poszczególnych analizowanych częstotliwości.

Na rys. 44 przedstawiono układ blokowy analizatora harmonicznych opartego na zastosowaniu detektora fazy. W celu pomiaru danej harmonicznej napięcia należy ustawić częstotliwość f_0 napięcia wiodącego U_0 na wartość prawie równą częstotliwości f_x napięcia badanego, doprowadzając regulację częstotliwości f_0 do uzyskania maksimum wskazań wibracyjnych. Następnie za pomocą potencjometru P_1 doprowadzić wskazanie na woltomierzu U_0 na wartość przepisowego napięcia U_0 . Wówczas wskazanie wibracyjne odczytane na detektorze fazy jest proporcjonalne do napięcia U_x . Częstotliwość wskazania wibracyjnego powinna być rzędu $1 \dots 2$ c/s.

Dla pomiaru napięcia U_x o innej harmonicznej należy przeregulować częstotliwość f_0 na nową wartość, uzyskać maksimum wskazania wibracyjnego, ustawić napięcie U_0 na przepisową wartość i odczytać wskazanie wibracyjne, itd. Ze względu

na to, że częstotliwość wskazania wibracyjnego jest równa różnicy częstotliwości $|f_0 - f_x|$, częstotliwości te muszą być stosunkowo niezmiennie w czasie. Jednak przy większych częstotliwościach, powyżej kilku tysięcy c/s niestałość częstotliwości sprawia już kłopoty przy uzyskiwaniu stabilnych wskazań wibracyjnych.



Rys. 44. Układ blokowy analizatora harmonicznego opartego na zastosowaniu detektora fazy

Znacznie łatwiej jest uzyskać charakterystykę prostowania o przebiegu prostoliniowym; na przykład prostowniki wibracyjne mają niemal idealną charakterystykę liniową, również lampy elektronowe w części prostoliniowej charakterystyki prądu anodowego mają przebieg prawie idealnie zbliżony do linii prostej. W związku z tym do analizy harmonicznego korzysta się również z detektorów fazy o prostowaniu na charakterystyce prostoliniowej, mimo że wskazanie galvanometru przy tego rodzaju prostowaniu zależy od wyższych harmonicznego nieparzystych wg zależności

$$I_g = \frac{1}{n} \cdot k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [161]$$

Jak wynika z tabl. 1 i 2 (rozd. 2.3 i 3.4), podana zależność [161] jest obowiązująca zarówno dla napięcia wiodącego sinusoidalnego, jak również dla prostokątnego. Napięcie wiodące prostokątne przy prostowaniu na charakterystyce prostoliniowej jest korzystniejsze od napięcia wiodącego sinusoidalnego, gdyż stosując napięcie wiodące prostokątne uzyskujemy idealną pracę detektora fazy: prąd jest przewodzony przez prostowniki detektora fazy ściśle według zmian napięcia wiodącego, co nie ma miejsca przy zastosowaniu napięcia wiodącego sinusoidalnego. Ponadto napięcie wiodące prostokątne umożliwia to, że zmiany napięcia badanego mogą odbywać się na części prostoliniowej charakterystyki prądu anodowego, a nie na całej charakterystyce, jak to ma miejsce przy zastosowaniu napięcia wiodącego sinusoidalnego.

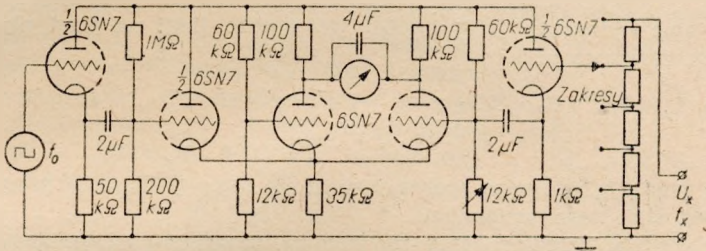
Mając powyższe na uwadze w analizatorze harmonicznego przedstawionym na rys. 45 zastosowano napięcie wiodące prostokątne.

W podanym schemacie detektor fazy pracuje na lampach 3 i 4 wg układu podanego na rys. 36, omówionego w rozdz. 6.3. Napięcie wiodące o częstotliwości f_0 uzyskuje się z multiwibratora symetrycznego. Napięcie to steruje wtórnikiem katodowy, zbudowany na lampie 1, ten zaś steruje lampę 2, polaryzującą swoim prądem anodowym detektor fazy według przebiegu prostokątnego (spadek napięcia na oporniku 35 k Ω).

Napięcie badane U_x o częstotliwości f_x przechodzi przez dzielnik napięcia regulacji zakresów do obwodu siatki lampy 5 pracującej jako wtórnik katodowy. Napięcie otrzymane na oporniku katodowym tego wtórnika steruje siatkę lampy 4 detek-

tora fazy pracującego w układzie symetrycznym. Działanie układu symetrycznego jest podane przy omawianiu rys. 37.

Podobnie jak w analizatorze o napięciu wiodącym sinusoidalnym korzysta się tu ze wskazań wibracyjnych. Wadą tego analizatora jest okoliczność, że wskazanie wibracyjne jest również zależne od większych harmonicznich (wzór 161). W związku z tym, jeżeli jest mierzone napięcie o częstotliwości podstawowej, to na wynik



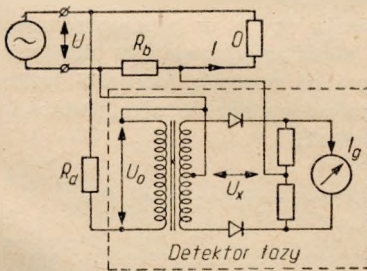
Rys. 45. Układ analizatora harmonicznich z detektorem fazy zasilanym napięciem wiodącym prostokątnym

pomiaru wpływa również napięcie trzeciej, piątej, siódmej itd. harmonicznej. Na przykład jeżeli napięcie o częstotliwości podstawowej wynosi 10 V a napięcie trzeciej harmonicznej wynosi 1 V, to pomijając wpływ pozostałych harmonicznich otrzymamy odczyt proporcjonalny do $10 + \frac{1}{3} \approx 10,33$ V. Odczyt będzie za duży o przeszło 3%, wskutek tego obliczony procent zawartości trzeciej harmonicznej będzie nieco za mały.

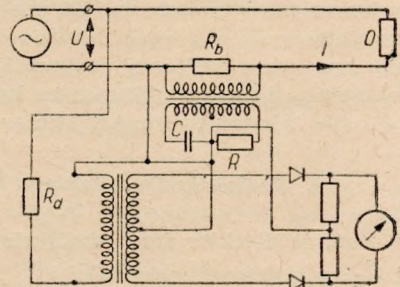
7.4. Zastosowanie detektora fazy do pomiarów mocy czynnej i biernej

Stosując prostowanie kwadratowe i napięcia wiodące oraz badane sinusoidalne o jednakowych częstotliwościach otrzymujemy prąd płynący przez galwanometr określony wzorem [26]

$$I_g = 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [162]$$



Rys. 46. Układ detektora fazy dostosowany do pomiarów mocy czynnej $U \cdot I \cdot \cos \varphi$



Rys. 47. Waromierz

Jeżeli zatem zostanie zbudowany układ, w którym mniejsze napięcie (U_x) byłoby proporcjonalne do natężenia prądu pobieranego przez odbiornik, a większe napięcie (U_0) byłoby proporcjonalne do napięcia zasilającego odbiornik, to wskazanie galwanometru byłoby proporcjonalne do pobieranej przez odbiornik mocy czynnej.

Na rys. 46 przedstawiono układ detektora fazy dostosowany do pomiaru mocy czynnej pobieranej przez odbiornik O.

Napięcie wiodące U_0 jest proporcjonalne do napięcia sieci U

$$U_0 = c' \cdot U \quad [163]$$

Opornik szeregowy R_d dostosowuje układ do wymaganego napięcia U . Napięcie U_x jest proporcjonalne do natężenia prądu I , płynącego w odbiorniku

$$U_x = c'' \cdot I \quad [164]$$

Uwzględniając wyrażenia [163] i [164] we wzorze [162] na prąd płynący przez galwanometr, otrzymamy

$$\begin{aligned} I_g &= 2k'' \cdot U_0 \cdot U_x \cdot \cos \varphi = 2k'' \cdot c' \cdot U \cdot c'' \cdot I \cdot \cos \varphi = \\ &= c_w \cdot U \cdot I \cdot \cos \varphi = c_w \cdot P \end{aligned} \quad [163]$$

Natężenie prądu I_g jest więc proporcjonalne do mocy pobieranej przez odbiornik. Stała c_w jest stałą tego watomierza.

Jeżeli na wyjściu detektora fazy zostanie zastosowany czuły miernik, to pobór mocy przez tego rodzaju watomierz może być nawet rzędu 10^{-4} W; watomierze elektrodynamiczne pobierają natomiast moc rzędu kilku watów. Tak mały pobór mocy pozwala na zastosowanie detektorów fazy do pomiarów mocy czynnej w wielu układach teleelektrycznych w telefonii, do pomiarów mocy pobieranej przez transformatory teletechniczne, do wyznaczania na podstawie pomiarów mocy czynnej i pozornej współczynnika mocy itp. Ponadto watomierze tego rodzaju na ogół mogą pracować w zakresie częstotliwości akustycznych, a nawet i większych.

Zastosowanie przesuwnika fazy w jednym z obwodów watomierza, na przykład w obwodzie doprowadzenia napięcia U_x , przesuwającego fazę napięcia o 90° , pozwoli na pomiar mocy biernej $U \cdot I \cdot \sin \varphi$. Ilustruje to układ podany na rys. 47. Przesuwnik zbudowany z opornika R i kondensatora C przesuwają fazę napięcia U_x o 90° dla częstotliwości, przy której $R = \frac{1}{\omega C}$. Mamy więc zrealizowany układ do pomiarów mocy biernej — waromierz. Podobnie, jak watomierz, może on służyć do pomiarów bardzo małych mocy biernych. Jednak ze względu na przesuwnik fazy waromierz pracuje tylko dla częstotliwości, przy której $R = \frac{1}{\omega C}$.

Jak już wspomniano, do prawidłowego pomiaru mocy jest potrzebna kwadratowa charakterystyka prostowania. W praktyce uzyskuje się ją w prostownikach półprzewodnikowych przy małych napięciach pracy, stosując odpowiednie układy i elementy oporowe o zmiennej oporności uzależnionej od napięcia (oporniki tyritowe). Kwadratowa charakterystyka może być uzyskana w ten sposób z dokładnością do $\pm 2,5\%$ dla zakresu zmian napięcia w stosunku 50 : 1.

7.5. Zastosowanie detektora fazy do pomiarów przesunięcia fazy

W zasadzie detektor fazy umożliwia pomiar przesunięcia fazy między napięciami \hat{U}_0 i \hat{U}_x na podstawie zależności

$$I_g = k' \cdot U_x \cdot \cos \varphi \quad [164]$$

ważnej dla prostowania na charakterystyce prostoliniowej, przy czym $\angle \varphi = \angle \hat{U}_0, \hat{U}_x$. Z zależności tej jednak wynika, że dla bezpośredniego pomiaru przesunięcia fazy na podziałce galwanometru jest konieczne utrzymanie stałości napięcia U_x . Jest to oczywiście znaczne utrudnienie manipulacyjne, a ponadto w praktyce zależność prądu I_g od napięcia U_x zmniejsza dokładność pomiaru kąta fazowego.

Jeżeli natomiast przy pomiarach fazy korzysta się z detektora fazy jako wskaźnika zerowego, wówczas dokładność pomiaru przesunięcia fazy może być znaczna. Będzie ona uzależniona przede wszystkim od dokładności zastosowanego w pomiarach przesuwника fazy, a nie od detektora fazy.

W praktyce detektory fazy są stosowane przy pomiarach przesunięcia fazy jako wskaźniki zerowe. Jak wynika ze wzoru [164], prąd płynący przez galwanometr jest równy zero przy $\varphi = 90^\circ$. Stąd wynika, że dla pomiaru kąta φ zawartego między napięciami \vec{U}_0 i \vec{U}_x występującymi na detektorze fazy, w obwód jednego z tych napięć należy włączyć przesuwnik fazy o regulowanej przesuwności i wyregulować go na taką wartość przesuwności α , przy której wskazanie galwanometru w detektorze fazy jest równe zero. Wówczas kąt φ wynosi

$$\varphi = 90^\circ - \alpha$$

Odpowiedni układ pomiarowy podano na rys. 48.

Bardziej wygodnym i zapewniającym dużą dokładność pomiaru rozwiązaniem tej metody jest zastosowanie dwóch przesuwników fazy w obwodzie jednego z napięć, rys. 49. Za pomocą jednego z przesuwników ($PF1$) reguluje się do zaniku prąd płynący przez galwanometr przy włączonym napięciu \vec{U}_{x1} . Następnie włącza się napięcie \vec{U}_{x2} zamiast \vec{U}_{x1} i ponownie reguluje się do zaniku prąd płynący przez galwanometr za pomocą przesuwника ($PF2$) wyskalowanego w stopniach. Wtracona przesuwność przesuwника $PF2$ jest równa przesunięciu między napięciami \vec{U}_{x1} oraz \vec{U}_{x2} . W tym przypadku dokładność pomiaru może być rzędu $0,1^\circ$ w zakresie pomiaru $0 \dots 360^\circ$, w zakresie częstotliwości $30 \dots 20000$ c/s.

Podany układ może służyć również do pomiarów stałych czasu oporników, cewek indukcyjnych itp. Na dokładność pomiaru wpływają tu w pewnym stopniu harmoniczne nieparzyste (p. wzór 40).

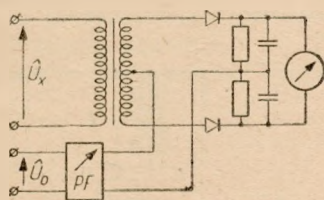
7.6. Zastosowanie detektora fazy do obserwacji wykresów wskazowych na oscyloskopie

Dla celów dydaktycznych, a częstokroć i dla celów technicznych, można korzystać z wektogramów przedstawionych na lampie oscyloskopowej sterowanej napięciami stałymi uzyskiwanymi z detektorów fazy.

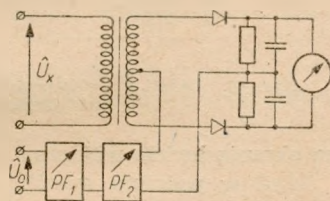
Jeżeli charakterystyki prostowania prostowników detektora fazy mają przebieg prostoliniowy, wówczas prąd płynący przez galwanometr jest proporcjonalny do napięcia badanego U_x oraz $\cos \varphi_1$ wg zależności [164]. Do sterowania promienia oscyloskopu korzysta się z napięcia stałego E_1 występującego na wyjściu detektora fazy I , nie korzysta się zaś ze wskazań galwanometru. Napięcie E_1 będzie również proporcjonalne do badanego napięcia zmiennego U_x oraz $\cos \varphi_1$. Będzie ono powodowało odchylenie promienia w kierunku poziomym, rys. 50, na odległość odpowiadającą napięciu stałemu

$$E_1 = U_{x_m} \cdot \cos \varphi_1$$

[165]



Rys. 48. Układ do pomiaru przesunięcia fazy za pomocą detektora fazy i regulowanego przesuwника fazy PF

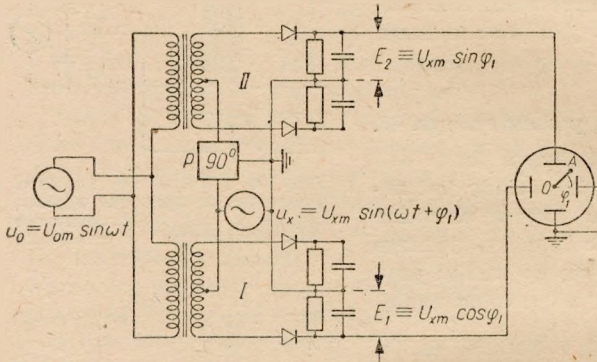


Rys. 49. Zmodyfikowany układ do pomiarów przesunięcia fazy

Ponteważ równocześnie napięcie u_x przechodzi przez przesuwnik fazy P , przesuwający fazę napięcia o 90° i dostarczający napięcia do detektora fazy II , więc na wyjściu tego detektora fazy otrzymamy napięcie stałe E_2 proporcjonalne do napięcia U_{xm} wg zależności

$$E_2 = U_{xm} \cdot \cos(90^\circ + \varphi_1) = U_{xm} \cdot \sin \varphi_1 \quad [166]$$

Wskutek działania napięcia E_2 na płytki pionowe promień oscyloskopu odchyli się w kierunku pionowym na odległość odpowiadającą temu napięciu. Od jedno-



Rys. 50. Układ do obserwacji wykresów wskazowych na oscyloskopie

na ekranie będzie widoczny jako zawarty między prostą OA a osią poziomą.

Jeżeli w podobny sposób zostanie zbudowany dalszy układ dwóch detektorów fazy dla innego napięcia badanego $u_y = U_{ym} \cdot \sin(\omega t + \varphi_2)$ i będzie wykorzystane to samo napięcie wiodące u_0 , a otrzymane z wyjścia detektora fazy napięcia stałe E_3, E_4 będą dołączone do oscyloskopu za pośrednictwem przełącznika elektronowego, to na ekranie oscyloskopu otrzymamy inną prostą ustawioną pod kątem φ_2 . Przy częstym przełączaniu napięć parami E_1, E_2 oraz E_3, E_4 na ekranie oscyloskopu otrzymamy jednocześnie dwa promienie. Kąt zawarty między nimi wynosi: $\varphi_1 - \varphi_2$, jest to kąt przesunięcia między napięciami \hat{U}_x i \hat{U}_y . W zasadzie nie ma przeszkód do przedstawienia na oscyloskopie dalszych napięć przez zastosowanie dalszych par detektorów fazy, co w wyniku końcowym daje wykres wskazowy, obrazujący przesunięcia fazowe i moduły badanych napięć.

Dokładność pomiaru modułu napięcia i kąta na podstawie wykresów wskazowych jest mała, jednak do pomiarów orientacyjnych może być dostateczna.

7.7. Zastosowanie detektora fazy przy pomiarach wielkości nieelektrycznych

Liczne zastosowania detektora fazy są możliwe przy pomiarach wielkości nieelektrycznych. Za pomocą detektora fazy można mierzyć procentowo małe zmiany nierównomierności biegu maszyn wirujących, nierównomierności ruchu postępowego, można wykonywać pomiary momentów obciążających, poślizgu itp. Ze względu na obszerność tej tematyki ograniczamy się tylko do wzmianki.

8. ZAKOŃCZENIE

Artykuł nie obejmuje niektórych zagadnień, na przykład dotyczących pracy detektora fazy w przypadku występowania częstotliwości harmonicznych w napięciu wiodącym, w przypadku odbiegania charakterystyki prostowania od założonej, w przypadku nierówności charakterystyk elementów prostujących oraz nie podaje szczegółowych układów pomiarowych stosowanych w praktyce. Niektóre z tych zagadnień są bardzo uciążliwe do przepracowania i mogą stanowić temat do odrębnych prac o szerszym znaczeniu, na przykład zastosowanie elementów nieliniowych do prostowania, modulacji, ograniczania.

Również opracowania szczegółowe działania i budowy poszczególnych układów pomiarowych mogą stanowić osobne tematy, częstokroć bardzo obszerne.

Ograniczając rozważania do problematyki ogólnej, można stwierdzić, że mogą one stanowić ułatwienie dalszych badań specjalnych.

WYKAZ LITERATURY

1. *Breitbart A. J.* Dietali i elementy radiolokacyjnych stacji.
2. *Britton Chance. Vernor Hughes.* Waveforms.
3. *Czipkin J. Z.* Teoria slediaszczich sistemi.
4. *Gutenmacher E. I.* Elektrieskije modeli.
5. *Kritz J.* Precision phasemeter for audio frequencies, *Electronics*, Oct. (1950).
6. *Prigorowski N. I.* Izmierjenje miechaniceskich wieliczin elektrieskimi metodami.
7. *Ronald V.* Gated amplifier wave analyzer, *Electronics*, August (1952).
8. *Rosenthal L. A. and G. M. Badoyannis* — Mean square vacuum-tube voltmeter, *Electronics*, Sept (1952).
9. *Wilde M.* Hochfrequenz — Leistungsmesser mit Trockengleichrichter, *ATM*, Januar (1953).
10. *Wintle M. F.* Precision calibrator for low-frequency phase-meters — *Electrical Communication*, March (1952).

М. Лапицки

ФАЗОВЫЙ ДЕТЕКТОР И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ

Содержание

В настоящем труде рассмотрена теория действия фазового детектора для случая одинаковой частоты и для случая частот находящихся в многократном соотношении, что дает достаточное основание для анализа работы детектора в большинстве применений встречаемых на практике.

Наши рассуждения относятся к работе детектора при синусоидальном или прямоугольном управляющем напряжении для прямолинейной и квадратичной характеристики выпрямления. Для этих характеристик выпрямления получаются сравнительно простые зависимости между напряжениями и сдвигом фазы.

Результаты исследования представлены в таблицах, из которых является возможным определить применимость фазового детектора для измерительных целей.

Эта применимость значительно расширяется благодаря использованию вибрационных указаний, которые делают измерения напряжений независимыми от сдвига фаз, возникающего между управляющим и исследуемым напряжениями.

Для квадратичной характеристики выпрямления исследовано влияние перекрестной модуляции на величину тока в гальванометре. В случае исследования гармоник — влиянием этим можно пренебречь.

Значительная часть труда посвящена обсуждению примеров применения фазового детектора при измерениях: при помощи мостиков, для селекции фаз, для анализа гармоник, для активной и пассивной мощности, для измерения сдвига фаз, для определения векторограмм и измерения неэлектрических величин.

M. Łapiński

PHASE INDICATOR AND ITS APPLICATION IN MEASUREMENTS

Summary

The author reviews the theory of the phase detector for the case of identical and harmonically related frequencies. This is sufficient for the analysis of most applications of such a device.

An examination of phase detector operation was carried out for the sinusoidal and square reference voltages and linear and square detector characteristics. These conditions of operation result in comparatively simple relationship between the voltages and the phase shift.

The results of the analysis are presented in a number of tables which permit to estimate the usefulness of the device for measurement applications. Further extension of the possibilities of the device is achieved by the use of the vibrating indication, which makes the measurements of the voltage independent from the phase shift occurring between the reference and measured voltages.

The influence of the cross modulation of the galvanometer current was investigated for the case of the square detector characteristic. This influence is negligible for the harmonically related voltages.

Large part of the paper is devoted to the consideration of the applications of the device such, as: bridge measurements, phase selection, harmonic analysis, active and reactive volt-amperes measurements, phase difference measurements, osciloscopic vector-diagrams and measurements of the non-electric quantities.



PRACE INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

Rok I 1954 Zeszyt 1

Wykaz ważniejszych błędów

str.	wiersz	jest	powinno być
6	16 od góry	jednosferycznej	jonosferycznej
6	18 od góry	(Dellingera)	(Dellingera)
19	12 od góry	НАРУШЕНИИ	НАРУШЕНИИ РАДИОСВЯЗИ
19	14 od dołu	Предлагаемый	Предлагаемый
23	3 od góry	$\approx 1,11a$	$\approx 0,9a$
23	11 od góry	[15] i [9]	[15] i [16]
35	wzór 74	po drugiej całce jest U_{om}	$U_{om}U_{xm}$
37	9 od góry	$= -\frac{\theta_0}{\pi(n^2-1)} \sigma \cdot U_0 \cdot U_x \sin \varphi$	$= -\frac{\theta}{\pi(n^2-1)} \sigma U_0 \cdot U_x \sin \varphi$
38	3 od góry	w przypadku $\varphi \neq 0$.	w przypadku $\varphi \neq 0$.
42	wzór 103	$I_0 = \frac{1}{2} (I_{sS} - I_{sT}) =$	$I_0 = \frac{1}{2} k_2 (I_{sS} - I_{sT}) =$
47	wzór 129	$= \frac{1}{\pi} 2k^2 U_x^2 \cdot \sin^2 \varphi$	$= \frac{1}{\pi} 2k^2 U_x^2 \cdot \sin 2\varphi$
51	5 od dołu	przed wzorem + (plus)	- (minus)
52	10 od góry	przed wzorem + (plus)	- (minus)
52	12 od góry	przed wzorem + - (plus minus)	- (minus)
IŁ.	0189/54/BT/		

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWA TECHNICZNE

- BORKOWSKI K.: **Systemy telefonicznych central automatycznych miejskich.** Wyd. 2 popraw. Tom 1. Systemy elektromagnesowe. 1950, s. 320, zł 20.10. Tom 2. Systemy maszynowe i przekaźnikowe 1951, s. 248, zł 45.—
- BRONWELL A. B., BEAM R. E.: **Teoria i zastosowanie mikrofał.** Tłum. zbiorowe z ang. pod red. S. Ryżko. Tom 1. 1951, s. 340, zł 19.40. Tom 2. 1952, s. 643, zł 21.—
- GROSZKOWSKI J.: **Technologia wysokiej próżni.** 1953, s. 348, zł 36.— (opraw.)
- JELLONEK A.: **Miernictwo radiotechniczne.** Wyd. 2 przerob. i rozszerzone. 1952, s. 410, zł 26.50 (opraw.)
- KASSENBERG K., RUCIŃSKI J.: **Elementy łączeniowe, sygnalizacyjne i zabezpieczające.** Tom 2. 1954, s. 543, zł 49.—
- KOSZCZEJEW I. A.: **Teoria telekomunikacji przewodowej.** Tłum. z ros. J. Mikulski. 1952, s. 319, zł 21.70
- KRIZE S. N.: **Obliczanie transformatorów zasilających małej mocy i dławików stosowanych w filtrach.** Tłum. z ros. J. Grabowski. 1953, s. 38, zł 2.50
- ŁANIECKI W.: **Półprzewodniki.** Część I. 1951, s. 128, zł 6.50, Prostowniki stykowe. Część II. 1953, s. 176, zł 9.60
- ŁAPIŃSKI M.: **Miernictwo teletransmisyjne.** 1950, s. 272, zł 17.—
- MICHEL K.: **Urządzenia teletransmisyjne telefonii naturalnej.** 1953, s. 415, zł 39.— (opraw.)
- MOSIEWICZ P.: **Zasilanie urządzeń telekomunikacji przewodowej.** Część I. 1950, s. 227, zł 18.10. Część II. 1950, s. 252, zł 20.—
- NIEUPOKOJEW W.: **Aparaty telefoniczne.** 1953, s. 310, zł 27.— (opraw.)
- NOWICKI F.: **Budowa i konserwacja central telefonicznych.** 1951, s. 240, zł 45.—
- POMIRSKI H., SZPIGLER Z.: **Kablowe linie telekomunikacyjne.** 1954, s. 440, zł 35.— (opraw.)
- RABKIN L., SZOLC N.: **Magnetodielektryki i cewki rdzeniowe.** Tłum. z ros. Z. Scheidlinger. 1951, s. 320, zł 20.50
- STEFAŃSKI H.: **Telegrafia.** 1954, s. 226, zł 10.— (opraw.)
- SZCZUREK M.: **Poradnik radioamatora.** Wiadomości ogólne i części radiowe. 1954, s. 463, zł 28.— (opraw.)
- SZPARKOWSKI Z.: **Napowietrzne linie telekomunikacyjne.** 1952, s. 250, zł 23.40
- Technika nagrywania i odtwarzania dźwięków.** Praca zbiorowa pod red. I. Małeckiego. 1953, s. 427, zł 38.50 (opraw.)
- WIERCIAK J.: **Kable i przewody.** 1952, s. 264, zł 8.60
- WŁASOW W.: **Lampy elektronowe.** Tłum. z ros. J. Groszkowski. 1951, s. 584, zł 56.90
- ŻYSZKOWSKI Z.: **Podstawy elektroakustyki.** 1953, s. 682, zł 58.— (opraw.)