

A 1300 I/3

20

ZESZYTY NAUKOWE
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Nr 7

ELEKTRYKA

V

WROCŁAW 1955
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

SPIS TREŚCI

T. Tomankiewicz, <i>Dobór pożądaných warunków pracy anteny przeciw-</i> <i>zanikowej</i>	3
A. Jellonek, <i>Wzorce stratności dielektrycznej w zastosowaniu do sprawdzania</i> <i>mostków prądu zmiennego</i>	135

ZESZYTY NAUKOWE
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ
Nr 7

ELEKTRYKA

V

WROCŁAW 1955
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

REDAKTOR ZESZYTÓW NAUKOWYCH
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Jerzy Skowroński

REDAKTOR ZESZYTU

Maria Milkowska

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - WROCŁAW 1955

Nakład 900+160	Oddano do składania 13. XI. 1954 r.
Ark. wyd. 11, druk. 9 ³ / ₈	Podpisano do druku 11. V 1955 r.
Papier druk. sat. kl. V 70g 70×100	Druk ukończono w maju 1955 r.
Cena zł 22	Zam. nr 14/55 - F-5-19303

W R O C Ł A W S K A D R U K A R N I A N A U K O W A

DOBÓR POŻĄDANYCH WARUNKÓW PRACY ANTENY PRZECIWZANIKOWEJ

T. TOMANKIEWICZ, doc. dr inż., kier. Katedry Radiotechniki

Przy stosunkowo niedużej zmianie długości fali kierunkowość promieniowania anteny w płaszczyźnie pionowej zmienia się w takim stopniu, że antena traci całkowicie swe własności przeciwzanikowe. Podano metodę doboru warunków pracy anteny przy zmianie długości fali bez przebudowy konstrukcji anteny a jedynie na drodze elektrycznej, za pomocą obwodu równoległego LC włączonego między linkę antenową i pojemność końcową. Przy zmianie L lub C uzyskuje się różnorodne kierunkowe własności promieniowania, przez co można osiągnąć maksymalny zasięg odbioru bliskiego w nocy, maksymalny zasięg odbioru dziennego oraz maksymalne natężenie fali odbitej od jonosfery w zasięgu dalekim lub w zasięgu bliskim. Nacisk położono na dobór maksymalnego zasięgu bliskiego (w nocy). Po naświetleniu problemu podano ogólną analizę teoretyczną, obliczenia dla rozpatrywanego przypadku i metody pomiarów oraz przedyskutowano wyniki.

1. WSTĘP

Zasięg stacji średnioletnowych w dzień określa odległość, w której natężenie fali przyziemnej jest odpowiednio duże w porównaniu z poziomem zakłóceń. Zasięg dzienny stacji o mocy kilkudziesięciu kW w przeciętnych warunkach dochodzi do około 150 km.

Po zachodzie słońca odbieramy oprócz fali przyziemnej także falę odbitą od jonosfery. Występuje wówczas interferencja obu fal, powodująca wahania natężenia sygnału i zniekształcenia odbioru, czyli tzw. zanik selektywny.

Ponieważ natężenie sygnału fali przyziemnej maleje z odległością od radiostacji, natomiast natężenie fali odbitej od jonosfery rośnie do pewnej odległości, istnieje miejsce, gdzie natężenia obu fal są tego samego rzędu. Wahania sygnału i zniekształcenia są tam największe. Odległość, w której zachodzi żądany stosunek natężeń fal przyziemnej i odbitej, nazywamy bliskim zasięgiem radiostacji.

W nocy, w dużej odległości od radiostacji, natężenie fali odbitej od jonosfery jest znacznie większe od natężenia fali przyziemnej. Wpływ interferencji obu fal jest znikomy, warunki odbioru są dobre. Jest to tzw. zasięg daleki.

Na wielkość natężenia fali odbitej od jonosfery ma wpływ rozkład prądu w antenie. Zależy on od stosunku wymiarów geometrycznych anteny względem długości fali wypromieniowywanej. Spośród urządzeń stosowanych dla fal średnich specjalnie silny wpływ na wielkość fali wypromieniowanej pod różnymi kątami względem powierzchni ziemi mają anteny, których długość jest nieco większa od połowy fali. Dla danej długości fali i żądanych warunków promieniowania anteny przyjmuje się optymalną długość anteny. Istniejące anteny po zmianie długości fali powinny być przebudowane. Jest to jednak związane z dużymi kosztami.

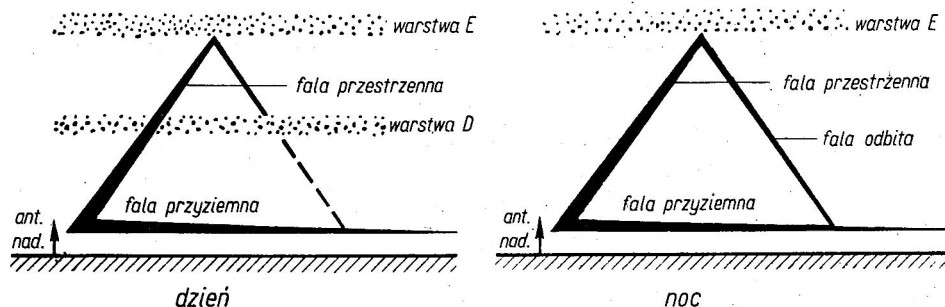
W pracy niniejszej opisano urządzenie do zmiany elektrycznych własności anteny, przy zastosowaniu którego można w szerokich granicach zmieniać w sposób ciągły własności promieniowania anteny już istniejącej. Koszt takiego urządzenia w porównaniu z ceną przebudowy anteny jest znikomy.

Za pomocą takiego urządzenia osiągnięto w konkretnym przypadku wzrost powierzchni zasięgu bliskiego o około 185 %.

To samo urządzenie daje również możliwość zwiększenia natężenia fali odbitej od jonosfery w żądanej odległości od radiostacji, przez co uzyskuje się natężenie pola odpowiadające sygnałowi radiostacji o mocy kilkakrotnie większej.

2. ZAGADNIENIE BLISKIEGO ZANIKU

Zagadnienie zjawiska bliskiego zaniku powstało wraz z uruchomieniem silnych stacji radiofonicznych, długo a zwłaszcza średniofalowych. Bliski zanik powstaje wskutek interferencji fali przyziemnej i odbitej od jonosfery, w odróżnieniu od zaniku dalekiego, który jest wynikiem

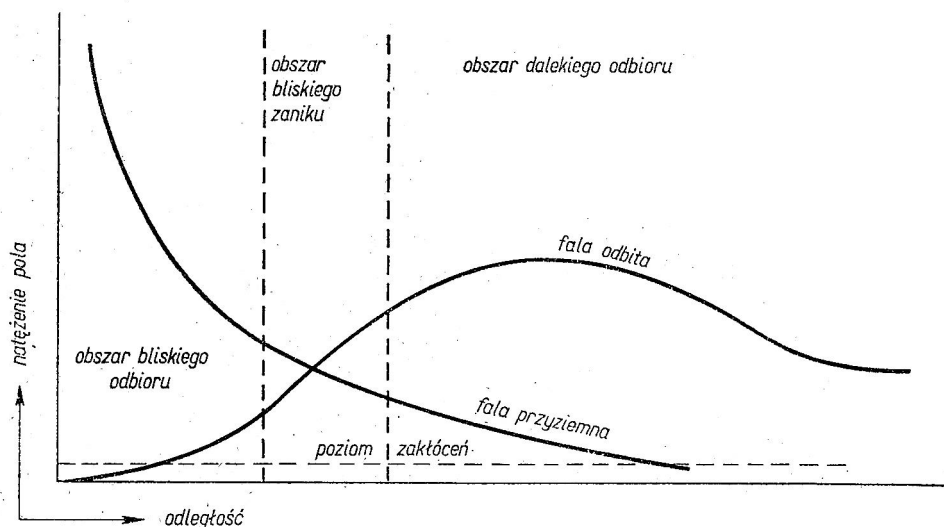


Rys. 1. Rozchodzenie się fali przyziemnej i fali odbitej w dzień i w nocy.

interferencji fal odbitych od jonosfery, powracających różnymi drogami do powierzchni ziemi. Bliski zanik jest specjalnie przykry dla fal średnich, gdyż występuje w odległości stosunkowo niedużej od radiostacji, rzędu 100 do 150 km.

Fale długości ponad 200 m są odbijane od jonosfery przez cały rok nawet jeżeli padają na jonosferę prostopadle. Mimo to nie odczuwamy ich wpływu w ciągu dnia, gdyż są one wówczas bardzo silnie tłumione. Tłumienie to występuje głównie przy przejściu przez warstwę *D* na wysokości około 60 km i przy odbiciu przez warstwę *E* (rys. 1).

Gęstość jonizacji warstwy *D* jest niedostateczna, aby spowodować odbicie; wywołuje ona jednak tłumienie. Na wysokości 60 km jest jeszcze stosunkowo duże ciśnienie powietrza, które jest przyczyną częstych zderzeń elektronów swobodnych, drgających pod wpływem fali elektro-



Rys. 2. Jakościowy przebieg natężenia fali przyziemnej i fali odbitej w nocy.

magnetycznej z obojętnymi cząsteczkami powietrza. Powoduje to straty energii, uzewnętrzniające się w tłumieniu fal.

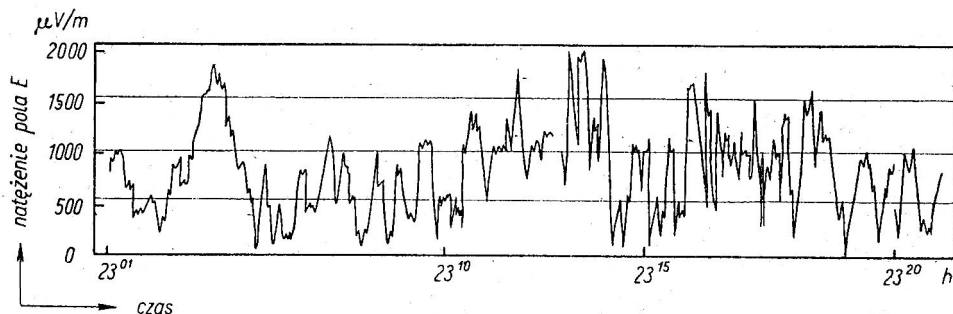
Warstwa *D* ulega w nocy dejonizacji z powodu braku czynnika jonizującego oraz znacznej gęstości powietrza na tej wysokości. Natężenie jonizacji warstwy *E* maleje także, zawsze jednak wystarcza do odbicia fal średnich; tłumienie fali nagle zmniejsza się.

W ciągu dnia odbieramy więc tylko falę przyziemną. Fala odbita od jonosfery jest wówczas słabiej tłumiona prawie w zupełności, w nocy zaś znacznie słabiej. Już w stosunkowo niewielkich odległościach od anten odbieramy fale — przyziemną i odbitą, o równorzędnych wartościach natężenia pola, przy czym występuje zjawisko interferencji obu fal. Interferencja ta jest specjalnie silna w odległości, w której obie fale, przyziemna i odbita, mają natężenie w przybliżeniu równe.

Natężenie fali przyziemnej zależy od odległości od radiostacji i od tłumienia związanego z przewodnością ziemi; natężenie fali odbitej za-

leży od wielkości promieniowania anteny pod różnymi kątami względem ziemi, tj. od pionowej charakterystyki promieniowania, od tłumienia jonosfery i od odległości od radiostacji (rys. 2).

Ponieważ anteny pionowe, przeważnie stosowane w tym zakresie fal, prawie nie promieniują w kierunku swej osi, promieniowanie odbite od jonosfery jest w pobliżu radiostacji najslabsze, rośnie z odległością, osiąga maksimum w odległości rzędu kilkuset kilometrów, a dalej maleje.



Rys. 3. Pomiar natężenia pola w odległości 124 km. $P = 50$ kW, długość elektryczna anteny 224° , godz. $23^{00} - 23^{30}$.

W odległości rzędu 100 do 150 km obie fale osiągają te same natężenia. Interferencja w tym miejscu jest bardzo silna. Jeżeli różnica dróg fali odbitej i fali przyziemnej jest równa wielokrotności długości fali, tj. jeżeli zachodzi zgodność faz, następuje sumowanie obu fal. Wypadkowe natężenie może być dwa razy większe od natężenia fali przyziemnej. Jeśli różnica dróg jest nieparzystą wielokrotnością połowy fali, to fazy są przeciwnie i obie fale znoszą się. Wówczas może nastąpić zupełne wygaszenie.

Rysunek 3, ilustrujący przebieg interferencji obu fal, zawiera wyniki pomiaru natężenia pola fali wypadkowej; pomiar wykonano w odległości 124 km od radiostacji, około godziny 23^{00} .

W odbiorniku bez automatycznej regulacji siły głosu odbiór byłby w tych warunkach niemożliwy. Jeśli odbiornik posiada automatyczną regulację siły głosu, odbiór mógłby być jeszcze znośny, gdyby nie występował zanik selektywny, powodujący bardzo duże zniekształcenia.

Droga fali przestrzennej w jonosferze zależy nie tylko od kąta padania i natężenia jonizacji, lecz także od częstotliwości. Fale dłuższe są silniej załamywane, krótsze słabiej. Wskutek tego wypadkowa wysokość jonosfery dla różnych długości fal jest różna, a ponadto wskutek ciągłych zmian natężenia jonosfery jest ona zmienna w czasie. Drogi więc dla różnych częstotliwości pasma wypromieniowanego przy fali zmodulowanej są różne; promieniowanie wraca na ziemię z różną fazą. Jedne częstotliwości wskutek tego sumują się z falą przyziemną, inne

odejmują się. Dostrzegalne różnice występują już przy częstotliwościach różniących się o kilkaset cykli. Zupełne wygaszenie występuje tylko dla jednej częstotliwości. Natężenia pól sąsiednich częstotliwości są tym więcej uwydatnione, im bardziej różnią się od natężenia fali wygaszonej.

W poszczególnych miejscach i czasach może zatem zajść zmniejszenie lub wyeliminowanie fali nośnej, podczas gdy boczne wstęgi fali występują. W odbiorniku otrzymujemy pozornie duże przemodulowanie: powstają zniekształcenia nieliniowe, występują silnie wyższe harmoniczne częstotliwości modulujących, ponadto zostaje zniekształcona charakterystyka liniowa. Niskie tony są słabe, wysokie — silne.

Przy wygaszeniu w obszarze jednej z wstęg bocznych zachodzi asymetria. Oprócz modulacji amplitudy występuje modulacja fazy i związane z tym zniekształcenia nieliniowe.

Z powyższego wynika, że po zachodzie słońca odbiór w odległości zaniku bliskiego jest praktycznie bezużyteczny.

Ze wzrastającą odległością od radiostacji natężenie fali przyziemnej dalej maleje, natomiast wzrasta początkowo natężenie fali odbitej. Występują jeszcze inne fale odbite kilkakrotnie od jonosfery i ziemi, gdyż odbicie pojedyncze od jonosfery jest możliwe tylko w pobliżu radiostacji. Średnie natężenie fali nocnej jest w dużej odległości większe niż dziennej. Możliwe są różnorodne interferencje. Zupełne zaniki i związane z nimi silne zniekształcenia są dużo mniej prawdopodobne niż w obszarze bliskiego zaniku.

W związku z tym rozpatrujemy różne obszary odbioru. W dzień obszar dobrego odbioru sięga 100 do 200 km; natężenie pola fali przyziemnej jest stałe. Daleko od radiostacji, gdzie stosunek natężenia fali przyziemnej do poziomu zakłóceń spada poniżej dopuszczalnej granicy, praktycznie odbioru nie ma. Natomiast w nocy mamy tylko w pobliżu radiostacji obszar o stałych warunkach odbioru. Stosunek natężenia pola fali przyziemnej do natężenia fali odbitej od jonosfery jest duży.

W obszarze dalekiego zasięgu, tj. kilkuset do kilku tysięcy kilometrów, natężenie fali odbitej jest dużo silniejsze niż fali przyziemnej. Występują szybsze lub wolniejsze zmiany chwilowego natężenia pola. Jest to daleki zanik. Wielkość tych zmian zależy od pory dnia i roku. W dzień fala odbita przez jonosferę jest tłumiona prawie zupełnie. W nocy, latem tłumienie wynosi kilkadziesiąt procent — fala odbita jest silna. W nocy, zimą tłumienia prawie nie ma — fala odbita jest bardzo silna.

W obszarze przejściowym natężenia fal, przyziemnej i odbitej, są prawie jednakowe (rys. 2). Występują bardzo silne wahania natężenia pola i bardzo silne zniekształcenia. Jest to obszar bliskiego zaniku. Wielkość tego obszaru zależy przede wszystkim od długości fali. Promie-

niowanie przyziemne dla fal długich jest przez ziemię słabo tłumione — obszar bliskiego zasięgu może wynosić kilkaset kilometrów, natomiast fale krótkie są bardzo silnie tłumione. Natężenie fali odbitej zależy również od warunków jonosfery i od pionowej charakterystyki promieniowania anteny.

Zakładamy, że antena promieniuje poziomo jednakowo we wszystkich kierunkach, czyli że pozioma charakterystyka promieniowania jest kołowa.

Zmniejszając energię wypromieniowaną przez antenę pod wysokimi kątami, osłabiamy natężenie fali odbitej w pobliżu radiostacji. Zwiększa się stosunek natężeń fali przyziemnej i fali odbitej i zwiększa się bliski zasięg.

3. SPOSÓB ZWIĘKSZENIA BLISKIEGO ZASIĘGU

Z poprzednich rozważań wynika, że zwiększenie bliskiego zasięgu polega na przesunięciu miejsca, w którym natężenie fali odbitej od jonosfery jest bliskie natężeniu fali przyziemnej, możliwie daleko od radiostacji. Wyraża się więc ono w zwiększeniu stosunku natężeń fali przyziemnej i fali odbitej.

Natężenie fali przyziemnej można zwiększyć przez:

- a) zwiększenie promieniowania anteny w kierunku poziomym, a więc odpowiednią charakterystykę promieniowania;
- b) zmniejszenie tłumienia ziemi.

Tłumienie ziemi jest tym mniejsze, im większe są przewodność ziemi i długość fali. Na przewodność ziemi praktycznie mamy wpływ tylko w bezpośrednim otoczeniu radiostacji przez odpowiedni dobór terenu, na którym jest zbudowana radiostacja, lub przez sztuczne utrzymywanie jego wilgotności. Na przewodność ziemi w obszarach rozchodzenia się fali przyziemnej wpływu nie mamy. Przydział fal ogranicza możliwości zmiany natężenia fali przyziemnej przez zastosowanie fal możliwie długich.

Zmniejszenie natężenia fali odbitej uzyskuje się przez:

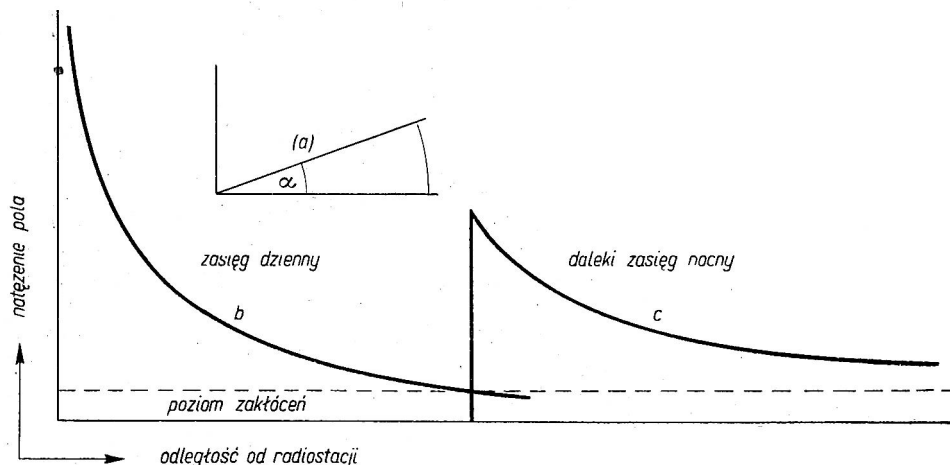
- a) zmniejszenie promieniowania anteny pod dużymi kątami względem ziemi, tj. odpowiednią pionową charakterystykę promieniowania anteny;
- b) zwiększenie tłumienia jonosfery.

Wielkość tłumienia jonosfery zależy od wielkości natężenia jonizacji i długości fali. Na natężenie jonizacji wpływu nie mamy; zwiększenie długości fali ograniczone jest, jak podano wyżej, przydziałem fal. Możemy zatem wydatnie zwiększać bliski zasięg odpowiednio dobierając pionową charakterystykę promieniowania anteny. Energia powinna być wypromieniowana przez antenę możliwie pod małymi kątami względem

ziemi. Przez to osiągniemy oprócz dużego natężenia fali przyziemnej także duży wzrost natężenia pola w zasięgu dalekim. Fala odbita, wracająca do ziemi w pobliżu radiostacji, jest bardzo słaba.

Z powyższego wynika, że przez zwiększenie mocy radiostacji nie wpływamy na zwiększenie bliskiego zasięgu, gdyż w tym samym stopniu zwiększymy falę przyziemną i falę odbitą. Stosunek ich się nie zmieni.

Moc radiostacji ma raczej wpływ wtórny. W dzień przy silnych stacjach w odległości bliskiego zaniku odbiór jest bardzo dobry, gdyż wy-



Rys. 4. Charakterystyka promieniowania (a), rozkład natężenia pola (b i c) przy antenie idealnej.

stępuje tylko silne natężenie fali przyziemnej, w nocy zaś odbiór staje się niemożliwy wskutek zniekształceń spowodowanych interferencją fali odbitej z falą przyziemną.

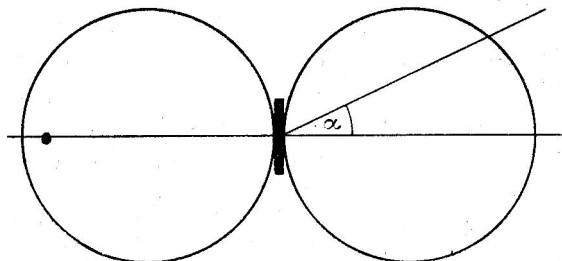
Poza tym dla stacji bardzo słabych, już w odległości bliskiego zaniku, stosunek natężenia fali przyziemnej do poziomu szumów jest za mały i praktycznie nie ma tam odbioru w ciągu dnia. Problem więc bliskiego zaniku dla stacji słabych nie istnieje. W zakres rozpatrywanego tutaj zagadnienia wchodzi tylko stacje o mocy większej od kilku kW.

Charakterystyka promieniowania anteny idealnej miałaby kształt jak na rys. 4a. Energię wypromiowujemy równomiernie w kącie α odniesionym do ziemi, zależnym od żądanego zasięgu dalekiego.

Praktyczne wykonanie anteny o takiej pionowej charakterystyce promieniowania jest niemożliwe.

Charakterystyka promieniowania dipola, stanowiącego element bardzo krótki w porównaniu z długością fali, jest, jak wynika z równań Maxwella, w układzie biegunowym kołowa (rys. 5), a po uwzględnieniu wpływu ziemi doskonale przewodzącej — półkołowa.

Aby określić natężenie pola nad ziemią doskonale przewodzącą, uważamy, że antena ma w ziemi lustrzane odbicie. Wówczas natężenie pola nad ziemią jest sumą pola fali anteny i odbicia lustrzanego anteny w ziemi.

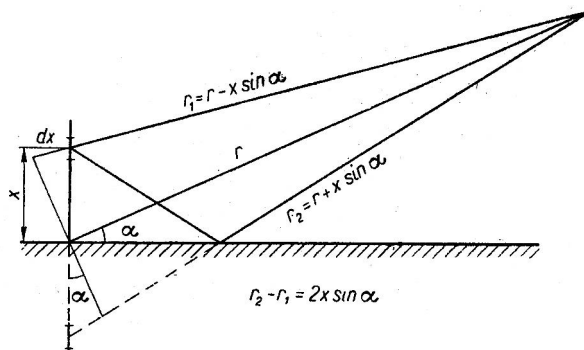


Rys. 5. Pionowa charakterystyka anteny bardzo krótkiej.

Jeśli wymiary anteny nie są nieskończenie małe, wówczas rozkład promieniowania w płaszczyźnie pionowej zmieni się — nie będzie nadal kołowy. W antenie rzeczywistej rozkład prądu wzdłuż anteny nie jest jednostajny. Aby znaleźć rozkład promieniowania takiej anteny, rozpatrujemy ją wraz z lustrzanym

odbiciem jako złożoną z wielu dipoli. W każdym z nich (rys. 6) płynie prąd o stałej w przybliżeniu amplitudzie, przy czym z wymiarów i sposobu zasilania anteny wynika dla każdego dipola amplituda i faza prądu.

Obliczamy natężenie pola w interesującym nas miejscu od każdej pary, tj. dipola wraz z jego lustrzanym odbiciem. Wypadkowe natężenie pola jest sumą wektorową natężeń poszczególnych par. Ponieważ odległości między dipolami i ich lustrzanymi odbiciami są rzędu długości fali, więc drogi od poszczególnych elementów do rozpatrywanego punktu będą się także różniły



Rys. 6. Wypadkowe natężenie pola promieniowania bezpośredniego i odbitego od ziemi (lustrzane odbicie).

o wielkości rzędu długości fali, powodując w różnych kierunkach różne przesunięcie faz. Wypadkowa charakterystyka promieniowania anteny różni się od charakterystyki promieniowania dipola tym więcej, im antena jest dłuższa i im rozkład prądu jest bardziej nierównomierny.

W antenach, oprócz fali biegnącej, związanej z przenoszeniem energii wypromieniowanej i traconej przez antenę (przy czym prąd jest w fazie z napięciem), występuje silna fala stojąca, jak w linii długiej na końcu rozwartej lub obciążonej elementem o oporności czysto urojonej; prąd w fali stojącej jest przesunięty względem napięcia o 90° .

Stojąca fala prądu o przebiegu sinusoidalnym ma jednakową fazę na długości do pół fali, po czym zmienia ją na przeciwną. Przy długości anteny większej od połowy fali występuje, z sumowania fali stojącej i fali biegnącej, minimum prądu w okolicy połowy fali (tj. węzła prądu) oraz szybka zmiana jego fazy. Ta zmiana natężenia prądu, a zwłaszcza fazy, powoduje dużą zmianę pionowej charakterystyki promieniowania wskutek interferencji pół od poszczególnych elementów.

Pionowe charakterystyki anten o różnych długościach są obliczone i podane w rozdziale 5.

Dla anten o wysokości równej ćwiartce fali lub mniejszej różnica jest bardzo mała; charakterystyka — prawie kołowa. Dla anten o wysokości większej od 0,25 fali a mniejszej od 0,5 fali występuje koncentracja energii wypromieniowanej pod kątami małymi względem ziemi, kosztem energii wypromieniowanej pod dużymi kątami. Dla anten większych od 0,5 fali występuje charakterystyczny kąt, tzw. kąt zerowy, pod którym antena promieniuje najslabiej. To minimalne promieniowanie zależy od wielkości prądu w węźle, która jest tym mniejsza, im mniejsze jest tłumienie anteny.

Kształt takiej pionowej charakterystyki promieniowania odpowiada najbardziej naszemu celowi, gdyż możemy znacznie osłabić promieniowanie pod żądanym kątem. Odpowiednio zmieniając rozkład prądu w antenie, zmieniamy kąt zerowy i natężenie promieniowania pod dużymi kątami względem ziemi, mającymi największy wpływ na wielkość bliskiego zasięgu. Gdy antena jest znacznie dłuższa od półfalowej, a węzeł prądu znajduje się wysoko nad ziemią, kąt zerowy jest mały, a promieniowanie pod kątami większymi znaczne. Wielkość charakterystycznego listka promieniowania pod kątem zerowym jest duża. Istnieje więc tutaj, dla określonego przebiegu natężenia fali przyziemnej i tłumienia fali odbitej przez jonosferę, pewien optymalny rozkład prądu w antenie, dla którego osiągniemy największy bliski zasięg.

Problem zwiększenia bliskiego zasięgu sprowadza się do odpowiedniego dobrania pionowej charakterystyki promieniowania anteny. Charakterystyka ta zależy od rozkładu prądu w antenie.

Omawiane zagadnienie można podzielić na następujące części składowe:

- 1) rozkład prądu w antenie,
- 2) rozkład promieniowania anteny w płaszczyźnie pionowej,
- 3) rozchodzenie się fali przyziemnej,
- 4) rozchodzenie się fali przestrzennej odbijanej od jonosfery,
- 5) interferencja obu fal.

Poszczególne punkty rozpatrzone są w pracy szczegółowo, a ilustrują je obliczenia i pomiary wykonane dla anteny rzeczywistej.

4. WARUNKI PRACY ROZPATRYWANEJ ANTENY

Rozpatrywaną antenę wybudowano dla fali długości 325 m. Tworzy ją linka miedziana, zawieszona na maszcie drewnianym wysokości 140 m. Dolny koniec linki jest na wysokości 6 m nad ziemią (rys. 7). Na szczycie masztu znajduje się pojemność końcowa, składająca się z pierścienia o średnicy 10,8 m, połączonego z końcem linki antenowej ośmioma promieniami. Przedłuża ona elektrycznie antenę. Dla fali 325 m węzeł prądu wypada na wysokości 19 m nad ziemią, strzałka zaś prądu na wysokości 100 m.

Dla fali 325 m jednostkowe przesunięcie fazy fali biegnącej wynosi

$$\beta = \frac{360^\circ}{325} = 1,11^\circ/\text{m}.$$

Długość promieniującej części anteny poniżej węzła: 19 m – 6 m = 13 m. Długość elektryczna anteny

$$\beta(l + \Delta l) = 180 + 1,11 \cdot 13 = 195^\circ.$$

Rozpatrywana antena obecnie pracuje na fali 278 m.

Wysokość węzła (według pomiaru) wynosi około 40 m; jednostkowe przesunięcie fazy

$$\beta = \frac{360}{278} = 1,295^\circ/\text{m}.$$

Długość elektryczna anteny wynosi

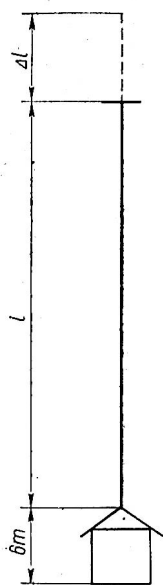
$$\beta(l + \Delta l) = 180 + 1,295 \cdot 34 = 224^\circ.$$

Wskutek tego kąt zerowy jest mały, a promieniowanie pod dużymi kątami — wielkie. Fala przestrzenna jest duża, zasięg bliski — mały.

Aby osiągnąć w antenie rozkład prądu korzystniejszy ze względu na bliski zasięg, należałoby zmniejszyć elektryczną długość anteny. Zmniejszenie elektrycznej długości anteny można uzyskać przez odłączenie pojemności końcowej. W tym przypadku antena zostałaby podwieszona na konstrukcji pojemności końcowej za pośrednictwem łańcucha izolatorów długości około 2 m. Wskutek tego długość anteny zmniejszyłaby się do 132 m, a jej długość elektryczna wynosiłaby 171°.

Koncepcja ta jest niekorzystna, gdyż:

a) wysokość anteny jest mniejsza od połowy fali, nie ma węzła ponad ziemią, więc nie ma także zerowego kąta promieniowania, a pionowa charakterystyka promieniowania jest nieodpowiednia;



Rys. 7. Szkic anteny.

b) pojemność końcowa nie ma galwanicznego połączenia z ziemią, wskutek czego mogą na niej powstawać w czasie wyładowań atmosferycznych ładunki statyczne, które nie mogą się rozładować groziłoby wyładowaniami na szczycie masztu;

c) rozkład prądu powodowałby znaczny wzrost oporności wejściowej anteny; w celu dostrojenia anteny do linii przesyłowej należałoby przebudować układ strojeniowy anteny.

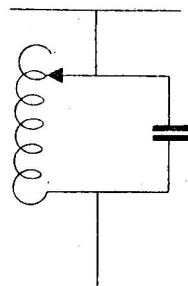
Trudności wynikającej z punktu b) można uniknąć przez usunięcie pojemności końcowej. Jest to połączone z dużymi trudnościami konstrukcyjnymi.

Drugim sposobem zmiany rozkładu prądu w antenie jest oddzielenie pojemności końcowej od anteny za pomocą dławika. Dławik daje pod względem elektrycznym warunki rozpatrywane w poprzedniej koncepcji. Rozkład prądu jest podobny; wystąpiłyby więc niekorzystne właściwości podane wyżej pod a) i c). Uniknęłoby się natomiast trudności wynikającej z punktu b), gdyż ładunki statyczne pojemności końcowej spływałyby do ziemi przez dławik. Powstałaby jednak nowa trudność. Na dławiku wystąpiłoby prawie całe napięcie istniejące na szczycie anteny, narzucając trudne wymagania napięciowe. Przy nagłych wyładowaniach oporność dławika dla fali uderowej o stromym czole jest wielka i wystąpiłaby na jego pierwszych zwojach wskutek wielkich napięć przebicia.

Innym sposobem mogłoby być wprowadzenie nowej mniejszej pojemności końcowej, dobranej dożądanego rozkładu prądu. Koncepcja ta nie ma wad poprzednich, jest jednak trudna w wykonaniu i kosztowna.

Można by wreszcie zmniejszyć pojemność końcową elektrycznie, przez włączenie kondensatora w szereg z pojemnością końcową. Stwarza to jednak brak połączenia galwanicznego pojemności końcowej z ziemią, narażając włączony kondensator na przebicie ładunkami statycznymi.

Trudność ta została usunięta przez włączenie między koniec linki antenowej a pojemność końcową równoległego obwodu rezonansowego (rys. 8), przestrojonego tak, by wypadkowa oporność pozorną miała charakter pojemnościowy. Obwód ten zmniejsza wypadkową pojemność na końcu anteny, przy czym ładunki statyczne z pojemności końcowej zostają odprowadzone do ziemi przez gałąź indukcyjną. Przez zmianę pojemności lub indukcyjności uzyskuje się ponadto zmianę oporności obwodu, a więc także zmianę wypadkowej pojemności końcowej.



Rys. 8. Schemat obwodu równoległego.

Można więc zmieniać w sposób ciągły rozkład prądu w antenie, a wskutek tego i pionową charakterystykę promieniowania. Daje to możliwość eksperymentalnego dobrania najlepszych warunków pracy w celu uzyskania maksymalnego zasięgu bliskiego.

Korzystając z tej właściwości wykonano w terenie pomiary natężenia pola i interferencji fali przyziemnej z falą odbitą od jonosfery w obszarze bliskiego zaniku przy różnych rozkładach prądu w antenie, a więc i różnych charakterystykach promieniowania.

Pomiary wykonano dla poprzedniego stanu anteny przy położeniu węzła prądu na wysokości około 40 m, co odpowiada elektrycznej długości 224^0 ($0,62 \lambda$), oraz dla wysokości węzła 16,5 m i długości elektrycznej anteny $193,5^0$ ($0,54 \lambda$).

5. ROZWAŻANIA TEORETYCZNE I OBLICZENIA

5.1. ROZWAŻANIA TEORETYCZNE

5.1.1. Podstawowe zależności

Wychodząc z czterech podstawowych równań Maxwella otrzymuje się ogólne zależności natężenia pola elektrycznego i magnetycznego elementarnego dipola o zmiennym ładunku (prądzie) w przestrzeni o dowolnych: przenikalności magnetycznej μ i stałej dielektrycznej ϵ .

W pracy niniejszej zastosowano układ jednostek MKS.

Dla prądu zmiennego pole rozchodzi się ruchem falowym. Stała rozchodzenia się fali

$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu(g + j\omega\epsilon)},$$

$$\gamma = \alpha + j\beta,$$

gdzie α — stała tłumienia,

β — stała przesunięcia fazy.

$$\alpha^2 = \frac{1}{2} \omega\mu [\sqrt{g^2 + \omega^2\epsilon^2} - \omega\epsilon],$$

$$\beta^2 = \frac{1}{2} \omega\mu [\sqrt{g^2 + \omega^2\epsilon^2} + \omega\epsilon].$$

Dla próżni lub powietrza: $g=0$, $\alpha=0$, $\beta = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$.

Szybkość rozchodzenia się fali w próżni

$$c = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s},$$

gdzie μ_0, ε_0 — wartości μ, ε dla próżni,

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m},$$

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \text{ F/m}.$$

Dla dielektryków: $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$; $g = 0, \alpha = 0$

$$\beta = \omega \sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}.$$

Szybkość rozchodzenia się fali w dielektryku

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r} \cdot \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}}.$$

Dla przewodników: $g \gg \omega \varepsilon$

$$\alpha \approx \beta \approx \sqrt{\frac{1}{2} \omega \mu g} = \sqrt{\pi f \mu g}.$$

Stała tłumienia jest równa stałej przesunięcia fazy. Fala jest silnie tłumiona. Głębokość, przy której natężenie fali jest równe $\frac{1}{e}$ natężenia fali na powierzchni, nazywamy zastępczą głębokością wnikania ϑ , przy czym

$$e^{-\alpha \vartheta} = e^{-1}; \quad \alpha \vartheta = 1; \quad \vartheta = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu g}},$$

np. dla miedzi $g = 5,8 \cdot 10^7 \text{ mo/m}^*$,

$$\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m},$$

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 5,8 \cdot 10^7}} = \frac{0,066}{\sqrt{f}} [\text{m}].$$

Po wniknięciu fali na głębokość λ natężenie fali maleje,

$$e^{-\alpha x} = e^{-2\pi} = \frac{1}{540}.$$

5.1.2. Pole elementarnego dipola

Dipol składa się z dwu równych i przeciwnych ładunków q , których wartość zmienia się sinusoidalnie w czasie (rys. 9):

$$q = Q \cdot e^{j\omega t}$$

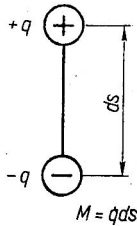
*) $\text{mo} = \frac{1}{\Omega} = \text{siemens}$, jednostka przewodności.

Moment $\bar{M}$ dipola

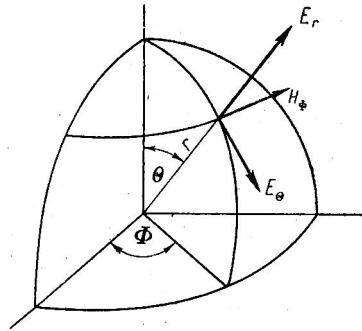
$$\bar{M} = q\bar{ds}.$$

Za pomocą dwu wielkości potencjalnych: opóźnionego potencjału skalarnego i opóźnionego potencjału wektorowego można obliczyć wielkości wektorów natężenia pola elektrycznego $\bar{E}$ i magnetycznego $\bar{H}$.

Dla dipola pionowego w biegunowym układzie współrzędnych (rys. 10) otrzymujemy wzory na składowe pól.



Rys. 9.
Układ
dipola.



Rys. 10. Natężenie pól w biegunowym układzie współrzędnych.

Składowa promieniowa natężenia pola magnetycznego $H_r = 0$.

Składowa południkowa natężenia pola magnetycznego $H_\theta = 0$.

Składowa równoleżnikowa (pozioma) natężenia pola magnetycznego

$$H_\phi = \frac{j\omega\beta^2 M e^{j\omega(t-\beta r)}}{4\pi} \left[\frac{j}{\beta r} + \frac{1}{(\beta r)^2} \right] \cdot \sin \Theta.$$

Składowa promieniowa natężenia pola elektrycznego

$$E_r = \frac{M\beta^2}{4\pi\epsilon} e^{j(\omega t - \beta r)} \left[\frac{2j}{(\beta r)^2} + \frac{2}{(\beta r)^3} \right] \cdot \cos \Theta.$$

Składowa południkowa pola elektrycznego

$$E_\theta = \frac{M\beta^3}{4\pi\epsilon} e^{j(\omega t - \beta r)} \left[\frac{-1}{\beta r} + \frac{j}{(\beta r)^2} + \frac{1}{(\beta r)^3} \right] \cdot \sin \Theta.$$

Składowa równoleżnikowa (pozioma) natężenia pola elektrycznego

$$E_\phi = 0.$$

W obszarze promieniowania $r \gg \lambda$; $\beta r \gg 2\pi$.

Wzory upraszczają się:

$$H_\phi = -\frac{\omega\beta}{4\pi r} M e^{j(\omega t - \beta r)} \sin \Theta; \quad E_r = 0; \quad E_\theta = -\frac{\beta^2}{4\pi\epsilon r} M e^{j(\omega t - \beta r)} \sin \Theta.$$

Pola elektryczne i magnetyczne są zgodne w fazie, przenoszą więc energię; są one względem siebie prostopadłe, wyznaczając płaszczyznę czoła fali.

W układzie biegunowym pionowa charakterystyka promieniowania jest kołowa. Natężenia pola magnetycznego i elektrycznego są proporcjonalne do $\sin\theta$.

5. 1. 3. Gęstość przenoszanej energii

Przez kombinację zależności wynikających z równań Maxwella otrzymuje się równanie energii, w którym występuje człon przedstawiający przepływ gęstości energii o składowej normalnej do powierzchni otaczającej dipol. Jest to iloczyn wektorowy nazywany wektorem Poyntinga

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}.$$

Za pomocą tego wektora można określić moc wypromieniowaną przez antenę i opór promieniowania anteny.

5. 1. 4. Moc promieniowania i opór promieniowania dipola

Jeśli dipol otoczmy powierzchnią kuli o promieniu r w obszarze promieniowania $r \gg \lambda$ i scałkujemy przez całą powierzchnię gęstość energii wypromieniowanej, to otrzymamy całkowitą moc wypromieniowaną. Gęstość energii będzie

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega \beta^2 M^2}{16\pi^2 \epsilon r^2} \sin^2 \theta,$$

gdzie $\vec{M}$ — amplituda momentu dipola,
 $\vec{S}$ — wartość średnia gęstości przepływu energii.

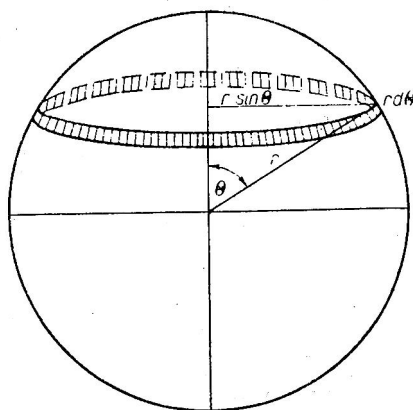
Po scałkowaniu przez powierzchnię kuli (rys. 11) otrzymujemy moc wypromieniowaną

$$W = \frac{\omega \beta^2 M^2}{12\pi \epsilon}.$$

Podstawiając wartości amplitudy prądu I , zamiast momentu dipola

$$M = \frac{I ds}{j\omega} \text{ otrzymujemy}$$

$$W = \frac{\beta^2 ds^2}{12\pi \epsilon \omega} I^2.$$



Rys. 11. Całkowanie po kuli energii wypromieniowanej.

Amplituda prądu I oznacza maksymalną wartość prądu sinusoidalnego w czasie. W przestrzeni prąd I ma tę samą wartość na całej długości dipola. Ujmując formalnie moc wypromieniowaną jako moc oddaną w tzw. oporze promieniowania

$$W = \frac{1}{2} R I^2,$$

otrzymujemy wartość oporu promieniowania

$$R = \frac{2}{3} \pi \frac{f^2}{c^2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} ds^2.$$

Dla próżni

$$R = 790 \left(\frac{ds}{\lambda} \right)^2.$$

5. 1. 5. Anteny rzeczywiste

Z teoretycznego punktu widzenia nie ma trudności w określeniu natężenia pola wypromieniowanego przez antenę o dowolnym rozkładzie prądu. Antenę możemy uważać za złożoną z nieskończenie wielkiej liczby elementów o równomiernym rozkładzie prądu, a wypadkowe pole jest sumą pól poszczególnych elementów. Przy antenach o wymiarach skończonych powstaje trudność dokładnego określenia rozkładu prądu, zwłaszcza przy znacznych wymiarach poprzecznych. Aby problem rozwiązać, zakłada się pewne uproszczenia w rozkładzie prądu lub w kształcie anteny. Na ogół takie metody przybliżone dają wystarczającą dokładność dla celów praktycznych.

Zależnie od żądanej dokładności stosuje się różne metody badania anten. Dla fal średnich i długich najwygodniejsza jest metoda linii długiej. Zakładamy, że antena jest równoważna linii długiej tłumionej. Tłumienie jest spowodowane mocą wypromieniowaną przez antenę i traconą w antenie; ujmujemy je w zastępczej linii oporem jednostkowym R . Upływność G w przybliżeniu jest równa zero, ponieważ izolacja anteny jest zwykle bardzo dobra.

W równoważnej linii zakłada się równomierny rozkład jednostkowej pojemności C i indukcyjności L . Z założenia tego wynika także jednokowa oporność falowa Z_f :

$$Z_f = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}.$$

Przy obliczeniu jednostkowych C i L korzystamy z wyników obliczonych dla układu o ładunku statycznym i polu magnetycznym prądu stałego. W rzeczywistości oporność falowa nie jest stała.

Przy ładunku statycznym w przewodzie pionowym nad powierzchnią ekwipotencjalną (ziemia) linie pola elektrycznego przebiegają prostopadle do powierzchni przewodnika i zamykają się na drugiej powierzchni (rys. 13). Powierzchnia przewodnika pionowego jest ekwipotencjalna. Gęstość linii pola na całej powierzchni jest prawie jednakowa. Stąd też rozkład ładunku i pojemności jednostkowej jest prawie równomierny. Jednak z powodu zagęszczenia powierzchni ekwipotencjalnych na końcach przewodu występuje tam zagęszczenie linii pola i wzrost ładunku oraz pojemności jednostkowej.

Wzrost pojemności jest związany ze zmniejszeniem indukcyjności. Indukcyjność i pojemność jednostkowa związane są zależnością

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = c,$$

gdzie c — szybkość rozchodzenia się światła w próżni. Rozkład oporu falowego nie jest więc stały; odchylenia na ogół nie są duże.

Gdy ładunki zmieniają się bardzo szybko i odstęp między przewodami jest porównywalny z długością fali, to linie pola mogą np. zamykać się na tym samym przewodzie symetrycznie względem węzła napięcia. Pojemność zmienia się nieco, zależnie od rozkładu potencjału. Odchylenie jest zwykle bardzo małe.

Założenie równomiernego oporu falowego anteny jest więc przybliżeniem, które jednak daje wystarczającą dokładność dla celów praktycznych w zakresie fal średnich i długich.

Istnieją inne, dokładniejsze metody badania, jednak bardziej skomplikowane.

1. Metoda anteny stożkowej. Antenę uważa się za linię długą, utworzoną z dwóch współosiowych stożków. Linia ta ma jednakową oporność falową na całej długości. Gdy stożki stają się nieskończenie wąskie, antena upodabnia się do rzeczywistej anteny cienkiej.

2. Metoda anteny cylindrycznej. Zakłada się sinusoidalny rozkład potencjału wzdłuż osi cylindra i wynikający z tego rozkład prądów powierzchniowych. Otrzymuje się przybliżony układ warunków granicznych, w którym uwzględnia się także skończoną oporność przewodnika. W metodzie tej jednak występują trudności matematyczne przy uwzględnianiu zbieżności szeregow.

3. Metoda anteny kulistej. Używa się współrzędnych biegunowych. Obliczenia są trudne, nie dające wygodnych koncepcji fizycznych, ale metoda ta daje największą dokładność.

W pracy niniejszej zastosowano metodę zastępczej linii długiej, najprostszą, dostatecznie dokładną, zawierającą pojęcia dobrze znane inżynierom.

Linie długą charakteryzują: opór falowy

$$Z_f = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}$$

i stała rozchodzenia się fali

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)},$$

gdzie

R, L — jednostkowe wartości szeregowego oporu i indukcyjności;
 G, C — jednostkowe wartości bocznikującej przewodności i pojemności.
 Dla linii ze stratami

$$\gamma = \alpha + j\beta,$$

gdzie

α — stała tłumienia,
 β — stała przesunięcia fazy.

Dla $R \ll \omega L$ i $G \approx 0$ otrzymujemy

$$Z_{f0} \approx \sqrt{\frac{L}{C}},$$

$$\gamma = \alpha + j\beta = \omega \sqrt{LC} \left(j + \frac{R}{2\omega L} + \frac{G}{2\omega C} + \dots \right),$$

$$\beta_0 \approx \omega \sqrt{LC} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{Tc} = \frac{2\pi}{\lambda_0},$$

$$\alpha \approx \omega \sqrt{LC} \frac{R}{2\omega L} = \frac{\omega \sqrt{LC}}{2Q} = \frac{\beta}{2Q} = \frac{R \sqrt{LC}}{2L} = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{R}{2Z_{f0}}.$$

Gdy podstawimy $Q = \frac{\omega L}{R}$, otrzymamy

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}}{\omega \sqrt{LC}} = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot \frac{1}{\omega \sqrt{LC}} = \frac{R}{2\omega L} = \frac{1}{2Q}.$$

W celu otrzymania dokładniejszego wyniku należałoby wprowadzić większą liczbę wyrazów z rozwinięcia wzoru na γ , wówczas

$$\beta = \omega \sqrt{LC} \left(1 + \frac{R^2}{8\omega^2 L^2} \right) = \omega \sqrt{LC} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \right],$$

zespolony opór falowy

$$Z_f = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{j\omega C}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 + \frac{R}{j\omega L}} = Z_{f0} \sqrt{1 - j \frac{R}{\omega L}} \approx Z_{f0} \left(1 - j \frac{R}{2\omega L} \right),$$

$$Z_f = Z_{f0} \left(1 - j \frac{1}{2Q} \right) \approx Z_{f0} \left(1 - j \frac{\alpha}{\beta} \right),$$

długość fali w linii tłumionej

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \approx \lambda_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \right].$$

Wyznaczając wartości napięcia i prądu na końcu linii U_k i I_k , mamy w linii długiej określone napięcie i prąd w dowolnym miejscu x od końca linii

$$\hat{U}_x = \hat{U}_k \cosh \gamma x + \hat{Z}_f \cdot \hat{I}_k \sinh \gamma x,$$

$$\hat{I}_x = \frac{\hat{U}_k}{\hat{Z}_f} \sinh \gamma x + \hat{I}_k \cosh \gamma x.$$

Anteny są najczęściej na końcu rozwarłe lub obciążone pojemnością końcową. Dla ogólnego przypadku linii obciążonej na końcu opornością zespoloną $\hat{Z}_k$ będzie

$$\hat{U}_k = \hat{I}_k \hat{Z}_k,$$

$$\hat{U}_x = \hat{U}_k \left(\cosh \gamma x + \frac{\hat{Z}_f}{\hat{Z}_k} \sinh \gamma x \right),$$

$$\hat{I}_k = \frac{\hat{U}_k}{\hat{Z}_f} \left(\sinh \gamma x + \frac{\hat{Z}_f}{\hat{Z}_k} \cosh \gamma x \right).$$

5. 1. 5. 1. Zależności w liniach długich

W linii długiej nieltumionej, rozwarłej (lub zwartej) występuje na końcu pełne odbicie. Oprócz fali biegnącej do końca linii porusza się w kierunku przeciwnym fala odbita o tej samej amplitudzie. Wskutek interferencji obu fal powstaje wzdłuż linii fala stojąca, dla której charakterystyczny jest sinusoidalny rozkład amplitudy prądu i napięcia.

Z ogólnych równań napięć i prądów linii długiej mamy dla linii rozwarłej

$$\hat{U}_x = \hat{U}_k \cos \beta x,$$

$$\hat{I}_x = j \frac{\hat{U}_k}{\hat{Z}_f} \sin \beta x.$$

W odległości równej parzystej wielokrotności $\lambda/4$ od końca linii występują strzałki napięcia i węzły (punkty zerowe) prądu. Węzły napię-

cia i strzałki prądu występują w odległości równej nieparzystej wielokrotności $\lambda/4$. Na odcinkach między węzłami faza napięcia i prądu jest stała, zaś przy przejściu przez węzeł zmienia się o 180° .

Przy pełnym odbiciu nie ma poboru mocy na końcu linii, a ponieważ linia jest bez strat, nie ma także poboru mocy wzdłuż linii. Fala stojąca nie przenosi więc wcale energii. Odbiciem tego stanu jest przesunięcie fazy między napięciem i prądem o 90° w każdym punkcie linii.

Oporność wejściowa linii zmienia się z odległością od końca, ponieważ zmienna jest wielkość prądu i napięcia.

$$\hat{Z}_x = \frac{\hat{U}_x}{\hat{I}_x} = -j Z_0 \operatorname{ctg} \beta x.$$

W strzałkach napięcia i węzłach prądu wielkość oporności wejściowej jest równa nieskończoności (rezonans równoległy), w węzłach zaś napięcia i strzałkach prądu oporność jest równa zero (rezonans szeregowy). W każdym innym punkcie linia przedstawia oporność urojoną, pojemnościową lub indukcyjną, o dowolnej wielkości.

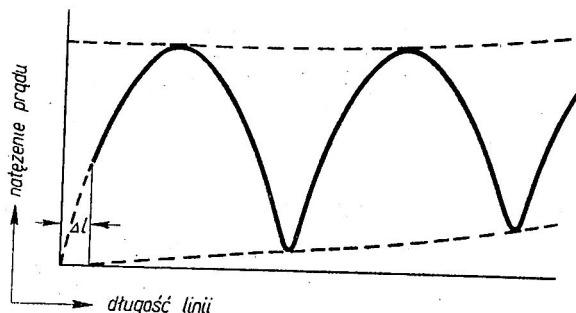
Przy obciążeniu linii bez strat opornością urojoną nie ma poboru mocy na końcu. Oporność urojoną obciążenia można zastąpić linią rozwartą bez strat, o odpowiednio dobranej długości. Na końcu tej linii wystąpiłoby pełne odbicie jak w linii rozwartej. Rozkład fali stojącej zostaje przesunięty zależnie od wielkości i rodzaju oporności urojonej obciążenia.

Przy obciążeniu linii bez strat opornością rzeczywistą równą oporności falowej linii zachodzi pobór mocy na końcu linii bez odbicia. Fazy napięcia i prądu na końcu linii są zgodne. Ponieważ wzdłuż linii, wskutek skończonej szybkości rozchodzenia się fali, występuje jednostkowe przesunięcie fazy, takie samo dla prądu i dla napięcia, więc fazy napięcia i prądu są zgodne w każdym punkcie linii. Amplitudy prądu i napięcia na całej długości linii są stałe, ponieważ wzdłuż linii nie ma poboru mocy. Fala biegnąca (przenosząca energię) różni się więc od stojącej (nie przenoszącej energii) ciągłą zmianą fazy i stałością amplitudy.

W linii bez strat, obciążonej opornością omową nie równą oporności falowej linii, występuje częściowe odbicie. Amplituda fali odbitej jest mniejsza niż amplituda fali padającej. Wskutek interferencji obu fal występuje fala biegnąca i na nią nałożona fala stojąca. Amplituda fali wypadkowej waha się od wartości maksymalnej, równej sumie amplitud fali biegnącej i fali stojącej, do wartości minimalnej, równej różnicy amplitud. Jednocześnie występuje ciągła zmiana fazy, najszybsza w punktach węzłowych. Oporność wejściowa linii jest zespolona, zmienna i waha się w skończonych granicach. Osiąga ona maksymalną wartość rzeczy-

wistą w strzałkach napięcia (rezonans równoległy) i minimalną rzeczywistą w węzłach napięcia (rezonans szeregowy). Przy obciążeniu linii bez strat opornością zespoloną o dowolnej wielkości wystąpi skutek poboru mocy przez składową rzeczywistą falę biegnącą, zaś skutek składowej urojonej obciążenia — przesunięcie rozkładu prądu i napięcia.

W liniach ze stratami moc pobierana jest także wzdłuż linii. Przy obciążeniu linii opornością falową amplituda fali biegnącej wzdłuż linii będzie się zmieniała zależnie od współczynnika tłumienia linii. Przy linii rozwartej amplituda fali biegnącej jest równa zero tylko na końcu linii, wskutek braku poboru mocy. Wzdłuż linii



Rys. 12. Rozkład prądu w linii długiej ze stratami, obciążonej opornością urojoną (pojemnościową).

amplituda fali biegnącej rośnie zależnie od poboru mocy na jednostkę długości linii, a ponieważ na końcu linii występuje pełne odbicie, to zachodzi interferencja fal — padającej i odbitej. W linii występują: narastająca od końca fala biegnąca i fala stojąca.

Przy obciążeniu linii opornością zespoloną $\hat{Z}_k$ następuje skutek składowej rzeczywistej zwiększenie fali padającej i zmniejszenie fali odbitej. Amplituda fali stojącej maleje. Wskutek zaś składowej urojonej występuje przesunięcie rozkładu prądu i napięcia. W dowolnym punkcie x będzie

$$\hat{U}_x = \hat{U}_k \left(\cosh \gamma x + \frac{\hat{Z}_f}{\hat{Z}_k} \sinh \gamma x \right),$$

$$\hat{J}_x = \frac{\hat{U}_k}{\hat{Z}_f} \left(\sinh \gamma x + \frac{\hat{Z}_f}{\hat{Z}_k} \cosh \gamma x \right).$$

Fala stojąca jest nałożona na falę biegnącą, której amplituda zmienia się wykładniczo (rys. 12). W linii ze stratami występuje przesunięcie miejsc maksymalnych wartości prądu i napięcia (przesunięcie strzałek i węzłów). Różniczkując ostatnie równania i przyrównując pochodną do zera, znajdujemy położenie strzałek i węzłów prądu x_n .

Dla strzałek prądu

$$x_n = n \frac{\lambda_0}{4} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{\beta} \right)^2 \right], \quad n = 1, 3, 5, \dots$$

Dla węzłów prądu

$$x_n = n \frac{\lambda_0}{4} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \right], \quad n=2, 4, 6, \dots$$

Strzałki są przesunięte względem linii nietłumionej w kierunku początku linii, węzły w kierunku końca linii. W przypadku obciążenia opornością zespoloną występuje przedłużenie linii w stosunku do przesunięcia fazy o Δl_β i w stosunku do tłumienia o Δl_α .

Anteny są zwykle obciążone na końcu pojemnością, której promieniowanie jest bardzo małe, więc i część rzeczywista oporności końcowej jest również mała.

Z matematycznej analizy linii ze stratami, obciążonej tylko opornością urojoną $Z_k = jX_k$, dla $\alpha \ll \beta$, otrzymujemy

$$\operatorname{tg}(\beta \Delta l_\beta) \approx -\frac{Z_{f0}}{X_k} \left[1 + \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \frac{Z_{f0}^2}{Z_{f0}^2 + X_k^2} \right] \approx -\frac{Z_{f0}}{X_k},$$

$$\operatorname{tgh}(\alpha \Delta l_\alpha) \approx \frac{\alpha}{2\beta} \sin(2\beta \Delta l_\beta).$$

Z pierwszego równania obliczamy Δl_β , z równania drugiego Δl_α .

Dla małych przedłużeń, gdy $\beta \Delta l_\beta < \frac{\pi}{6}$, można funkcje hiperboliczne i trygonometryczne zastąpić ich argumentami. Wówczas $\Delta l_\alpha \approx \Delta l_\beta$.

5.2. OBLICZENIA SZCZEGÓŁOWE

5.2.1. Obliczenie oporu falowego anteny

Aby znaleźć rozkład prądu w antenie, należy znać jej oporność falową Z_f ,

$$Z_f = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}.$$

Dla wielkiej częstotliwości $\omega L \gg R$ i $\omega C \gg G$, a więc w przybliżeniu

$$Z_f \approx \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Oporność falową obliczymy z jednostkowych pojemności i indukcyjności rozłożonych, korzystając z rozkładu pola elektrycznego ładunku

w spoczynku i pola magnetycznego prądu stałego. Jest to przybliżenie omówione poprzednio.

Dla ładunku w spoczynku powierzchnia przewodnika jest powierzchnią ekwipotencjalną. Równomiernie rozłożone linie pola elektrycznego wychodzą z niej prostopadle. Zagęszczenia ich występują tylko na brzegach z powodu zagęszczenia powierzchni ekwipotencjalnych (rys. 13). Pojemność rozłożoną, pomijając nierównomierności brzegowe, można uważać za stałą wzdłuż całego przewodnika.

Średnia pojemność jednostkowa względem odbicia lustrzanego

$$C = \frac{100}{3,6 \ln \frac{2l}{d} \sqrt{\frac{4h+l}{4h+3l}}} \mu\text{F/m},$$

gdzie l — długość przewodu,

d — średnica przewodu,

h — odległość dolnego końca od ziemi.

Szybkość rozchodzenia się fali wzdłuż przewodu jest stała

$$c = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

skąd

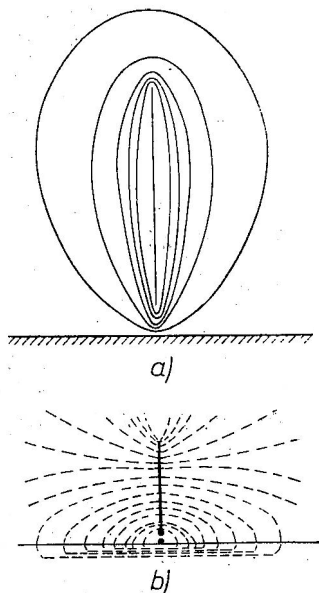
$$L = \frac{1}{c^2 C},$$

przy czym $c[\text{m/s}]$, $C[\mu\text{F/m}]$.

Oporność falowa będzie

$$Z_f = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{1}{c^2 C^2}} = \frac{1}{Cc}.$$

Oporność falowa anteny pionowej zasilanej u podstawy względem ziemi jest dwa razy mniejsza. Ziemia jest płaszczyzną asymetrii. Pojemność przewodu pionowego względem ziemi jest dwa razy większa, gdyż ładunek na przewodzie jest ten sam, potencjał zaś między przewodem a ziemią jest dwa razy mniejszy od potencjału między przewodem a jego lustrzanym odbiciem.



Rys. 13. a) Powierzchnie ekwipotencjalne przewodu pionowego. b) Linie pola elektrycznego przewodu pionowego.

$$C = \frac{Q}{\frac{1}{2} U} = 2 \frac{Q}{U}.$$

Podobnie indukcyjność jest dwa razy mniejsza, gdyż pole magnetyczne nad ziemią jest równe połowie pola anteny względem lustrzanego odbicia. Zatem

$$Z_f = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}L}{2C}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Ponieważ pojemność i indukcyjność są rozłożone wzdłuż pionowej anteny prawie jednostajnie, więc przebiegi prądów i napięć będą analogiczne jak w linii długiej, mimo niewielkiego podobieństwa geometrycznego.

Przeliczmy oporność falową rozpatrywanej anteny, dla której

$$h = 6 \text{ m}, \quad l = 134 \text{ m}, \quad d = 1,6 \text{ cm}.$$

Odległość górnego końca anteny od ziemi $h + l = 140 \text{ m}$.

Pojemność jednostkowa (względem lustrzanego odbicia)

$$C = \frac{100}{3,6 \ln \frac{2 \cdot 134}{0,016} \sqrt{\frac{24 + 134}{24 + 3 \cdot 134}}} = 3,02 \mu\text{F/m}.$$

Oporność falowa względem lustrzanego odbicia

$$Z_f = \frac{1}{cC} = \frac{1}{3 \cdot 10^8 \cdot 3,02 \cdot 10^{-12}} = 1100 \Omega.$$

Oporność falowa względem ziemi

$$Z_f = 550 \Omega.$$

W rozpatrywanym przykładzie antena jest obciążona na szczycie pojemnością końcową, składającą się z pierścienia o średnicy 10,8 m połączonego z anteną ośmioma promieniami. Od tej pojemności zależy oporność falowa układu, złożonego z linki pionowej zakończonej pojemnością skupioną. Wpływa ona również w pewnym stopniu na rozkład pola wzdłuż linki. Dotychczas brak tak teoretycznych badań tego zagadnienia, jak i wyników odpowiednich pomiarów.

Wpływ pojemności końcowej na oporność falową ocenimy z wykresu podanego przez Vilbiga [10] dla poziomej pojemności z pierścieniem zewnętrznym.

Dla stosunku promienia r pierścienia pojemności końcowej do wysokości anteny $\frac{r}{h+l} = 0,04$ oporność falowa wzrasta o 2%.

Wypadkowa oporność falowa

$$Z_f = 550 \cdot 1,02 = 560 \Omega.$$

5.2.2. Obliczenie pojemności końcowej

Dla pełnego, cienkiego okręgu, znajdującego się na pewnej wysokości nad ziemią, znajdujemy pojemność z przybliżonego wzoru empirycznego

$$C = 70,8 \cdot r \text{ } \mu\mu\text{F}.$$

Dla $r = 5,4 \text{ m}$

$$C = 70,8 \cdot 5,4 = 382 \text{ } \mu\mu\text{F}.$$

Ponieważ na końcu anteny znajduje się pojemność, to przy użytej metodzie zastępcza linia długa jest zamknięta na końcu pojemnością. Na końcu linii nie ma węzła prądu.

Aby znaleźć przybliżony rozkład prądu w antenie, bez uwzględnienia tłumienia, zastępujemy pojemność końcową odpowiednią linią długą rozwartą, taką aby rozkład prądu w linii rzeczywistej nie zmienił się, tzn. aby oporność wejściowa linii była równa oporności pojemności końcowej.

$$\text{Dla } \omega = 2\pi f = 2\pi \cdot 1,079 \cdot 10^6 = 6,77 \cdot 10^6,$$

$$\frac{1}{\omega} = 1,477 \cdot 10^{-7},$$

oporność pojemności końcowej

$$X_c = - \frac{1}{\omega C} = - \frac{1,477 \cdot 10^{-7}}{382 \cdot 10^{-12}} = -387 \Omega.$$

Jednostkowe przesunięcie fazy na metr linii

$$\beta = \frac{360}{\lambda} = \frac{360}{278} = 1,295^\circ/\text{m}.$$

Oporność wejściowa linii zastępczej

$$X = X_c = -Z_f \operatorname{ctg} \beta \Delta l,$$

$$-387 = -560 \operatorname{ctg} \beta \Delta l,$$

$$\operatorname{ctg} \beta \Delta l = \frac{387}{560} = 0,69,$$

$$\beta \Delta l = 55,4^\circ,$$

$$\Delta l = \frac{55,4}{1,295} = 41,8 \text{ m}.$$

Wysokość anteny wraz z przedłużeniem pojemnością końcową

$$h + l + \Delta l = 140 + 41,8 = 181,8 \text{ m.}$$

Wysokość węzła prądu nad ziemią

$$h + l + \Delta l - \frac{\lambda}{2} = 181,8 - 139 = 41,8 \text{ m.}$$

Ponieważ węzeł prądu według pomiaru znajduje się na wysokości około 40 m, więc pojemność końcowa jest nieco mniejsza od pojemności pełnego kręgu.

Pojemność końcową obliczymy znając rozkład prądu w antenie. Wysokość węzła wynosi 40 m, a więc długość elektryczna anteny

$$h + l + \Delta l = 40 + \frac{\lambda}{2} = 40 + 139 = 179 \text{ m.}$$

Przedłużenie anteny pojemnością końcową

$$\Delta l = 179 - 140 = 39 \text{ m.}$$

Przesunięcie fazy pojemnością końcową

$$\beta \Delta l = 1,295 \cdot 39 = 50,5^\circ.$$

Oporność wejściowa linii zastępczej ma być równa oporności pojemności końcowej

$$X = Z_f \operatorname{ctg} \beta \Delta l = 560 \operatorname{ctg} 50,5^\circ = 560 \cdot 0,824 = 462 \Omega.$$

$$X = \frac{1}{\omega C}; \quad C = \frac{1}{\omega X} = \frac{1,477 \cdot 10^{-7}}{462} = 320 \mu\mu\text{F.}$$

Widzimy, że różnica pojemności względem pełnego kręgu wynosi

$$\frac{382 - 320}{382} \cdot 100 \approx 16\%.$$

5.2.3. Rozkład i oporność promieniowania

Natężenie pola w miejscu odbioru zależy nie tylko od rodzaju i wymiarów anteny, lecz także od właściwości ośrodka między anteną a punktem odbioru. Występują więc dwa problemy: rozkładu natężenia promieniowania anteny i rozchodzenia się fal. Najpierw zajmiemy się tylko zagadnieniem rozkładu natężenia promieniowania.

Zagadnienie rozchodzenia się fal upraszczamy, zakładając ziemię płaską i doskonale przewodzącą, a przestrzeń nad ziemią jednorodną

i zupełnie nieprzewodzącą. Antenę wraz z lustrzanym odbiciem rozważamy jako złożoną z nieskończenie wielkiej liczby dipoli. Z wymiarów i sposobu zasilania anteny wynika amplituda i faza prądu w każdym dipolu.

Dla każdego dipola określamy natężenie pola w dowolnym miejscu. Wypadkowe natężenie pola otrzymamy sumując wektorowo natężenia pól poszczególnych dipoli.

Całkowitą energię wypromieniowaną określimy całkując energię przepływającą przez powierzchnię półkuli, którą otaczamy antenę. Promień tej półkuli przejmujemy równy kilku długościom fali, aby całkować w obszarze promieniowania. Energia przenoszona przez jednostkę powierzchni półkuli jest określona częścią rzeczywistą zespolonego wektora Poyntinga

$$W = \operatorname{Re} \frac{1}{2} \int_a (\vec{E} \times \vec{H}) da = \frac{1}{2} R_s I^2,$$

gdzie

R_s — opór promieniowania w dowolnym punkcie anteny,

I — amplituda prądu w tym punkcie.

Moc wypromieniowaną uważamy formalnie jako moc oddaną w fikcyjnym tzw. oporze promieniowania R_s . Ponieważ prąd wzdłuż przewodu zmienia się, więc w każdym punkcie przewodu istnieje inna oporność promieniowania. Jeżeli prąd zmienia się sinusoidalnie, to oporność promieniowania jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu sinusa długości elektrycznej. Najczęściej jest używana oporność promieniowania w strzałce prądu — R_{s0} i oporność promieniowania u podstawy anteny — R_{sp} . Wówczas

$$R_{sp} = \frac{R_{s0}}{\sin^2 \beta(l + \Delta l)}.$$

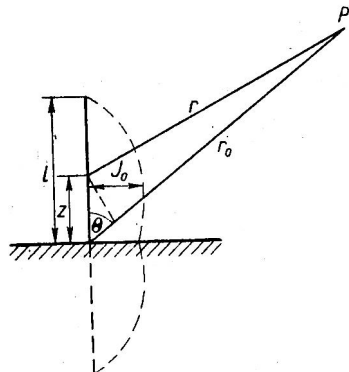
Aby obliczyć energię wypromieniowaną, bierzemy wartości $\vec{E}$ i $\vec{H}$ ze wzorów podanych w rozdziale 5. 1. 2. dla obszaru promieniowania:

$$H_\phi = -\frac{\omega\beta}{4\pi r} M e^{j(\omega t - \beta r)} \sin \Theta,$$

$$E_\theta = -\frac{\beta^2}{4\pi \epsilon r} M e^{j(\omega t - \beta r)} \sin \Theta.$$

Zakładamy sinusoidalny rozkład prądu, co dla anten krótszych od $\frac{\lambda}{4}$ jest ściśle, natomiast dla anten dłuższych może spowodować znaczne

błędy przy dużych tłumieniach, zwłaszcza w pobliżu węzła prądu. Rozkładamy antenę na elementarne dipole, w których natężenie prądu na całej ich długości jest jednakowe. Jeżeli wysokość dipola nad ziemią oznaczmy przez z (rys. 14), to prąd w nim będzie



Rys. 14. Wypadkowe natężenie pola od elementów anteny.

$$i_x = I_0 \sin \beta(l-z) \sin \omega t.$$

Geometryczny układ narzuca współrzędne biegunowe r_0 , Θ i φ punktu P .

Gdy $r_0 \gg \lambda$, to

$$r = r_0 - z \cos \Theta.$$

Obliczając natężenie w punkcie P pomijamy minimalne zmiany r , musimy jednak uwzględnić powstałą od różnych elementów anteny różnicę faz.

Dla danego rozkładu prądu obliczamy potencjał wektorowy $\bar{A}$, który jest wszędzie prostopadły do powierzchni ziemi.

$$\bar{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\bar{J}}{r} dv.$$

W naszym przypadku wektor gęstości prądu $\bar{J}$ jest równy i_x , a więc

$$\bar{A} = \frac{\mu I_0}{2\pi} \int_0^l \sin \beta(l-z) \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \frac{dz}{r}.$$

Lustrzane odbicie w ziemi uwzględniono przyjmując dwukrotnie większą wartość $\bar{A}$ (w mianowniku 2 zamiast 4). Odbicie lustrzane zwiększa natężenie pola nad ziemią. W ogólnym przypadku należy uwzględnić zespolony współczynnik odbicia od ziemi dla danej częstotliwości i kąta padania, co wykonamy przy rozważaniu rozchodzenia się fali.

Po podstawieniu wartości r otrzymujemy

$$A_z = \frac{\mu I_0}{4\pi\beta \cdot r_0} \sin(\omega t - \beta r_0) \cos \frac{(\beta l \cos \Theta) - \cos \beta l}{\sin^2 \Theta},$$

gdzie A_z — składowa pionowa potencjału wektorowego.

Nad powierzchnią półkuli $\bar{E}$ i $\bar{H}$ są związane zależnością

$$E_\theta = z_0 H_\varphi,$$

a więc pole jest określone przez H_φ .

Wyrażając $\text{rot } A_z$ we współrzędnych biegunowych otrzymujemy

$$H_\phi = \text{rot}_\phi A_z = \sin \Theta \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\cos \Theta}{r} \frac{\partial A}{\partial \Theta}.$$

Po zróżniczkowaniu cząstkowym i pominięciu wyrażen z $\frac{1}{r^2}$ otrzymujemy

$$H_\phi = \frac{\mu I_0}{2\pi r_0} \cos(\omega t - \beta r_0) \frac{\cos(\beta l \cos \Theta) - \cos \beta l}{\sin \Theta}.$$

Wyrażenie to jest oczywiście niezależne od Φ .

Wartość ułamka można określić jako współczynnik biegunowy $P(\Theta)$ (pionowa charakterystyka promieniowania).

Dla anteny pionowej

$$P(\Theta) = \frac{\cos(\beta l \cos \Theta) - \cos \beta l}{\sin \Theta}.$$

Wartość H_ϕ pomnożona przez $z_0 = 120\pi$ daje E_θ .

$$E_\theta = \frac{60 I_0}{r_0} \cos(\omega t - \beta r_0) P(\Theta),$$

gdzie

E_θ — natężenie pola elektrycznego [V/m],

I_0 — amplituda prądu w strzałce [A],

r_0 — odległość od podstawy anteny [m].

Aby otrzymać wartość skuteczną E_θ bierzemy $\cos(\omega t - \beta r_0) = 1$ i wartość skuteczną I_0 .

Wielkość współczynnika $P(\Theta)$ w dowolnym kierunku Θ zmienia się w zależności od elektrycznej długości anteny βl . Zmienia się on także w zależności od długości anteny nawet dla stałego Θ , np. dla kierunku poziomego, wzdłuż powierzchni ziemi, tj. dla $\Theta = 90^\circ$

$$P(90^\circ) = 1 - \cos \beta l.$$

Dla anteny obciążonej na szczycie niepromieniującą pojemnością końcową

$$P(\Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} [\cos \beta \Delta l \cdot \cos(\beta l \cos \Theta) - \\ - \sin \beta \Delta l \cdot \cos \Theta \sin(\beta l \cos \Theta) - \cos \beta(l + \Delta l)].$$

Dla $\Theta = 90^\circ$

$$P(90^\circ) = \cos \beta \Delta l - \cos \beta(l + \Delta l).$$

Stosując równanie wektora Poyntinga znajdujemy przepływ energii przez element powierzchni kuli

$$\vec{S} = E_{\theta} \times H_{\phi} = \frac{30 I_0^2}{r^2} \cos(\omega t - \beta r_0) P^2(\theta).$$

Powierzchnia kuli o promieniu r , leżąca między kątem θ i $\theta + d\theta$,

$$da = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta.$$

Stąd po scałkowaniu przez półkulę otrzymujemy całkowitą moc

$$W = 30 I_0^2 \int_0^{\pi/2} P^2(\theta) \sin \theta d\theta = \frac{1}{2} R_{s0} I_0^2,$$

gdzie I_0 — amplituda prądu w strzałce.

Stąd

$$R_{s0} = 60 \int_0^{\pi/2} P^2(\theta) \sin \theta d\theta.$$

Dla $P^2(\theta)$ należy podstawić wartość i scałkować. Wyrażenie to zostało rozwiązane przez Pierce'a przy użyciu rozwinięcia w szereg i całkowania wyrazu po wyrazie. Wynik całkowania został ujęty przez Ballantine'a tablicowo w postaci sinusa i cosinusa całkowego:

$$R_{s0} = 60 \left\{ \cos^2 \beta l \cdot C(2\beta l) - \frac{1}{4} \cos 2\beta l \cdot C(4\beta l) - \frac{1}{2} \sin 2\beta l \cdot \left[S(2\beta l) - \frac{1}{2} S(4\beta l) \right] \right\},$$

$$C(x) = \ln_e x + \gamma - Ci(x) = \int_0^x \frac{1 - \cos z}{z} dz,$$

$$S(x) = Si(x); \quad Si(x) = \int_0^x \frac{\sin z}{z} dz; \quad Ci(x) = \int_0^x \frac{\cos z}{z} dz;$$

γ — stała Eulera = 0,5772.

Rozwinięcie w szereg:

$$C(x) = \frac{x^2}{2 \cdot 2!} - \frac{x^4}{4 \cdot 4!} + \frac{x^6}{6 \cdot 6!} - \frac{x^8}{8 \cdot 8!} + \dots,$$

$$S(x) = x - \frac{x^3}{3 \cdot 3!} + \frac{x^5}{5 \cdot 5!} - \frac{x^7}{7 \cdot 7!} + \dots$$

We wzorze na R_{s0} można teraz użyć wartości $S(x)$ i $C(x)$ ujętych w tablicach.

Jeżeli rozważamy antenę długości l , obciążoną na szczycie niepromieniującą pojemnością końcową, przedłużającą elektrycznie antenę o Δl , to jej oporność w strzałce

$$R_{s0} = 60 \left\{ \frac{\sin^2 \beta(l + \Delta l)}{2} \left(\frac{\sin 2\beta l}{2\beta l} - 1 \right) + \cos^2 \beta(l + \Delta l) \cdot C(2\beta l) - \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \cos 2\beta(l + \Delta l) \cdot C(4\beta l) - \frac{\sin 2\beta(l + \Delta l)}{2} \left[S(2\beta l) - \frac{1}{2} S(4\beta l) \right] \right\}.$$

Dla anten krótkich względem długości fali $l \ll \lambda$ oporność promieniowania u podstawy będziemy obliczać ze wzoru Rüdenberga

$$R_{sp} = 1579 \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2,$$

gdzie h — wysokość skuteczna anteny; dla anten krótkich $h = \frac{l}{2}$.

$$R_{sp} = 1579 \left(\frac{l}{2\lambda} \right)^2 = 1579 \left(\frac{\beta l}{2\beta \lambda} \right)^2 = 1579 \left(\frac{\beta l}{4\pi} \right)^2 = \frac{1579}{16\pi^2} (\beta l)^2 \cong 10 (\beta l)^2.$$

Ze względu na sinusoidalny rozkład prądu oporność w strzałce (rzeczywistej lub fikcyjnej)

$$R_{s0} = R_{sp} \sin^2 \beta l,$$

dla

$$\beta l \approx 0; \quad \sin \beta l \approx \beta l;$$

$$R_{s0} = 10 (\beta l)^4.$$

Obliczamy oporność promieniowania dla $l = \frac{\lambda}{20}$:

$$R_{sp} = 10 (\beta l)^2 = 10 \left(\frac{\beta \lambda}{20} \right)^2 = 10 \left(\frac{2\pi}{20} \right)^2 \approx 1 \Omega.$$

Oporność promieniowania w fikcyjnej strzałce:

$$R_{s0} = 10 (\beta l)^4 = 10 (0,314)^4 = 0,0975 \Omega.$$

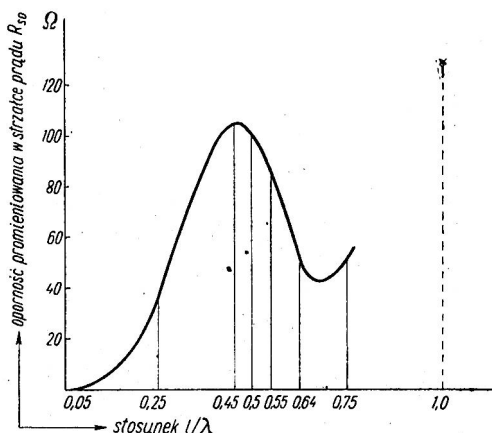
Obliczamy oporność promieniowania anteny w strzałce prądu dla długości anten: $l=0,25\lambda$; $0,45\lambda$; $0,5\lambda$; $0,55\lambda$; $0,64\lambda$; $0,75\lambda$. Wyniki prze-liczeń podane są w tabelce i na wykresie (rys. 15).

Oporność promieniowania dla rozpatrywanej anteny:

$$l=134 \text{ m}; \quad \Delta l=39 \text{ m}; \quad l+\Delta l=173 \text{ m};$$

węzeł prądu na wysokości 40 m obliczono wg podanego wzoru.

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{278} = 0,0226 \text{ r/m}; \quad \beta = \frac{360}{278} = 1,295^\circ/\text{m};$$



l/λ	0,05	0,25	0,45	0,5	0,55	0,64	0,75	1
R_{so}	0,0975	36,6	106,5	99,5	85	49	52,7	130

Rys. 15. Oporność promieniowania R_{so} anten o różnych długościach.

$$\beta(l+\Delta l) = 0,0226(134+39) = 3,91$$

$$\beta(l+\Delta l) = 1,295 \cdot 173 = 224^\circ$$

$$2\beta l = 2 \cdot 0,0226 \cdot 134 = 6,05$$

$$2\beta l = 2 \cdot 1,295 \cdot 134 = 347^\circ$$

$$2\beta(l+\Delta l) = 2 \cdot 0,0226 \cdot 173 = 7,82$$

$$2\beta(l+\Delta l) = 2 \cdot 1,295 \cdot 173 = 448^\circ$$

$$4\beta l = 4 \cdot 0,0226 \cdot 134 = 12,1$$

$$4\beta l = 4 \cdot 1,295 \cdot 134 = 694^\circ$$

$$\sin \beta(l+\Delta l) = \sin 224^\circ = -0,695$$

$$\sin^2 \beta(l+\Delta l) = 0,482$$

$$\sin 2\beta l = \sin 347^\circ = -0,225$$

$$\cos \beta(l+\Delta l) = \cos 224^\circ = -0,719$$

$$\cos^2 \beta(l+\Delta l) = 0,517$$

$$C(2\beta l) = C(6,05) = 2,437$$

$$\cos 2\beta(l+\Delta l) = \cos 448^\circ = 0,0349$$

$$C(4\beta l) = C(12,1) = 3,113$$

$$\sin 2\beta(l+\Delta l) = \sin 448^\circ = 1,000$$

$$S(2\beta l) = S(6,05) = 1,423$$

$$S(4\beta l) = S(12,1) = 1,501$$

$$R_{so} = 60 \left[\frac{0,482}{2} \left(\frac{-0,225}{6,05} - 1 \right) + 0,517 \cdot 2,437 - \frac{1}{4} \cdot 0,0349 \cdot 3,113 - \right. \\ \left. - \frac{1,000}{2} \left(1,423 - \frac{1}{2} \cdot 1,501 \right) \right] = 38,8 \Omega.$$

Oporność promieniowania dla anteny:

$$l=134 \text{ m}; \quad \Delta l=15,5 \text{ m}; \quad l+\Delta l=149,5;$$

węzeł prądu na wysokości 16,5 m nad ziemią.

$$\beta(l + \Delta l) = 0,0226(134 + 15,5) = 3,38$$

$$\beta(l + \Delta l) = 1,295 \cdot 149,5 = 193,5^\circ$$

$$2\beta l = 2 \cdot 0,0226 \cdot 134 = 6,05$$

$$2\beta l = 2 \cdot 1,295 \cdot 134 = 347^\circ$$

$$2\beta(l + \Delta l) = 2 \cdot 0,0226 \cdot 149,5 = 6,75$$

$$2\beta(l + \Delta l) = 2 \cdot 1,295 \cdot 149,5 = 387^\circ$$

$$4\beta l = 4 \cdot 0,0226 \cdot 134 = 12,1$$

$$4\beta l = 4 \cdot 1,295 \cdot 134 = 694^\circ$$

$$\sin \beta(l + \Delta l) = \sin 193,5^\circ = -0,233$$

$$\sin^2 \beta(l + \Delta l) = 0,0543$$

$$\sin 2\beta l = \sin 347^\circ = -0,225$$

$$\cos \beta(l + \Delta l) = \cos 193,5^\circ = -0,972$$

$$\cos^2 \beta(l + \Delta l) = 0,944$$

$$C(2\beta l) = C(6,05) = 2,437$$

$$\cos 2\beta(l + \Delta l) = \cos 387^\circ = 0,891$$

$$C(4\beta l) = C(12,1) = 3,113$$

$$\sin 2\beta(l + \Delta l) = \sin 387^\circ = 0,454$$

$$S(2\beta l) = S(6,05) = 1,423$$

$$S(4\beta l) = S(12,1) = 1,501$$

$$R_{s0} = 60 \left[\frac{0,0543}{2} \left(\frac{-0,225}{6,05} - 1 \right) + 0,944 \cdot 2,437 - \right. \\ \left. - \frac{1}{4} 0,891 \cdot 3,113 - \frac{0,454}{2} \left(1,423 - \frac{1}{2} \cdot 1,501 \right) \right] = 85,5 \Omega.$$

5.2.4. Wskaźnik promieniowania

Zmieniając długość elektryczną anteny, np. przez zmianę długości anteny lub przez jej przedłużenie pojemnością końcową, bądź też przez zmianę jednostkowego przesunięcia fazy za pomocą częstotliwości, wpływamy na wielkość promieniowania w każdym kierunku. Wielkość tę najwygodniej ująć tzw. wskaźnikiem promieniowania, tj. natężeniem pola w odległości 1 km dla 1 kW mocy wejściowej.

Ponieważ operujemy tutaj mocą nie wypromieniowaną lecz doprowadzoną, uwzględniamy także straty w antenie. Nie uwzględnia się natomiast strat rozchodzenia nad niedoskonałą ziemią.

Określamy wskaźnik promieniowania anteny wychodząc ze wzoru na natężenie pola elektrycznego

$$E = \frac{60 I_0}{r} \cos(\omega t - \beta r_0) P(\Theta);$$

pomijając wyrażenie określające fazę, otrzymujemy

$$E = \frac{60 I_0}{r} P(\Theta).$$

Ponieważ moc doprowadzona $P = I_0^2 R_0$, zaś $I_0 = \sqrt{\frac{P}{R_0}}$,

więc

$$E = \frac{60}{r} \sqrt{\frac{P}{R_0}} P(\Theta),$$

skąd wskaźnik promieniowania anteny

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = \frac{60}{\sqrt{R_0}} P(\Theta),$$

gdzie

E — natężenie pola elektrycznego [V/m],

P — moc doprowadzona [W],

r — odległość [m],

$R_0 = R_{s0} + R_{stro}$ — całkowity opór w strzałce prądu [Ω],

$P(\Theta)$ — współczynnik biegunowy,

I_0 — wartość skuteczna prądu w strzałce [A].

Zwykle wskaźnik promieniowania anteny ujemuje się w mV/m dla odległości 1 km i mocy doprowadzonej 1 kW. Wówczas

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = \frac{1900}{\sqrt{R_{s0} + R_{stro}}} \varrho(\Theta),$$

gdzie

E — [mV/m],

r — [km],

P — [kW].

Obliczamy wskaźnik promieniowania dla anten o różnych długościach z pominięciem strat w antenie, ponieważ straty w antenie nie zostały jeszcze obliczone. Po ich obliczeniu wskaźnik promieniowania zostanie skorygowany.

Dla anteny bardzo krótkiej wskaźnik promieniowania

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = \frac{1900}{\sqrt{R_{s0}}} (1 - \cos \beta l) = \frac{1900}{\sqrt{10(\beta l)^4}} \left[1 - \left(1 - \frac{(\beta l)^2}{2} \right) \right] = 300 \text{ mV/m},$$

więc dla anteny bardzo krótkiej (kołowa charakterystyka promieniowania)

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = 300 \sin \Theta \text{ mV/m}.$$

Obliczono wskaźniki promieniowania dla różnych długości anten: $\frac{l}{\lambda} = 0; 0,05; 0,25; 0,45; 0,5; 0,55; 0,64; 0,75; 1,0$; odpowiednie krzywe podano na rysunkach 16, 17, 18. Tablica I podaje przykładowo sposób obliczania wskaźnika promieniowania dla anteny o długości $0,55 \lambda$ oraz dla

$$R_{s0} = 85 \Omega, \quad \beta l = 196^\circ, \quad \frac{Er}{\sqrt{P}} = \frac{1900}{\sqrt{85}} P(\Theta); \quad P(\Theta) = \frac{\cos(196^\circ \cos \Theta) - \cos 196^\circ}{\sin \Theta}.$$

Tablica I

Θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\cos \Theta$	1,000	0,985	0,940	0,866	0,766	0,643	0,500	0,342	0,174	0,000
$196^\circ \cos \Theta$	196	193	184	169,8	150	126	98	67	34,1	0
$\cos(196^\circ \cos \Theta)$	-0,961	-0,974	-0,998	-0,984	-0,866	-0,588	-0,139	+0,391	+0,828	+1,000
$0,961 + \cos(196^\circ \cos \Theta)$	0,000	-0,013	-0,037	-0,023	+0,095	0,373	0,822	1,352	1,789	1,961
$\sin \Theta$	0	0,174	0,342	0,500	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985	1,000
$P(\Theta)$	0	-0,075	-0,108	-0,046	+0,148	0,487	0,950	1,440	1,815	1,961
$\frac{Er}{\sqrt{P}} [\text{mV/m}]$	0	-15,4	-22,2	-9,5	+30,5	100	196	297	374	404

Ze względu na natężenie fali przyziemnej zależy nam na dużym promieniowaniu w kierunku poziomym. Wielkość tę ujmujemy poziomym wskaźnikiem promieniowania. Dla $\Theta = 90^\circ$ wzory na wskaźnik promieniowania sprowadzają się do postaci:

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = \frac{1900}{\sqrt{R_{s0} + R_{stro}}} (1 - \cos \beta l);$$

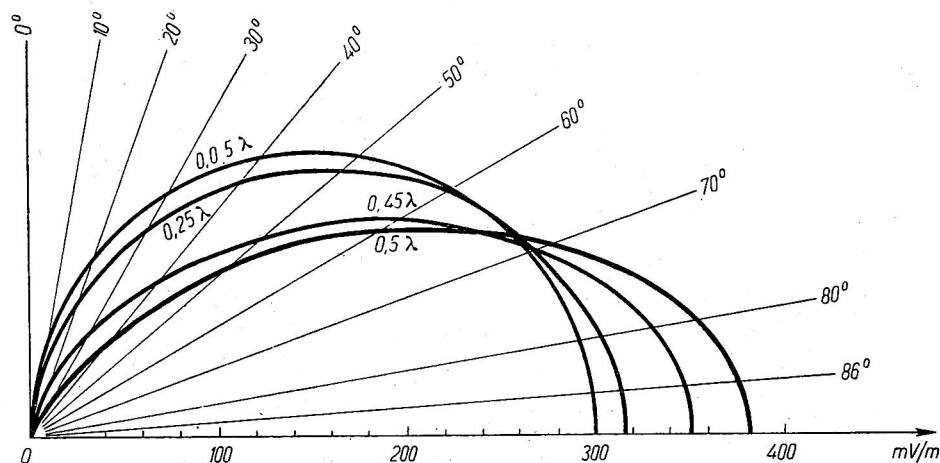
dla anteny obciążonej pojemnością końcową

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = \frac{1900}{\sqrt{R_{s0} + R_{stro}}} [\cos \beta \Delta l - \cos \beta (l + \Delta l)].$$

Z obliczeń wskaźnika promieniowania dla różnych długości anten podano w tablicy II zależność poziomego wskaźnika promieniowania w funkcji długości anteny (z pominięciem strat).

Tablica II

$\frac{l}{\lambda}$	0,00	0,05	0,25	0,45	0,50	0,55	0,64	0,75	1,0
$\frac{Er}{\sqrt{P}}$ dla $\theta = 90^\circ$	300	300	314	350	381	404	446	262	0,0

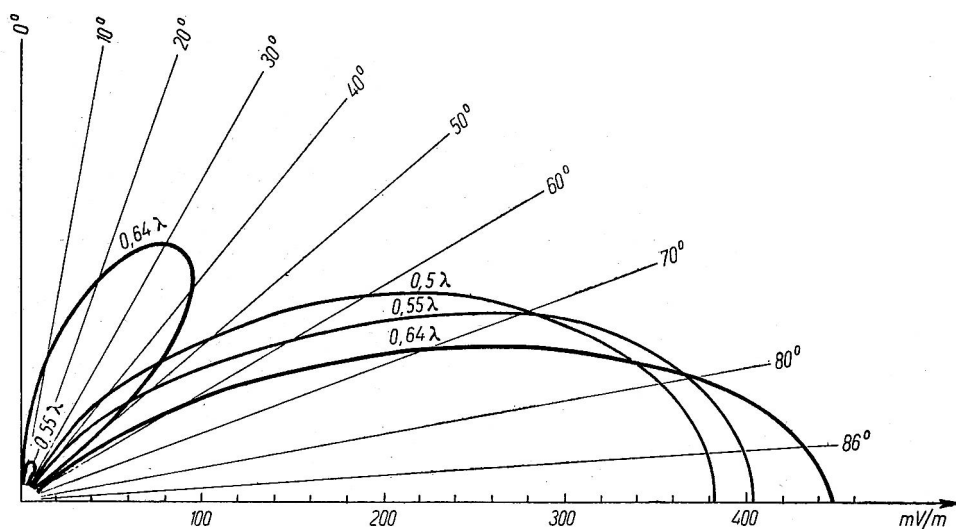


Rys. 16. Wskaźnik promieniowania $\frac{Er}{\sqrt{P}}$ dla anten o długościach: $\frac{l}{\lambda} = 0,05; 0,25; 0,45; 0,5$; E — [mV/m]. Układ biegunowy.

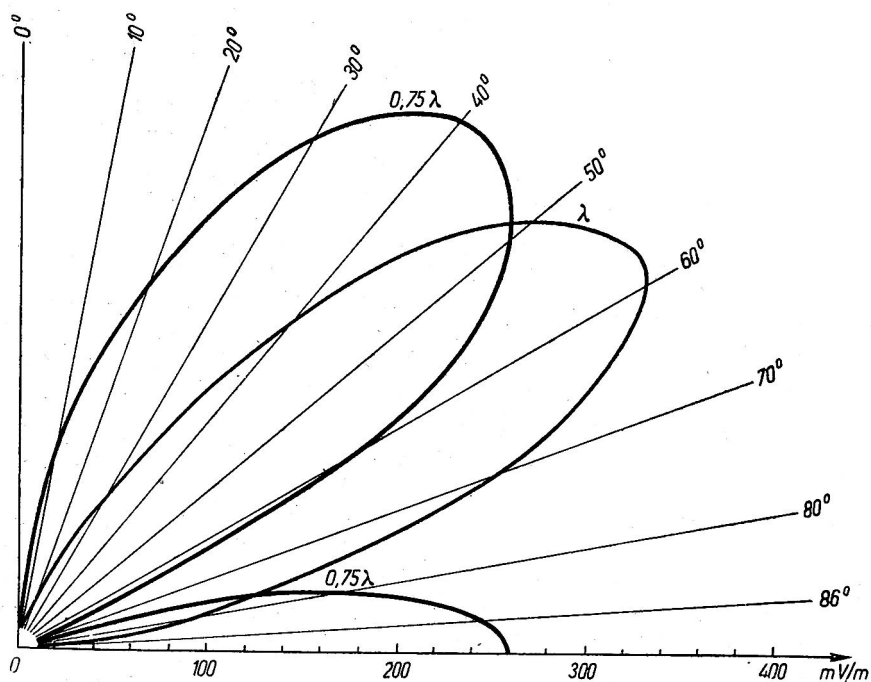
Z punktu widzenia natężenia fali przyziemnej najkorzystniejsza jest długość anteny $l = 0,64\lambda$. Występuje jednak wówczas znaczne promieniowanie dla $10^\circ < \theta < 50^\circ$, powodujące silną falę odbitą od jonosfery w małej odległości od radiostacji. W tych warunkach maleje znacznie bliski zasięg. W praktyce unika się więc anten tak długich, stosując długości rzędu $l \approx 0,55\lambda$. Wykres poziomego wskaźnika promieniowania podano na rysunku 19.

5.2.5. Rozkład prądu w antenie

Opór promieniowania w strzałce prądu obliczono przy założeniu sinusoidalnego rozkładu prądu. Rozkład taki istnieje tylko w linii nietłumionej. W antenie występuje silne tłumienie wskutek energii wypromieniowanej i straconej. Rozkład prądu zmienia się; jest on bliski rozkładowi w linii nietłumionej w okolicy pierwszej strzałki prądu i powyżej niej, natomiast w pobliżu węzła prądu występują duże odchylenia, jak wykazano wyżej przy analizie linii długiej z tłumieniem.

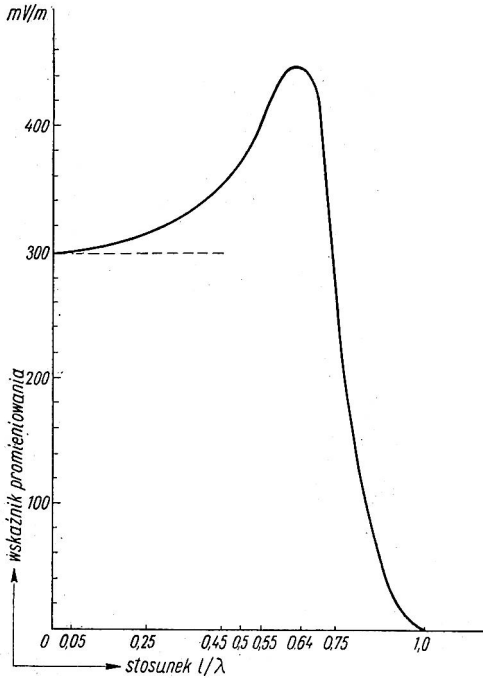


Rys. 17. Wskaźnik promieniowania $\frac{Er}{\sqrt{P}}$ dla anten o długościach: $\frac{l}{\lambda} = 0,5; 0,55; 0,64$. E — [mV/m].



Rys. 18. Wskaźnik promieniowania $\frac{Er}{\sqrt{P}}$ dla anten o długościach: $\frac{l}{\lambda} = 0,75; 1,0$. E — [mV/m].

Chcąc ująć moc wypromieniowaną i straconą w antenie w formie jednostkowego oporu równoważnej linii długiej, przyrównujemy do siebie moc oddaną przez antenę i moc straconą w linii długiej.



Rys. 19. Poziomy wskaźnik promieniowania w funkcji długości anteny.

Podstawiając zależność

$$\alpha = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{\beta}{2Q} = \frac{R}{2Z_{f0}},$$

otrzymujemy

$$\alpha = \frac{R_0}{Z_{f0} l \left(1 - \frac{\sin 2\beta l}{2\beta l} \right)} \text{ [Neper/m]}.$$

W przypadku anteny obciążonej na szczycie pojemnością końcową wzór na stałą tłumienia przybiera postać

$$\alpha = \frac{R_0}{Z_{f0} l \left\{ 1 + \frac{1}{2\beta l} [\sin 2\beta l \Delta l - \sin 2\beta(l + \Delta l)] \right\}^2}.$$

$$\frac{1}{2} I_0^2 R_0 = \frac{1}{2} \int_0^l i_z^2 R dz.$$

gdzie

$$i_z = I_0 \sin \beta(l - z).$$

Wykonując całkowanie otrzymujemy

$$R\beta l = \frac{2R_0}{1 - \frac{\sin 2\beta l}{2\beta l}}.$$

We wzorze tym R jest opornością na jednostkę długości wyrażoną w radianach (długość elektryczna). Opuszczając czynnik β po lewej stronie, otrzymujemy oporność na jednostkę długości — metr. Stąd.

$$R = \frac{2R_0}{l \left(1 - \frac{\sin 2\beta l}{2\beta l} \right)} \text{ } [\Omega/\text{m}].$$

gdzie

$R_0 = R_{s0} + R_{str0}$ — oporność promieniowania i strat w strzałce,

$Z_{f0} = \sqrt{\frac{L}{C}}$ — część rzeczywista oporności falowej Z_f .

5. 2. 5. 1. Straty w antenie

Antena służy do zamiany energii elektrycznej doprowadzonej z nadajnika na energię fal elektromagnetycznych. Jak przy każdej zamianie energii występują tutaj straty. Całkowita moc doprowadzona do anteny składa się z mocy wypromieniowanej i straconej:

$$P = P_s + P_{str}.$$

Sprawność anteny

$$\eta = \frac{P_s}{P} = \frac{P_s}{P_s + P_{str}}$$

Na straty w antenie składają się:

- 1) straty w przewodniku anteny,
- 2) straty dielektryczne w izolatorach,
- 3) straty w ziemi.

Dla anten o długości $l > \frac{\lambda}{4}$ na ogół straty w izolatorach są małe w porównaniu z innymi. Można je pominąć.

Ponieważ mierzymy moc doprowadzoną z linii przesyłowej wielkiej częstotliwości do urządzenia strojczego anteny, określając ją z prądu dopływającego z linii wielkiej częstotliwości i oporności wejściowej urządzenia, to należy zaliczyć także do strat anteny straty w urządzeniu strojczym.

Straty w urządzeniu strojczym nie wpływają na tłumienie anteny, które izewnętrznia się w zmianie rozkładu prądu w antenie, a więc i w oporności wejściowej anteny. Uwzględniamy te straty zmniejszając o nie moc doprowadzoną do anteny. Przy pomiarach utrzymujemy stałą moc doprowadzoną do urządzenia strojczego.

5.2.5.1.1. Straty w przewodniku anteny

Dla metali o dużej przewodności, jak miedź, straty w przewodniku anteny są zwykle bardzo małe i uwzględnia się tylko w przypadku anten krótkich, o małej oporności promieniow. Straty w przewodniku obliczamy uwzględniając zjawisko naskórkowości. Zastępując głębokość ϑ , na której gęstość prądu maleje do wartości $\frac{1}{e}$ gę-

stości na powierzchni, jest

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu g}}.$$

Oporność linki antenowej na jednostkę długości

$$R = \frac{1}{g} \cdot \frac{1}{\pi d \vartheta} = \frac{\sqrt{\pi f \mu g}}{\pi d g} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{\mu f}{\pi g}},$$

gdzie

d — średnica linki (dla anteny rozpatrywanej $d = 0,016$ m),

g — przewodność elektryczna (dla miedzi $g = 5,8 \cdot 10^7$ mo/m).

$$R = \frac{1}{0,016} \sqrt{\frac{4\pi 10^{-7} \cdot 1,079 \cdot 10^6}{\pi \cdot 5,8 \cdot 10^7}} = 5,4 \cdot 10^{-3} \Omega/\text{m}.$$

Wypadkowa oporność strat w strzałce prądu R_{str0} zależy od rozkładu prądu. Gdy rozkład jest sinusoidalny

$$i_z = I_0 \sin \beta(l - z),$$

otrzymujemy

$$\frac{1}{2} I_0^2 R_{str0} = \frac{1}{2} \int_0^l i_z^2 R dz.$$

Po wykonaniu całkowania

$$R_{str0} = \frac{1}{2} Rl \left(1 - \frac{\sin 2\beta l}{2\beta l} \right).$$

Dla anteny obciążonej na szczycie pojemnością końcową

$$R_{str0} = \frac{1}{2} Rl \left\{ 1 + \frac{1}{2\beta l} [\sin 2\beta \Delta l - \sin 2\beta(l + \Delta l)] \right\}.$$

Dla anteny rozpatrywanej przy długości elektrycznej 224°

$$l = 134 \text{ m}; \quad 2\beta l = 6,05; \quad 2\beta(l + \Delta l) = 7,82 = 448^\circ;$$

$$2\beta \Delta l = 1,76 = 101^\circ,$$

$$\sin 2\beta(l + \Delta l) = \sin 448^\circ = 1,000,$$

$$\sin 2\beta \Delta l = \sin 101^\circ = 0,982,$$

$$R_{str0} = \frac{1}{2} 5,4 \cdot 10^{-3} \cdot 134 \left(1 + \frac{0,982 - 1,000}{6,05} \right) = 0,361 \Omega.$$

Sprawność anteny z uwzględnieniem tylko strat w przewodniku

$$\eta = \frac{R_s}{R_s + R_{stro}} = \frac{38,8}{38,8 + 0,361} = 0,992.$$

Przy mocy wypromieniowanej $P_s = 50$ kW straty w lince wynoszą

$$P_{str} = P_s \frac{1 - \eta}{\eta} = 50 \frac{1 - 0,992}{0,992} = 0,404 \cong 0,4 \text{ kW}.$$

Dla anteny rozpatrywanej przy długości elektrycznej $193,5^\circ$ i $l = 134$ m

$$2\beta l = 2 \cdot 0,0226 \cdot 134 = 6,05,$$

$$2\beta \Delta l = 2 \cdot 0,0226 \cdot 15,5 = 40,2^\circ,$$

$$\sin 2\beta \Delta l = 0,644,$$

$$\sin 2\beta (l + \Delta l) = \sin 387^\circ = 0,454,$$

$$R_{stro} = \frac{1}{2} 5,4 \cdot 10^{-3} \cdot 134 \left(1 + \frac{0,644 - 0,454}{6,05} \right) = 0,374 \Omega.$$

Sprawność anteny z uwzględnieniem tylko strat w przewodniku

$$\eta = \frac{R_s}{R_s + R_{stro}} = \frac{83,5}{83,5 + 0,374} = 0,9956.$$

Przy mocy wypromieniowanej $P_s = 50$ kW straty w lince wynoszą

$$P_{str} = P_s \frac{1 - \eta}{\eta} = 50 \frac{1 - 0,9956}{0,9956} \cong 0,22 \text{ kW}.$$

Straty te mniejsze są od 1%; przy dokładnościach, z jakimi jesteśmy w stanie wykonywać pomiary, można by straty te pominąć. Tym bardziej można pominąć straty dielektryczne, które są porównywalne ze stratami w przewodniku dopiero dla anten bardzo krótkich, gdzie występują wysokie napięcia dla całej długości anteny.

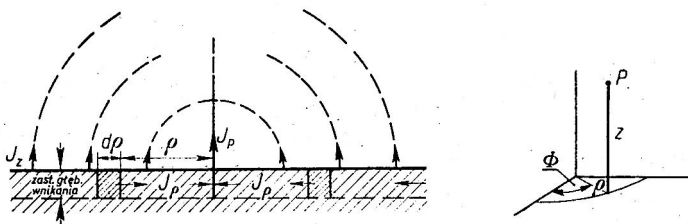
5.2.5.1.2 Straty w ziemi

W antenach średnioletowych dominują straty w ziemi, która ma stosunkowo małą przewodność i przy antenie zasilanej względem ziemi jest częścią układu oscylującego.

Aby zmniejszyć straty w ziemi, polepszymy jej przewodność wkończając w otoczeniu anteny dużą liczbę przewodów w kierunkach promieniowych do anteny.

W celu obliczenia strat w ziemi znajdujemy rozkład prądu w ziemi, zakładając że jest ona doskonale przewodząca. Następnie przyjmujemy skończoną przewodność ziemi uważając, że wpłynie ona w sposób nieistotny na rozkład prądu. Znając rozkład prądu i przewodność ziemi oceniamy straty w ziemi, a stąd zastępczy opór strat. Jest to metoda przybliżona, lecz dostatecznie dokładna w zakresie fal długich i średnich przy ziemi o przeciętnej przewodności.

Dla ziemi doskonale przewodzącej prąd płynąłby po powierzchni, przy skończonej przewodności prąd wnika w głąb ziemi, przy czym rozkład jego gęstości jest nierównomierny. Operujemy zastępczą głębokością wnikania. Do określenia rozkładu prądu wzdłuż ziemi stosujemy cylindryczny układ współrzędnych, otaczając antenę współosiowymi cylindrami o promieniu ρ , wysokości z (rys. 20). Ponieważ układ jest syme-



Rys. 20. Układ do obliczania rozkładu prądu w ziemi.

tryczny względem anteny, rozkład prądu wzdłuż ziemi nie będzie funkcją φ .

Na powierzchni ziemi $z=0$, jak wynika z rysunku 20.

$$I_e = I_p + I_z,$$

gdzie

I_e — prąd w ziemi,

I_p — prąd w antenie u podstawy,

I_z — prąd przesunięciowy.

Stosując pierwsze prawo Ampera, uogólnione prądem przesunięciowym Maxwella,

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t},$$

otrzymujemy wzór na pole magnetyczne, którego linie obejmują powierzchnię przenikaną przez prąd:

$$2\pi\rho H_\phi = I_p + I_z = I_e.$$

Określimy I_e znajdując H_ϕ w układzie cylindrycznym. Wartość H_ϕ określiliśmy dla rzeczywistej anteny w układzie biegunowym w rozdziale

5.2.3. wychodząc z pojęcia potencjału wektorowego $\bar{A}$ w nowym układzie (rys. 21).

Dla sinusoidalnego rozkładu prądu

$$i_z = I_0 \sin \beta(l - z_1),$$

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi} \int_0^l i_z \frac{e^{-j\beta r}}{r} dz,$$

gdzie

$$r = \sqrt{\rho^2 + (z - z_1)^2}.$$

Stąd otrzymujemy wartość:

$$H_\phi = j \frac{I_0 \sin \omega t}{4\pi \rho} \left[e^{-j\beta r_1} - j \frac{e^{-j\beta r_0}}{r_0} z \sin \beta l - e^{-j\beta r_0} \cos \beta l \right].$$

Zakładając $r_0 = \rho$ oraz $z = 0$ i podwajając wartość H_ϕ ze względu na odbicie lustrzane w ziemi (zakładamy tu, że ziemia jest doskonałym przewodnikiem — stąd całkowita symetria względem ziemi) otrzymujemy wartość:

$$H_\phi = j \frac{I_0}{2\pi \rho} (e^{-j\beta r_1} - e^{-j\beta \rho} \cos \beta l).$$

Wyrażając H_ϕ w funkcji prądu u podstawy anteny

$$I_p = I_0 \sin \beta l,$$

otrzymujemy

$$H_\phi = j \frac{I_p}{2\pi \rho \sin \beta l} (e^{-j\beta r_1} - e^{-j\beta \rho} \cos \beta l).$$

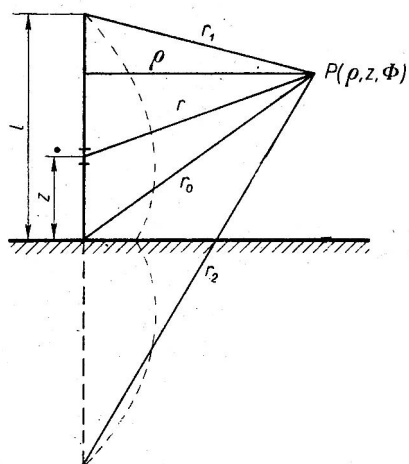
Opuściliśmy tutaj czynnik $\sin \omega t$, otrzymując wyrażenie na amplitudy lub wartości skuteczne natężenia pola magnetycznego i prądu.

Korzystając z wyprowadzonej zależności

$$I_e = 2\pi \rho H_\phi$$

otrzymujemy

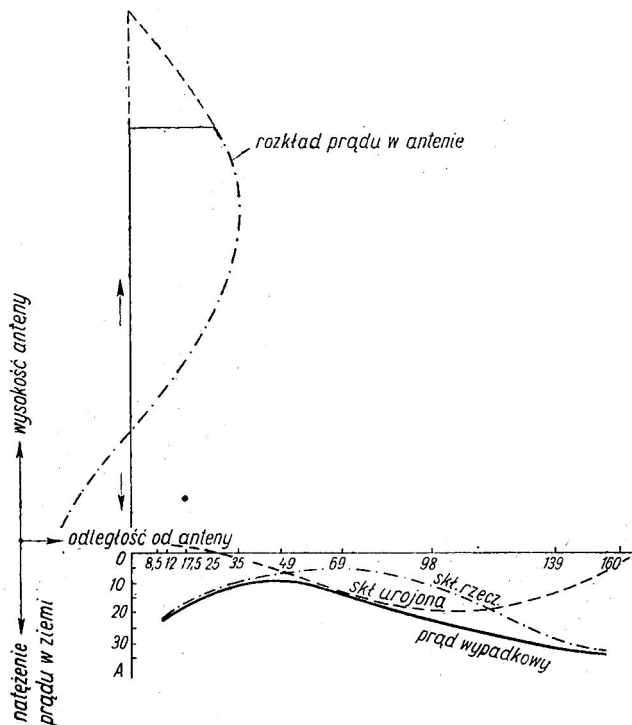
$$I_e = j \frac{I_p}{\sin \beta l} (e^{-j\beta r_1} - e^{-j\beta \rho} \cos \beta l).$$



Rys. 21. Układ cylindryczny do obliczania pola magnetycznego.

Jeżeli antena jest obciążona pojemnością końcową, wówczas zmienia się rozkład prądu w antenie i w ziemi. Przy przedłużaniu anteny pojemnością końcową o Δl otrzymujemy wzór na rozkład prądu w ziemi:

$$I_e = j \frac{I_p}{\sin \beta(l + \Delta l)} \left[e^{-j\beta r}, \left(\cos(\beta \Delta l) - j \frac{l}{r_1} \sin \beta \Delta l \right) - e^{-j\beta a} \cos \beta(l + \Delta l) \right].$$



Rys. 22. Wykres rozkładu składowej rzeczywistej, urojonej i wypadkowego prądu w ziemi dla anteny 224° (0,62λ).

Prąd w ziemi ma dwie składowe przesunięte w fazie: jedną pochodzącą od pola indukcyjnego, drugą od pola promieniowania. Prąd w ziemi ma dużą wartość dla $\epsilon > \frac{\lambda}{2}$, lecz ponieważ jest już poza obszarem indukcyjnym, straty w ziemi będziemy traktowali jako straty rozchodzenia się fal, gdyż nie wpływają one na sprawność samej anteny.

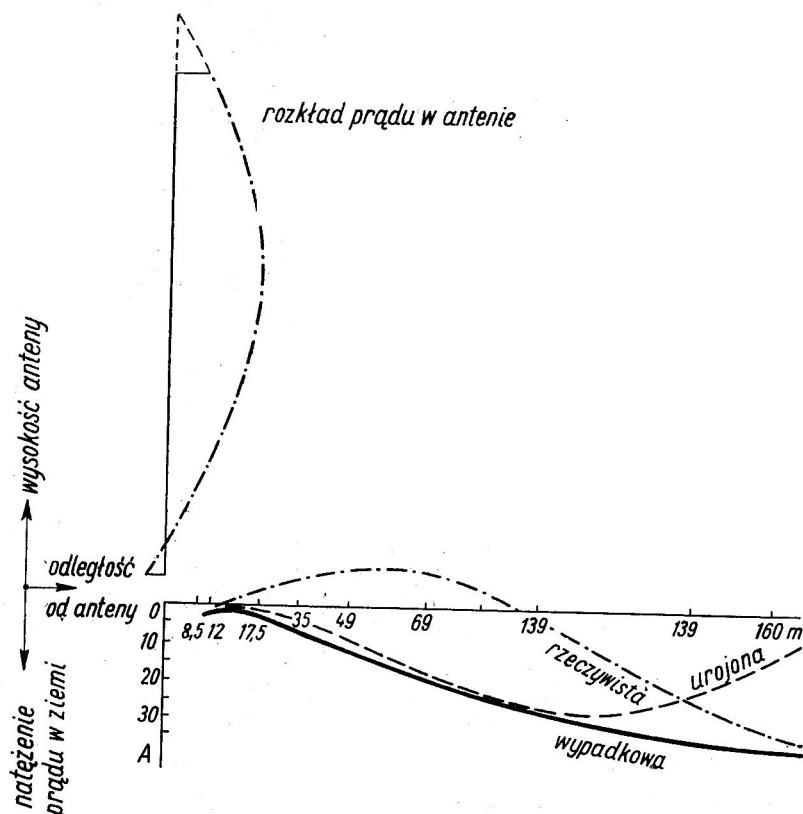
Wykonano obliczenia wielkości prądu w ziemi dla anteny rozpatrywanej przy długości elektrycznej 224°, tj. dla przedłużenia pojemnością końcową $\Delta l = 39$ m; wysokość wężła nad ziemią 40 m.

Wyniki obliczeń $|I_e|$ podano w tablicy III.

Tablica III

$q[m]$	8,5	12	17,5	25	35	49	69	98	139	160
$I_e[A]$	22,4	20,4	17,4	13,8	9,95	8,40	13,1	21,4	30,2	32,9

Wykres rozkładów modułu, składowej rzeczywistej i urojonej prądu w ziemi podano na rys. 22.



Rys. 23. Wykres rozkładu składowej rzeczywistej, urojonej i wypadkowego prądu w ziemi dla anteny $193,5^\circ$ (0,54 λ).

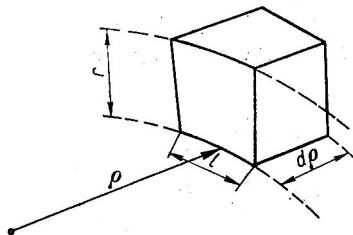
Dla anteny o długości elektrycznej $193,5^\circ$, tj. przy przedłużeniu pojemnością końcową o 15,5 m i wysokości wężła 16,5 m, wyniki obliczeń podano w tablicy IV.

Tablica IV

$q[m]$	8,5	12	17,5	25	35	49	69	98	139	175
$I_e[A]$	4,09	2,43	0,66	3,90	8,25	13,7	20,2	26,8	33,4	37,0

Wykres rozkładu modułu, składowej rzeczywistej i urojonej prądu w ziemi podano na rys. 23.

Straty spowodowane prądami w ziemi obliczamy, zakładając, że nie wpłynęły one w sposób istotny na rozkład tych prądów i że prąd płynie w ziemi tylko na głębokości równej zastępczej głębokości wnikania



Rys. 24 Element pierścienia do obliczania strat prądów w ziemi.

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu g}}.$$

Zakładamy parametry dla przeciętnej dobrej ziemi:

$$\varepsilon_r = 15, \quad g = 0,01 \text{ mo/m}$$

i wtedy

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot 1,079 \cdot 10^6 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 0,01}} = 4,85 \text{ m.}$$

Oporność elementu objętości ziemi o głębokości ϑ , szerokości l i grubości $d\rho$ (rys. 24) wynosi

$$dR = \frac{1}{g} \cdot \frac{d\rho}{\vartheta \cdot l}.$$

Oporność całego pierścienia o promieniu ρ i grubości $d\rho$

$$dR = \frac{1}{g} \cdot \frac{d\rho}{\vartheta 2\pi\rho} = \frac{\sqrt{\pi f \mu g}}{2\pi\rho g} d\rho = \frac{1}{2\vartheta} \sqrt{\frac{f\mu}{\pi g}} d\rho.$$

Straty w pierścieniu elementarnym

$$dW = I_e^2 dR = I_e^2 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{f\mu}{\pi g}} \cdot \frac{d\rho}{\rho}.$$

Straty w pierścieniu o skończonej grubości

$$W = \int_{\rho_1}^{\rho_2} dW = \int_{\rho_1}^{\rho_2} \frac{1}{2} I_e^2 \sqrt{\frac{f\mu}{\pi g}} \cdot \frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{2} I_e^2 \sqrt{\frac{f\mu}{\pi g}} \ln \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

Ponieważ I_e jest skomplikowaną funkcją ρ , więc straty obliczamy metodą przybliżoną, dzieląc ziemię na pierścienie, których promienie zmieniają się w stałym stosunku $\sqrt{2}$; zakładamy również, że w każdym z tych pierścieni płynie prąd o stałej amplitudzie, równej wartości średniej z wartości dla wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni pierścienia. Wartości prądów bierzemy z wykresu.

Obliczamy straty w ziemi dla anteny o długości elektrycznej 224° . Przyjmujemy pierwszy pierścień o promieniach $\varrho_2=160$ m, $\varrho_1=139$ m. Średni prąd w tym pierścieniu wynosi 31,6 A.

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{f\mu}{\pi g}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1,079 \cdot 10^6 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}{\pi \cdot 0,01}} = 3,28.$$

Straty w pierwszym pierścieniu

$$W = 3,28 \cdot 31,6^2 \cdot \ln \frac{160}{139} = 460 \text{ W.}$$

Na jedną strefę o stosunku promieni $\frac{\varrho_2}{\varrho_1} = \sqrt{2}$ wynikają straty

$$W = 3,28 \cdot \ln \sqrt{2} \cdot I_c^2 = 1,14 I_c^2.$$

Straty w każdej warstwie o promieniach $\frac{\varrho_2}{\varrho_1}$ podano w tablicy V.

Tablica V

$\frac{\varrho_2}{\varrho_1}$	$\frac{160}{139}$	$\frac{139}{98}$	$\frac{98}{69}$	$\frac{69}{49}$	$\frac{49}{35}$	$\frac{35}{25}$	$\frac{25}{17,5}$	$\frac{17,5}{12}$	$\frac{12}{8,5}$
$I_{csr[A]}$	31,6	25,8	17,2	10	9,1	10,2	15,4	18,9	21,4
$P_{str[W]}$	460	760	337	114	94,5	130	270	407	522

Sumaryczne straty w ziemi wynoszą $3094 \text{ W} \cong 3,1 \text{ kW}$.

Z powyższych rozważań wynika, że straty w ziemi wpływają przede wszystkim na sprawność anteny. Są one specjalnie groźne dla anten niskich, dla których rozkład prądu w ziemi jest bardzo niekorzystny, ponieważ w pobliżu anteny płyną wielkie prądy.

Na podstawie tych rozważań stwierdzamy również, że najskuteczniejszym środkiem na zmniejszenie strat w ziemi byłoby umieszczenie pod anteną w ziemi cylindra koncentrycznego o wysokości równej głębokości wnikania ϑ i o odpowiednio dobranym promieniu, ponieważ największe straty powstają w pobliżu anteny, gdzie przekrój ziemi dla przepływającego prądu jest mały.

Straty w ziemi można zmniejszyć również umieszczając w ziemi przewody. Jeżeli ich długość jest odpowiednio duża, to cylinder może się okazać zbyt cenny, ponieważ wtedy większość prądu płynie w przewodach a nie w ziemi.

Sprawność uziemienia złożonego z promienistego układu przewodów w ziemi została teoretycznie zbadana i sprawdzona praktycznie przez Browna [11].

Przy promienistym systemie uziemienia prąd w ziemi I_e jest sumą składowej w przewodach I_w i składowej w ziemi I_e :

$$I_e = I_w + I_e.$$

Stosunek I_e do I_w wyprowadził Brown:

$$\frac{I_e}{I_w} = j \left(\frac{\pi \varrho}{\vartheta n} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{\pi \varrho}{an} \right) - 0,5 \right],$$

gdzie

ϑ — głębokość wnikania,

a — promień przewodów w ziemi,

n — liczba przewodów.

Ze wzoru widać, że prądy w ziemi i w przewodach są przesunięte w fazie o 90° . Ich suma wektorowa jest równa prądowi wypadkowemu.

Ponieważ straty w przewodach są minimalne, możemy je pominąć. Obliczamy tylko straty pochodzące od prądów płynących w ziemi ze wzoru:

$$dW = I_e^2 dR = I_e^2 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{f\mu}{\pi g}} \cdot \frac{d\varrho}{\varrho}.$$

Dla każdego pierścienia obliczamy wielkość I_e .

Obliczono prądy dla sieci uziemieniowej złożonej z $n=120$ przewodów długości 175 m i o promieniu $a=1,13 \text{ mm}=1,13 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ dla anteny o długości elektrycznej 224° i $193,5^\circ$.

Wyniki obliczeń dla anteny o długości elektrycznej 224° ujęto w tabelicy VI; odpowiednie wykresy podano na rys. 25.

Tablica VI

ϱ	160	139	98	69	49	35	25	17,5	12	8,5
I_e	32,9	30,2	21,4	13,05	8,4	9,95	13,8	17,4	20,4	22,4
I_e	32,4	29,4	19,2	9,0	3,5	2,15	1,46	0,85	0,43	0,23
I_e/I_e	0,99	0,97	0,90	0,69	0,42	0,22	0,11	0,05	0,02	0,01
I_w	5,65	6,87	9,4	9,44	7,65	9,59	13,7	17,4	20,4	22,4
I_w/I_e	0,17	0,23	0,44	0,72	0,91	0,95	0,99	1,0	1,0	1,0

Straty pochodzące od prądów płynących w ziemi obliczamy dla poszczególnych pierścieni.

Wyniki obliczeń dla anteny o długości elektrycznej 224° podano w tablicy VII.

Tablica VII

$\frac{Q_2}{Q_1}$	$\frac{160}{139}$	$\frac{139}{98}$	$\frac{98}{69}$	$\frac{69}{49}$	$\frac{49}{35}$	$\frac{35}{25}$	$\frac{25}{17,5}$	$\frac{17,5}{12}$	$\frac{12}{6,5}$
$I_{e\text{str}}[\text{A}]$	31,6	24,3	14,1	6,25	2,6	1,8	1,14	0,64	0,33
$P_{\text{str}}[\text{W}]$	460	624	226	44,5	9,1	3,7	1,5	0,5	0,1

Całkowite straty $P_{\text{str}} = 1,37 \text{ kW}$.

Z obliczeń wynika, że promienisty układ uziemienia zmniejsza znacznie straty w ziemi w pobliżu anteny. Straty zmalały z wartości $3,1 \text{ kW}$ na $1,37 \text{ kW}$.

Straty wpływające na tłumienie anteny, tzn. straty w linie antenowej i w ziemi

$$P_{\text{str}} = 1370 + 400 = 1770 \text{ W}.$$

Całkowita moc doprowadzona do anteny (stała moc wypromieniowana $P_s = 50 \text{ kW}$):

$$P = P_s + P_{\text{str}} = 50\,000 + 1770 = 51\,770 \text{ W}.$$

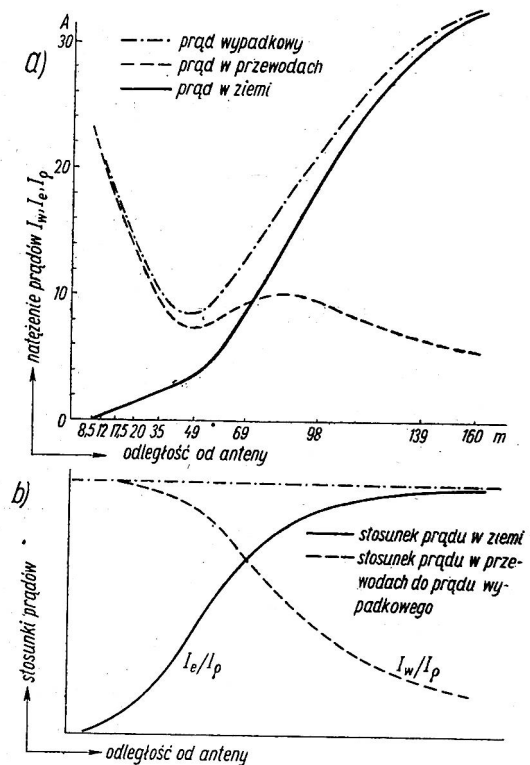
Sprawność anteny

$$\eta = \frac{50}{51,77} = 0,965.$$

Opór odniesiony do strzałki prądu z uwzględnieniem strat w linie i w ziemi

$$R_0 = \frac{R_{s0}}{\eta} = \frac{38,8}{0,965} = 40,1 \Omega.$$

Analogicznie obliczono rozkład prądu wypadkowego na prąd płynący w ziemi i w przewodach instalacji uziemienia dla anteny o długości elektrycznej $193,5^{\circ}$.



Rys. 25 a) Rozkłady prądów w ziemi dla anteny 224° ($0,62\lambda$). b) Rozkład prądu wypadkowego w ziemi i w przewodach.

Ze względu na zmieniony rozkład składowej urojonej prądu w ziemi w obszarze indukcyjnym obliczono straty w ziemi w odległości $q=175$ m. Wyniki obliczeń strat od prądów płynących w ziemi dla anteny o długości elektrycznej $193,5^\circ$, przy istnieniu uziemienia promienistego, są podane w tablicy VIII.

Tablica VIII

$\frac{q_2}{q_1}$	$\frac{175}{139}$	$\frac{139}{98}$	$\frac{98}{69}$	$\frac{69}{49}$	$\frac{49}{35}$	$\frac{35}{25}$	$\frac{25}{17,5}$	$\frac{17,5}{12}$	$\frac{12}{8,5}$
$I_{e\ str}[\Delta]$	34,4	28,2	19	9,85	3,75	1,1	0,22	0,04	0,045
$P_{str}[\text{W}]$	897	907	411	111	16	1,4	0,06	0,0018	0,0023

Całkowite straty w ziemi wynoszą $P_{str}=2,35$ kW.

Straty w ziemi z instalacją uziemienia dla tej elektrycznej długości anteny i węzła prądu na wysokości 16,5 m nad ziemią są większe niż dla anteny o długości elektrycznej 224° , w której węzeł jest na wysokości 40 m nad ziemią; te ostatnie straty wynoszą 1,37 kW.

Straty samej anteny (w lince i w ziemi)

$$P_{str}=220+2350=2,57 \text{ kW.}$$

Całkowita moc doprowadzona do anteny przy stałej mocy wypro-mieniowanej $P_s=50$ kW będzie

$$P=P_s+P_{str}=50+2,57=52,57 \text{ kW.}$$

Sprawność samej anteny

$$\eta = \frac{P_s}{P_s + P_{str}} = \frac{50}{52,57} = 95,2\%.$$

Oporność odniesiona do strzałki prądu z uwzględnieniem strat w sa-mej antenie

$$R_0 = \frac{R_{s0}}{\eta} = \frac{85,5}{0,952} = 89,8 \Omega.$$

5.2.5.2. Stała tłumienia i parametry anteny tłumionej

Stałą tłumienia obliczamy ze wzoru:

$$\alpha = \frac{R_0}{Z_{f0}l \left\{ 1 + \frac{1}{2\beta l} [\sin 2\beta \Delta l - \sin 2\beta (l + \Delta l)] \right\}}.$$

Dla anteny o długości elektrycznej 224^0 , przy przedłużeniu pojemnością końcową 39 m i wysokości węzła prądu nad ziemią 40 m, otrzymujemy

$$R_0 = 40,1 \Omega; \quad Z_{f0} = 560 \Omega; \quad l = 134 \text{ m}; \quad \Delta l = 39 \text{ m};$$

$$\sin 2\beta \Delta l = \sin 101^0 = 0,982,$$

$$\sin 2\beta (l + \Delta l) = \sin 448^0 = 1,000,$$

$$\alpha = \frac{40,1}{560 \cdot 134 \left(1 + \frac{0,982 - 1,00}{2 \cdot 0,0226 \cdot 134} \right)} = 5,34 \cdot 10^{-4},$$

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{5,34 \cdot 10^{-4}}{2,26 \cdot 10^{-2}} = 2,36 \cdot 10^{-2}.$$

Wprowadzamy poprawki dla wielkości charakterystycznych linii długiej, równoważnej antenie z uwzględnieniem tłumienia.

$$\beta = \beta_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \right] = 2,26 \cdot 10^{-2} [1 + 0,5 \cdot 5,56 \cdot 10^{-4}] = 2,26 \cdot 10^{-2} \cdot 1,00028.$$

Ponieważ wprowadzona poprawka wynosi 0,028 %, pomijamy ją.

$$Z_f = Z_{f0} \left(1 - j \frac{\alpha}{\beta} \right) = 560 (1 - j 0,0236).$$

Składowa urojona oporności falowej wynosi 2,36 % części rzeczywistej. Na wielkość modułu oporności falowej poprawka ta prawie nie wpływa.

$$\lambda = 278 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \right] = 278 (1 - 0,00028).$$

Skrócenie fali wynosi 0,028 %; pomijamy je.

Obliczamy przedłużenie anteny pojemnością końcową, korzystając z wartości wyznaczonych poprzednio dla linii długich tłumionych, obciążonych na końcu czystą pojemnością:

$$Z_k = -j 462 \Omega; \quad Z_f = 560 (1 - j 0,0236).$$

Ponieważ $\alpha \ll \beta$, stosujemy wzory przybliżone do obliczenia przedłużenia anteny pojemnością końcową ze względu na przesunięcie fazowe Δl_β i tłumienie Δl_α :

$$\operatorname{tg} \beta \Delta l_\beta \cong -\frac{Z_{f0}}{X_k} = +\frac{560}{462} = 1,21,$$

$$\beta \Delta l_\beta = 50,5^\circ,$$

$$\Delta l_\beta = \frac{50,5}{1,295} = 39 \text{ m.}$$

Przedłużenie anteny pojemnością końcową ze względu na przesunięcie fazowe jest takie samo, jak w linii nietłumionej.

$$\operatorname{tgh} \alpha \Delta l_\alpha = \frac{\alpha}{2\beta} \sin 2\beta \Delta l_\beta = 0,0118 \cdot \sin 101^\circ = 0,0116,$$

$$\alpha \Delta l_\alpha \cong 0,0116,$$

$$\Delta l_\alpha = \frac{0,0116}{5,34 \cdot 10^{-4}} = 21,8 \text{ m.}$$

Położenie strzałki prądu ($n=1$)

$$\begin{aligned} x_n + \Delta l_\beta &= n \frac{\lambda_0}{4} \left[1 + \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{4\Delta l_\alpha}{n\lambda} - \frac{4\Delta l_\beta}{n\lambda} \right) \right] = \\ &= \frac{278}{4} \left[1 + 0,0236^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{4 \cdot 21,8}{278} - \frac{4 \cdot 39}{278} \right) \right] = \\ &= 69,5(1 + 0,000141) \text{ m.} \end{aligned}$$

Wysokość strzałki prądu obniżyła się względem linii nietłumionej o $69,5 \cdot 0,000141 = 9,8 \cdot 10^{-4} = 9,8 \text{ mm.}$

Zmiana położenia strzałki prądu jest do pominięcia.

Położenie węzła prądu ($n=2$)

$$\begin{aligned} x_n + \Delta l_\beta &= n \frac{\lambda_0}{4} \left[1 - \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \left(\frac{3}{2} + \frac{4\Delta l_\alpha}{n\lambda} - \frac{4\Delta l_\beta}{n\lambda} \right) \right] = \\ &= 2 \frac{278}{4} \left[1 - 5,56 \cdot 10^{-4} \left(\frac{3}{2} + \frac{4 \cdot 21,8}{2 \cdot 278} - \frac{4 \cdot 39}{2 \cdot 278} \right) \right] = 139(1 - 7,66 \cdot 10^{-4}) \text{ m.} \end{aligned}$$

Wysokość węzła prądu przeniosła się względem linii nietłumionej o

$$139 \cdot 7,66 \cdot 10^{-4} = 10,65 \text{ cm.}$$

Pojemność końcową anteny określono z pomiaru wysokości węzła nad ziemią. Mierzono wysokość węzła w warunkach rzeczywistych, tzn. w linii tłumionej. Ponieważ nie znano jeszcze tłumienia, założono, że linia jest nietłumiona. Popelniony błąd, jak wynika z przeliczenia przesunięcia węzła wskutek tłumienia, jest w granicach dokładności pomiaru wysokości węzła, tj. około ± 25 cm.

Tę zmianę położenia węzła prądu możemy więc także pominąć i uważać, że węzeł prądu znajduje się na wysokości 40 m nad ziemią.

Powyższe parametry linii tłumionej obliczamy również dla anteny o długości elektrycznej $193,5^\circ$, przy czym przedłużenie pojemnością końcową wynosi 15,5 m, a wysokość węzła prądu nad ziemią jest 16,5 m.

W tych warunkach

$$R_0 = 89,8 \Omega; \quad Z_{f0} = 560 \Omega; \quad l = 134 \text{ m}; \quad \Delta l = 15,5 \text{ m};$$

$$\sin 2\beta(l + \Delta l) = 0,454; \quad \sin 2\beta \Delta l = 0,644; \quad 2\beta l = 6,05;$$

$$\alpha = \frac{89,8}{560 \cdot 134 \left[1 + \frac{1}{6,05} (0,644 - 0,454) \right]} = 1,16 \cdot 10^{-3};$$

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{1,16 \cdot 10^{-3}}{2,26 \cdot 10^{-2}} = 0,0514 = 5,14 \cdot 10^{-2}; \quad \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 = 2,64 \cdot 10^{-3}.$$

Poprawione wielkości charakterystyczne linii długiej, odpowiadającej antenie z uwzględnieniem tłumienia:

$$\beta = \beta_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \right] = 2,26 \cdot 10^{-2} (1 + 0,5 \cdot 2,64 \cdot 10^{-3}) = 0,0226 (1 + 0,00132).$$

Ponieważ poprawka wynosi około 0,1%, pozostawiamy wartość β bez zmiany.

$$Z_f = Z_{f0} \left(1 - j \frac{\alpha}{\beta} \right) = 560 (1 - j 0,0514).$$

Składowa urojona oporu falowego wynosi 5,14% części rzeczywistej. Na wielkość modułu oporu falowego poprawka ma minimalny wpływ (0,26%). Przesunięcie fazy oporu falowego

$$\operatorname{tg} \varphi = 0,0514; \quad \varphi = 3^\circ;$$

$$\lambda = \lambda_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \right] = 278(1 - 0,00132).$$

Skrócenie fali wynosi 0,132%, wobec czego pomijamy je również.

Przedłużenie anteny pojemnością końcową:

Obecnie, ze względu na zastosowanie równoległego obwodu rezonansowego na końcu anteny, zmniejszającego elektrycznie pojemność końcową, oporność końcowa Z_k wzrośnie:

$$Z_k = -jZ_f \operatorname{ctg} \beta \Delta l = -j560 \operatorname{ctg} 20,1^\circ = -j1530 \Omega.$$

Ponieważ $\alpha \ll \beta$, stosujemy jak poprzednio wzory przybliżone, to

$$\operatorname{tg} \beta \Delta l_\beta = -\frac{Z_{f0}}{Z_k} = +\frac{560}{1530} = 0,366,$$

$$\beta \Delta l_\beta = 20,1^\circ,$$

$$\Delta l_\beta = \frac{20,1}{1,295} = 15,5 \text{ m.}$$

Przedłużenie wypada takie samo, jak dla linii nietłumionej.

$$\operatorname{tgh} \alpha \Delta l_\alpha = \frac{\alpha}{2\beta} \sin \beta \Delta l_\beta = \frac{0,0514}{2} \sin 20,1^\circ = 0,00895,$$

$$\alpha \Delta l_\alpha \approx 0,00895,$$

$$\Delta l_\alpha = \frac{0,00895}{0,00116} = 7,72 \text{ m.}$$

Obliczamy położenie strzałki prądu ($n=1$).

$$\begin{aligned} x_n + \Delta l_\beta &= \frac{278}{4} \left[1 + 2,64 \cdot 10^{-3} \left(0,5 + \frac{4 \cdot 7,72}{278} - \frac{4 \cdot 15,5}{278} \right) \right] = \\ &= 69,5(1 + 0,00102). \end{aligned}$$

Wysokość strzałki prądu obniżyła się względem anteny nietłumionej o

$$69,5 \cdot 0,00102 = 7,1 \text{ cm.}$$

Położenie węzła prądu ($n=2$).

$$x_n + \Delta l_{\beta} = 2 \frac{278}{4} \left[1 - 2,64 \cdot 10^{-3} \left(0,75 + \frac{4 \cdot 7,72}{2 \cdot 278} - \frac{4 \cdot 15,5}{2 \cdot 278} \right) \right] = \\ = 139(1 - 0,00183).$$

Wysokość węzła prądu zwiększyła się względem linii nietłumionej o

$$139 \cdot 1,83 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 25,4 \text{ cm.}$$

Błąd popełniony przy nieuwzględnieniu tego przesunięcia leży w granicach uchybu pomiaru rozkładu prądu w antenie.

Przy rozpatrywanym rozkładzie prądu tłumienie anteny znacznie wzrosło z powodu wzrostu oporu promieniowania i wskutek tego wpływ tłumienia na poszczególne parametry jest większy, lecz jeszcze tak minimalny, że można go pominąć.

5.2.5.3. Szerokość przenoszanej wstęgi

Aby zbadać, czy zmiana oporności wejściowej anteny w funkcji częstotliwości nie spowoduje nadmiernego tłumienia wstęg bocznych fali zmodulowanej, określimy dobroć anteny metodą zastępczej linii długiej tłumionej.

Dobroć linii w otoczeniu rezonansu wynosi

$$Q = \frac{\beta}{2\alpha}.$$

Dla anteny przed zmianą rozkładu prądu (224°)

$$\alpha = 5,34 \cdot 10^{-4}; \quad \beta = 2,26 \cdot 10^{-2};$$

$$Q = \frac{2,26 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 5,34 \cdot 10^{-4}} = 21,2.$$

Szerokość przepuszczanej wstęgi

$$\Delta f = \frac{f}{Q} = \frac{1079}{21,2} = 51 \text{ kc.}$$

Szerokość przepuszczanej wstęgi jest więc dużo większa od żądanej $\Delta f = 10 \text{ kc.}$ Ponieważ długość elektryczna anteny 224° znacznie się różni od rezonansowej — 180 , to rzeczywista szerokość przepuszczanej wstęgi jest jeszcze większa od obliczonej.

Dla anteny o długości elektrycznej $193,5^\circ$

$$\alpha = 1,16 \cdot 10^{-3},$$

$$Q = \frac{2,26 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 1,16 \cdot 10^{-3}} = 9,75.$$

Szerokość przepuszczanej wstęgi w pobliżu rezonansu

$$\Delta f = \frac{f}{Q} = \frac{1079}{9,75} = 110 \text{ kc.}$$

Wskutek wzrostu tłumienia dla nowego rozkładu prądu w antenie szerokość przepuszczanej wstęgi znacznie wzrosła.

Wobec dużych szerokości wstęgi przepuszczanej przez antenę w rezonansie zagadnienie dokładnego obliczenia tłumienia wstęg bocznych fali zmodulowanej i wpływu obwodu strojeniowego anteny na szerokość wstęgi, jako nieistotne w rozpatrywanym przypadku, nie będą dalej traktowane ściśle. Zagadnienie to staje się istotne dla fal długich.

5.2.5.4. Oporność wejściowa anteny

Ze wzorów na napięcie i prąd w linii długiej tłumionej, obciążonej pojemnością końcową, obliczamy oporność anteny w dowolnym punkcie.

$$\frac{U_x}{I_x} = Z_x = Z_f \frac{\cosh \alpha(x + \Delta l_a) \cos \beta(x + \Delta l_\beta) + j \sinh \alpha(x + \Delta l_a) \sin \beta(x + \Delta l_\beta)}{\sinh \alpha(x + \Delta l_a) \cos \beta(x + \Delta l_\beta) + j \cosh \alpha(x + \Delta l_a) \sin \beta(x + \Delta l_\beta)}.$$

Dla anteny o długości elektrycznej 224°

$$\alpha = 5,34 \cdot 10^{-4};$$

$$\Delta l_a = 21,8 \text{ m}; \quad \Delta l_\beta = 39 \text{ m}; \quad x = 134 \text{ m.}$$

$$Z_p = 95,6 - j612 \Omega.$$

Dla anteny o długości elektrycznej $193,5^\circ$

$$\alpha = 1,16 \cdot 10^{-3}; \quad \Delta l_\beta = 15,5 \text{ m}; \quad \Delta l_a = 7,72 \text{ m}; \quad x = 134 \text{ m.}$$

$$Z_p = 1120 - j1548 \Omega.$$

5.2.5.5. Straty w urządzeniu strojeniowym anteny

Aby określić straty w urządzeniu strojeniowym anteny, zaprojektujemy jego elementy przy uwzględnieniu wpływu połączenia urządzenia strojeniowego z dolnym końcem anteny. Składa się ono z linki miedzianej o średnicy $d = 1,6 \text{ cm}$ i długości około $8,5 \text{ m}$, zawieszanej w odległości około $0,75 \text{ m}$ od ziemi i otaczających ścian (pokrytych uziemionym

ekranem) i z wyłącznika antenowego o powierzchni około 1 m^2 , umieszczonego w odległości około $0,4 \text{ m}$ od ekranu.

Połączenie to można by traktować jako linię długą o nierównomiernie rozłożonych parametrach, ale wystarczającym przybliżeniem dla tej długości fali jest założenie, że połączenie tworzy z ziemią pojemność skupioną, bocznikującą oporność wejściową anteny.

Dla przewodu poziomego o długości $l=8,5 \text{ m}$, średnicy $d=1,6 \text{ cm}$ i wysokości $H=0,75 \text{ m}$ pojemność wynosi

$$C = \frac{200 \cdot l}{3,6 \ln \frac{2l}{d} \sqrt{\frac{l^2 + 4H^2 - l}{l^2 + 4H^2 + l}}} =$$

$$= \frac{200 \cdot 8,5}{3,6 \ln \frac{2 \cdot 850}{1,6} \sqrt{\frac{850^2 + 300^2 - 850}{850^2 + 300^2 + 850}}} = 91 \mu\text{F}.$$

Pojemność wyłącznika względem ekranu liczymy jak pojemność kondensatora płaskiego o powierzchni $S=1 \text{ m}^2$ i odległości płytek $a=0,4 \text{ m}$.

$$C = \frac{S}{4\pi a \cdot 0,9} = \frac{10000}{4\pi \cdot 40} \approx 22 \mu\text{F}.$$

Pojemność połączenia wynosi

$$C = 113 \mu\text{F}.$$

Uwzględniając pojemność izolatora przepustowego, przyjmujemy całkowitą pojemność

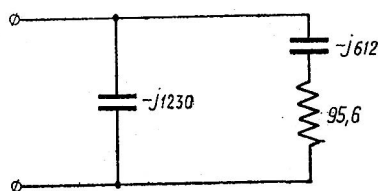
$$C \cong 120 \mu\text{F},$$

zaś

$$X_c = \frac{1}{\omega C} = \frac{1,48 \cdot 10^{-7}}{120 \cdot 10^{-12}} = 1230 \Omega.$$

Wówczas oporność na zaciskach wyjściowych urządzenia strojenowego (rys. 26)

$$Z = \frac{-j1230(95,6 - j612)}{95,6 - j(1230 + 612)} = 47,7 - j572 \Omega.$$



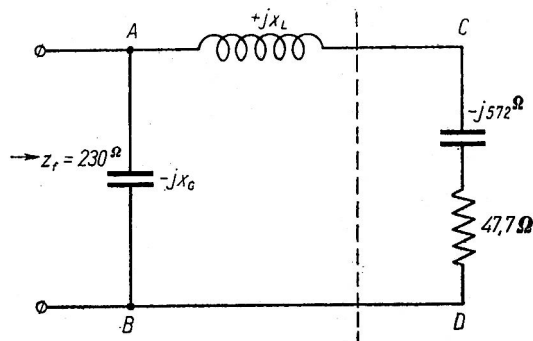
Rys. 26. Układ zastępczy oporności wejściowej anteny wraz z pojemnością doprowadzenia.

Antena jest zasilana sześcioprzewodową linią przesyłową wielkiej częstotliwości o oporności falowej

$$Z_f = 230 + j0 \Omega.$$

Aby zapobiec odbiciu na końcu linii, przetransformowuje się za pomocą urządzenia strojeniowego anteny zespoloną oporność wejściową anteny na oporność rzeczywistą równą oporności falowej linii zasilającej.

Ponieważ składowa rzeczywista oporności wejściowej anteny jest mniejsza od oporności falowej linii, stosujemy układ L (rys. 27). Jeżeli



Rys. 27. Układ dostrojenia anteny o długości elektrycznej 224° .

wypadkowa oporność urojona gałęzi ACD jest indukcyjna, to układ ten można zredukować do równoległego obwodu rezonansowego. W obwodzie tym dobiera się taką oporność pojemnościową gałęzi AB i oporność indukcyjną gałęzi ACD , aby przy tłumieniu oporem omowym w gałęzi CD cały układ przedstawiał na zaciskach oporność omową:

$$Z = 230 + j0\Omega.$$

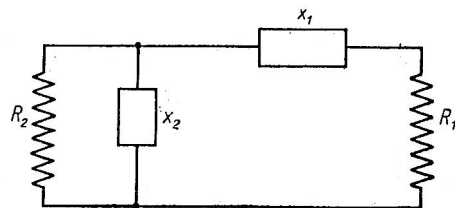
Do obliczenia elementów tego obwodu stosuje się zależności służące do transformacji oporności (rys. 28).

$$X_1 = R_1 \sqrt{n-1},$$

$$X_2 = nR_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{n-1}},$$

$$R_2 > R_1,$$

$$\frac{R_2}{R_1} = n.$$



Rys. 28. Układ transformacji oporności.

W rozpatrywanym przypadku $R_1 = 47,7\Omega$; $R_2 = 230\Omega$; X_1 — wypadkowa oporność indukcyjna; X_2 — oporność pojemnościowa.

$$n = \frac{R_2}{R_1} = \frac{230}{47,7} = 4,82,$$

$$X_1 = 47,7 \sqrt{4,82 - 1} = 93\Omega,$$

$$X_2 = \frac{4,82 \cdot 47,7}{\sqrt{4,82 - 1}} = 117,5\Omega.$$

Obliczenie indukcyjności:

$$X_1 = \omega L - 572; \quad \omega L = 93 + 572 = 665 \, \Omega;$$

$$L = 1,48 \cdot 10^{-7} \cdot 665 = 98,5 \, \mu\text{H}.$$

Obliczenie pojemności:

$$X_2 = \frac{1}{\omega C} = 117,5 \, \Omega,$$

$$C = \frac{1}{\omega X_2} = \frac{1,48 \cdot 10^{-7}}{117,5} = 1260 \, \mu\text{F}.$$

Obliczamy prądy i napięcia w obwodzie strojeniowym.

Moc doprowadzoną określamy z prądu dopływającego do obwodu strojeniowego i znanej oporności wejściowej tego obwodu.

Przy mocy doprowadzonej $P = 50 \text{ kW}$ prąd dopływający

$$I = \sqrt{\frac{P}{R}} = \sqrt{\frac{50\,000}{230}} = 14,8 \text{ A},$$

napięcie na obwodzie

$$U = IR = 14,8 \cdot 230 = 3400 \text{ V},$$

prąd w gałęzi pojemnościowej

$$I_c = \frac{U}{X_c} = \frac{3400}{117,5} = 29 \text{ A},$$

moc bierna kondensatora

$$P_b = UI = 3400 \cdot 29 = 98,5 \text{ kVA}.$$

Przy stratności kondensatora napełnionego olejem mineralnym $\text{tg } \delta = 6 \cdot 10^{-4}$ straty w kondensatorze wynoszą

$$P = P_b \text{tg } \delta = 98\,500 \cdot 6 \cdot 10^{-4} = 60 \text{ W}.$$

Szczytowe napięcie na kondensatorze przy 100% modulacji

$$U_{szcz} = U \cdot 2 \cdot \sqrt{2} = 3,4 \cdot 2 \cdot \sqrt{2} = 9,6 \text{ kV}.$$

Cewkę indukcyjną wykonuje się w postaci wariometru z rury miedzianej. Dobroć indukcyjności jest rzędu $Q = 600$. Wówczas oporność omowa cewki

$$R_{tsr} = \frac{\omega L}{Q} = \frac{665}{600} \approx 1,11 \, \Omega.$$

Prąd w gałęzi indukeyjnej

$$I = I_L + I_c = 14,8; \quad I_L = 14,8 - I_c = 14,8 - j29 \text{ A};$$

$$I_L = \sqrt{14,8^2 + 29^2} = 32,55 \text{ A}.$$

Straty w indukeyjności

$$P_{str} = I_L^2 R_{str} = 32,55^2 \cdot 1,11 = 1180 \text{ W}.$$

Straty całkowite w obwodzie strojeniowym

$$P_{str} = 1180 + 60 \approx 1,25 \text{ kW}.$$

Przy stałej mocy doprowadzonej do obwodu $P = 50 \text{ kW}$, moc doprowadzona do anteny wynosi

$$P = 50 - 1,25 = 48,75 \text{ kW}.$$

Ponieważ oporność tłumienia w strzałce prądu $R_0 = 40,1 \Omega$, więc przy mocy doprowadzonej $P = 48,75 \text{ kW}$ prąd w strzałce wynosi

$$I_0 = \sqrt{\frac{P}{R_0}} = \sqrt{\frac{48\,750}{40,1}} = 34,8 \text{ A}.$$

Moc wypromieniowana

$$P_s = P\eta = 48,750 \cdot 0,965 = 47,1 \text{ kW}$$

lub

$$P_s = I_0^2 R_s = 34,8^2 \cdot 38,8 = 47,1 \text{ kW}.$$

Całkowita sprawność anteny z uwzględnieniem strat w obwodzie strojeniowym

$$\eta = \frac{P_s}{P} = \frac{47,1}{50} = 0,941.$$

Oporność w strzałce z uwzględnieniem strat w obwodzie strojeniowym i w antenie

$$R_0 = \frac{R_s}{\eta} = \frac{38,8}{0,941} = 41,2 \Omega$$

lub

$$R_0 = \frac{P}{I_0^2} = \frac{50\,000}{34,8^2} = 41,2 \Omega.$$

Obliczamy straty w urządzeniu strojeniowym anteny o długości elektrycznej $193,5^\circ$.

Oporność wejściowa anteny na zaciskach wyjściowych układu strojeniuowego, z uwzględnieniem pojemności doprowadzenia, wynosi

$$Z = \frac{-j1230(1120 - j1548)}{1120 - j(1230 + 1548)} = 189 - j760 \Omega.$$

Ponieważ składowa rzeczywista oporu wejściowego jest mniejsza od oporności falowej linii przesyłowej wielkiej częstotliwości, stosujemy układ jak poprzednio:

$$R_1 = 189 \Omega; \quad n = \frac{R_2}{R_1} = \frac{230}{189} = 1,218;$$

$$X_1 = 189 \sqrt{1,218 - 1} = 88,3 \Omega;$$

$$X_2 = \frac{1,218 \cdot 189}{\sqrt{1,218 - 1}} = 492 \Omega.$$

Obliczamy indukcyjność:

$$X_1 = \omega L - 760; \quad \omega L = 760 + 88,3 = 848,3 \Omega;$$

$$L = 1,48 \cdot 10^{-7} \cdot 848,3 = 125 \mu\text{H}.$$

Obliczamy pojemność:

$$X_2 = \frac{1}{\omega C} = 492 \Omega,$$

$$C = \frac{1}{\omega X_2} = \frac{1,48 \cdot 10^{-7}}{492} = 301 \mu\mu\text{F}.$$

Obliczamy prądy i napięcia w obwodzie strojeniuowym anteny.

Napięcie na obwodzie i prąd przy mocy doprowadzonej $P = 50 \text{ kW}$

$$U = 3400 \text{ V}, \quad I = 14,8 \text{ A},$$

prąd w kondensatorze

$$I_c = \frac{U}{X_c} = \frac{3400}{492} = 6,9 \text{ A},$$

moc bierna kondensatora

$$P_b = U \cdot I = 3400 \cdot 6,9 = 23,4 \text{ kVA},$$

straty w kondensatorze przy $\text{tg } \delta = 6 \cdot 10^{-4}$

$$P_{str} = P_b \text{tg } \delta = 23\,400 \cdot 6 \cdot 10^{-4} = 14 \text{ W}.$$

Przy dobroci indukcyjności $Q=600$ oporność omowa indukcyjności

$$R_{str} = \frac{848,3}{600} = 1,41 \, \Omega.$$

Prąd w indukcyjności

$$I_L = I - I_c = 14,8 - j6,9 \, A,$$

$$|I_L| = \sqrt{14,8^2 + 6,9^2} = 16,3 \, A.$$

Straty w indukcyjności

$$P_{str} = I^2 R = 16,3^2 \cdot 1,41 = 376 \, W.$$

Całkowite straty w układzie strojeniowym

$$P_{str} = 376 + 14 = 390 \, W.$$

Przy mocy doprowadzonej z linii przesyłowej $P=50 \, kW$, moc doprowadzona do anteny wynosi

$$P = 50\,000 - 390 = 49,61 \, kW.$$

Ponieważ oporność tłumienia w strzałce wynosi

$$R_0 = 89,8 \, \Omega,$$

to prąd w strzałce wyniesie

$$I_0 = \sqrt{\frac{P}{R_0}} = \sqrt{\frac{49\,610}{89,8}} = 23,54 \, A,$$

a moc wypromieniowana

$$P_s = P \eta = 49\,610 \cdot 0,952 = 47,3 \, kW$$

lub

$$P_s = I_0^2 R_s = 23,54^2 \cdot 85,5 = 47,3 \, kW.$$

Całkowita sprawność anteny z uwzględnieniem strat w obwodzie strojeniowym wyniesie

$$\eta = \frac{P_s}{P} = \frac{47,3}{50} = 0,947.$$

Sprawność przy tym rozkładzie prądu w antenie jest o 0,6% większa.

Oporność w strzałce prądu z uwzględnieniem strat w obwodzie strojeniovym wyniesie

$$R_0 = \frac{R_s}{\eta} = \frac{85,5}{0,947} = 90,2 \, \Omega$$

lub

$$R_0 = \frac{P}{I_0^2} = \frac{50\,000}{23,54^2} = 90,2 \, \Omega.$$

5.2.5.6. Obliczenie rozkładu prądu i napięcia w antenie

W celu uzyskania poglądu na wpływ tłumienia na rozkład prądu i napięcia obliczamy rozkład dla anteny nietłumionej i dla anteny tłumionej.

Dla anteny nietłumionej 224° :

moc doprowadzona do anteny $P = 48,75 \, \text{kW}$,

moc wypromieniowana $P_s = 47,1 \, \text{kW}$,

prąd w strzałce $I_0 = 34,8 \, \text{A}$,

napięcie w strzałce $U_0 = I_0 Z_f = 34,8 \cdot 560 = 19,5 \, \text{kV}$,

długość anteny $l = 134 \, \text{m}$,

przedłużenie anteny $\Delta l = 39 \, \text{m}$,

$\beta(l + \Delta l) = 224^\circ$, $\beta \Delta l = 50,5^\circ$.

Wielkość prądu na końcu anteny

$$I_k = I_0 \sin \beta \Delta l = 34,8 \cdot \sin 50,5^\circ = 26,85 \, \text{A}.$$

Napięcie na końcu anteny

$$U_k = U_0 \cos \beta \Delta l = 19\,500 \cdot \cos 50,5^\circ = 12\,400 \, \text{V}.$$

Węzeł prądu $I = 0$ jest na wysokości $40 \, \text{m}$ nad ziemią.

Prąd u podstawy anteny

$$I_p = I_0 \sin \beta(l + \Delta l) = I_0 \sin 224^\circ = -24,2 \, \text{A}.$$

Napięcie u podstawy

$$U_p = U_0 \cos \beta(l + \Delta l) = 19\,500 \cos 224^\circ = 14 \, \text{kV}.$$

Oporność wejściowa anteny

$$R_p = -j \frac{14\,000}{24,2} = -j579 \, \Omega.$$

Dla anteny tłumionej 224^o prąd i napięcie w antenie określimy ze wzorów dla linii długiej tłumionej, obciążonej na końcu opornością urojoną:

$$U_x = \frac{U_k}{\cosh(\alpha \Delta l_a + j\beta \Delta l_\beta)} [\cosh \alpha(x + \Delta l_a) \cos \beta(x + \Delta l_\beta) + j \sinh \alpha(x + \Delta l_a) \sin \beta(x + \Delta l_\beta)],$$

$$I_x = \frac{U_k}{Z_f \cosh(\alpha \Delta l_a + j\beta \Delta l_\beta)} [\sinh \alpha(x + \Delta l_a) \cos \beta(x + \Delta l_\beta) + j \cosh \alpha(x + \Delta l_a) \sin \beta(x + \Delta l_\beta)],$$

$$U_k = 12\,400 \text{ V}, \quad Z_f = 560 \, \Omega,$$

$$\Delta l_a = 21,8 \text{ m}, \quad \Delta l_\beta = 39 \text{ m}.$$

Obliczamy wartości w strzałce prądu.

$$x + \Delta l_\beta = \frac{\lambda}{4}; \quad \beta(x + \Delta l_\beta) = \frac{\pi}{2},$$

$$x = \frac{\lambda}{4} - \Delta l_\beta = \frac{278}{4} - 39 = 30,5 \text{ m},$$

$$x + \Delta l_a = 30,5 + 21,8 = 52,3 \text{ m},$$

$$\alpha \Delta l_a = 5,34 \cdot 10^{-4} \cdot 21,8 = 0,0116,$$

$$\beta \Delta l_\beta = 1,295 \cdot 39 = 50,5^\circ,$$

$$\beta \Delta l_\beta = 0,226 \cdot 39 = 0,88 \text{ radianów},$$

$$\alpha(x + \Delta l_a) = 5,34 \cdot 10^{-4} \cdot 52,3 = 0,0279,$$

$$\beta(x + \Delta l_\beta) = \frac{\pi}{2}.$$

Napięcie w strzałce prądu

$$U_x = \frac{12\,400}{\cosh(0,0116 + j0,88)} [\cosh 0,0279 \cos 90^\circ + j \sinh 0,0279 \sin 90^\circ],$$

$$\cosh(0,0116 + j0,88) = \cosh 0,0116 \cdot \cos 50,5^\circ +$$

$$+ j \sinh 0,0116 \cdot \sin 50,5^\circ = 0,636 + j0,00895 \cong 0,636,$$

$$U_x \approx \frac{12\,400}{0,636} (+j0,0279) = j544 \text{ V}.$$

Prąd w strzałce

$$I_x = \frac{19\,500}{560} (\sinh 0,0279 \cdot \cos 90^\circ + j \cosh 0,0279 \cdot \sin 90^\circ) = j 34,8 \text{ A.}$$

Prąd w strzałce nie zmienił się w sposób zauważalny względem rozkładu sinusoidalnego. Prąd i napięcie są w fazie — występuje przeniesienie energii.

Wartości w węźle prądu

$$x + \Delta l_\beta = \frac{\lambda}{2}, \quad x = 139 - 39 = 100 \text{ m,}$$

$$\beta(x + \Delta l_\beta) = \pi = 180^\circ,$$

$$\alpha(x + \Delta l_\alpha) = 5,34 \cdot 10^{-4} (100 + 21,8) = 0,065.$$

Napięcie w strzałce

$$U_x = 19\,500 (\cosh 0,065 \cdot \cos 180^\circ + j \sinh 0,065 \cdot \sin 180^\circ) \approx$$

$$\approx 19\,500 \cdot 1,002 (-1) \approx -19,54 \text{ kV.}$$

Prąd w węźle

$$I_x = 34,8 (\sinh 0,065 \cdot \cos 180^\circ + j \cosh 0,065 \cdot \sin 180^\circ) \approx$$

$$\approx 34,8 \cdot 0,065 (-1) \approx -2,2 \text{ A.}$$

Prąd i napięcie są także w fazie.

Napięcie u podstawy anteny, tj. dla $x = 134 \text{ m}$:

$$\alpha(x + \Delta l_\alpha) = 5,34 \cdot 10^{-4} (134 + 21,8) = 0,083,$$

$$\beta(x + \Delta l_\beta) = 1,295 (134 + 39) = 224^\circ,$$

$$U_p = 19\,500 (\cosh 0,083 \cdot \cos 224^\circ + j \sinh 0,083 \cdot \sin 224^\circ) =$$

$$= -14\,070 - j 1127 \text{ V,}$$

$$|U_p| = \sqrt{14,07^2 + 1,127^2} = 14,1 \text{ kV}$$

Przy antenie bez tłumienia otrzymaliśmy odpowiadającą wartość napięcia u podstawy anteny $U = 14 \text{ kV}$, widzimy więc wzrost napięcia wskutek tłumienia.

Prąd u podstawy anteny

$$I_p = 34,8 (\sinh 0,083 \cdot \cos 224^\circ + j \cosh 0,083 \cdot \sin 224^\circ) =$$

$$= 34,8 [0,0831 (-0,719) + 1,003 (-0,695)] = -2,08 - j 24,3,$$

$$|I_p| = \sqrt{2,08^2 + 24,3^2} = 24,4 \text{ A.}$$

Prąd u podstawy bez uwzględnienia tłumienia

$$I_p = 24,2 \text{ A.}$$

Oporność wejściowa anteny

$$Z_p = \frac{U_p}{I_p} = \frac{-(14\,070 + j11\,127)}{-(2,08 + j24,3)} = 95,6 - j610 \, \Omega.$$

Dla anteny $193,5^\circ$:

moc doprowadzona $P = 49,61 \text{ kW}$,

moc wypromieniowana $P_s = 47,3 \text{ kW}$,

prąd w strzałce $I_0 = 23,54 \text{ A}$,

napięcie w strzałce $U_0 = I_0 Z_f = 23,54 \cdot 560 = 13,18 \text{ kV}$,

długość anteny $l = 134 \text{ m}$,

przedłużenie anteny $\Delta l = 15,5 \text{ m}$,

$\beta(l + \Delta l) = 1,295(134 + 15,5) = 193,5^\circ$,

$\beta \Delta l = 1,295 \cdot 15,5 = 20,1^\circ$.

Obliczamy rozkład prądu i napięcia bez uwzględnienia tłumienia.

Wielkość prądu na końcu anteny

$$I_k = I_0 \sin \beta \Delta l = 23,54 \sin 20,1^\circ = 8,1 \text{ A.}$$

Napięcie na końcu anteny

$$U_k = U_0 \cos \beta \Delta l = 13,18 \cos 20,1^\circ = 12,35 \text{ kV.}$$

Węzeł prądu $I_0 = 0$ występuje na wysokości $16,5 \text{ m}$ nad ziemią.

Prąd u podstawy anteny

$$I_p = I_0 \sin \beta(l + \Delta l) = 23,54 \sin 193,5^\circ = -5,48 \text{ A.}$$

Napięcie u podstawy anteny

$$U_p = U_0 \cos \beta(l + \Delta l) = 13,18(-0,972) = -12,8 \text{ kV.}$$

Oporność anteny u podstawy

$$Z_p = \frac{U_p}{I_p} = -j \frac{12\,800}{5,48} = -j2340 \, \Omega.$$

Obliczamy rozkład prądu i napięcia z uwzględnieniem tłumienia.

$$U_k = 12,35 \text{ kV}; \quad Z_f = 560 \, \Omega; \quad \Delta l_a = 7,72 \text{ m}; \quad \Delta l_p = 15,5 \text{ m.}$$

$$\alpha \Delta l_a = 1,16 \cdot 10^{-3} \cdot 7,72 = 8,95 \cdot 10^{-3};$$

$$\beta \Delta l_p = 1,295 \cdot 15,5 = 20,1^\circ;$$

$$\beta \Delta l_p = 0,226 \cdot 15,5 = 0,35 \text{ radianów.}$$

Wartości w strzałce prądu:

$$x + \Delta l_p = \frac{\lambda}{4}; \quad \beta(x + \Delta l_p) = 90^\circ;$$

$$x = \frac{\lambda}{4} - \Delta l_p = 69,5 - 15,5 = 54 \text{ m};$$

$$x + \Delta l_a = 54 + 7,72 = 61,72 \text{ m};$$

$$\alpha(x + \Delta l_a) = 0,0116 \cdot 61,72 = 0,0716;$$

$$\cosh(8,95 \cdot 10^{-3} + j0,35) \approx 0,939;$$

$$\frac{U_k}{\cosh(8,95 \cdot 10^{-3} + j0,35)} \approx \frac{12\,350}{0,939} = 13\,180.$$

Napięcie w węźle

$$U_x = 13\,180 (\cosh 0,0716 \cdot \cos 90^\circ + j \sinh 0,0716 \cdot \sin 90^\circ) = j944 \text{ V}.$$

Prąd w strzałce

$$I_x = \frac{13\,180}{560} (\sinh 0,0716 \cdot \cos 90^\circ + j \cosh 0,0716 \cdot \sin 90^\circ) = 23,6 \text{ A}.$$

Prąd w strzałce wzrósł o 0,256 % względem wartości bez tłumienia.

Napięcie w węźle prądu:

$$x + \Delta l_p = \frac{\lambda}{2}; \quad x = 139 - 15,5 = 123,5;$$

$$\beta(x + \Delta l_p) = 180^\circ;$$

$$\alpha(x + \Delta l_a) = 1,16 \cdot 10^{-3} (123,5 + 7,72) = 0,144;$$

$$U_x = 13\,180 (\cosh 0,144 \cdot \cos 180^\circ + j \sinh 0,144 \cdot \sin 180^\circ) = -13,3 \text{ kV}.$$

Napięcie wzrosło wskutek tłumienia o 1,04 % względem strzałki napięcia w linii nietłumionej.

Prąd w węźle

$$I_x = 23,54 (\sinh 0,144 \cdot \cos 180^\circ + j \cosh 0,144 \cdot \sin 180^\circ) = -3,4 \text{ A}.$$

Obliczamy napięcie i prąd u podstawy anteny.

$$x = 134 \text{ m};$$

$$\alpha(x + \Delta l_a) = 1,16 \cdot 10^{-3} (134 + 7,72) = 0,154;$$

$$\beta(x + \Delta l_p) = 0,0226 (134 + 15,5) = 193,5^\circ.$$

Napięcie u podstawy anteny

$$U_p = 13\,180 (\cosh 0,164 \cdot \cos 193,5^\circ + j \sinh 0,164 \cdot \sin 193,5^\circ) = \\ = -13\,000 - j506 \text{ V.}$$

$$|U_p| = \sqrt{13^2 + 0,506^2} \approx 13 \text{ kV.}$$

Napięcie u podstawy anteny bez uwzględnienia tłumienia wynosiło 12,8 kV.

Prąd u podstawy anteny

$$I_p = 23,54 (\sinh 0,164 \cdot \cos 193,5^\circ + j \cosh 0,164 \cdot \sin 193,5^\circ) = -3,77 - j5,68;$$

$$|I_p| = 6,8 \text{ A.}$$

Oporność wejściowa anteny

$$Z_p = \frac{U_p}{I_p} = \frac{-13\,000 + j506}{-3,77 + j5,68} = 1120 - j1550 \Omega.$$

Z powyższych obliczeń wynika, że między rozkładem prądu z uwzględnieniem tłumienia i prądu sinusoidalnego jest w tym przypadku mała różnica. W górnej części anteny (w okolicy i powyżej strzałki prądu) różnica jest niezauważalna. Większe odchylenia występują dopiero w okolicy węzła prądu. Stosunkowo mały prąd w węźle ma jednak znikomy wpływ na zmianę rozkładu promieniowania anteny, ponieważ w okolicy węzła rozkład prądu zbliża się do sinusoidalnego (rys. 29).

5.2.6. Obwód równoległy

Przy elektrycznej długości anteny $193,5^\circ$ przedłużenie anteny $\Delta l = 15,5 \text{ m}$, $\beta \Delta l = 20,1^\circ$.

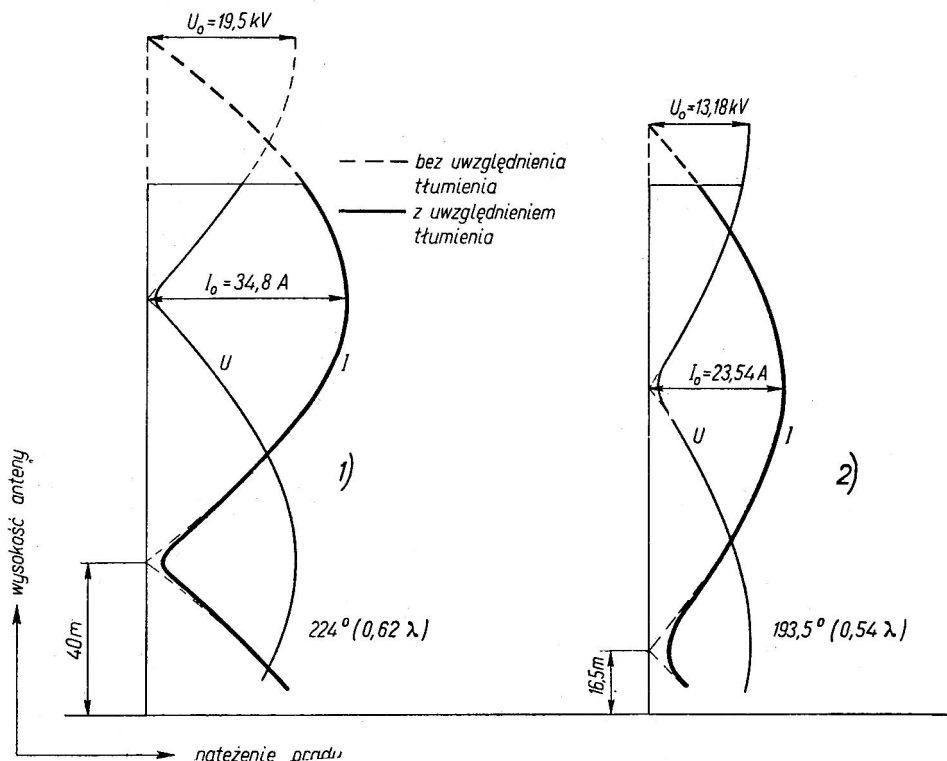
Przy zastosowaniu obwodu rezonansowego o wypadkowej oporności pojemnościowej między końcem linki antenowej i pojemnością końcową zmieni się rozkład pola elektrycznego na szczycie anteny wskutek spadku napięcia na obwodzie. Zwiększy się ilość linii pola elektrycznego między pojemnością końcową i linką antenową. Wskutek tej zmiany pola pojemność końcowa wzrośnie. Zmiana ta jest trudna do ujęcia ilościowego, lecz można ją skompensować odpowiednio przestrajając obwód aż do osiągnięciażądanego rozkładu prądu w antenie. Przeliczając obwód pominiemy zatem zmianę pojemności końcowej.

Żądana wypadkowa oporność na końcu anteny

$$Z_k = -j Z_f \operatorname{ctg} \beta \Delta l = -j 560 \operatorname{ctg} 20,1^\circ = -j 1530 \Omega.$$

Oporność pojemności końcowej

$$Z_c = -j \frac{1}{\omega C} = \frac{1,477 \cdot 10^{-7}}{320 \cdot 10^{-12}} = -j 462 \Omega.$$



Rys. 29. Rozkład prądu i napięcia w antenie o długości elektrycznej: 1) 224° , 2) $193,5^\circ$.
 - - - - - bez uwzględnienia tłumienia, — z uwzględnieniem tłumienia.

Oporność obwodu

$$Z_{obw} = Z_k - Z_c = -j 1530 - (-j 462) = -j 1068 \Omega.$$

Prąd na szczycie anteny

$$I_k = I_0 \sin \beta \Delta l = 23,54 \sin 20,1^\circ = 8,1 \text{ A}.$$

Napięcie na obwodzie

$$U = I Z_{obw} = 8,1 \cdot 1068 = 8,65 \text{ kV}.$$

Szczytowe napięcie przy 100% modulacji

$$U_{szcz} = U \cdot 2\sqrt{2} = 24,5 \text{ kV}.$$

Nie uwzględniamy tutaj skrócenia linki antenowej przez obwód, który składa się z kondensatora cylindrycznego i cewki (oba elementy o długości 1,5 m).

Ze względu na geometryczny kształt obwodu właściwsze będzie założenie, że promieniuje on w warunkach zbliżonych do warunków promieniowania linki antenowej, ponieważ zewnętrzny cylinder kondensatora połączony jest z jej końcem. Aby wypadkowa oporność obwodu była czysto pojemnościowa, powinien on być mocno odstrojony od rezonansu własnego.

Rozwiązań jest tutaj nieskończenie wiele; dobierzemy najekonomiczniejsze.

Sumaryczny prąd w kondensatorze i indukcyjności jest stały i równy prądowi na końcu anteny:

$$I = 8,1 \text{ A.}$$

Napięcie na obwodzie przy żądanym rozkładzie prądu jest stałe:

$$U = 8,65 \text{ kV.}$$

Granicznym układem jest sama pojemność. Wówczas

$$X_c = \frac{1}{\omega C} = 1068 \Omega.$$

$$C_{\min} = \frac{1,477 \cdot 10^{-7}}{1068} = 138 \mu\mu\text{F.}$$

Wymiary kondensatora określimy ze wzoru na pojemność kondensatora cylindrycznego:

$$C = \frac{24,5}{\lg_{10} \frac{D}{d}} \mu\mu\text{F/m.}$$

Dla długości 1,5 m

$$C = \frac{36,7}{\lg_{10} \frac{D}{d}} \mu\mu\text{F,}$$

$$\lg_{10} \frac{D}{d} = \frac{36,7}{C}.$$

Przy założonej średnicy zewnętrznej $D=30$ cm określamy średnicę wewnętrzną; np. dla pojemności $C=138 \mu\mu F$

$$\lg_{10} \frac{D}{d} = \frac{36,7}{138} = 0,266;$$

$$\frac{D}{d} = 1,85; \quad d = \frac{30}{1,85} = 16,2 \text{ cm.}$$

Odległość między cylindrami

$$\frac{D-d}{2} = \frac{30-16,2}{2} = 6,9 \text{ cm.}$$

Rozpatrzmy kilka możliwych sposobów otrzymania obwodu równoległego o wypadkowej oporności $Z_{obw} = -j1068$.

$$Z_{obw} = -j1068 = \frac{(-jX_c) \cdot (+jX_L)}{j(X_L - X_c)},$$

$$1068 = \frac{X_c X_L}{X_L - X_c},$$

skąd

$$X_L = 1068 \frac{X_c}{1068 - X_c}.$$

Dla $C=170 \mu\mu F$

$$X_c = \frac{1,477 \cdot 10^{-7}}{170 \cdot 10^{-12}} = 870 \Omega,$$

$$X_L = 1068 \frac{870}{1068 - 870} = 4700 \Omega,$$

$$L = \frac{X_L}{\omega} = 1,477 \cdot 10^{-7} \cdot 4700 = 694 \mu H.$$

Przy średnicy indukcyjności 30 cm i długości 1,5 m obliczamy liczbę zwojów ze wzoru:

$$L = F n^2 d \mu H,$$

gdzie

F — współczynnik zależny od stosunku średnicy do długości,

d — średnica w calach ($d=11,8''$).

$$\text{Dla } \frac{d}{l} = \frac{30}{150} = 0,6 \text{ będzie } F=0,01186,$$

a stąd

$$L = 0,01186 \cdot n^2 \cdot 11,8 = 0,14 n^2 \mu\text{H},$$

$$n = \sqrt{\frac{L}{0,14}} \text{ zwojów.}$$

Dla $L = 694 \mu\text{H}$

$$n = \frac{694}{0,14} = 71 \text{ zwojów.}$$

Odległość między osiami zwojów $\frac{150}{71} = 2,1 \text{ cm.}$

Jeżeli dla zmniejszenia strat indukcyjność zostanie wykonana z rurki miedzianej o średnicy 1,5 cm, to odstępy między zwojami wyniosą 0,6 cm. Ze względu na warunki atmosferyczne, jak sadź, oblodzenie itp., odstęp taki jest za mały.

Różnica napięcia między zwojami

$$\frac{8650}{71} = 122 \text{ V.}$$

Przy dobroci cewki $Q = \frac{\omega L}{R_{str}} = 600$

$$R_{str} = \frac{4700}{600} = 7,84 \Omega.$$

Prąd w kondensatorze

$$I_c = \frac{8650}{870} = 9,95 \text{ A.}$$

Prąd w indukcyjności

$$I_L = \frac{8650}{4700} = 1,85 \text{ A.}$$

Straty w indukcyjności:

$$P_{str} = I_L^2 \cdot R_{str} = 1,85^2 \cdot 7,84 = 26,8 \text{ W.}$$

Częstotliwość rezonansowa:

$$\omega_{res} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{694 \cdot 10^{-6} \cdot 170 \cdot 10^{-12}}} = 2,91 \cdot 10^6 \text{ c/s;}$$

$$f_{res} = 0,464 \cdot 10^6.$$

Stosunek częstotliwości rezonansowej obwodu do częstotliwości pracy

$$\frac{f_{rez}}{f} = \frac{0,464}{1,079} = 0,43$$

lub odwrotnie

$$\frac{f}{f_{rez}} = 2,32.$$

Wyniki obliczeń wielkości charakterystycznych obwodu dla pojemności $C=138, 170, 200, 230, 260$ i $300 \mu\mu\text{F}$ podano w tablicy IX.

Tablica IX

$C[\mu\mu\text{F}]$	138	170	200	230	260	300
$X_c[\Omega]$	1068	870	738	642	567	492
Odległość między cyl. [cm]	6,9	5,8	5,2	4,6	4,15	3,65
$X_L[\Omega]$		4700	2390	1610	1210	910
$L[\mu\text{H}]$		694	353	238	178	134,5
n		71	50	41	36	31
l [cm]		2,1	3	3,68	4,16	4,84
U_{zw} [V]		122	173	210	240	279
I_c [A]	8,1	9,95	11,72	13,5	15,25	17,6
I_L [A]		1,85	3,62	5,4	7,15	9,5
P_{str} [W]		26,8	52	78	103	137
$\frac{f}{f_{rez}}$		2,82	3,5	3,96	4,3	4,6

W wykonaniu rzeczywistym kierować się będziemy następującymi przesłankami:

1. Ze względów konstrukcyjnych unikamy dużych pojemności. Szczupłość miejsca zmuszałaby przy danych wymiarach zewnętrznych do małych odległości między cylindrami, co jest niewskazane ze względu na izolację i warunki atmosferyczne, jak sadź, oblodzenie itp.

2. Unikamy wielkich indukcyności ze względu na małe odległości międzyzwojowe.

3. Staramy się utrzymać małe straty w obwodzie; na ogół są one małe przy zastosowanych mocach.

4. Chcemy, aby częstotliwość pracy różniła się znacznie od częstotliwości rezonansu własnego ze względu na konieczność utrzymania czyistości pojemnościowej oporności obwodu.

W konstrukcji próbnej wybrano pojemność $200 \mu\text{F}$, odległość między cylindrami $5,2 \text{ cm}$ (co odpowiada indukcyjności $253 \mu\text{H}$ i 50 zwojów), odstęp między osiami zwojów 3 cm , straty w cewce 50 W , stosunek częstotliwości pracy do częstotliwości własnego rezonansu obwodu $3,5$.

W celu spłaszczenia czoła fali udarowej, która mogłaby występować przy wyładowaniach atmosferycznych, w szereg z pojemnością obwodu od strony pojemności końcowej dano kilka zwojów o małej średnicy.

5.2.7. Wskaźnik promieniowania anteny o długości elektrycznej 224° i $193,5^\circ$ z uwzględnieniem strat

Wskaźnik promieniowania wyrażony jako natężenie pola elektrycznego $E \text{ mV/m}$ w odległości 1 km przy mocy doprowadzonej do urządzenia strojeniwego 1 kV będzie:

Dla anteny 224° :

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = \frac{1900}{\sqrt{R_0}} P(\Theta) = \frac{1900}{\sqrt{41,2}} \cdot P(\Theta) = 298 \cdot P(\Theta);$$

$$P(\Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} [\cos \beta \Delta l \cdot \cos(\beta l \cos \Theta) - \sin \beta \Delta l \cdot \cos \Theta \cdot \sin(\beta l \cos \Theta) \cdot \cos \beta (l + \Delta l)].$$

$$\beta l = 1,295 \cdot 134 = 173,5^\circ; \quad \beta \Delta l = 1,295 \cdot 39 = 50,5^\circ;$$

$$P(\Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} [0,636 \cos(173,5^\circ \cos \Theta) - 0,772 \cos \Theta \cdot \sin(173,5^\circ \cos \Theta) + 0,719].$$

Wyniki obliczeń podano w tablicy X, a odpowiednie wykresy na rysunkach 30 i 31.

Dla anteny $193,5^\circ$:

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = \frac{1900}{\sqrt{R_0}} P(\Theta) = \frac{1900}{\sqrt{90,2}} P(\Theta) = 200 P(\Theta);$$

$$\beta l = 173,5^\circ; \quad \beta \Delta l = 20,1^\circ;$$

$$P(\Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} [0,939 \cos(173,5^\circ \cos \Theta) - 0,344 \cos \Theta \cdot \sin(173,5^\circ \cos \Theta) + 0,972].$$

Tablica X

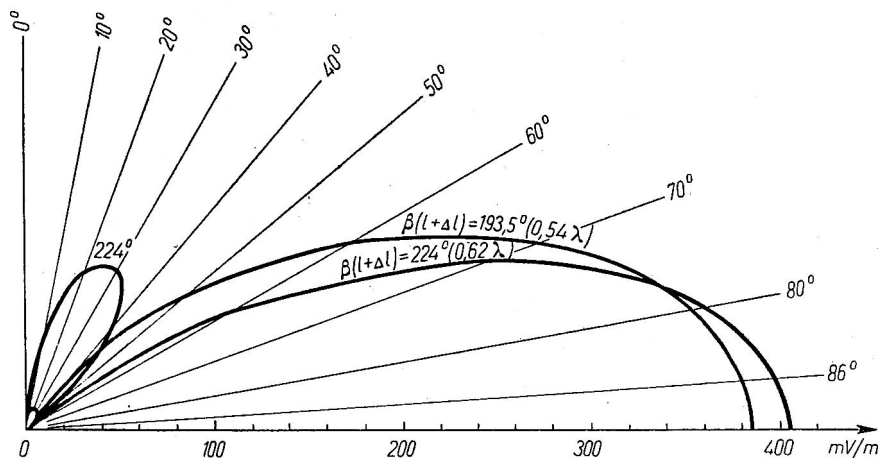
Θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\cos \Theta$	1,000	0,985	0,940	0,866	0,766	0,643	0,500	0,342	0,174	0,000
$173,5^\circ \cos \Theta$	173,5°	171°	163°	150,2°	132,8°	111,5°	86,5°	59,2°	30,1°	0,000
$\cos (173,5^\circ \cos \Theta)$	-0,994	-0,988	-0,956	-0,868	-0,679	-0,367	+0,061	0,512	0,865	1,000
$0,636 \cos (173,5^\circ \cos \Theta)$	-0,632	-0,628	-0,607	-0,552	-0,431	-0,233	0,039	0,325	0,550	0,636
$\sin (173,5^\circ \cos \Theta)$	+0,113	0,156	0,292	0,497	0,734	0,930	0,998	0,859	0,502	0,000
$-0,772 \cdot \cos \Theta \cdot \sin (173,5^\circ \dots)$	-0,087	-0,119	-0,212	-0,332	-0,435	-0,462	-0,386	-0,227	-0,067	0,000
wartość w nawiasie kwadratowym	0	-0,028	-0,100	-0,165	-0,147	+0,024	0,372	0,817	1,202	1,355
$\sin \Theta$	0,000	0,174	0,342	0,500	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985	1,000
$P(\Theta)$	0	-0,161	-0,292	-0,330	-0,229	+0,031	0,429	0,869	1,220	1,355
$\frac{Er}{\sqrt{P}}$ (E mV/m)	0	-48	-87	-98,3	-68,2	+9,2	128	259	364	404

Tablica XI

Θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\cos \Theta$	1,000	0,985	0,940	0,866	0,766	0,643	0,500	0,342	0,174	0,000
$173,5^\circ \cos \Theta$	173,5	171	163	150,2	132,8	111,5	86,5	59,2	30,1	0,000
$\cos (173,5^\circ \cos \Theta)$	-0,994	-0,988	-0,956	-0,868	-0,679	-0,367	+0,061	0,512	0,865	1,000
$0,937 \cos (173,5^\circ \cos \Theta)$	-0,933	-0,928	-0,897	-0,815	-0,638	-0,345	+0,057	0,481	0,812	0,939
$\sin (173,5^\circ \cos \Theta)$	+0,113	0,156	0,292	0,497	0,734	0,930	0,998	0,859	0,502	0,000
$-0,344 \cos \Theta \cdot \sin (173,5^\circ \cos \Theta)$	-0,039	-0,053	-0,094	-0,148	-0,193	-0,206	-0,172	-0,101	-0,030	0,000
wartość w nawiasie kwadratowym	0,000	-0,009	-0,019	+0,009	0,141	0,421	0,857	1,352	1,754	1,911
$\sin \Theta$	0,000	0,174	0,342	0,500	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985	1,000
$P(\Theta)$	0	-0,052	-0,055	+0,088	0,220	0,550	0,990	1,440	1,781	1,911
$\frac{Er}{\sqrt{P}}$ (E mV/m)	0	-10,4	-11,0	+3,6	44	110	198	288	356	382

Wyniki obliczeń podano w tablicy XI, a odpowiednie wykresy na rys. 30 i 31.

Współczynniki promieniowania zostały obliczone dla sinusoidalnego rozkładu prądu w antenie. Występuje wówczas kąt zerowy, pod którym antena wcale nie promieniuje. Dla długości elektrycznej anteny 224° kąt zerowy $\Theta = 49,2^\circ$, zaś dla długości $193,5^\circ$ kąt zerowy $\Theta = 28,5^\circ$.



Rys. 30. Wskaźniki promieniowania anteny o długości elektrycznej 224° ($0,62\lambda$) i $193,5^\circ$ ($0,54\lambda$) (układ biegunowy).

W rzeczywistości, wskutek tłumienia, w węźle prąd nie spada do zera lecz ma wartość minimalną. Analogicznie pod kątem zerowym występuje minimum promieniowania. Odchylenie od warunków o sinusoidalnym rozkładzie prądu jest tym mniejsze, im mniejsze jest tłumienie. Ponieważ średnica linki anteny jest mała, oporność falowa anteny jest duża i występuje małe tłumienie $\alpha \cong \frac{R}{2Z_{f0}}$, przy czym R oznacza jednostkową oporność linii zastępczej.

Odechylenia w promieniowaniu są duże dla anten o dużych wymiarach poprzecznych, jak np. maszty żelazne samopromieniujące. Wówczas należy liczyć promieniowanie z uwzględnieniem tłumienia.

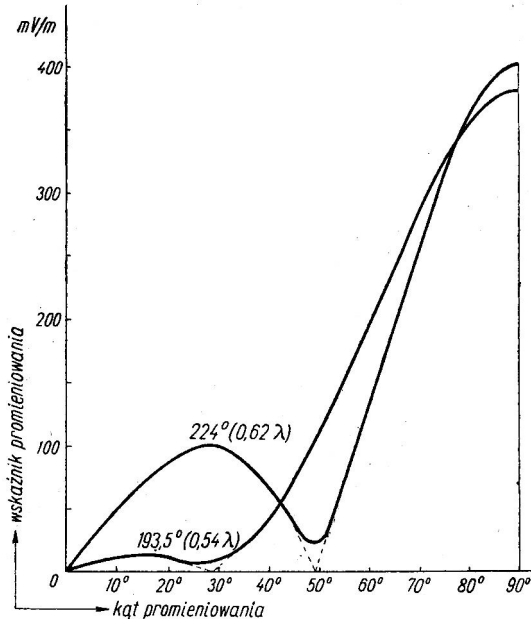
W omawianym przypadku uwzględnimy odchylenie w kierunku promieniowania tylko pod kątem zerowym, ponieważ rozkład prądu jest bardzo bliski sinusoidalnego. Dla anteny bez pojemności końcowej wzór na współczynnik biegunowy z uwzględnieniem tłumienia jest następujący:

$$P(\Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} [\cos(\beta l \cos \Theta) - \cos \beta l - j\alpha l \sin \beta l] \cdot \left[1 + j \frac{\alpha}{\beta} (1 + 2 \operatorname{ctg}^2 \Theta) \right].$$

Dla anteny z pojemnością końcową

$$P(\Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} [\cos \beta \Delta l \cdot \cos(\beta l \cos \Theta) - \sin \beta \Delta l \cdot \cos \Theta \cdot \sin(\beta l \cos \Theta) - \\ - \cos \beta(l - \Delta l) - j\alpha(l + \Delta l) \sin \beta(l + \Delta l)] \cdot \left[1 + j \frac{\alpha}{\beta} (1 + \operatorname{ctg}^2 \Theta) \right]$$

Ponieważ $P(\Theta)$ jest wartością zespoloną, promieniowanie posiada dwie składowe przesunięte o 90° . Wypadkowe promieniowanie liczymy



Rys. 31. Wskaźniki promieniowania anteny o długości elektrycznej 224° i $193,5^\circ$ (układ prostokątny).

jako sumę wektorową składowych. Składowa urojona występuje silniej tylko pod kątem Θ , dla innych kątów można ją pominąć.

Dla anteny o długości elektrycznej 224° obliczamy $P(\Theta)$ dla $\Theta_0 = 49,2^\circ$.

$$P(\Theta) = \frac{1}{\sin 49,2^\circ} [0,636 \cos(173,5^\circ \cos 49,2^\circ) - \\ - 0,772 \cos 49,2^\circ \cdot \sin(173,5^\circ \cos 49,2^\circ) + 0,719 - \\ - j5,34 \cdot 10^{-4} (134 + 21,8) \sin 224^\circ] \cdot [1 + j2,36 \cdot 10^{-2} (1 + \operatorname{ctg}^2 49,2^\circ)] \approx \\ \approx 0,0764,$$

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = 298 P(\Theta) = 298 \cdot 0,0764 = 22,8.$$

Dla anteny o długości elektrycznej $193,5^\circ$, dla $\Theta = 28,5^\circ$:

$$\begin{aligned}
 P(\Theta) &= \frac{1}{\sin 28,5^\circ} [0,939 \cos(173,5^\circ \cos 28,5^\circ) - \\
 &\quad - 0,334 \cos 28,5^\circ \sin(173,5^\circ \cos \Theta) + 0,972 - \\
 &\quad - j1,16 \cdot 10^{-3} (134 + 7,72) \sin 193,5^\circ] \cdot [1 + j0,0514(1 + \operatorname{ctg}^2 28,5^\circ)] = \\
 &= -0,00959 + j0,0424;
 \end{aligned}$$

$$P(\Theta) = 0,0435,$$

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = 200 \cdot 0,0435 = 8,7.$$

5.2.8. Rozchodzenie się fal

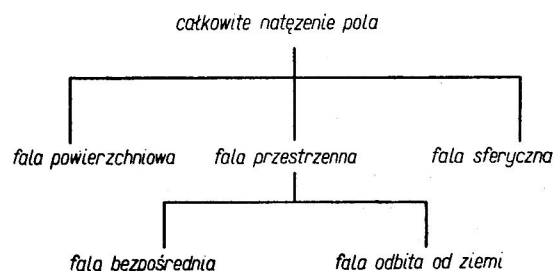
Celem analizy rozchodzenia się fal w rozpatrywanym przypadku jest wyznaczenie zasięgu bliskiego na podstawie stosunku natężenia pól fali przyziemnej i fali odbitej od jonosfery. Natężenia pól obu fal należy określić w funkcji odległości od anteny nadawczej.

Ogólnie biorąc, całkowite natężenie pola w dowolnym miejscu może być rozłożone na trzy części składowe pochodzące od:

- 1) fali powierzchniowej,
- 2) fali przestrzennej,
- 3) fali sferycznej (odbitej od jonosfery) (rys. 32).

Fala przestrzenna może być rozłożona na falę bezpośrednią i falę odbitą od ziemi. Na ogół w warunkach praktycznych przynajmniej jedna z tych składowych jest do pominięcia, co upraszcza obliczenia.

Na powierzchni ziemi mamy praktycznie do czynienia z falą powierzchniową (przyziemną) oraz z falą sferyczną. W następnych rozdziałach zostanie podana krótka analiza rozchodzenia się poszczególnych rodzajów fal oraz



Rys. 32. Rozkład wypadkowego natężenia pola.

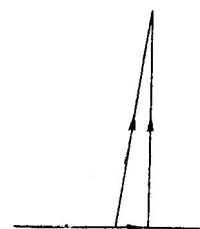
sposób ich obliczania. Jako przykład zostaną podane obliczenia dla rozpatrywanych przypadków szczególnych.

Do obliczenia natężenia fali sferycznej konieczne jest określenie najpierw rozkładu promieniowania anteny pod różnymi kątami z uwzględnieniem wpływu ziemi niedoskonałej, czyli analiza fali przestrzennej. Znajac wypadkowy rozkład promieniowania fali przestrzennej obli-

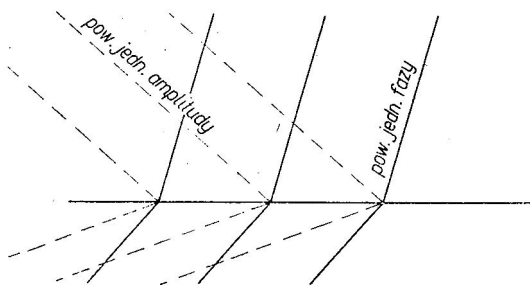
czymy natężenie pola fali sferycznej, uwzględniając odległość od anteny nadawczej do miejsca odbicia od jonosfery, współczynnik odbicia od jonosfery oraz oddalenia miejsca odbioru na ziemi od miejsca odbicia w jonosferze. Na drodze między ziemią i jonosferą obliczamy falę jako nietłumioną.

5.2.8.1. Fala powierzchniowa

Fala powierzchniowa roztacza się tylko wzdłuż granicy ośrodków, z których co najmniej jeden jest o skończonej przewodności, np. w powietrzu wzdłuż ziemi. Wskutek strat w ośrodku niedoskonałym pewna część energii zostaje w nim pochłonięta. Z częścią energii przechodzącą do ośrodka niedoskonałego jest związana składowa pola styczna do granicy ośrodków. Czoło fali, stanowiące powierzchnię o jednakowej fazie, nie jest prostopadłe do granicy ośrodków, lecz nachylone pod kątem zależnym od parametrów ośrodka niedoskonałego (rys. 33), wskutek tego nie występuje całkowite odbicie od ziemi, lecz rozchodzenie się wzdłuż jej powierzchni. Pewna część energii przechodząc do ziemi powoduje w niej prądy wielkiej częstotliwości. Energia elektromagnetyczna zamienia się na energię prądu elektrycznego wielkiej częstotliwości, która z kolei w skończonej oporności ziemi zamienia się na energię ciepłą. Występuje tłumienie fali przyziemnej wskutek strat w ziemi. Fale wielkiej częstotliwości są bardziej tłumione niż fale częstotliwości małej.



Rys. 33. Rozkład fali przyziemnej.



Rys. 34. Powierzchnie jednakowej amplitudy i fazy fali przyziemnej.

Natężenie fali powierzchniowej powyżej powierzchni ziemi maleje wykładniczo, podobnie jak i pod powierzchnią ziemi. Z powodu znacznej przewodności ziemi tłumienie w jej wnętrzu jest dużo większe niż ponad nią. Natężenie promie-

niowania wnikającego do ziemi jest ułamkiem natężenia na powierzchni już przy głębokości równej części długości fali (rozważania z p. 5. 1. 1.), podczas gdy nad ziemią maleje w tym stopniu dopiero na wysokości równej kilku długościom fali. Wskutek tego powierzchnie jednakowej fazy nie pokrywają się z powierzchniami jednakowej amplitudy (rys. 34). Natężenie pola fali przyziemnej maleje w zależności od odległości od anteny nadawczej wskutek wzrostu r i tłumienia ziemi.

Warunki rozchodzenia się fali powierzchniowej zostały zbadane przez Sommerfelda, wprowadzono następnie do ujęcia ilościowego pojęcie numerycznej odległości ϱ . Jest ona funkcją długości fali, oddalenia od anteny nadawczej r i parametrów ziemi: przewodności g oraz względnej stałej dielektrycznej ε_r . Przy stałej odległości numerycznej odległość jest mała dla fal długich (mała częstotliwość — małe tłumienie ziemi) i duża dla fal krótkich (wielka częstotliwość — duże tłumienie).

Znając odległość numeryczną, można określić współczynnik tłumienia S_1 , który pomnożony przez natężenie pola, obliczone bez uwzględnienia tłumienia, daje natężenie pola fali powierzchniowej. Współczynnik tłumienia S_1 jest funkcją parametru proporcjonalnego do iloczynu długości fali i przewodności $60\lambda g$ (λ — w metrach, g w mo/m). Traktowanie ziemi jako przewodnika lub jako dielektryku zależy od tego, czy ten parametr jest dużo większy bądź dużo mniejszy od stałej dielektrycznej.

Dla danej przewodności g :

dla fal długich ($60\lambda g \gg \varepsilon_r$) ziemia zachowuje się jak przewodnik;

dla fal krótkich ($60\lambda g \ll \varepsilon_r$) ziemia zachowuje się jak dielektryk.

Dla pośrednich częstotliwości ziemię należy traktować jako ośrodek o parametrze zespolonym, posiadającym skończone: przewodność i stałą dielektryczną.

Dla $\lambda > 200$ m i niezbyt małej przewodności ziemi stosuje się przybliżony wzór Van der Pohla:

$$S_1 = \frac{2 + 0,3\varrho}{2 + \varrho + 0,6\varrho^2}, \quad \text{gdzie } \varrho = \frac{\pi}{60\lambda g}; \frac{r}{\lambda}.$$

Wielkość parametru $60\lambda g$ względem ε_r dla $\lambda = 278$ m: czarnoziem dobrze nawodniony:

$$\varepsilon_r = 20; \quad g = 0,03 \text{ mo/m } (3 \cdot 10^{-13} \text{ cgs}); \quad 60\lambda g = 500;$$

teren o przeciętnie dobrej ziemi:

$$\varepsilon_r = 15; \quad g = 0,01 \text{ mo/m } (10^{-13} \text{ cgs}); \quad 60\lambda g = 167;$$

teren o małych wzniesieniach:

$$\varepsilon_r = 10; \quad g = 0,005 \text{ mo/m } (5 \cdot 10^{-14} \text{ cgs}); \quad 60\lambda g = 83,5;$$

teren górzysty ze średnią roślinnością:

$$\varepsilon_r = 5; \quad g = 0,002 \text{ mo/m } (2 \cdot 10^{-14} \text{ cgs}); \quad 60\lambda g = 33,4.$$

Widzimy, że dla fali $\lambda = 278$ m w przeciętnych warunkach $60\lambda g$ jest znacznie większe od ε_r .

Największą zgodność obliczeń z wynikami pomiarów natężenia pola fali przyziemnej osiągnięto dla $g=0,005$ mo/m. Wówczas (wyrażając w stosunku $\frac{r}{\lambda}$ wielkości r i λ w kilometrach) otrzymamy

$$\varrho = \frac{\pi}{60 \cdot 278 \cdot 0,005} \cdot \frac{r}{0,278} = 0,1355r,$$

$$S_1 = \frac{2 + 0,3\varrho}{2 + \varrho + 0,6\varrho^2}.$$

Przy wykonanych w ten sposób obliczeniach zakładano, że ziemia jest płaska. Maksymalna odległość, dla której można zrobić to założenie (wyrażając λ w metrach) wynosi

$$r = 12 \sqrt[3]{\lambda} = 12 \sqrt[3]{278} = 78,5 \text{ km.}$$

Przy obliczeniach natężenia pola w większych odległościach należy uwzględnić krzywiznę ziemi, mnożąc poprzednie wyniki przez współczynnik S_2 , który jest funkcją długości fali i promienia ziemi. Zwykle S_2 ujmujemy jako funkcję parametru ξ , przy czym

$$\xi = 4,43 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{\sqrt[3]{\lambda}} r.$$

We wzorze tym λ podajemy w metrach, zaś r w kilometrach.

Zależność $S_2(\xi)$ jest ujęta wykresami. Dla fal średnich i małej przewodności ziemi bierze się wartości pośrednie między krzywymi 1 i 2 [9 str. 382].

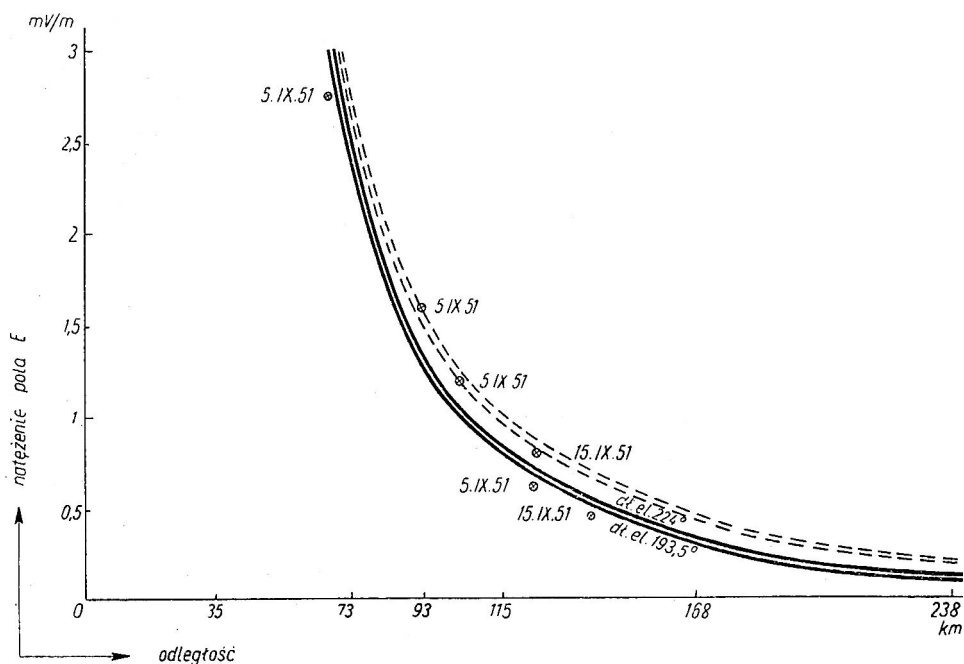
Wyniki obliczeń dla anten 224° i $193,5^\circ$ podane są w tablicy XII, a odpowiadające im wykresy na rys. 35.

5.2.8.2. Fala przestrzenna

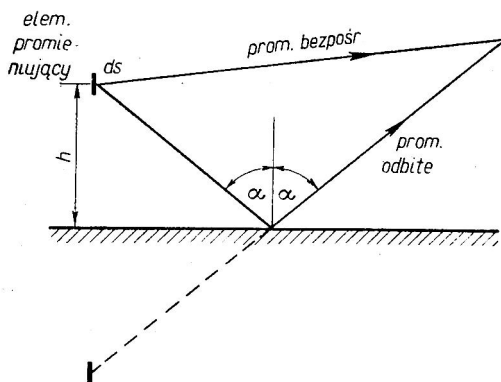
Natężenie fali przestrzennej składa się z sumy wektorowej promieniowania dochodzącego do danego punktu bezpośrednio od anteny i promieniowania odbitego od ziemi (rys. 36). Wypadkowe natężenie pola jest sumą natężeń od wszystkich elementów prądu wzdłuż anteny. Dla anten znajdujących się na dużej wysokości nad ziemią stosuje się przy obliczaniu fali przestrzennej zależności wynikające z analizy fali płaskiej. W omawianym przypadku antena znajduje się tuż nad ziemią. Przy określaniu amplitudy i fazy promieniowania odbitego od ziemi należy stosować analizę fali kulistej a nie płaskiej. Analiza matematyczna rozchodzenia się fali kulistej z uwzględnieniem wpływu ziemi niedoskonałej jest szczególnie skomplikowana i trudna do przeprowadzenia. Gdy fala

Tabela XII

Odległość r (km)	35	73	93	115	168	238
Numeryczna odległość ϱ	4,75	9,9	12,6	15,6	22,8	32,2
Współczynnik tłumienia S	0,169	0,07	0,052	0,041	0,026	0,017
Parametr zakrzywienia ξ	0,238	0,495	0,631	0,780	1,14	1,62
Współczynnik zakrzywienia ziemi S_z	0,98	0,9	0,85	0,8	0,7	0,5
Nat. pola bez uwzględnienia tłumienia dla anteny 224°; $P=1\text{ kW}$ (Poz. wskaźn. prom. 404 mV/m)	E_0 [mV/m] 11,54	5,53	4,34	3,51	2,40	1,7
Natężenie pola z uwzgl.; tłum. antena 224°; $P=1\text{ kW}$	E [mV/m] 1,95	0,389	0,225	0,143	0,064	0,0285
Natężenie pola z uwzgl. tłum. antena 224°; $P=50\text{ kW}$	E [mV/m] 13,8	2,75	1,59	1,01	0,450	0,202
Nat. pola z uwzgl. zakrzyw. ziemi antena 224°; $P=50\text{ kW}$	E [mV/m] 13,5	2,48	1,35	0,81	0,316	0,101
Nat. pola bez uwzgl. tłumienia dla anteny 193,5°; $P=1\text{ kW}$ (Poz. wsk. prom. 382 mV/m)	E_0 [mV/m] 10,9	5,23	4,11	3,32	2,28	1,605
Natężenie pola z uwzgl. tłum. antena 193,5°; $P=1\text{ kW}$	E [mV/m] 1,85	0,368	0,213	0,135	0,060	0,027
Natężenie pola z uwzgl. tłum. antena 193,5°; $P=50\text{ kW}$	E [mV/m] 13,1	2,60	1,505	0,958	0,425	0,191
Nat. pola z uwzgl. zakrzyw. ziemi antena 193,5°; $P=50\text{ kW}$	E [mV/m] 12,85	2,34	1,28	0,776	0,298	0,096



Rys. 35. Natężenie fali przyziemnej. Linie ciągłe — wartości wyliczone dla $\lambda = 278$ m, $g = 0,05$ mo/m, długość elektryczna anteny 224° i $193,5^\circ$ $P = 50$ kW z uwzględnieniem tłumienia ziemi i jej zakrzywienia. Linie przerywane — odpowiednie wartości wyliczone bez uwzględnienia zakrzywienia ziemi. Wyniki pomiarów dla długości elektrycznej 224° . Podano daty pomiarów.



Rys. 36. Rozkład natężenia fali przestrzennej.

kulista pada pod dużymi kątami względem ziemi, stosuje się zwykle o wiele prostszą metodę obliczania natężenia fali odbitej według wzorów dla fali płaskiej. Niedokładność wynikająca z przyjęcia fali płaskiej jest wtedy stosunkowa mała. Przy obliczaniu natężenia pola fali w obszarze bliskiego zaniku interesujący nas kąt padania względem ziemi jest rzędu 60° , można więc zastosować analizę odbicia fali płaskiej. Większe niedokładności tej metody występują dopiero dla fal padających pod małymi kątami względem ziemi, czyli przy określaniu fali odbitej od jonosfery w dalekim obszarze odbioru. Ze względu na duże wahania współczynnika odbicia od jonosfery związane ze zmianą tłumienia jonosfery w zależności od pory dnia i roku (od pełnego tłumienia latem w dzień do pełnego odbicia zimą w nocy) problem ścisłego określenia natężenia pola fali odbitej od jonosfery nie ma wielkiego znaczenia. W celu wyznaczenia chociaż jakościowego przebiegu natężenia fali sferycznej w dalekim zasięgu obliczymy metodą fali płaskiej natężenie fali także dla małych kątów padania względem ziemi.

Przy analizie promieniowania odbitego od ziemi dla fali płaskiej posługujemy się zespolonym współczynnikiem odbicia R , który jest funkcją kąta padania, długości fali i parametrów ziemi. Ponieważ w rozpatrywanym przypadku antena nadawcza i antena odbiorcza są pionowe, rozpatrzmy tylko współczynnik odbicia dla polaryzacji pionowej.

Podstawiając współczynnik załamania dla ziemi

$$n = \sqrt{\varepsilon_r - j 60 \lambda g}$$

otrzymuje się wzór Fresnela dla współczynnika odbicia:

$$R = A e^{j\psi} = \frac{n^2 \cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}.$$

Szczególnie ważna jest zależność współczynnika odbicia od przewodności ziemi. Współczynnik załamania n zależy także od wielkości parametru $60 \lambda g$ względem ε_r .

Zbadamy dwa przypadki graniczne:

$60 \lambda g \ll \varepsilon_r$ — odbicie na powierzchni dielektryku,

$60 \lambda g \gg \varepsilon_r$ — odbicie na powierzchni przewodnika.

1. Odbicie od dielektryku; ($n^2 \approx \varepsilon_r$)

$$R = A e^{j\psi} = \frac{\varepsilon_r \cos \alpha - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \alpha}}{\varepsilon_r \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \alpha}}.$$

Przebieg współczynnika odbicia w zależności od kąta padania i różnych stałych dielektrycznych ϵ_r podano na rys. 37.

Charakterystyczne jest, że dla kąta Brewstera nie ma wcale odbicia. Dla kątów większych, jeżeli fale padają prawie stycznie do ziemi, następuje nagle zmiana fazy o 180° . Kąt ten jest tym większy, im większa jest stała dielektryczna ϵ_r ośrodka odbijającego. Ziemia zachowuje się w ten sposób (jako dielektryk) dla fal bardzo krótkich.

2. Odbicie od przewodnika ($60 \lambda g \gg \epsilon_r$).

Stan taki zachodzi dla fal długich lub ośrodków o bardzo dużej przewodności i o własnościach zbliżonych do doskonałego przewodnika. W takich warunkach

$$\begin{aligned} n^2 &\approx -j\infty, \\ R &= A \cdot e^{j\psi} = \\ &= \frac{-j\infty \cos \alpha - \sqrt{-j\infty}}{-j\infty \cos \alpha + \sqrt{-j\infty}} = \\ &= 1. \end{aligned}$$

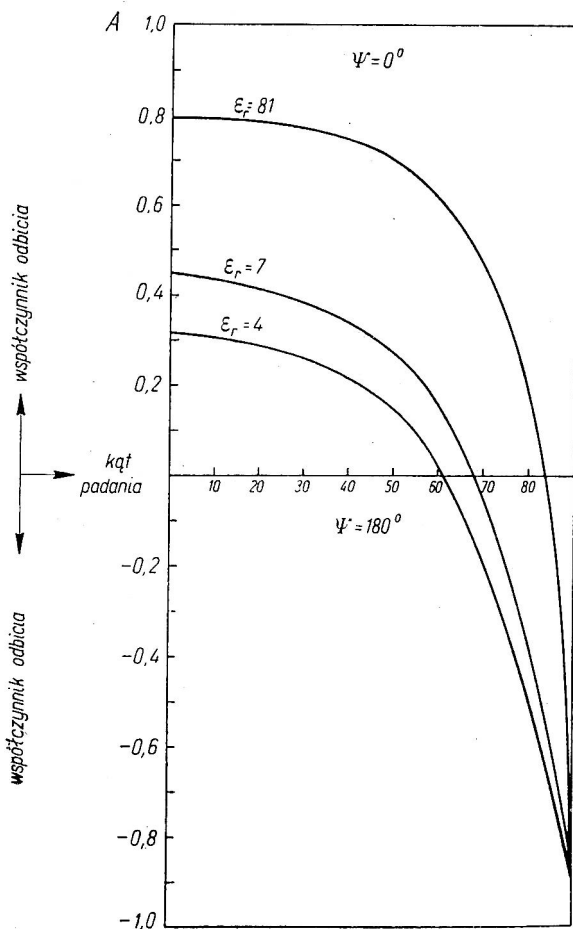
Fale są odbijane z pełną amplitudą i z tą samą fazą.

Rzeczywiste warunki zachodzą między tymi przypadkami granicznymi. Dla terenu o „dobrej ziemi”, w otoczeniu radiostacji:

$$\epsilon_r = 15; g = 0,01 \text{ mo/m}; 60 \lambda g = 167; 60 \lambda g = 11,1 \epsilon_r.$$

Dla tych parametrów ziemi podano na rys. 38 i 39 wykresy modułu i argumentu w funkcji kąta padania θ przy $\lambda = 300 \text{ m}$ i $\lambda = 30 \text{ m}$.

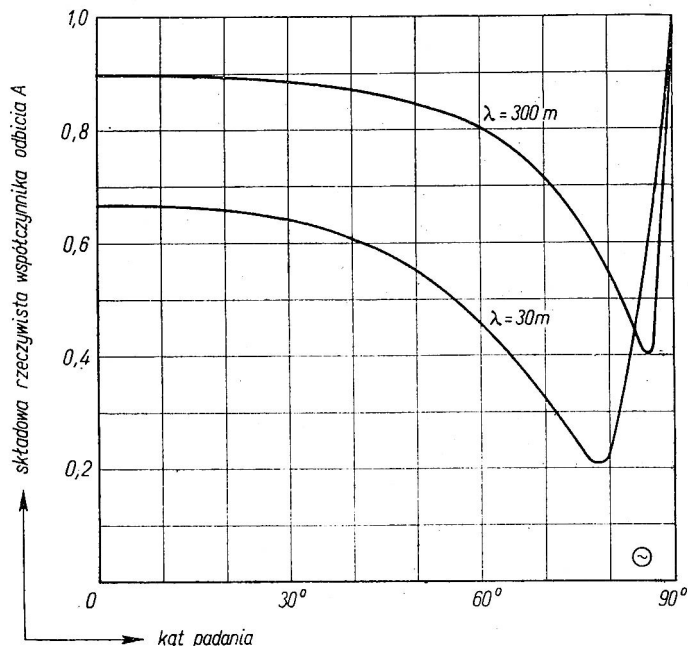
Krzywe odpowiadające $\lambda = 278 \text{ m}$ i $\lambda = 300 \text{ m}$ są bardzo bliskie. Widzimy z nich, że dla kątów padania $0^\circ < \theta < 60^\circ$ moduł współczynnika



Rys. 37. Zależność współczynnika $R = A \cdot e^{j\psi}$ — od kąta padania dla dielektryku.

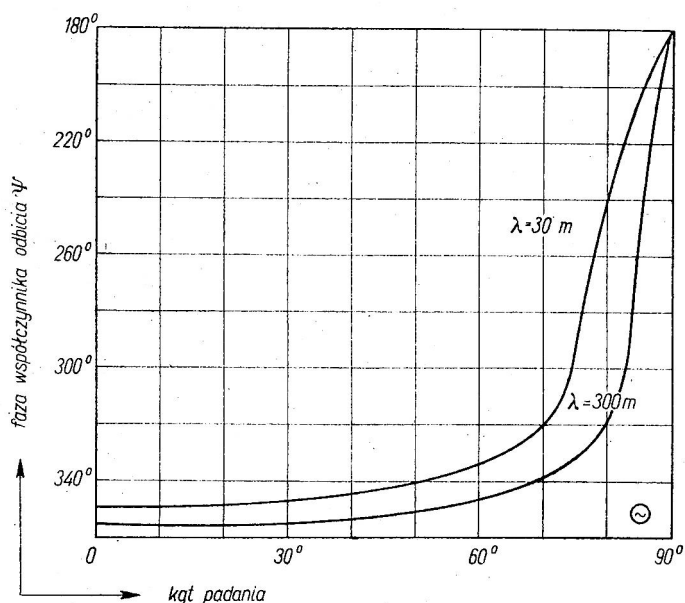
odbicia zmienia się od 0,9 do 0,8 zaś argument fali odbitej od 5° do 10° . Kąt Brewstera, pod którym występuje minimalne odbicie i szybka zmiana kąta odbicia, wynosi około 86° . Krytyczne odbicie występuje w dużej odległości od anteny. Widzimy więc, że dla przeciętnych warunków ziemi i dla $\lambda = 278$ m można ziemię w przybliżeniu traktować jako przewodnik.

Działanie ziemi na wielkość pola fali przestrzennej uwzględnimy w tych warunkach rozpatrując oprócz rzeczywistego układu anteny nad ziemią

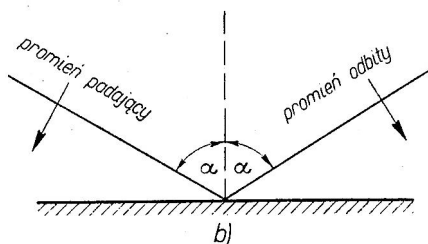


Rys. 38. Moduł współczynnika odbicia dla ziemi o dobrej przewodności $\epsilon r = 15; g = 0,01$ mo/m.

układ w wolnej przestrzeni, który w półkuli nad powierzchnią ziemi da taki sam rozkład pola. Układ będzie określony żądaniem, aby były spełnione warunki graniczne na powierzchni ziemi. Na podstawie poprzednich wyników dla $\theta < 60^\circ$ można w przybliżeniu uważać ziemię za doskonale przewodzącą. Wtedy wektor natężenia pola elektrycznego u powierzchni ziemi jest do niej prostopadły, a pola elektryczne i magnetyczne są jednakowe po obu stronach powierzchni ziemi. Taki rozkład pola uzyskujemy przez układ symetryczny. Fale odbitą będziemy więc uważali za pochodzącą od lustrzanego odbicia anteny, symetrycznego względem powierzchni ziemi. Kierunek i wielkość prądu w odbiciu lustrzanym ustalimy rozpatrując działanie składowej promieniowej i południkowej natężenia pola elektrycznego (rys. 40).

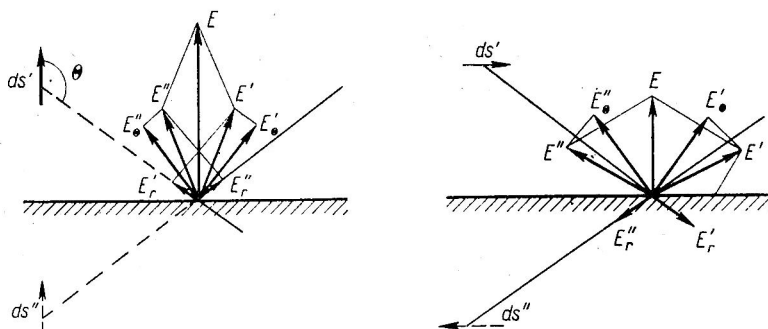


a)



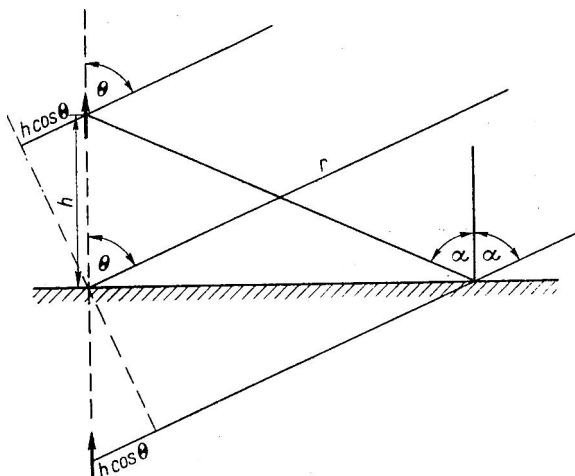
b)

Rys. 39. a) Argument współczynnika odbicia dla ziemi o dobrej przewodności $\epsilon = 15$; $g = 0,01 \text{ mo/m}$. b) Kierunki wektorów pola.



Rys. 40. Rozkład natężenia pola na powierzchni ziemi dla pionowego i poziomego elementu wraz z lustrzanym odbiciem.

Składowa promieniowa istniejąca w obszarze indukcyjnym ma największą wartość w kierunku osi elementu, znika w płaszczyźnie równikowej, jest dodatnia w górnej półkuli dla $\theta < 90^\circ$ i ujemna w dolnej półkuli dla $\theta > 90^\circ$. Składowa południkowa istnieje w obu obszarach; jest ona proporcjonalna do $\sin\theta$, znika w kierunku osi elementu, przybiera największą wartość w płaszczyźnie równikowej. W obu półkulach ma jednakowy znak. Z rysunku 41 widać, że uzyskane wypadkowe pole



Rys. 41. Natężenie pola elementu znajdującego się nad powierzchnią ziemi.

elementu nachylonym do ziemi należałoby rozłożyć prądy na składowe pionowe i poziome względem ziemi i dać odpowiednie odbicia lustrzane.

Dla ziemi doskonale przewodzącej współczynnik odbicia ma stałą wartość bez względu na kąt padania:

$$R = Ae^{j\psi} = +1; \quad A=1; \quad \psi=0.$$

Dla elementu znajdującego się tuż nad ziemią otrzymujemy wykres kołowy natężenia promieniowania fali przestrzennej w układzie biegunowym, ponieważ w obszarze promieniowania natężenie jest proporcjonalne do $\sin\theta$.

Gdy element znajduje się nad ziemią na wysokości porównywalnej z długością fali, charakterystyka zmienia się, gdyż w różnych kierunkach występują różnice faz w promieniowaniu od zasadniczego elementu i jego odbicia lustrzanego (rys. 41).

W ogólnym przypadku, dla elementu o momencie M , znajdującego się na wysokości h nad ziemią o skończonej przewodności, amplituda

od elementu i jego odbicia lustrzanego jest prostopadłe do powierzchni ziemi, gdy przy elemencie pionowym przyjmujemy odbicie lustrzane o tym samym kierunku i identycznym momencie.

Dla elementu poziomego należałoby przyjąć odbicie lustrzane o kierunku przeciwnym. Z rysunku widać, że przy elemencie poziomym dla ziemi doskonale przewodzącej i promieni padających prawie stycznie do ziemi wypadkowe pole znika. Przy

natężenia pola w punkcie odległym o r w obszarze promieniowania ma wartość

$$E_{\Theta} = E_{\Theta 0} + E_{\Theta r},$$

gdzie

$E_{\Theta 0}$ — składowa południkowa natężenia fali bezpośredniej,

$E_{\Theta r}$ — składowa południkowa natężenia fali odbitej od ziemi (odbicia lustrzanego).

Dla dużych odległości można uważać, że promienie przebiegają prawie równolegle.

Amplituda fali bezpośredniej

$$E_{\Theta 0} = -\frac{\beta^2}{4\pi\epsilon r} M e^{j[\omega t - \beta(r - h \cos \Theta)]} \sin \Theta.$$

Amplituda fali odbitej

$$E_{\Theta r} = -A \frac{\beta^2}{4\pi\epsilon r} M e^{j[\psi + \omega t - \beta(r + h \cos \Theta)]} \sin \Theta.$$

Wypadkowe natężenie pola

$$E = -\frac{\beta^2}{4\pi\epsilon r} M e^{j(\omega t - \beta r)} \sin \Theta. [e^{j\beta h \cos \Theta} + A e^{j(\psi - \beta h \cos \Theta)}].$$

Dla elementu znajdującego się bezpośrednio nad ziemią ($h=0$) drogi fali bezpośredniej i fali odbitej są sobie równe. Wypadkowe natężenie pola w jednakowej odległości od elementu ($r=\text{const.}$) wynosi

$$\begin{aligned} E &= -\frac{\beta^2}{4\pi\epsilon r} M e^{j(\omega t - \beta r)} [1 + A e^{j\psi}] \sin \Theta = \text{const} [1 + A e^{j\psi}] \sin \Theta = \\ &= \text{const} [(1 + A \cos \psi) + jA \sin \psi] \sin \Theta = \\ &= \text{const} \sqrt{(1 + A \cos \psi)^2 + (A \sin \psi)^2} \sin \Theta. \end{aligned}$$

Obliczamy natężenie pola fali przestrzennej w zależności od kąta Θ . Wartości A i ψ zależne są od Θ według podanych wykresów. Wyniki obliczeń ujęte są w tablicy XIII oraz na rys. 42.

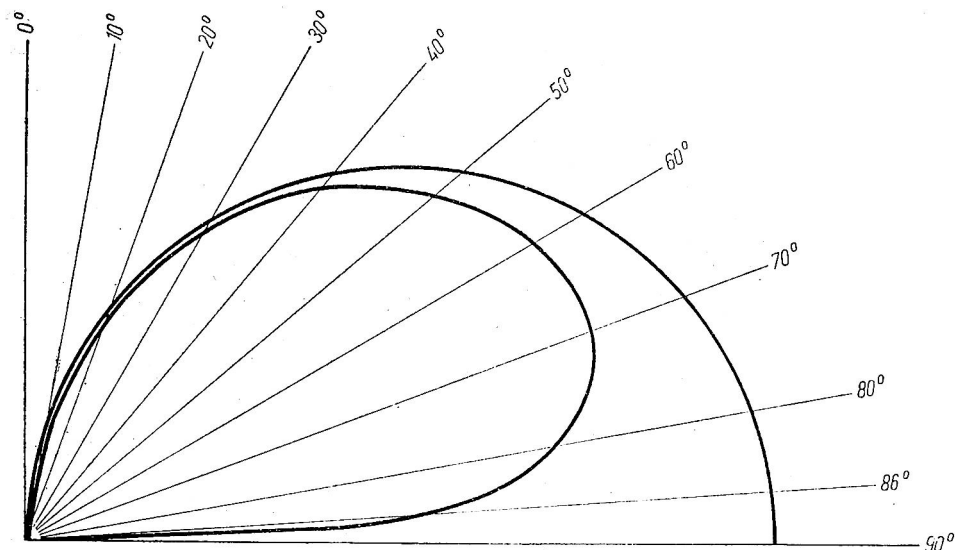
Z rysunku widać, że dla kątów $\Theta < 50^\circ$ różnica promieniowania przestrzennego dla ziemi o skończonej przewodności i dla przewodnika o nieskończonej wielkiej przewodności jest stosunkowo mała. Dla tych kątów możemy założyć, że ziemia jest doskonale przewodząca. Dla kątów większych, $\Theta > 50^\circ$, różnica wzrasta, a dla $\Theta > 70^\circ$ pionowa charakterystyka promieniowania zmienia w zupełności swój charakter. Przy $\Theta \rightarrow 90^\circ$ dla

Tablica XIII

Θ	0	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	86°	90°
A	0,9	0,895	0,89	0,875	0,865	0,845	0,810	0,715	0,55	0,39	1,0
ψ	335°	354°	353°	353°	352°	351°	349°	342°	322°	265°	180°
$360 - \psi$	5°	6°	7°	7°	8°	9°	11°	18°	38°	95°	180°
$\cos \psi$	0,996	0,994	0,992	0,992	0,990	0,988	0,982	0,951	0,788	-0,087	-1
$1 + A \cos \psi$	1,895	1,890	1,883	1,867	1,855	1,835	1,795	1,680	1,434	0,966	0
$(1 + A \cos \psi)^2$	3,59	3,57	3,55	3,48	3,44	3,37	3,22	2,82	2,06	0,93	0
$-\sin \psi$	0,087	0,104	0,122	0,122	0,139	0,156	0,191	0,309	0,616	0,996	0
$-A \sin \psi$	0,078	0,089	0,109	0,107	0,120	0,132	0,155	0,221	0,339	0,388	0
$(A \sin \psi)^2$	0,006	0,008	0,012	0,012	0,014	0,017	0,024	0,049	0,115	0,150	0
$(1 + A \cos \psi) + (A \sin \psi)^2$	3,60	3,58	3,56	3,49	3,45	3,39	3,24	2,87	2,17	1,08	0
$\sqrt{(1 + A \cos \psi)^2 + (A \sin \psi)^2}$	1,9	1,89	1,89	1,87	1,86	1,84	1,80	1,69	1,47	1,04	0
$\sin \Theta$	0	0,174	0,342	0,500	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985	0,998	1,000
$\sqrt{(1 + A \cos \psi)^2 + (A \sin \psi)^2} \sin \Theta$	0	0,329	0,646	0,935	1,196	1,410	1,560	1,590	1,450	1,040	0
Dla $= g = \infty$ $2 \sin \Theta$	0	0,348	0,684	1,00	1,286	1,532	1,732	1,880	1,970	1,996	2,000
Stos. nat. dla $\frac{g=0,01}{g=\infty}$	1,000	0,946	0,945	0,935	0,930	0,920	0,900	0,846	0,737	0,521	0,000

przewodnika o nieskończenie wielkiej przewodności promieniowanie rośnie do wartości maksymalnej, zaś dla przewodnika o skończonej przewodności maleje do zera.

Aby uzyskać wielkość promieniowania fali przestrzennej w dowolnym punkcie, należałoby zsumować wektorowo natężenie pól od po-



Rys. 42. Natężenie pola fali przestrzennej dla elementu znajdującego się na ziemi ($h=0$) — dla ziemi doskonale przewodzącej i dla ziemi o przewodności $g=0,01$ m.

szczególnych elementów anteny i ich odbić od ziemi, uwzględniając część rzeczywistą A współczynnika odbicia, zmniejszającą odpowiednio prąd w odbiciu lustrzanym, i część urojoną $e^{j\psi}$, przesuwającą odpowiednio fazę prądu w odbiciu.

Całkowanie to jest dość skomplikowane dla anten o skończonych długościach przy założeniu ziemi doskonale przewodzącej; przy obciążeniu anteny pojemnością końcową i uwzględnieniu ziemi niedoskonałej komplikuje się ono jeszcze bardziej. Jednakże z wyników obliczeń dla anteny krótkiej możemy, opierając się na charakterystyce promieniowania nad przewodnikiem doskonałym, wyciągnąć wnioski odnośnie rozkładu promieniowania dla anteny o wymiarach skończonych przy ziemi niedoskonałej.

Ponieważ dla kątów $\Theta < 50^\circ$ wpływ ziemi o skończonej przewodności na kształt charakterystyki pionowej jest minimalny, możemy w tym zakresie przyjąć ziemię za doskonale przewodzącą.

Dla $\Theta \rightarrow 90^\circ$ wpływ skończonych wymiarów anteny na rozkład promieniowania jest minimalny i w wyrażeniu

$$[e^{j\beta h \cos \Theta} + A e^{j(\psi - \beta h \cos \Theta)}]$$

można przyjąć

$$e^{j\beta h \cos \Theta} \approx 1,$$

ponieważ

$$h \cos \Theta \approx 0.$$

Dla anteny nieskończenie krótkiej stan taki powodował czynnik $h=0$. Obecnie dla $\Theta \rightarrow 90^\circ$ powoduje go $\cos \Theta \rightarrow 0$. W rezultacie czynnik uwzględniający wpływ współczynnika odbicia od ziemi będzie miał dla $\Theta \rightarrow 90^\circ$ postać jak dla anteny krótkiej:

$$[1 + A e^{j\psi}].$$

Oznacza to, że dla $\Theta \rightarrow 90^\circ$ dla wszystkich elementów anteny promieniowanie od fali odbitej jest przesunięte w fazie względem promieniowania bezpośredniego o $\psi = 180^\circ$ (więc powyżej kąta Brewstera). Ponieważ dla $\Theta \approx 90^\circ$ drogi promieniowania bezpośredniego i odbitego są prawie równe, wypadkowe natężenie promieniowania w tym kierunku maleje szybko do zera.

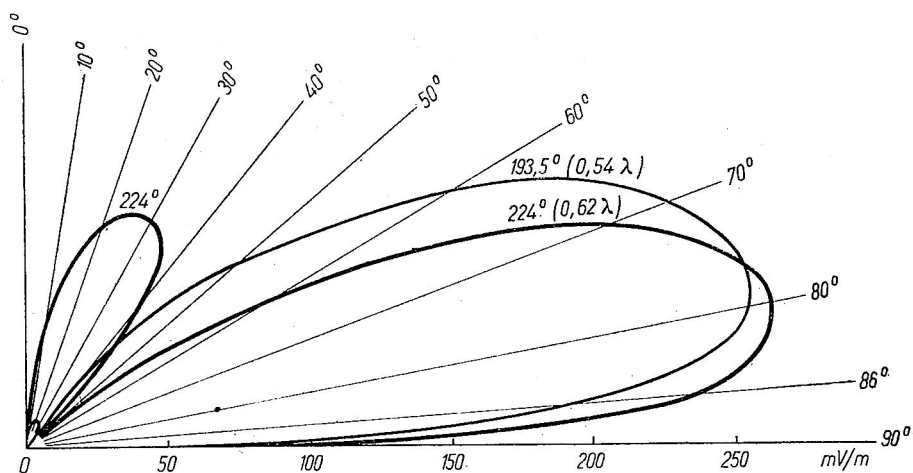
Aby otrzymać charakterystykę promieniowania przestrzennego, posłużymy się pionową charakterystyką promieniowania (wskaźnikiem promieniowania). Wartość wskaźnika promieniowania mnożymy przez stosunek promieniowania przestrzennego przy odbiciu od ośrodka o skończonej przewodności do promieniowania przy odbiciu od ciała doskonale przewodzącego dla elementu małego znajdującego się tuż nad ziemią.

Wyniki obliczenia natężenia fali przestrzennej ujęto w tablicy XIV. Na rysunkach 43 i 44 podano wykresy natężenia fali przestrzennej w odległości 1 km od anteny nadawczej przy mocy doprowadzonej 1 kW, dla długości elektrycznych anteny 224° i $193,5^\circ$, w układach biegunowym i prostokątnym.

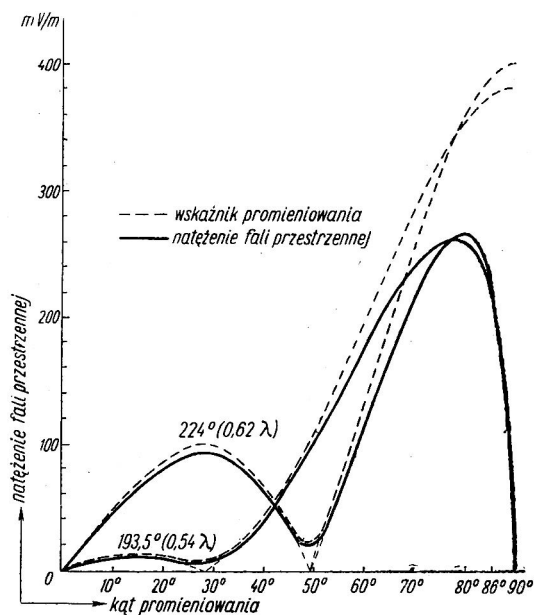
5.2.8.3. Fala sferyczna

Jonizacja atmosfery ziemi występuje głównie pod wpływem promieni słonecznych. Promienie ultrafioletowe posiadają dostateczną energię, aby spowodować zjonizowanie cząsteczek. W dzień występują trzy wyraźne maksima gęstości jonosfery, około których tworzą się warstwy gazu o zwiększonej jonizacji: warstwa E średnio na wysokości około 100 km, F_1 na wysokości około 200 km oraz F_2 na wysokości od 250 do 350 km. W nocy znikają warstwy F_1 i F_2 i tworzy się pojedyncza warstwa F na wysokości około 250 km. Wysokość warstwy F prawie nie zmienia się, natężenie jej jednak bardzo maleje.

Natężenie jonizacji i wysokość warstw, zwłaszcza F_1 i F_2 , podlegają zmianom dziennym, rocznym w zależności od pór roku i wieloletnim występującym co 11 lat; te ostatnie związane są z plamami na słońcu i wzmożoną aktywnością słońca. Najślabszy związek z promieniowaniem słońca wykazuje warstwa F_2 .



Rys. 43. Natężenie pola fali przestrzennej w odległości 1 km przy mocy doprowadzonej 1 kW, dla anten o długości elektrycznej 224° i 193,5°, $g=0,01$ mo/m.



Rys. 44. Wskaźniki promieniowania i natężenia fali przestrzennej w odległości 1 km przy mocy wejściowej 1 kW, dla długości elektrycznej anteny 224° i 193,5°, $g=0,01$ mo/m.

Tablica XIV

Θ	0°	10°	20°	28,5°	30°	40°	49,2°	50°	60°	70°	80°	86°	90°
Stosunek natężeń fali przestrzennej dla $\frac{g=0,01}{g=\infty}$	1,000	0,946	0,945		0,935	0,930		0,920	0,900	0,846	0,737	0,521	0,000
Wskaźnik promieniowania dla 224°	0	-48	-87		-98,3	-68,2	22,8	+9,2	128	259	364	397	404
Natężenie promieniowania przestrzennego $E[\text{mV/m}]$	0	-45,4	-82,2		-92	-63,5	-21,2	+8,5	115	219	268	207	0,000
Wskaźnik promieniowania dla 193,5°	0	-10,4	-11,0	8,7	+3,6	+44		110	198	288	356	379	382
Natężenie promieniowania przestrzennego $E[\text{mV/m}]$	0	-9,8	-10,4	8,14	+3,4	+41		101	178	244	262	198	0,000

Powstawanie warstw w jonosferze tłumaczy się tym, że najkrótsze fale ultrafioletowego widma słońca jonizują na dużych wysokościach najlżejsze gazy (hel, wodór). Tam zostaje zaabsorbowana ich energia. Pozostałe długofalowe promieniowanie jonizuje w warstwie *E* tlen i azot.

Najmniejsze gęstości warstw występują w nocy przed wschodem słońca. Są one mniejsze zimą niż latem.

Fala elektromagnetyczna przechodząc przez jonosferę powoduje ruch harmoniczny zjonizowanych cząsteczek w kierunku linii pola elektrycznego oraz ruch elektronów w kierunku przeciwnym. Szybkość elektronów z powodu dużo mniejszych mas jest wielokrotnie większa od szybkości cząsteczek zjonizowanych gazów. Szybkości elektronów w tym ruchu są tym większe, im częstotliwość pola jest mniejsza, ponieważ wtedy pole działa na ładunek przez dłuższy czas.

Drgające ładunki elektryczne pobierają energię pola elektromagnetycznego zmieniając ją na swą energię kinetyczną. Ponieważ ładunki w ruchu tworzą prąd elektryczny, więc drgające elektrony są dipolami, które wypromieniowują fale elektromagnetyczne. Promieniowanie to jest z powodu bezwładności elektronów opóźnione w fazie względem promieniowania wywołującego drgania elektronów.

Na drgające elektrony działa także siła pola magnetycznego ziemi, powodując ruch w kierunku prostopadłym do kierunku ruchu wywołanego polem zewnętrznym. Wypadkowy ruch elektronów, jako złożony z dwóch ruchów harmonicznych, będzie przebiegał po elipsach tym większych, im niższa będzie częstotliwość.

Drgania elektronów w kierunku prostopadłym do kierunku fali wywołującej ruch są źródłem promieniowania także w kierunku prostopadłym. Zmienia się zatem kierunek rozchodzenia się wypadkowego promieniowania. Występuje załamanie się fali. Ponadto przy zderzeniach elektronów z cząsteczkami zachodzi strata energii. Załamania i straty energii są tym większe, im mniejsza jest częstotliwość i im większa jest gęstość jonizacji. Dla wielkich częstotliwości załamanie i strata energii (tłumienie fali) są małe (amplitudy i szybkość drgań są małe).

Drogą, po której porusza się czoło fali, zależy od zmian współczynnika załamania:

$$n = \sqrt{1 - \frac{Ne^2}{mf^2}} = \sqrt{1 - \frac{80,8N}{f^2}},$$

gdzie

N — ilość elektronów w cm^3 ,

e — ładunek elektronu,

m — masa elektronu,

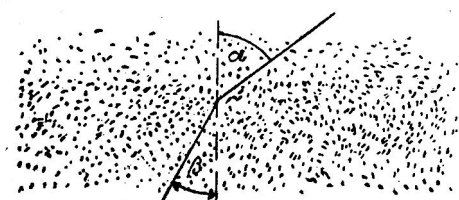
f — częstotliwość w kc.

Współczynnik n różni się od jedności tym bardziej, im większa jest gęstość elektronów N i tym mniej, im większy jest kwadrat częstotliwości. Krzywizna toru fali zależy od szybkości zmian współczynnika n . Najbardziej zmienia się gęstość jonizacji i współczynnik załamania u dołu jonosfery. Ponieważ nie ma tutaj ostrej granicy między ośrodkami, przeto zachodzi ciągła zmiana kierunku toru. Dla uproszczenia przyjmiemy,

że granica występuje między ośrodkiem $n=1$ (próżnia) i jonosferą o maksymalnej gęstości N .

Dla dużych kątów padania β załamanie jest małe, ponieważ

$$n = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha};$$



Rys. 45. Droga czoła fali w jonosferze.

fala przechodzi przez jonosferę i nie powraca na ziemię (rys. 45). Aby fala powróciła, powinno być co najmniej $\alpha=90^\circ$, a więc w granicznym przypadku $\sin \alpha=1$. Minimalny kąt graniczny β_0 , pod którym wypromieniowana fala powróci na ziemię, odpowiada warunkowi $\sin \beta_0=n$. Warunkiem powrotu fali w rzeczywistości jest $\beta > \beta_0$. Dla małych n promieniowanie padające pod małymi kątami (prawie prostopadle do jonosfery) powraca do ziemi. Aby promieniowanie prostopadle powróciło do ziemi, a więc dla $\beta_0=0$, $\sin \beta_0=0$, współczynnik załamania musi być równy zero ($n=0$). Z tego warunku można określić dla danej gęstości jonosfery N maksymalną częstotliwość krytyczną, poniżej której fale wypromieniowane pod dowolnym kątem powracają na ziemię; np. dla gęstości jonosfery $N=10^5$

$$1 - \frac{80,8 N}{f_{\text{ko/s}}^2} = 0,$$

$$f = 2,84 \text{ Mc/s.}$$

Na ogół częstotliwość krytyczna dla warstwy E obniża się latem (czerwiec), przed wschodem słońca, do wartości $f \approx 1 \text{ Mc/s}$, rosnąc w południe do $f \approx 4 \text{ Mc/s}$. Zimą (grudzień) spada przed wschodem słońca do $f \approx 0,7 \text{ Mc/s}$, w południe rośnie do $f \approx 3,4 \text{ Mc/s}$.

Częstotliwości fal średnich znajdują się na ogół poniżej częstotliwości krytycznej. Następuje odbicie od jonosfery pod każdym kątem padania.

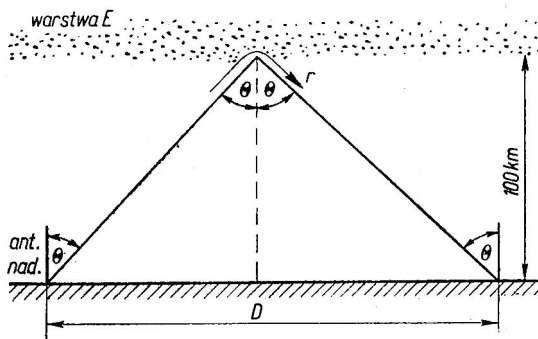
Tłumienie jonosfery, zależnie od jej gęstości, zmienia się w bardzo szerokich granicach. Na ogół w dzień występuje całkowite tłumienie fali, a w nocy odbicie, przy czym zimą w nocy odbicie to jest prawie całkowite. Średnio przyjmuje się, że współczynnik odbicia od jonosfery dla fal średnich wynosi 0,5.

Znając rozkład promieniowania przestrzennego i zakładając współczynnik odbicia od jonosfery, można określić natężenie pola fali sferycznej nad ziemią w funkcji oddalenia od anteny nadawczej. Jeżeli odległość od anteny nadawczej nazwiemy D , a wysokość warstwy jonosfery przyjmiemy 100 km, wówczas długość drogi, z pominięciem zakrzywienia toru w jonosferze, wyniesie (rys. 46)

$$r = \frac{D}{\sin \Theta},$$

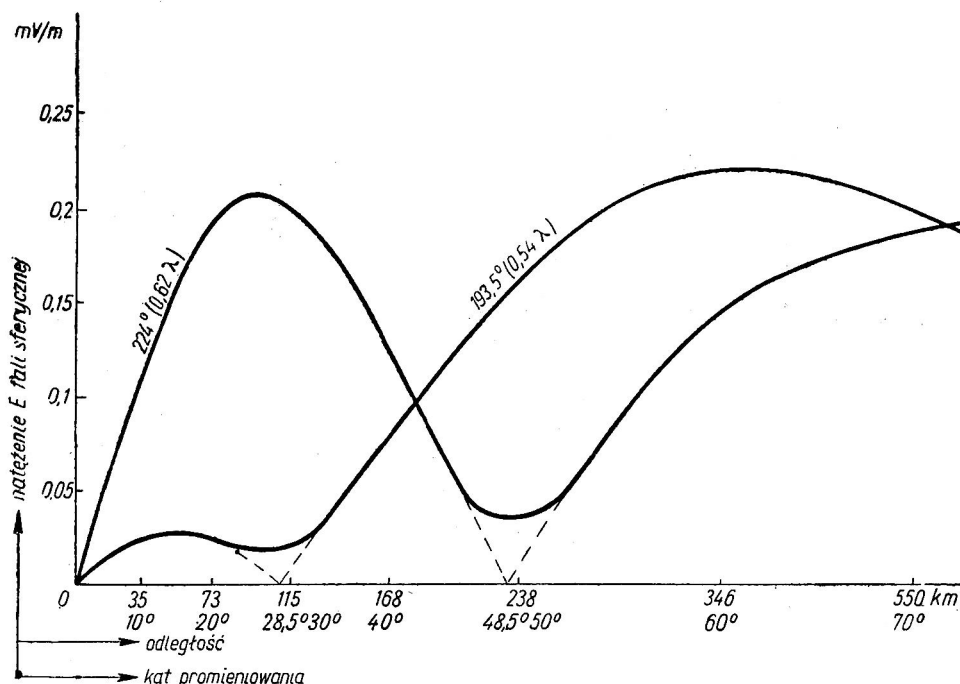
gdzie

$$\Theta = \arctg \frac{D}{200}.$$



Rys. 46. Droga fali odbitej przez jonosferę.

Wyniki obliczeń natężenia fali sferycznej dla anteny $193,5^\circ$ i 224° ujęto w tablicy XV i na rys. 47.



Rys. 47. Natężenie fali sferycznej na powierzchni ziemi przy mocy wejściowej 1 kW i współczynniku odbicia jonosfery 0,5 dla anteny 224° (0,62λ) i $193,5^\circ$ (0,54λ) w funkcji odległości od radiostacji.

Tablica XV

Θ	0°	10°	20°	28,5	30°	40°	49,2°	50°	60°	70°	80°	86°	99°
$\sin \Theta$	0,000	0,174	0,342	0,477	0,500	0,643	0,757	0,766	0,866	0,940	0,985	0,998	1,000
$\operatorname{tg} \Theta$	0,000	0,176	0,364	0,543	0,577	0,839	1,159	1,192	1,732	2,747	5,6713	14,30	
$D = 200 \operatorname{tg} \Theta [\text{km}]$	0,000	35,2	72,8	108,5	115,2	168	232	238	346	550	1133	2860	
$r = \frac{D}{\sin \Theta} [\text{km}]$	200	202	213	228	231	261	307	311	400	585	1150	2862	
dla $224^\circ E_{prz} [\text{m V/m}]$	0	-45,4	-82,2		-92	-63,5	j 21,2		115	219	268	217	0,000
$E_{sf} = \frac{E_{prz} 0,5}{r} [\text{mV/m}]$	0	0,112	0,193		0,200	0,122	0,035		0,144	0,187	0,117	0,036	0,000
dla $193,5^\circ E_{prz} [\text{mV/m}]$	0	-9,8	-10,4	j 8,14		41		101	178	244	262	198	0,000
$E_{sf} = \frac{E_{prz} 0,5}{r} [\text{mV/m}]$	0	0,024	0,024	0,018		0,0785		0,163	0,223	0,208	0,114	0,035	0,000

5. 2. 9. Obliczenie promienia bliskiego zasięgu

Przy odbiorze stacji średniofalowych na ziemi należy liczyć się tylko z falą przyziemną w dzień i z falą przyziemną i sferyczną po zachodzie słońca. W dzień fala sferyczna nie występuje wskutek silnego tłumienia jonosfery. Natężenie fali przestrzennej nad ziemią jest równe zeru; nabiera ono znaczenia dopiero na pewnej wysokości.

Bliski zasięg jest określony odległością, w której występuje znaczna interferencja między falą przyziemną a falą sferyczną. Aby tę odległość określić, należy przyjąć minimalny stosunek natężenia fali przyziemnej do sferycznej. Założenie to jest uwarunkowane dostrzegalnością zaniku, zależy więc od odbiornika, anteny odbiorczej, parametrów ziemi w miejscu odbioru i od właściwości psychicznych słuchacza.

Zwykle przyjmuje się stosunek sem. indukowanej od fali przyziemnej do sem. indukowanej od fali sferycznej 2:1 lub 3:1. Przy pomiarach w terenie okazało się, że przy stosunku 2:1 praktycznie nie zauważono zniekształceń; stosunek ten przyjmujemy jako minimalny. Przy odbiorniku bez automatycznej regulacji siły odbioru wahania natężenia pola byłyby zauważalne. Stosunek większy na ogół mało wpływa na zasięg, ponieważ w obszarze zaniku bliskiego natężenie fali przyziemnej szybko maleje, zaś fali sferycznej szybko rośnie.

Najbardziej celowe jest rozważanie sem. indukowanych w antenie odbiorczej przez poszczególne fale. Rozpatrujemy przypadek dla pionowej anteny odbiorczej (rys. 48).

Indukowana w antenie od fali przyziemnej sem.

$$e_1 = E_1 h_{sk},$$

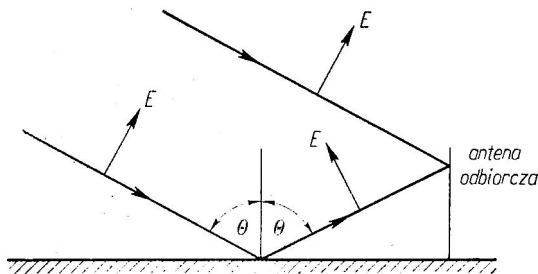
gdzie

E_1 — natężenie fali przyziemnej,

h_{sk} — wysokość skuteczna anteny.

Indukowana w pionowej antenie odbiorczej sem. pochodzi od fali sferycznej bezpośredniej i fali sferycznej odbitej od ziemi. Ponieważ wektory natężenia pola obu fal są nachylone do anteny pod kątem $(90^\circ - \theta)$, więc należy uwzględnić tylko ich składowe równoległe do anteny ($E \sin \theta$).

Przy odbiciu fali sferycznej od ziemi należy uwzględnić także współczynnik odbicia od ziemi, omówiony przy rozważaniu fali przestrzennej. Dla kątów $\theta < 70^\circ$ można przyjąć prawie pełne odbicie ($k \approx 1$). Obliczając sem. indukowaną w antenie od fali sferycznej e_2 skorzystamy z wyników

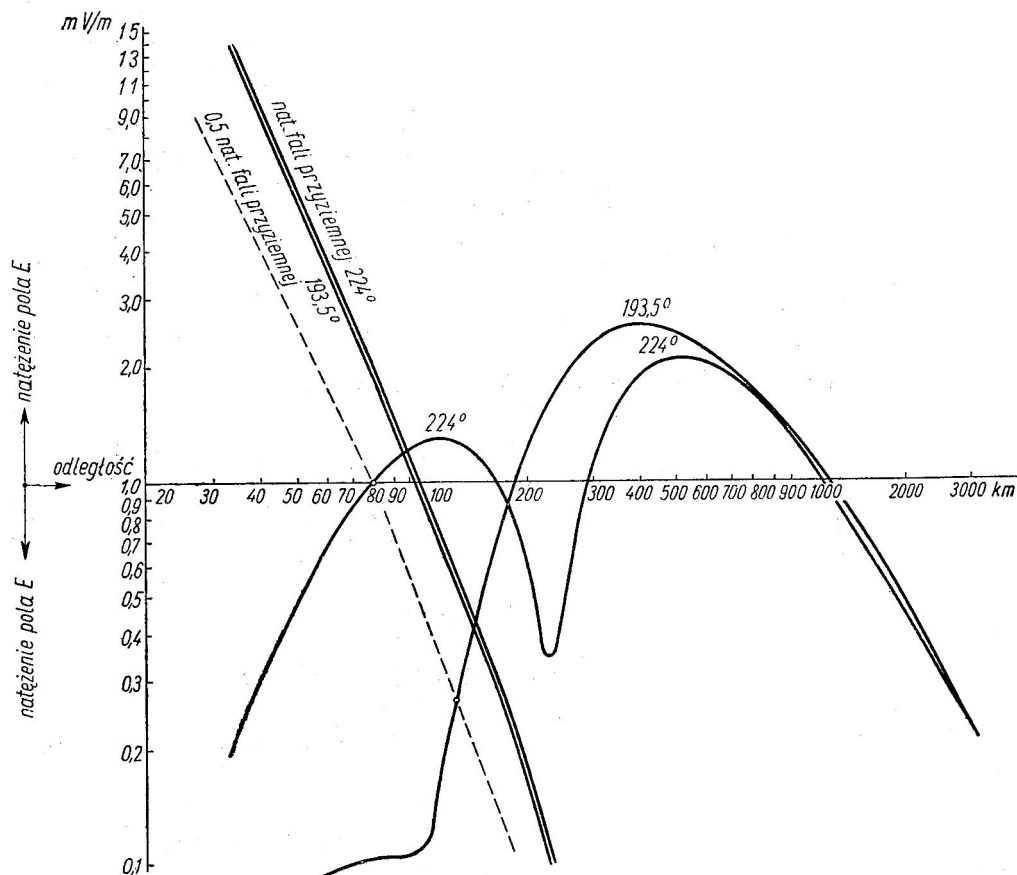


Rys. 48. Rozkład natężenia fali sferycznej przy antenie odbiorczej.

Tablica XVI

Θ	0°	10°	20°	28,5°	30°	40°	49,2°	50°	60°	70°	80°	86°	90°
D [km]	0,000	35,2	72,8	108,5	115,2	168	232	238	346	550	1133	2860	
$\sin \Theta$	0,000	0,174	0,342	0,477	0,500	0,643	0,757	0,766	0,866	0,940	0,985	0,998	1,000
$2 \frac{E_{prz} g = 0,01}{E_{prz} g = \infty}$	2,000	1,89	1,89	1,87	1,87	1,86	1,84	1,84	1,80	1,69	1,47	1,04	0,000
dług. el. 224°, moc 1 kW E_{sf} [mV/m]	0,000	0,112	0,193		0,200	0,122	0,035		0,144	0,187	0,117	0,036	0,000
skł. pionowa E_{sf} [mV/m]	0,000	0,0318	0,125		0,187	0,146	0,049		0,225	0,297	0,170	0,037	0,000
skł. pionowa E_{sf} [mV/m] $P = 50$ kW	0,000	0,225	0,884		1,322	1,032	0,346		1,592	2,100	1,200	0,262	0,000
dług. el. 193,5°, moc 1 kW E_{sf} [mV/m]	0,000	0,024	0,024	0,018		0,078		0,163	0,223	0,208	0,114	0,035	0,000
skł. pionowa E_{sf} [mV/m]	0,000	0,0079	0,016	0,0160		0,0932		0,230	0,348	0,330	0,165	0,0363	0,000
skł. pionowa E_{sf} [mV/m] $P = 50$ kW	0,000	0,056	0,110	0,1130		0,659		1,625	2,460	2,330	1,168	0,256	0,000

Na rysunku 51 podano natężenie fali przyziemnej i składowych pionowych fali przestrzennej dla anten 224° i $193,5^\circ$ dla dalekiego zasięgu. Z wykresu widać, że obszar, w którym może zachodzić bliski zanik, tj. gdzie wielkości fal sferycznej i przyziemnej są sobie bliskie, dla dawnych warunków (224°) wynosi $161\,000\text{ km}^2$; odpowiada to odległości od radio-



Rys. 51. Rozkład natężenia fali przyziemnej i składowej pionowej fali sferycznej dla anteny o długości elektrycznej 224° ($0,62\lambda$) i $193,5^\circ$ ($0,54\lambda$).

stacji od 80 do 240 km. Dla nowych warunków ($193,5^\circ$) powierzchnia obszaru zaniku wynosi $23\,200\text{ km}^2$, a odległość od radiostacji 135 do 160 km. Powierzchnia zaniku maleje więc siedmiokrotnie. Z rysunku widać również, że dla anteny $193,5^\circ$ wzrasta natężenie fali w dalekim zasięgu. W odległości około 240 km w linii prostej natężenie fali odbitej wzrasta 4,4 razy. Ten wzrost natężenia pola uzyskanoby w dawnych warunkach anteny przez zwiększenie mocy radiostacji 19,4 razy, tj.

z 50 kW do 970 kW. W odległości około 300 km wzrost natężenia pola wynosi 1,9 razy, co odpowiada wzrostowi mocy 3,6 razy, czyli do 180 kW. W odległości 380 km natężenie pola wzrasta 1,36 razy, a moc 1,85 razy, co odpowiada 92,5 kW. W odległości 480 km natężenie pola wzrasta 1,19 razy, a moc 1,4 razy, co odpowiada 70 kW.

W miarę zmniejszania długości elektrycznej anteny, a więc przy obniżaniu węzła prądu, kąt zerowy maleje dalej. W mniejszej odległości od anteny nadawczej narasta szybko główne promieniowanie sferyczne, zmniejszając bliski zasięg. Aby się o tym przekonać, rozpatrzmy alternatywę odłączenia pojemności końcowej na szczycie anteny w sposób mechaniczny lub elektryczny przez włączenie dużej indukcyjności między linkę i pojemność końcową. Wówczas na końcu anteny będzie oporność praktycznie bardzo wielka, ponieważ węzeł prądu znajduje się na końcu linki antenowej. Długość linki antenowej, po uwzględnieniu łańcucha izolatorów oddzielającego linkę od pojemności końcowej, wynosi 132 m. Długość elektryczna anteny:

$$\beta l = 1,295 \cdot 132 = 171^\circ; \quad \beta l = 0,0226 \cdot 132 = 1,98 \text{ radianów.}$$

Oporność promieniowania anteny (brak pojemności końcowej):

$$\begin{aligned} R_{s0} &= 60 \left\{ \cos^2 \beta l \cdot C(2\beta l) - \frac{1}{4} \cos 2\beta l \cdot C(4\beta l) - \frac{1}{2} \sin^2 \beta l \left[S(2\beta l) - \frac{1}{2} S(4\beta l) \right] \right\} = \\ &= 60 [0,0977 \cdot 2,4367 - 0,25 \cdot 0,951 \cdot 3,1104 + \\ &+ 0,5 \cdot 0,309 (1,4269 - 0,5 \cdot 1,5098)] = 104,8 \Omega. \end{aligned}$$

Ponieważ chcemy uzyskać tylko przebieg natężenia fali sferycznej i fali przyziemnej, nie obliczamy dokładnie strat anteny w ziemi i w przewodniku. Orientacyjnie przyjmujemy sprawność anteny z urządzeniem strojenia 95%, przez ekstrapolację z wartości dla anteny o długości elektrycznej 224° i $193,5^\circ$.

Oporność anteny w strzałce z uwzględnieniem strat w antenie i w obwodzie strojenia

$$R_0 = \frac{R_{s0}}{\eta} = \frac{104,8}{0,95} = 110,3 \Omega.$$

Wskaźnik promieniowania

$$\frac{Er}{\sqrt{P}} = \frac{1900}{\sqrt{R_0}} P(\Theta) = \frac{1900}{\sqrt{110,3}} P(\Theta) = 180,8 P(\Theta).$$

Wyniki obliczeń wskaźnika promieniowania dla anteny o długości elektrycznej 171° podano w tablicy XVII. Obliczenie natężenia fali przyziemnej zestawiono w tablicy XVIII, fali przestrzennej w tablicy XIX, fali sferycznej w tablicy XX, a składowej pionowej fali sferycznej u powierzchni ziemi w tablicy XXI. Wykres natężenia fali przestrzennej podano na rysunku 52, a wykres przebiegu natężenia składowej pionowej fali przyziemnej i fali sferycznej u powierzchni ziemi na rysunku 53.

W przypadku anteny o długości elektrycznej 171° z rysunku 53 wynika, że promień bliskiego zasięgu wynosi 100 km.

Zestawienie wyników:

Długość elektryczna anteny	224°	193,5°	171°
Promień bliskiego zasięgu (km)	80	135	100
Powierzchnia bliskiego zasięgu (km ²)	20 100	57 200	31 400
Stosunek promieni bliskiego zasięgu (wzgl. 224°)	1	1,69	1,25
Stosunek powierzchni bliskiego zasięgu (wzgl. 224°)	1	2,85	1,56
Zysk w % powierzchni zasięgu bliskiego	0	185	56

Z wyników widać, że istnieje, ze względu na bliski zasięg, optymalna długość anteny. W rozważanych warunkach wynosi ona od 193° do 200° .

6. METODA POMIARÓW

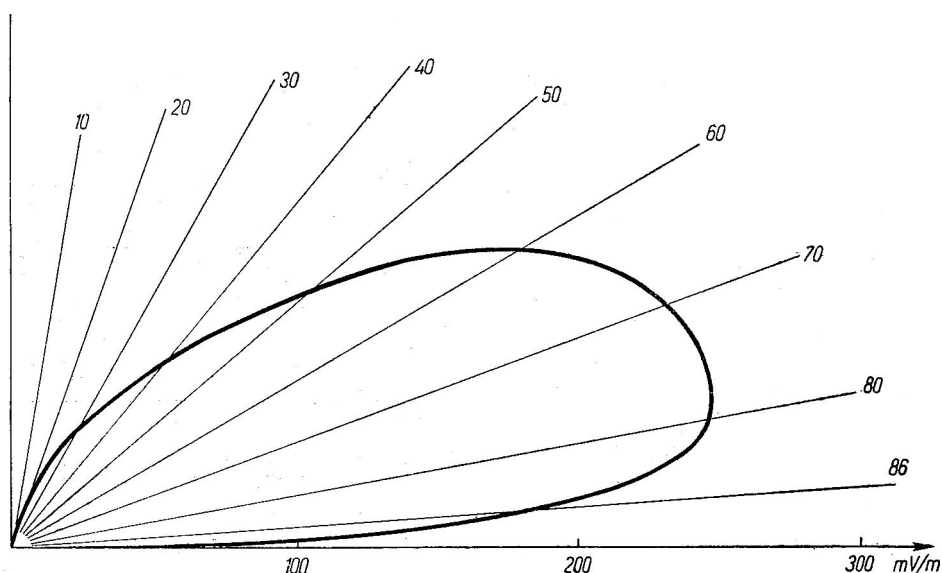
Aby sprawdzić podane poprzednio rozważania teoretyczne, wykonano w terenie pomiary natężenia pola fali przyziemnej (w dzień) i interferencji fali sferycznej z falą przyziemną (w nocy), określając na ich podstawie bliski zasięg.

W obszarze bliskiego zaniku natężenie pola zmienia się w bardzo szerokich granicach od zera do wartości dwa razy większej od natężenia fali przyziemnej, a nawet chwilowo osiąga wartości wyższe. Nie można zatem zastosować przyrządu do pomiaru natężenia pola o skali liniowej, gdyż wymagałoby to zmian zakresów, co przy szybkich zmianach natężenia pola uniemożliwiłoby zupełnie pomiar. Wymagane są więc przyrządy o skali logarytmicznej lub zbliżonej do niej.

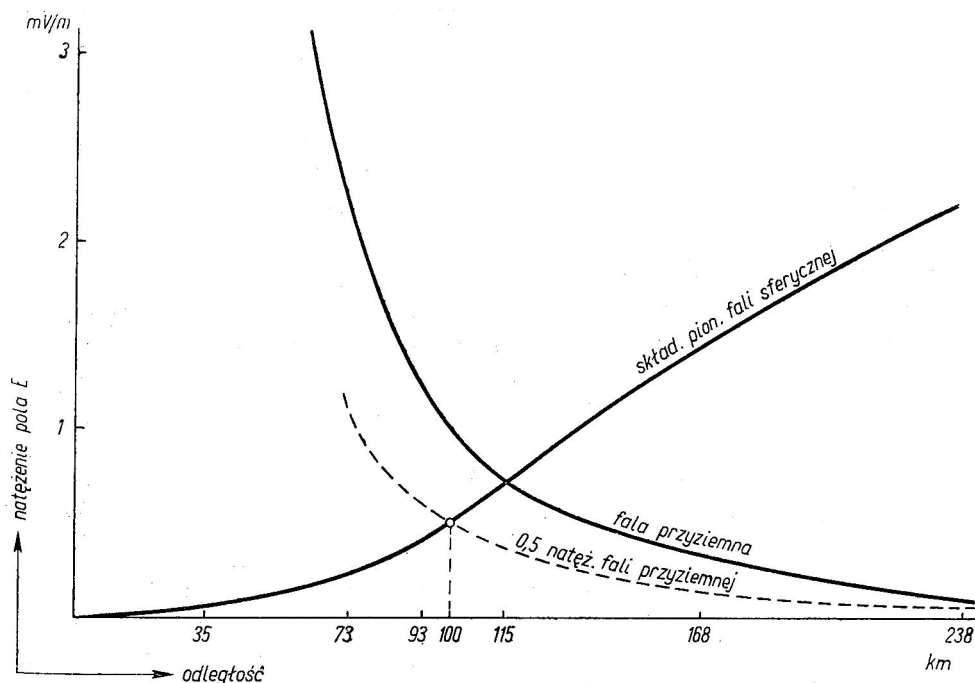
Z powodu braku oryginalnego przyrządu do pomiaru natężenia pola użyto odbiornika bateryjnego z przemianą częstotliwości i z automatyczną regulacją siły głosu, typu „Champion”, na lampach 1R5; $2 \times 1T4$; 1S5; 3Q4. Zastosowano odbiornik bateryjny, aby uniezależnić się w terenie od źródeł zasilania i aby można było wykonać pomiary w miejscu, gdzie praktycznie nie ma zakłóceń powodujących błędne pomiary. Powodem takich zakłóceń mogą być masy metalowe, przewody telefoniczne lub energetyczne, drzewa itp. przedmioty. Prądy wielkiej częstotliwości in-

Tablica XVII

Θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\cos \Theta$	1,000	0,985	0,940	0,866	0,766	0,643	0,500	0,342	0,174	0,000
$171^\circ \cdot \cos \Theta$	171	168,3	160,7	148,1	131	110	85,0	58,4	29,8	0,000
$\cos (171^\circ \cdot \cos \Theta)$	-0,988	-0,979	-0,944	-0,849	-0,656	-0,342	+0,079	0,524	0,868	1,000
$\cos (171^\circ \cos \Theta) + 0,988$	0,000	0,009	0,044	0,139	0,332	0,646	1,067	1,512	1,856	1,988
$\sin \Theta$	0,000	0,174	0,342	0,500	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985	1,000
$P(\Theta)$	0,000	0,052	0,129	0,278	0,516	0,844	1,232	1,610	1,884	1,988
$\frac{Er}{\sqrt{P}} \quad E(\text{mV/m})$	0	+9,4	23,3	50,2	93,2	152,5	223	291	341	359



Rys. 52. Natężenie promieniowania przestrzennego dla anteny o długości elektrycznej 171°, w odległości 1 km, przy mocy doprowadzonej 1 kW (układ współrzędnych biegunowy).



Rys. 53. Przebieg natężenia składowej pionowej fali przyziemnej i fali sferycznej dla długości elektrycznej anteny 171°, $P=50$ kW. Bliski zasięg wynosi 100 km.

dukujące się w tych wszystkich przedmiotach powodują promieniowanie zniekształcające pole pierwotne. Pomiary wykonywano zatem w otwartym polu, w odległości ponad 100 m od szosy i przewodów telefonicznych, zabudowań i drzew.

Do pomiaru natężenia pola wyzyskano zmiany składowej stałej prądu anodowego lamp o zmiennym nachyleniu charakterystyki, które są w przy-

Tablica XVIII

Odległość r (km)	35	73	93	115	168	238
Współczynnik tłumienia S_1	0,169	0,0704	0,0518	0,0408	0,0264	0,0168
Natężenie pola bez uwzgl. tłumienia ziemi. Poziomy wskaźnik promieniowania 359	10,25	4,92	3,86	3,12	2,14	1,51
Natężenie fali przyziemnej E [mV/m]. $P = 10$ kW	1,732	0,346	0,200	0,127	0,0564	0,0253
Natężenie fali przyziemnej E [mV/m]. $P = 50$ kW	12,28	2,45	1,415	0,898	0,399	0,179
Współczynnik zakrzywienia ziemi S_2	0,98	0,9	0,85	0,8	0,7	0,5
Natężenie fali przyziemnej z zakrzywieniem ziemi E [mV/m] $P = 50$ kW	12,01	2,20	1,20	0,72	0,28	0,090

bliżeniu wykładnicze. Przy wzroście napięcia wielkiej częstotliwości na wejściu odbiornika wzrasta na układzie automatycznej regulacji siły (rys. 54) ujemne napięcie wstępne lamp o zmiennym nachyleniu regulujących wzmocnienie. Wskutek tego przesuwa się punkt pracy tych lamp w kierunku ujemnych napięć siatki, powodując zmniejszenie wzmocnienia i równocześnie zmniejszenie składowej stałej prądu anodowego.

W obwód prądu anodowego włączono miliamperomierz 0,5 mA o możliwie dużej skali; wychylenie jego dobrano opornikiem bocznikującym w ten sposób, aby przy braku napięcia wielkiej częstotliwości na wejściu odbiornika, tj. przy maksymalnym nachyleniu charakterystyki i największym stałym prądzie anodowym lampy wskazówka wychylała się prawie do końca skali. Aby uniknąć zależności wskazań przyrządu od napięcia żarzenia i od napięcia anodowego, zainstalowano także regulatory i wskaźniki tych napięć. Następnie wycechowano odbiornik włączając na jego wejście napięcie o znanej amplitudzie i interesującej nas

Tablica XIX

Θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	86°	90°
Stosunek natężenia fali przestrzennej dla $g = 0,01$ dla $g = \infty$	1,000	0,946	0,945	0,935	0,930	0,920	0,900	0,846	0,737	0,521	0,000
Wskaźnik promieniowania [m/Vm]	0	9,4	23,3	50,2	93,2	152,5	223	291	341	356	359
Natężenie promieniowania przestrzennego [m/Vm]	0	8,9	20,7	47,0	86,7	140	201	246	251	185	0,000

Tablica XX

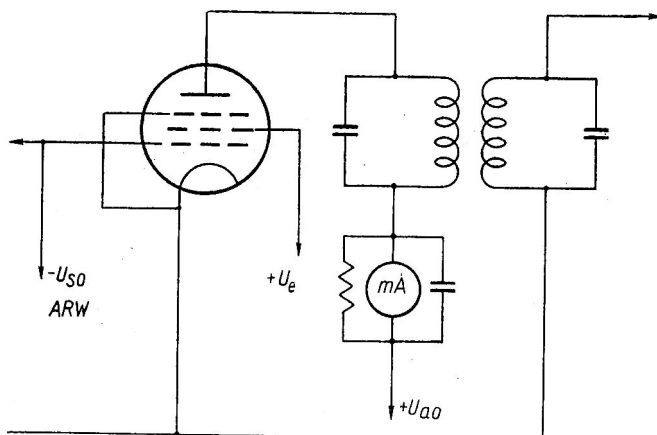
Θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	86°	90°
$D = 200 \operatorname{tg} \Theta$	0,000	35,2	72,8	115,2	168	238	346	550	1133	2860	
D $r = \frac{D}{\sin \Theta}$	200	202	213	231	261	311	400	585	1150	2862	
Natężenie fali przestrzennej [m/Vm]	0	8,9	20,7	47,0	86,7	140	201	246	251	185	0,000
Natężenie fali sferycznej $\frac{0,5 E_{prz}}{r}$ [m/Vm]	0	0,022	0,049	0,102	0,116	0,225	0,251	0,210	0,109	0,032	0,000

Tablica XXI

θ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	86°	90°
odległość D [km]	0,000	35,2	72,8	115,2	168	238	346	550	1133	2860	
$\sin \theta$	0,000	0,174	0,342	0,500	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985	0,998	1,000
Nat. prom. $g=0,01$ 2. Nat. prom. $g=\infty$	2,000	1,89	1,89	1,87	1,86	1,84	1,80	1,69	1,47	1,04	0,000
Nateżenie fali sferycznej [mV/m]	0,000	0,022	0,049	0,102	0,166	0,225	0,251	0,210	0,109	0,032	0,000
Nateżenie składowej równoległej przy $P=1$ kW [mV/m]	0,000	0,007	0,032	0,095	0,199	0,317	0,391	0,334	0,158	0,034	0,000
Nateżenie składowej równoległej przy $P=50$ kW [mV/m]	0,000	0,051	0,224	0,673	1,403	2,240	2,766	2,360	1,118	0,238	0,000

częstotliwości z generatora sygnałowego. Wykreślono krzywą zależności natężenia prądu anodowego od wartości napięcia wielkiej częstotliwości przyłożonego na wejście odbiornika.

Zamiast oporności wewnętrznej anteny dano układ zastępczy, włączony między generator sygnałowy i wejście odbiornika. Do pomiaru



Rys. 54. Układ do pomiaru natężenia pola przy pomocy składowej stałej prądu lampy o zmiennym nachyleniu charakterystyki, przy pomocy automatycznej regulacji wzmacnienia.

natężenia pola użyto anteny pionowej o wysokości 5,2 m, składającej się z trzech skręcanych ze sobą metalowych prętów.

Zbudowano specjalną konstrukcję, złożoną z podstawy odbiornika i anteny, umieszczoną na metalowym pręcie wkręcanym w ziemię, przez co uzyskiwano także uziemienie. Konstrukcja ta ustalała wysokość anteny nad ziemią. Ponieważ długość anteny była mała w porównaniu z długością fali mierzonej, przeto rozkład prądu był w niej prawie liniowy, rozkład zaś napięcia prawie stały. Wskutek liniowego rozkładu prądu wysokość skuteczna anteny była praktycznie równa połowie wysokości rzeczywistej.

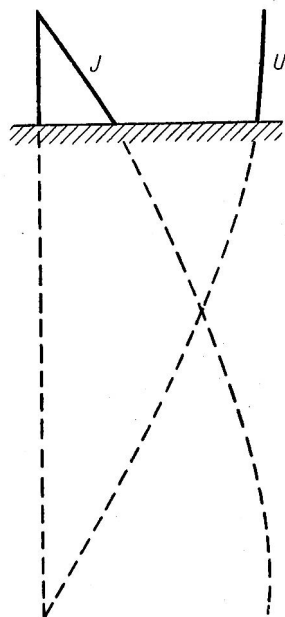
$$h_{sk} \approx \frac{H}{2} = \frac{5,2}{2} = 2,6 \text{ m.}$$

Wskutek zaś prawie jednostajnego rozkładu napięcia na antenie (rys. 55) jej dynamiczna pojemność względem ziemi była prawie równa pojemności statycznej.

Pojemność statyczna pionowego pręta długości 5,2 m i średnicy 0,5 cm, którego dolny koniec znajdował się na wysokości 60 cm nad ziemią, wynosiła

$$C = \frac{100l}{3,6 \ln \frac{2l}{d} \sqrt{\frac{4h+l}{4h+3l}}} = 20,2 \mu\text{F}.$$

Ponieważ oporność promieniowania takiej anteny jest znikomo mała, użyto jako układu zastępczego oporności wewnętrznej anteny pojemność $20 \mu\text{F}$, włączonej w szereg z generatorem sygnałowym o małej oporności wewnętrznej (rys. 56).



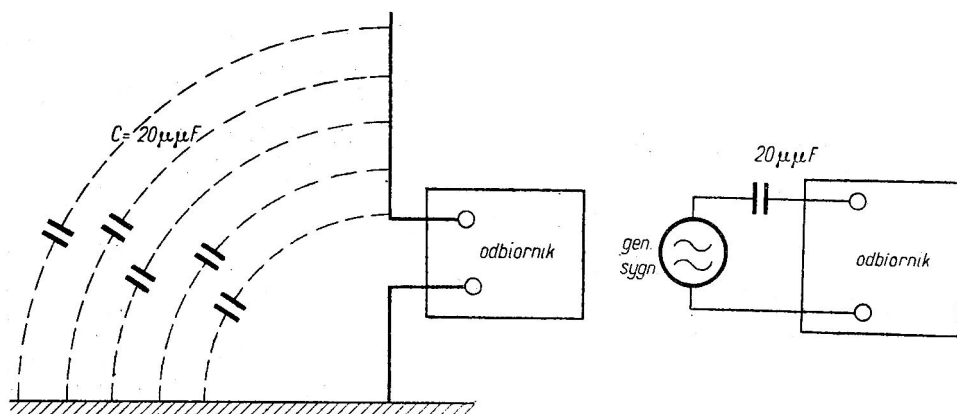
Rys. 55. Rozkład prądu i napięcia w antenie krótkiej.

W pomiarze natężenia pola wykonywanym tymi przyrządami najbardziej mogła się różnić w warunkach rzeczywistych od wartości obliczonej pojemność anteny względem ziemi, ponieważ wpływa na nią obecność osób wykonujących pomiar, pojemność przewodu łączącego antenę z odbiornikiem itp. Przy pojemności anteny względem ziemi wynoszącej $20 \mu\text{F}$ czynniki te mogą odgrywać dużą rolę. Natomiast dokładność obliczonej wysokości skutecznej jest dobra i praktycznie nie ulega zmianom. Obwód równoległy dostrojony do rezonansu został użyty jako obwód wejściowy. Oporność obwodu wejściowego odbiornika pomiarowego jest duża i czysto omowa, więc spadek napięcia na oporności wewnętrznej, którą stanowi pojemność anteny, jest mały i przesunięty w fazie o 90° względem napięcia na obwodzie wejściowym. Prawie cała sem. indukowana w antenie występuje na wejściu odbiornika. Jednocześnie włączana pojemność bocznkuje obwód i może go

rozstroić zmniejszając jego oporność. Czułość odbiornika wówczas maleje, co jest źródłem uchybów pomiaru.

Aby zorientować się w wielkości wpływu pojemności anteny na pomiar natężenia pola, wykonano kilka pomiarów dla różnych pojemności zastępczych, włączanych w szereg z generatorem sygnałowym. Przy odpowiednio dobranym i dostrojonym obwodzie wejściowym o dużej pojemności, wskazania były prawie niezależne od pojemności rozproszonych. Wpływ tego działania zauważono dopiero przy pojemnościach mniejszych od $7 \mu\text{F}$. Czynnikiem ten nie był więc źródłem dużych uchybów.

Odczytane z krzywej cechowania wartości sem. doprowadzonej przez oporność wewnętrzną anteny na wejściu odbiornika podzielono następnie przez wysokość skuteczną anteny $h_{ek} = 2,6$ m i uzyskano bezpośred-



Rys. 56. Układ zastępczy anteny przy cechowaniu odbiornika generatorem sygnałowym.

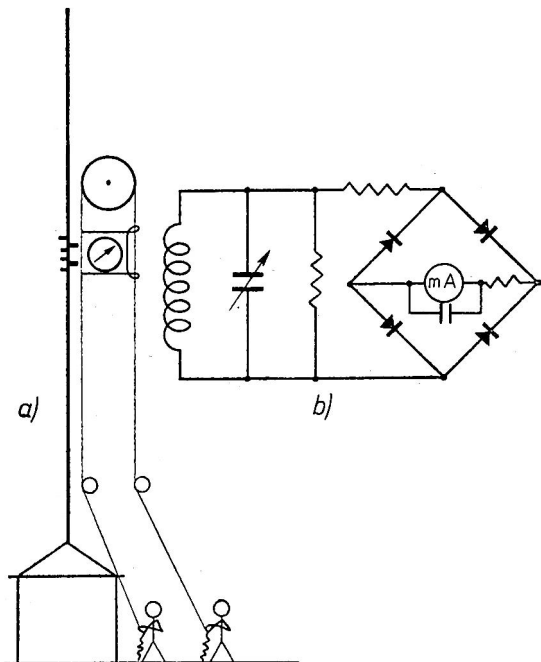
nio zależność wychylenia przyrządu od natężenia pola. Wielkość tę wkreślono na skali przyrządu, wycechowując w ten sposób całe urządzenie w jednostkach natężenia pola $\mu V/m$.

Cały układ do pomiaru natężenia pola był wygodny w obsłudze. Zainstalowanie podstawy i anteny, wyregulowanie napięć zasilania odbiornika i pomiar natężenia pola trwały od 3 do 5 minut. Powtarzalność pomiarów była dobra. Po pomiarach trwających przeciętnie kilkanaście godzin odbiornik ponownie cechowano, przy czym nie zauważono istotnych różnic wskazań.

Aby stwierdzić istnienie żadanego rozkładu prądu w antenie, opracowano metodę pomiaru rozkładu prądu w antenie nadawczej. Rozkład ten mierzono tylko w okolicy węzła prądu.

Ze względu na odciaży nie zastosowano amperomierza wielkiej częstotliwości z transformatorem prądowym, którego pierwotne uzwojenie tworzy linka anteny, a wtórne—uzwojenie toroidalne obejmujące linkę. Wybudowano specjalny układ przesuwany obok linki antenowej (rys. 57a), składający się z dostrojonego do rezonansu równoległego obwodu, którego indukcyjność była magnetycznie sprzężona z anteną (rys. 57b). Aby uniknąć zbyt wielkich napięć i prądów, cały obwód tłumiono oporem równoległym, uzyskując przez to niezależność wskazań od przypadkowych pojemności rozproszonych, rozstrajających obwód. Napięcie wielkiej częstotliwości prostowane w układzie mostkowym, złożonym z czterech prostowników stykowych wielkiej częstotliwości, mierzyło się miliamperomierzem z odpowiednio dobranym oporem szeregowym.

Cały układ przesuwano wzdłuż anteny systemem linek przerzuconych przez krążek zawieszony na maszcie antenowym. Do układu była przyczepiona linka pomiarowa, za pomocą której określano wysokość układu nad ziemią (rys. 57a).



Rys. 57. a) Układ do pomiaru rozkładu prądu w antenie. b) Schemat układu.

Wskazania przyrządu odczytywano przez lornetkę z drabinki na maszcie antenowym. Wyniki pomiarów dla różnych rozkładów prądu w pobliżu węzła podano na rysunku 58.

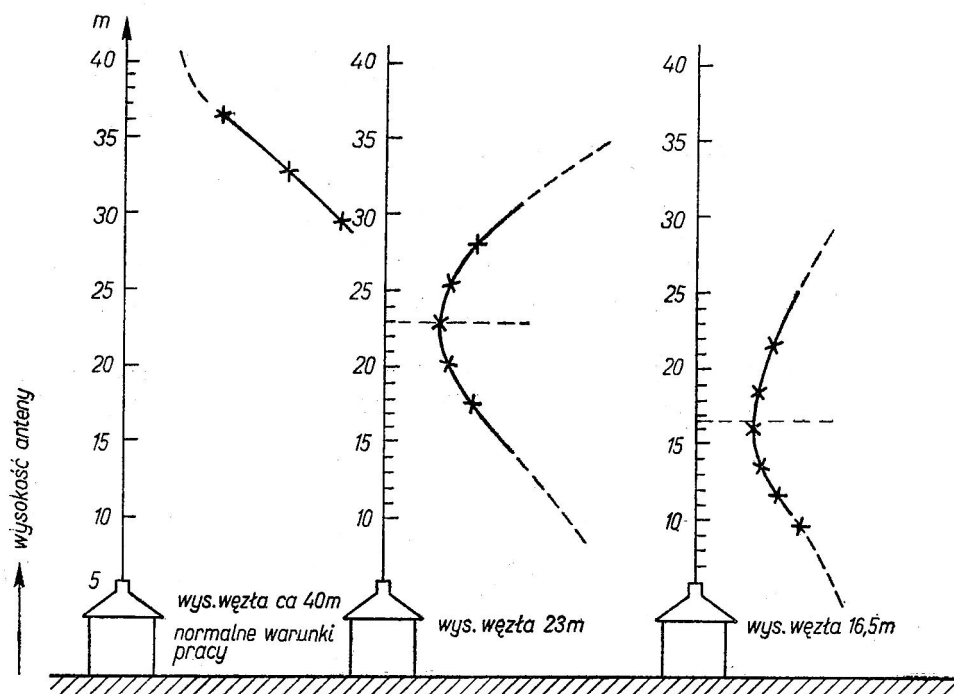
Aby sprawdzić obliczone wielkości natężenia pola fali przyziemnej, wykonano pomiary w dzień, w różnych odległościach od radiostacji.

W celu sprawdzenia obliczonych odległości bliskich zasięgów dla różnych rozkładów promieniowania anteny wykonywano pomiary natężenia pola w nocy w obliczonej odległości bliskiego zasięgu dla róż-

nych rozkładów prądu w antenie. Na podstawie tych pomiarów można było bezpośrednio stwierdzić skuteczność wpływu zmiany rozkładu prądu na wielkość wahań wypadkowego natężenia pola, spowodowanych interferencją fali przyziemnej i fali odbitej od jonosfery. Ponadto w celu ujęcia wahań wypadkowego natężenia pola jako funkcji odległości i porównania ich z wartościami obliczonymi wykonano pomiary pola w różnych odległościach od radiostacji. W tym też celu zorganizowano wyjazdy w teren.

W dzień mierzono natężenie fali przyziemnej w odstępach około 20 km. Radiostacja pracowała wówczas w normalnych warunkach mocy 50 kW. Wysokość węzła prądu w antenie wynosiła 40 m nad ziemią. Następnie, podczas zachodu słońca, badano zmiany natężenia pola. Było ono wtedy prawie stałe, zaobserwowano natomiast duże wahania tuż po zachodzie. Potem wahania malały i osiągały normalną wielkość, przewidywaną według obliczeń, dopiero po ustaleniu się jonosfery, a więc po zapadnięciu zupełnego zmroku. Po zakończeniu normalnej pracy radiostacji, około godziny 24⁰⁰, włączono między antenę i pojemność końcową obwód do-

strojony podczas dnia, tak aby węzeł był na żądanej wysokości. Wraz z obwodem był włączony wyłącznik (rys. 59), za pomocą którego można było zwierać i rozwierać obwód, zmieniając rozkład prądu w antenie. Wyłącznik ten był sterowany z ziemi za pomocą linki.



Rys. 58. Wyniki pomiarów rozkładów prądów w antenie w otoczeniu węzła.

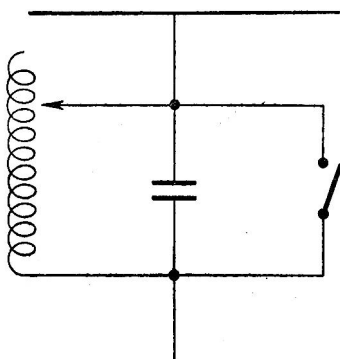
Aby przejść z jednych warunków pracy anteny na drugie, należało włączać lub zwierać obwód rezonansowy. Zmiana rozkładu prądu w antenie powoduje zmianę wejściowej oporności rzeczywistej i urojonej anteny. Zmieniają się więc warunki dostrojenia anteny do linii przesyłowej wielkiej częstotliwości. Należało zatem przy każdej zmianie rozkładu prądu w antenie dostroić antenę do linii przesyłowej.

Układ transformujący zespoloną oporność anteny na oporność falową linii wielkiej częstotliwości jest przedstawiony na rys. 60.

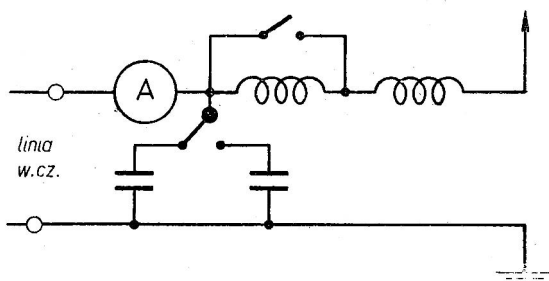
W celu wykonania zmiany dostrojenia anteny w możliwie krótkim czasie włączano równolegle drugi kondensator przełączany i w szereg z indukcyjnością — drugą indukcyjność zwierzaną.

Upřednio, w dzień, elementy strojenia zostały odpowiednio dobrane do zespolonej oporności wejściowej anteny przy normalnym i zmienionym rozkładzie.

Strojenie odbywało się za pomocą oscylografu (rys. 61). Aby uniknąć odbicia energii wielkiej częstotliwości na końcu linii przesyłowej, obciążano ją opornością czysto omową, równą oporności falowej. Prąd i napięcie były wówczas w fazie. Bezpośrednio na odchylające pionowo

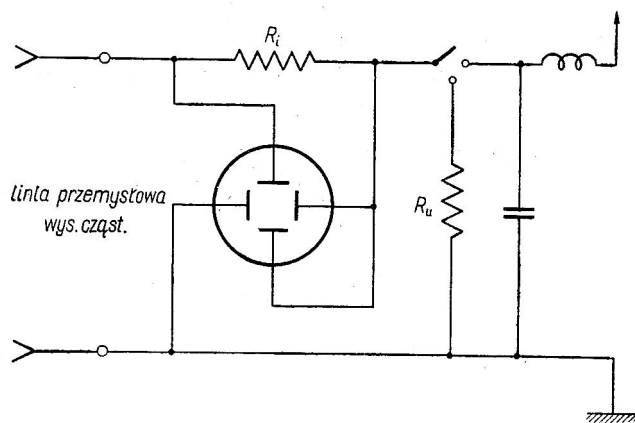


Rys. 59. Schemat obwodu równoległego zwierzanego wyłącznikiem.

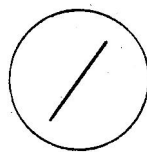


Rys. 60. Schemat układu dostrajającego antenę do linii przesyłowej wielkiej częstotliwości.

plytki oscylografu włączano z opornika czysto omowego napięcie proporcjonalne do prądu dopływającego z linii przesyłowej. Na płytki odchylenia poziomego przykładano napięcia występujące na układzie strojenia. Zamiast



Rys. 61. Metoda oscylograficzna dostrajania anteny do linii przesyłowej wielkiej częstotliwości.



Rys. 62. Obraz na oscylografie po dostrojeniu anteny.

tego układu włączano najpierw oporność czysto omową, równą oporności falowej linii przesyłowej. Wówczas na obu parach płytek napięcia były w fazie, dając jako obraz linię prostą, której nachylenie zależało od stosunku użytych oporów (rys. 62). Najwygodniejszy jest kąt nachylenia

około 45°). Aby uniknąć przesunięcia fazy między tymi napięciami, napięcie dawano bezpośrednio na płytki, unikając przesunięcia fazy, jakie mogłoby zajść we wzmacniaczu. Do pomiaru używano źródła o mocy kilkunastu watów. Napięcie na oscylografie było rzędu kilkudziesięciu woltów. Aby częstotliwość pomiarowa była dokładnie równa częstotliwości radiostacji, brano napięcie z generatora radiostacji po jednym ze wstępnych wzmacniaczy mocy, podając je na wejście linii przesyłowej.

Po uzyskaniu obrazu linii na oscylografie rysowano ją na ekranie atramentem. Następnie wyłączano opór R_u , równy oporności falowej linii i załączano układ dostrajający antenę. Strojenie odbywało się więc metodą podstawienia. Pojemność i indukcyjność obwodu strojenia anteny dobierano tak, aby znikł obraz elipsy, a powstał na ekranie obraz linii prostej, dokładnie pokrywający się z obrazem narysowanym poprzednio na ekranie. Dostrojenia oscylografem odbywały się w nocy, tuż przed dokonaniem pomiarów. W czasie pomiarów natężenia pola przełączano tylko obwód dostrajający i zmieniano obwód na szczycie anteny.

Zmianę warunków promieniowania anteny uzyskiwano zatem przez przełączenie wyłącznika na szczycie anteny, przełączenie kondensatora i zwarcie lub rozwarcie cewki. Czynności te wykonywano w ciągu około 1,5 minuty, uzyskując przez to zmianę właściwości promieniowania anteny w czasie tak krótkim, że nie powinny były zmieniać się w istotny sposób warunki w jonosferze. Można więc założyć, że warunki jonosfery przy obu pomiarach były takie same. W celu wykluczenia możliwości powstania nagłej zmiany w jonosferze podczas pomiaru zmieniano promieniowanie anteny kilkakrotnie w odstępach czasu około 10 minut, podczas których mierzono wahania natężenia pola.

Aby w każdych warunkach doprowadzać tę samą moc do anteny, sprawdzano ją, mierząc natężenie prądu wielkiej częstotliwości na wyjściu z linii przesyłowej. Pomiary wykonano przy zastosowaniu mocy radiostacji zmniejszonej do około 17 kW, ponieważ nie rozporządzano odpowiednim materiałem do zbudowania kondensatora obwodu strojenego na szczycie anteny na napięcia, jakie występują przy 50 kW.

Do zapisu wahań natężenia pola należało użyć przyrządu samopiśzącego; ponieważ nie posiadano go, więc natężenie pola odczytywano i wykreslano w funkcji czasu. Szybko zmieniające się pole utrudniałoby jednak wierny jego zapis, skonstruowano więc mechanizm z napędem elektrycznym i przekładnią, który przesuwiał taśmę papierową ruchem jednostajnym. Prostopadle do taśmy ustawiono podziałkę ze skalą natężenia pola. W ten sposób wskazania przyrządu zapisywano bez trudności, uzyskując wykres natężenia pola w funkcji czasu, który co pewien czas zaznaczało na osi odciętych. Przyrząd wskazujący natężenie pola i urządzenie zapisujące oświetlano żarówkami zasilanymi z akumu-

latera napędzającego motorek przyrządu przesuwającego taśmę. Po dokonaniu pomiarów w jednym miejscu jechano samochodem dalej, ciągle w tym samym kierunku, i dokonywano pomiarów wahań natężenia pola w innych miejscach w odstępach około 15 km aż do osiągnięcia granicy bliskiego zasięgu anteny w nowych warunkach. Odległość miejsca pomiaru od radiostacji wyznaczano z mapy.

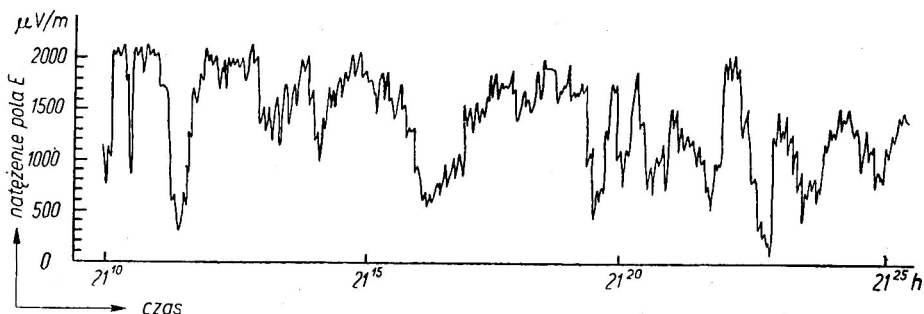
Pomiary kończono zwykle przed nadejściem świtu, około 1,5 godziny przed rozpoczęciem normalnej pracy radiostacji, aby można było wyłączać obwód na szczycie masztu. Zauważono, że jeszcze około dwóch godzin po wschodzie słońca występowały wahania natężenia pola.

Aby wykonać możliwie dużo pomiarów podczas wyjazdów, synchronizowano ściśle prace wykonywane na radiostacji, jak np. zmniejszenie mocy radiostacji, strojenie anteny, zmiany właściwości anteny, z wykonywaniem pomiarów w terenie i przenoszeniem się z miejsca na miejsce. Pomiary wahań natężenia pola wykonywano w odległości od około 100 km od radiostacji do około 150 km.

7. WYNIKI POMIARÓW

Pomiary wykonywano w nocy z 25 na 26 sierpnia, z 5 na 6 września oraz z 15 na 16 września 1951 roku. Za każdym razem mierzono w ciągu dnia natężenie fali przyziemnej, a w nocy wahania natężenia pola, spowodowane interferencją fal przyziemnej i sferycznej.

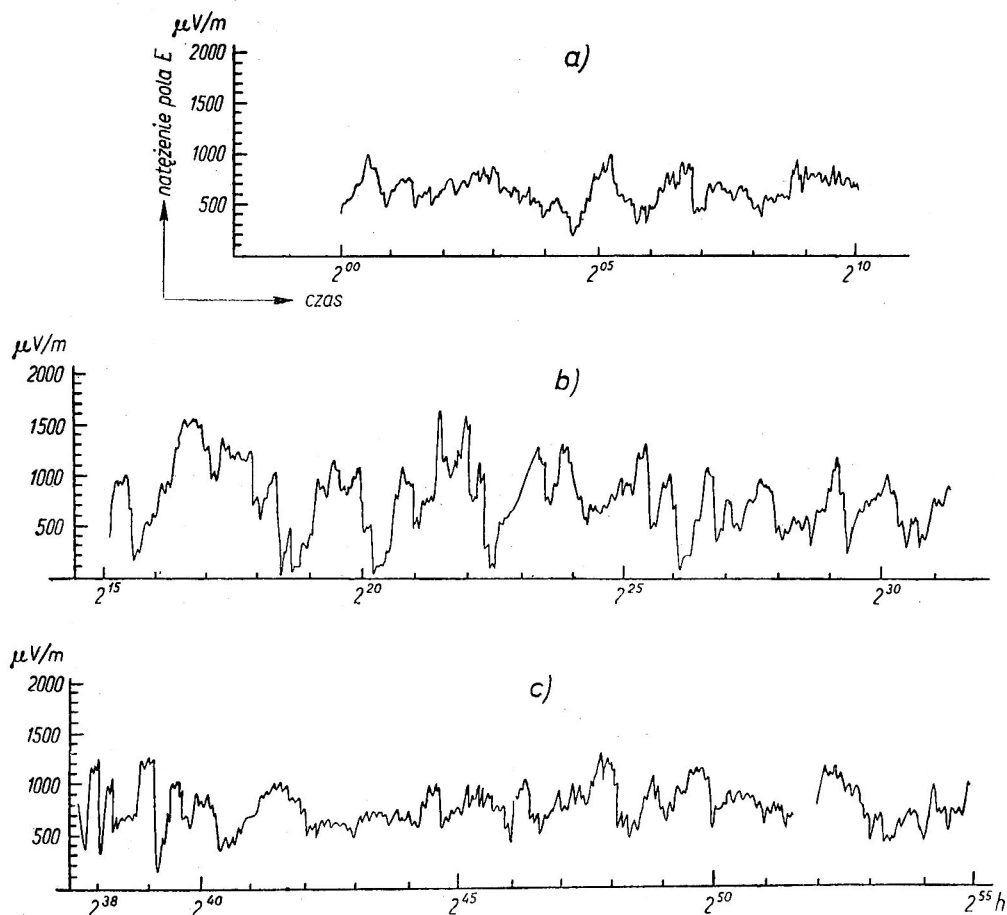
Na ogół wyniki pomiarów fali przyziemnej zgadzały się z wynikami uzyskanymi z obliczeń za pomocą wzoru Van der Pohla, z uwzględnieniem zakrzywienia ziemi przy większych odległościach (rys. 35).



Rys. 63. Wyniki pomiaru natężenia pola, odległość 103 km, antena 224° (0,62λ). Moc 50 kW. Godz. 21^{10} – 21^{25} – 25 – VIII – 1951.

W nocy 25 sierpnia wykonano pomiar wahań natężenia pola tylko w odległości 103 km od radiostacji, ponieważ uszkodzenie samochodu uniemożliwiło dokonanie pomiarów w większych odległościach. W odleg-

łości 103 km byliśmy według obliczeń (przy założeniu współczynnika odbicia jonosfery 0,5) w pobliżu zrównania natężenia fali sferycznej i fali przyziemnej przy elektrycznej długości anteny 224° . Wyniki pomiarów podane na rys. 63 zgadzają się z wynikami obliczeń.



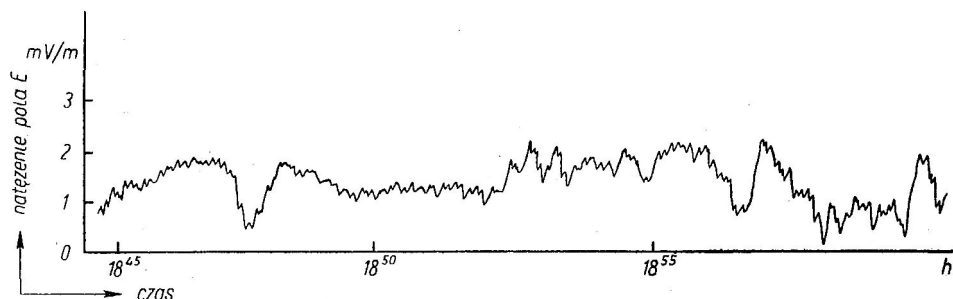
Rys. 64. Wyniki pomiaru natężenia pola; odległość 103 km, antena 202° ($0,56\lambda$), 224° ($0,62\lambda$), godz. 2^{00} – 2^{55} – 25, VIII, 51. a) antena 202° , $P = 17$ kW, b) antena 224° , $P = 17$ kW, c) antena 202° , $P = 17$ kW.

Do porównania wahań natężenia pola przygotowano antenę z węzłem przesuniętym na wysokość 23 m. Wahań natężenia pola przy antenie 202° są wyraźnie mniejsze (rys. 64).

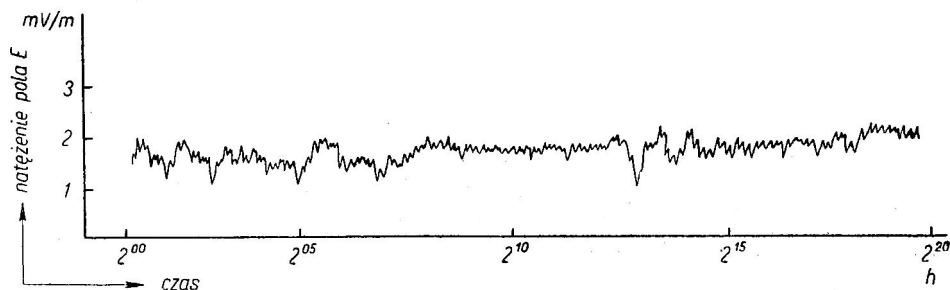
Były to wstępne pomiary. Odstępy czasowe między poszczególnymi pomiarami, spowodowane przestrajaniem anteny, były dość znaczne (od 5 do 7 minut). Widać z nich wyraźnie, że przy obniżonym węźle roz-

kład promieniowania jest korzystniejszy — wahania natężenia pola są mniejsze. Według obliczeń ze wzrostem odległości od radiostacji wahania przy wysokości węzła 23 m nad ziemią powinny maleć.

Ponieważ uszkodzenie samochodu uniemożliwiło dalsze pomiary, zorganizowano następny wyjazd w dniu 5 września. W odległości 110 km od radiostacji zaobserwowano znaczne wahania natężenia pola w czasie zachodu słońca (rys. 65). Po pewnym czasie jednak wahania zmalały i ustaliły się aż do zmroku (rys. 66).



Rys. 65. Wahania natężenia pola w czasie zachodzenia słońca. Odległość 110 km, antena 224° ($0,62\lambda$), godz. 18^{45} — 19^{00} 5. IX. 51.

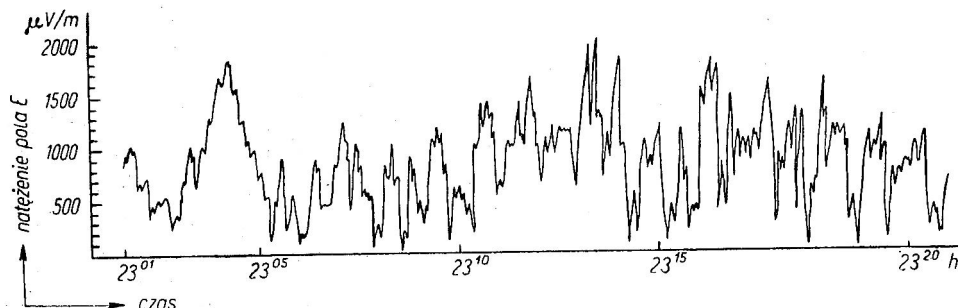


Rys. 66. Wahania natężenia pola po zachodzie słońca, godzina 20^{00} — 20^{20} , antena 224° ($0,62\lambda$). 5. IX. 51.

Aby zdążyć wykonać pomiary w dość dużym obszarze, pojechano dalej na odległość 124 km. Starano się zawsze obrać takie miejsce pomiaru, które łatwo byłoby znaleźć na mapie, w celu dokładniejszego określenia odległości od radiostacji.

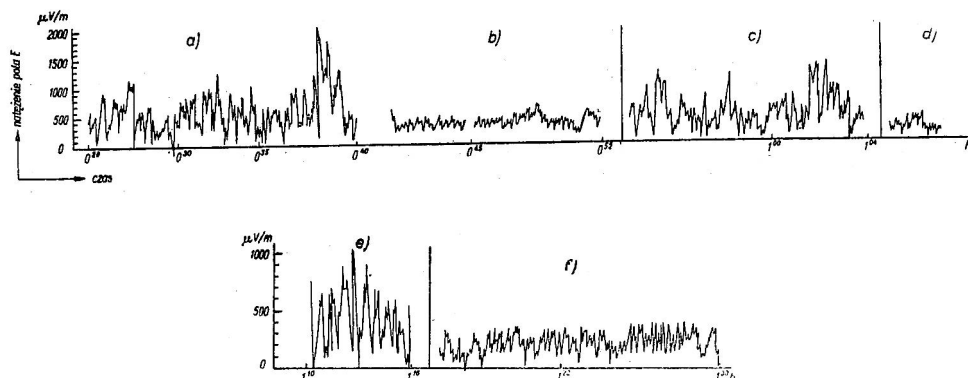
Pomiar w odległości 124 km wykonano jeszcze podczas normalnych warunków pracy radiostacji. Wyniki pomiaru podano na rysunku 67, z którego wynika, że w tym miejscu fala sferyczna była w przybliżeniu równa fali przyziemnej.

Po skończeniu audycji przygotowano antenę nadajnika do zmian rozkładu prądu. O godzinie 0²⁶ rozpoczęła się praca radiostacji z anteną przystosowaną do zmian rozkładu prądu.



Rys. 67. Pomiar natężenia pola; odległość 124 km, antena 224° (0,62λ), godz. 23⁰⁰ — 23³⁰. 5. IX. 51.

Przerwy potrzebne do zmiany rozkładu prądu w antenie trwały 1,5 do 2 minut. Wskutek niezupełnego dostrojenia anteny do linii przesyłowej, przy długości elektrycznej anteny 202°, moc wypromieniowana



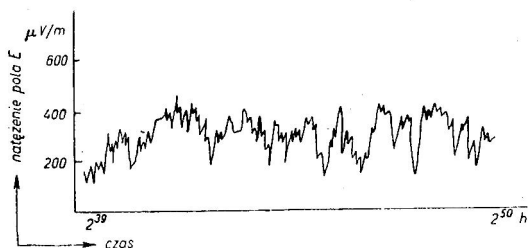
Rys. 68. Pomiar natężenia pola; odległość 124 km, antena 224° (0,62λ) i 202° (0,56λ) $P=17$ kW. a), c), e) — antena 224°, b) d), f) — antena 202°.

w tych warunkach była mniejsza niż przy długości 224°. Średni poziom natężenia pola był więc niższy.

Na odcinku *a* wykresu podanego na rysunku 68 długość elektryczna anteny wynosiła 224°, węzeł znajdował się na wysokości 40 m; na odcinku *b* długość elektryczna wynosiła 202°, wysokość węzła 23 m; na odcinku *c* długość elektryczna anteny była ponownie 224° i na odcinku *d* wynosiła 202°. Z wykresu widać zupełnie wyraźnie zmniejszenie się

wahań przy węźle obniżonym. Ponieważ skala dla zmniejszonych mocy była za duża, dlatego dwa następne pomiary wykonano przy skali do 1000 $\mu\text{V/m}$ (rys. 68 e, f). Wahania przy węźle na wysokości 23 m (202°) jednak były jeszcze dość znaczne.

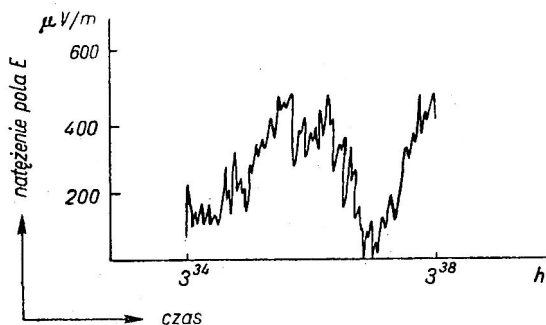
Po stwierdzeniu powyższych wyników pozostawiono antenę w warunkach z węzłem na wysokości 23 m i wykonywano pomiary w większych odległościach, badając wahania natężenia pola w funkcji oddalenia.



Rys. 69. Pomiar natężenia pola; odległość 137 km, antena 202° , $P = 17$ kW, godz. $2^{39} - 2^{50}$.
5. IX. 51.

Następny pomiar wykonano w odległości 148 km od radiostacji (rys. 70). Na wykresie widzimy silny wzrost wahań, ponieważ pomiary wykonywano już poza minimum natężenia fali odbitej. Wraz z odległością wzrasta natężenie fali odbitej. Wahania rosną. Znajdujemy się na granicy zasięgu bliskiego.

Nadając falę modulowaną audycją, obserwowano zniekształcenia występujące przy interferencji fal. Zniekształcenia występowały bardzo wyraźnie, zwłaszcza gdy natężenie malało do zera. Ponieważ odbiornik był nastrojony dokładnie na falę nośną, więc obniżanie się wska-



Rys. 70. Pomiar natężenia pola; odległość 148 km, antena 202° , $P = 17$ kW, godz. $3^{34} - 3^{38}$.
5. IX. 51.

zania do zera oznaczało wyeliminowanie fali nośnej, podczas którego, jak stwierdzono w pierwszym rozdziale, następuje pozorne przemodulowanie, powodujące bardzo duże zniekształcenia nieliniowe i liniowe. Zniekształcenia były tak wielkie, że nie można było zrozumieć treści mowy. Przy muzyce oszacowano zniekształcenia na kilkadziesiąt procent.

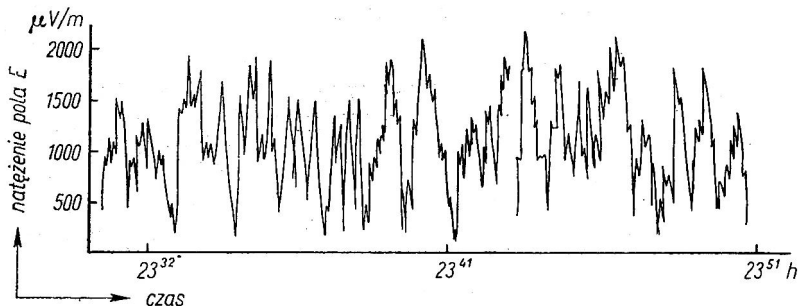
Przy zmniejszaniu się poziomu natężenia do połowy poziomu przeciętnego nie zauważono jeszcze zniekształceń.

Z pomiarów wynika, że przy długości elektrycznej anteny 202° i wysokości węzła 23 m nad ziemią wahania wprawdzie maleją, lecz są jeszcze dość znaczne.

Prawdopodobnie w terenach podgórskich, gdzie jest mniejsza przewodność ziemi i wskutek tego mniejsze natężenie fali przyziemnej, warunki odbioru są gorsze. Tak samo zimą, gdy tłumienie jonosfery jest mniejsze, fala odbita jest silniejsza, wahania natężenia pola rosną.

W celu uzyskania całokształtu obrazu obniżono wysokość węzła w antenie do 16,5 m, powodując dalsze zmniejszenie promieniowania pod wysokimi kątami; kąt zerowy wzrósł, wskutek czego zmniejszył się bliski zasięg, lecz w obszarze tego zasięgu wahania zmalały.

Następny wyjazd został zorganizowany 15 września. Pomiarы starano się wykonywać w tych samych miejscach co poprzednio. Pierwszy pomiar wykonano w odległości 103 km, gdzie był robiony początkowy pomiar (25 sierpnia). Wahania natężenia pola były teraz dużo większe niż przy pomiarze pierwszym, prawdopodobnie z powodu mniejszego natężenia jonizacji warstwy *E*, związanego ze zmniejszoną siłą naświetlenia jonosfery wskutek zmiany pory roku. Różnica w czasie między tymi pomiarami wynosiła trzy tygodnie w okresie, gdy długość dnia szybko maleje. Wyniki pomiaru wykonanego jeszcze w normalnych warunkach pracy radiostacji, przy mocy w antenie 50 kW i długości elektrycznej anteny 224° , podano na rysunku 71.



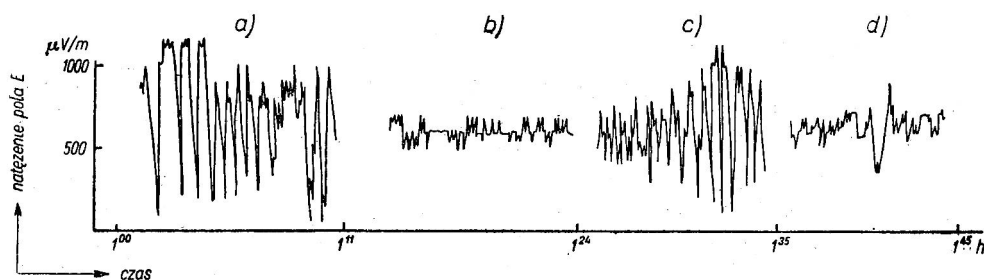
Rys. 71. Pomiar natężenia pola; odległość 103 km, antena 224° (0,62λ), $P = 17$ kW, godz. $23^{00} - 23^{00}$. 15. IX.51.

W godzinach od 24 do 1 przygotowano antenę do przestrojenia, po czym wykonano pomiary przy mocy $P = 17$ kW (rys. 72).

Przerwy między poszczególnymi pomiarami były małe, około 1,5 minuty. Podczas tych pomiarów zwracano uwagę na dokładne dostrojenie anteny, aby uzyskać moc oddaną do anteny jednakową dla obu stanów anteny.

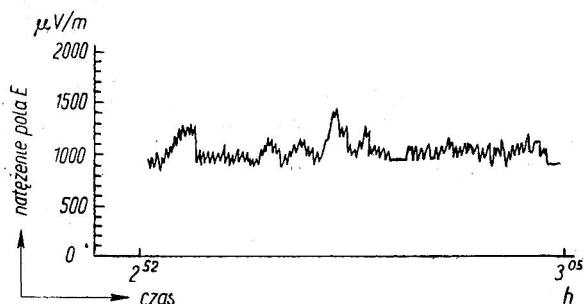
Z wykresu widać, że została osiągnięta radykalna różnica wielkości wahań. Wahania przy długości elektrycznej $193,5^\circ$ w rzeczywistości

były jeszcze mniejsze niż wykreślone, ponieważ z powodu szybkości zmian natężenia pola odczytywano całkowite działki.



Rys. 72. Pomiar natężenia pola; odległość 103 km, $P = 17$ kW, godz. 1⁰⁰–1⁴⁵, 15. IX 51. a), c) — antena 224°, b) d) — antena 193,5°.

Natężenie pola wahało się około wartości 600 $\mu\text{V/m}$ w granicach od 500 do 700 $\mu\text{V/m}$, pomijając chwilowe i rzadkie wysoki, charakterystyczne dla zachowania się jonosfery.

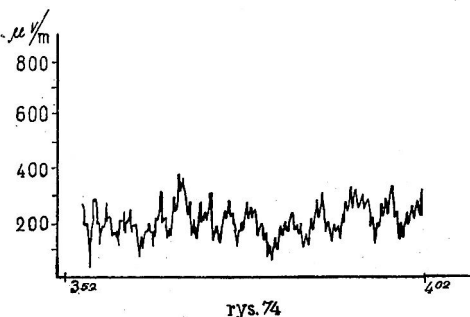


Rys. 73. Pomiar natężenia pola; odległość 117 km, antena 193,5°, $P = 17$ kW, godz. 2⁵⁰–3⁰⁵, 15. IX. 51.

Pomiary wykonane w odległości 117 km od radiostacji, przy rozkładzie prądu w antenie odpowiadającym długości elektrycznej 193,5° (rys. 73), wykazały jak bardzo zmieniają się wahania natężenia pola w funkcji odległości. Na wykresie widzimy

charakterystyczny dla tych okolic wzrost natężenia pola fali przyziemnej. Dotychczasowe pomiary wykazywały zawsze większe natężenie pola w tych okolicach, prawdopodobnie spowodowane rodzajem podłoża i ukształtowaniem terenu. Na rysunku 73 widzimy małe wahania natężenia pola, co tłumaczy się wzrostem fali przyziemnej.

Przy pomiarze w odległości 131 km (rys. 74) zauważono duży wzrost wahań, co świadczy o przekroczeniu odległości minimum fali odbitej. Wahania te dochodzą już do granicy wahań, dopuszczalnych ze wzglę-



Rys. 74. Pomiar natężenia pola. Odległość 131 km, antena 193,5°, $P = 17$ kW, godz. 3⁵⁰–4⁰⁰, 15. XI. 51.

du na zniekształcenia, powstające tutaj sporadycznie, przy stosunkowo małym prawdopodobieństwie zupełnego sciszenia. Miejsca, gdzie fala odbita jest równa fali przyziemnej, to jest gdzie zachodzi zupełne zanikanie sygnału, szukano w odległości 140 km od radiostacji.

Nie wykonano niestety pomiarów wahania natężenia pola, ponieważ radiostację wyłączono przed umówionym terminem. Dopiero po jej uruchomieniu w warunkach normalnych zmierzono tylko natężenie fali przyziemnej po zniknięciu wahań (rys. 35).

8. WNIOSKI I UWAGI

Wykonane obliczenia i pomiary potwierdzają, że za pomocą zastosowanej metody można uzyskać optymalne warunki pracy anteny przeciwzanikowej, przy zmianach długości fali zachodzących w szerokich granicach. Dotychczasowe anteny przeciwzanikowe były elementami, które ograniczały możliwość zmiany długości fali radiostacji. Zmiana fal dokonana w roku 1950 była bezpośrednim powodem opracowania nowej metody dobierania właściwości promieniowania anteny za pomocą rezonansowego obwodu na szczycie anteny.

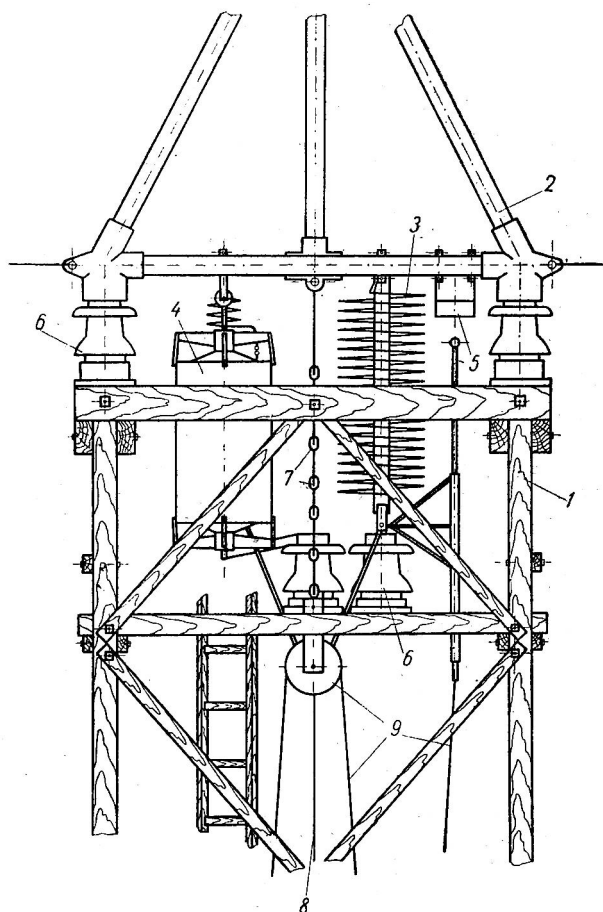
Nie jest to jedyna metoda; odpowiednią charakterystykę promieniowania można uzyskać np. przez zastosowanie w okolicy węzła prądu pojemności skupionej w postaci kręgu o dużej średnicy. Jest to rozwiązanie z równoległym włączeniem pojemności do części linii długiej. W ten sposób poniżej pojemności skupionej uzyskanoby zmianę prądu, dając odpowiednią charakterystykę promieniowania. Alternatywa ta stwarza jednak wielkie trudności konstrukcyjne; w porównaniu z metodą zastosowaną ma ona dużą wadę, nie daje bowiem możliwości zmiany charakterystyki promieniowania anteny w sposób ciągły.

Po zastosowaniu obwodu u wierzchołka anteny uzyskano, według podanych poprzednio wyników, powierzchnię bliskiego zasięgu 2,85 razy większą od zasięgu dotychczasowego. Wyniku tego nie można by było uzyskać przez zwiększenie mocy radiostacji, ponieważ przy wzroście mocy stosunek natężenia fal przyziemnej i odbitej od jonosfery pozostałby niezmienny.

Należy także podkreślić, że wydatnie zmniejszono obszar, na którym w nocy zachodzi silna interferencja fal. Dla anteny o długości elektrycznej 224° obszar, w którym natężenia obu składowych pola są tego samego rzędu (rys. 51), zaczyna się w odległości 80 km, a zdecydowaną przewagę w każdych warunkach jonosfery ma fala sferyczna nad

falą przyziemną dopiero w odległości 240 km. Stąd powierzchnia bliskiego zaniku wynosi $161\,000\text{ km}^2$.

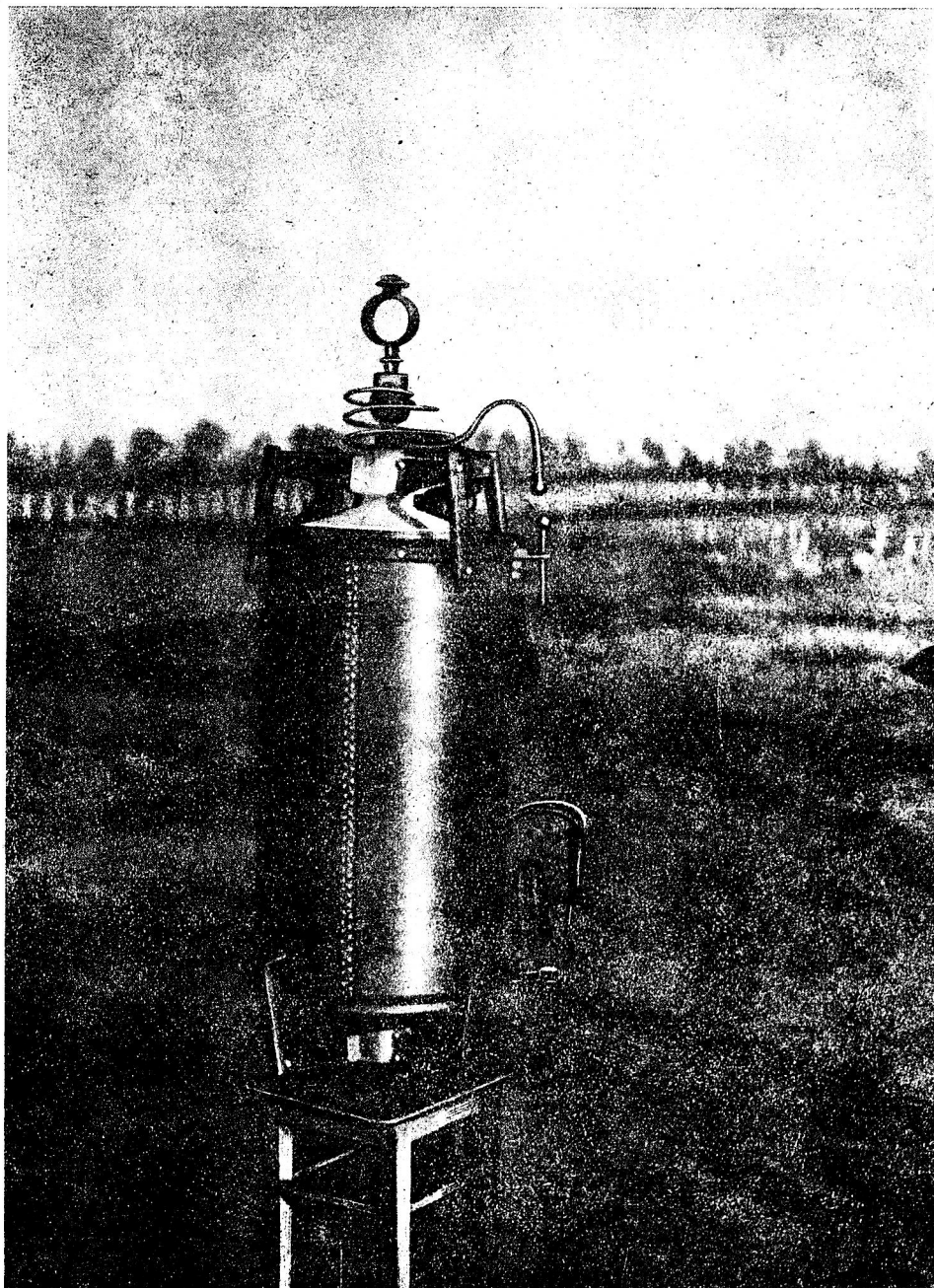
Dla anteny o długości elektrycznej $193,5^\circ$ odległość początku i końca bliskiego zaniku wynosi 135 i 160 km, a powierzchnia bliskiego



Rys. 75. Rozmieszczenie elementów obwodu na szczycie masztu.

zaniku $23\,200\text{ km}^2$. Powierzchnia bliskiego zaniku przy antenie $193,5^\circ$ jest zatem siedmiokrotnie mniejsza od powierzchni zaniku przy antenie 224° .

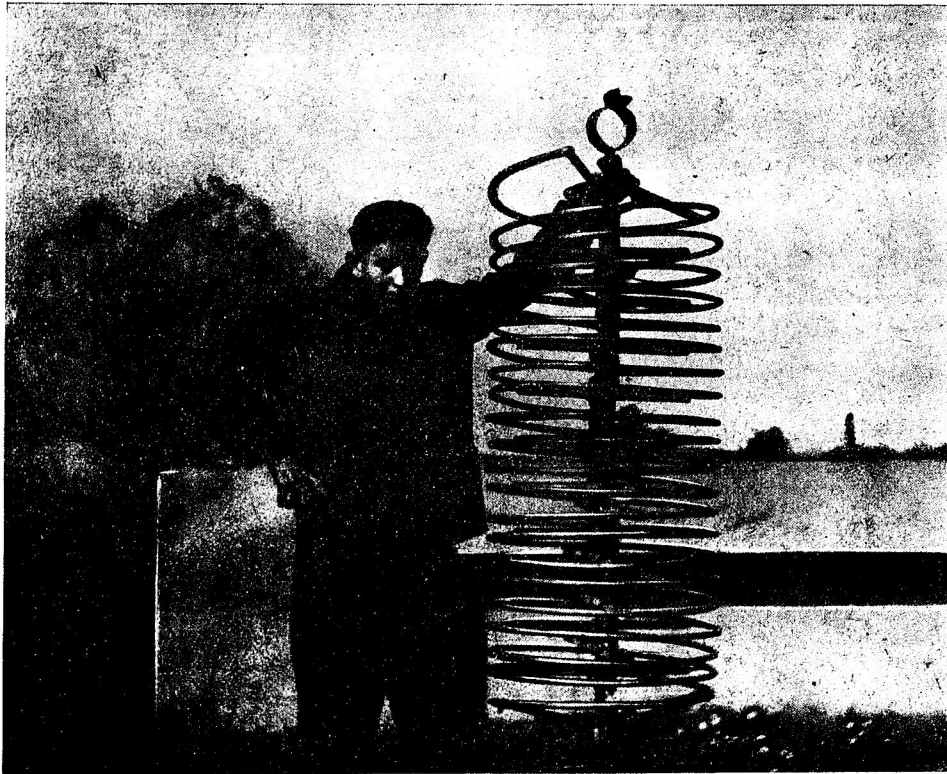
W pracy niniejszej omówiono przystosowanie do maksymalnego zasięgu bliskiego rozpatrywanej anteny po zmianie długości fali z 315,8 m na 278 m w roku 1950. Następnie zmieniono falę na 219 w roku 1953.



Rys. 76. Pojemność obwodu.

Po tej zmianie antena miała długość elektryczną około 270° ($0,75\lambda$); występowało silne promieniowanie anteny pod dużymi kątami względem ziemi, natomiast promieniowanie anteny wzdłuż ziemi wybitnie zmalało. Wskaźnik promieniowania wzdłuż ziemi wynosił 75 mV/m.

Po zastosowaniu omówionego w pracy obwodu rezonansowego zwiększono wskaźnik promieniowania wzdłuż ziemi do 430 mV/m. Natężenie pola fali przyziemnej wzrosło więc 5,7 razy ($430/75$). Promień zasięgu dzien-



Rys. 77. Indukcyjność obwodu.

nego przy granicznym natężeniu 1 mV/m wzrósł z 60 km na 125 km, a powierzchnia zasięgu dziennego z 11 300 km² na 49 100 km², czyli o 335 %.

Na rysunku 75 podano szkic konstrukcyjny zainstalowanego obwodu rezonansowego, zaś na rysunkach 76 i 77 widok pojemności i indukcyjności obwodu.

W podsumowaniu wyników należy stwierdzić, że opisane urządzenie daje możliwość zmiany w sposób ciągły w szerokich granicach własności promieniowania anteny. Można za pomocą niego dla różnych długości fali dobrać optymalne warunki dla:

- 1) maksymalnego zasięgu bliskiego odbioru;
- 2) maksymalnego zasięgu dziennego odbioru (maksymalnego natężenia fali przyziemnej);
- 3) maksymalnego natężenia fali odbitej od jonosfery w zasięgu dalekim (koncentracji promieniowania anteny pod małymi kątami względem ziemi);
- 4) maksymalnego natężenia fali odbitej od jonosfery w zasięgu bliskim (koncentracji promieniowania anteny pod dużymi kątami względem ziemi).

LITERATURA

- [1] *Izśledowanija po rasprostranieniju radiowołn*. Moskwa (1948) Ak. Nauk SSSR.
- [2] G. Z. Ajzenberg, *Antieny dla magistralnych korotkowolnowych radioswiaziej*, Moskwa (1948).
- [3] H. Brückmann, *Antennen Ihre Theorie und Technik*, Lipsk (1939) S. Hirzel.
- [4] I. A. Dombrowskij, *Antieny*, Moskwa (1951).
- [5] G. S. Gorelik, *Kolebanija i wolny*, Moskwa (1950).
- [6] A. Jellonek, *Pomiary radiotechniczne*, Warszawa (1952).
- [7] A. A. Pistol Kors, *Antieny*, Moskwa (1947).
- [8] F. E. Terman, *Radio Engineers' Handbook*, New York (1943) McGraw-Hill Company.
- [9] H. P. Williams, *Antenne Theory and Design*, London (1950). Sir Isaac Pitman.
- [10] F. Vilbig, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik* (1940) Akademische Verlagsgesellschaft Becker und Erler.
- [11] G. H. Brown. Proc. J. R. E., V. 23 (1935) 168.

Katedra Techniki Nadawczej

Wpłynęło w lutym 1954 r.

ВЫБОР ЖЕЛАЕМЫХ УСЛОВИЙ РАБОТЫ АНТИФЕДИНГОВОЙ АНТЕННЫ

С целью получения в диапазоне средних волн максимального радиуса ближнего приёма при условии небольших искажений, являющихся следствием интерференции находящихся низко над землёй отражённых от ионосферы волн, передаточная антенна должна излучать много энергии вдоль земли и мало — под большим углом относительно земли.

Этими качествами обладает специальный тип вертикальной передаточной антифединговой антенны, предназначенной для средних волн, имеющей длину несколько превышающую половину длины волны.

Направление излучения такой антенны изменяется очень быстро при сравнительно небольшом изменении длины волны, причём антенна теряет свою способность предотвращения замираний.

В работе описано оборудование, состоящее из параллельной цепи, включённой между антенным тросом и конечной ёмкостью. Эта цепь в зависимости от подбора величины L и C представляет собой индукционное или ёмкостное сопротивление, включённое последовательно с конечной ёмкостью.

В зависимости от величины и вида сопротивления цепи выступает увеличение или уменьшение электрического удлинения антенны при помощи конечной ёмкости, что приводит к значительным изменениям свойств излучения антенны.

Изменяя L при помощи отцеплений, достигнуто изменение электрической длины антенны, достигающее до $\lambda/2$.

Применяя параллельную цепь можно не изменяя конструкции антенны достигнуть для волн разной длины:

1. Максимальный радиус приёма на небольшое расстояние ночью.
2. Максимальный радиус приёма днём (волна, находящаяся поблизости поверхности земли).
3. Максимальное напряжение отражённой от ионосферы волны при большом радиусе (концентрация энергии, излучённой под малыми углами относительно земли).
4. Максимальное напряжение отражённой от ионосферы волны при малом радиусе (концентрация излучённой энергии под большим углом относительно земли).

В работе особенно много внимания посвящено подбору максимального близкого диапазона (антифединговых свойств антенны предотвращения замирания).

После изложения проблемы проведён теоретический анализ и произведены вычисления для рассматриваемой антенны.

Указаны также методы решения и измерения разложения тока в антенне и колеблющегося напряжения поля в пространстве близкого замирания.

Поданы достигнутые результаты измерений и сопоставлены преимущества, являющиеся следствием применения описанного метода.

CHOICE OF DESIRED WORKING CONDITIONS OF THE ANTI-FADE ANTENNA

In order to attain, in medium waves, a maximum range of near-zone reception with small deformations caused by the interference of the ground wave and the wave reflected from the ionosphere, the energy radiation of the transmitting antenna should be as strong as possible along the ground, being at the same time weak at large angles to the ground.

These properties are possessed by a special type of medium-wave vertical transmitting antenna, the so-called anti-fade antenna, which is somewhat longer than half the wavelength.

Directional radiation properties of such an antenna are changed very quickly with a relatively small change of wavelength, the antenna than losing its anti-fading properties.

The arrangement described in the paper consists of a parallel LC-circuit connected between the antenna wire and end capacitance.

Depending on the choice of the L and C quantities, the circuit forms an induction or capacitance resistance connected in series with the end capacitance.

Depending on the kind and magnitude of circuit resistance, an increase or decrease in the additional electrical length of the antenna by end capacitance occurs, causing considerable changes in the radiation properties of the antenna.

Changing L by means of taps, a change of the electrical length of the antenna to $\lambda/2$ was obtained.

Without changing antenna construction it is possible, using the parallel circuit, to obtain for different wavelengths:

- (1) a maximum range of near-zone reception at night;
- (2) a maximum range of daytime reception (the ground wave);
- (3) a maximum field strength of the wave reflected from the ionosphere in far-zone range (concentration of energy radiated at small angles to the ground);
- (4) a maximum field strength of the wave reflected from the ionosphere in near zone range (concentration of energy radiated at large angles to the ground).

The paper concentrates particularly on the choice of a maximum near-zone range (the optimal anti-fading properties of the antenna).

A general theoretical analysis of the problem is given, together with the calculations carried out on its basis for the antenna considered.

Methods of solution and measurements of current distribution in the antenna and of the oscillating field strength in the area of near-zone fading are given, together with the obtained results.

In conclusion advantages resulting from the described method are discussed.

WZORCE STRATNOŚCI DIELEKTRYCZNEJ W ZASTOSOWANIU DO SPRAWDZANIA MOSTKÓW PRĄDU ZMIENNEGO

A. JELLONEK, dr inż., prof. nadzw. Miernictwa Elektronowego

W artykule omówiono wykonanie i stosowanie dekadowych wzorców przenikalności dielektrycznej (ϵ) i tangensa kąta strat ($\operatorname{tg} \delta$) służących do sprawdzania precyzyjnych mostków prądu zmiennego.

Katedra Miernictwa Elektronowego Politechniki Wrocławskiej otrzymała w 1953 r. do sprawdzenia i uruchomienia trzy elektryczne mostki pomiarowe, przeznaczone do mierzenia pojemności (C) i tangensa kąta strat ($\operatorname{tg} \delta$). Mostki pochodziły z różnych wytwórni zagranicznych, miały różne układy elektryczne i odmienne wykonania konstrukcyjne. Owe trzy przyrządy były przeznaczone do precyzyjnych pomiarów laboratoryjnych. Mimo wysokiej, gwarantowanej klasy dokładności w praktyce wyniki uzyskiwane poszczególnymi przyrządami dla tego samego kondensatora różniły się między sobą wielokrotnie więcej niż można by dopuścić ze względu na gwarantowaną dokładność. Poza tym czułość układów w części zakresu była zbyt mała dla zapewnienia pożądanej dokładności.

Poprawne sprawdzenie działania mostków nasuwało szereg trudności. Przede wszystkim wysoka klasa dokładności przyrządów nie pozwalała na bezpośrednie sprawdzenie ich działania przyrządem wzorcowym podobnego czy innego rodzaju. Poza tym rozbieżności zachodzące między wskazaniami poszczególnych wykonań mogły pochodzić albo z wadliwej budowy lub z niedokładnego wzorcowania, albo też z nie całkiem poprawnego wykonania montażu stanowiska pomiarowego, a więc wzorców zewnętrznych, źródeł i wskaźników. Rozstrzygnięcie, który z tych czynników wprowadzał zaobserwowane uchyby, sprawiało znaczne trudności ze względu na różnicę w osprzęcie zewnętrznym i przynależnym układzie połączeń każdego z powyższych zestawów.

W tych warunkach jedyną możliwością wydawało się zastosowanie zewnętrznych wzorców pojemności i stratności, identycznych w przypadku każdego zestawu, oraz znalezienie odchyleń wzorcowania każdego z mostków od wartości znamionowej zastosowanego wzorca. Ze względu

na żadaną dokładność $\pm 0,2\% \pm 0,2 \text{ pF}$ dla pojemności oraz $\pm 1\% \pm 1 \cdot 10^{-4}$ dla tangensa kąta stratności przyjęto, że zastosowane wzorce muszą mieć wartości stałe, nieregulowane; wartości te albo miały być możliwe do obliczenia z wymiarów, a więc znane w sposób bezwzględny, albo też pochodzić z pomiarów wykonanych w znacznie korzystniejszych niż aktualne warunkach, np. przez któryś z państwowych instytutów pomiarowych (GUM, PTR, lub tp.). Wzorcowanie gwarancyjne musiałoby być dokonane za pomocą metod umożliwiających osiągnięcie dokładności przynajmniej o rząd lepszej niż gwarantowana klasa mostków.

Ze względu na kilkuletni okres czasu, jaki upłynął od chwili ostatniego sprawdzenia posiadanych wzorców w PTR, pożądane było porównanie kilku egzemplarzy o tej samej wartości znamionowej i wybranie do pracy tych, które wykazywały wartości zbliżone tak względem siebie, jak i w stosunku do swej wartości znamionowej.

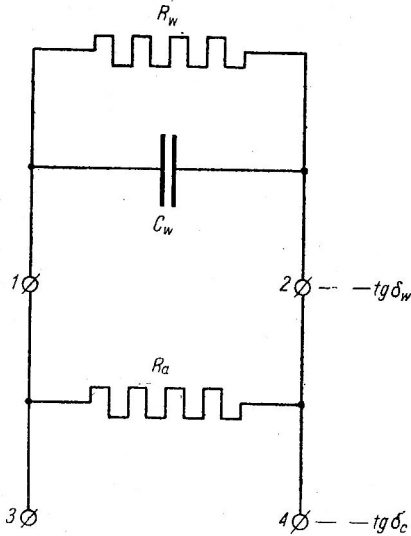
Szczęśliwym zbiegiem okoliczności Katedra Miernictwa Elektronowego rozporządzała w danej chwili trzema zespołami wzorcowych kondensatorów typu Phys. Techn. Reichsanstalt w wykonaniu firm Ulrich i Seelinger; były to kondensatory stałe, z obiema okładkami izolowanymi względem ekranu za pomocą izolatorów kwarcowych [1],[4]. Dokładność wzorcowania pojemności, gwarantowana przez załączone certyfikaty PTR wynosiła $\pm 0,1\% \pm 0,1 \text{ pF}$; stratność nie była wzorcowana. Według danych firmowych tg kąta stratności dla kondensatorów o pojemności $C > 100 \text{ pF}$, w powietrzu o temperaturze $t = 20^\circ\text{C}$ i wilgotności względnej $\leq 70\%$ oraz częstotliwości $f = 1000 \text{ c/s}$ powinien być: $\text{tg } \delta \leq 1 \cdot 10^{-4}$. Dane powyższe gwarantowane były w 1943 r. Dla ich zaktualizowania wzorce porównano metodą podstawienia w tym samym ramieniu odpowiednio uczulonego mostka Scheringa. Ponieważ warunki zrównoważenia mostka pozostały identyczne dla wszystkich trzech egzemplarzy, a ze względu na różną budowę i pochodzenie wzorców zachodziło bardzo niewielkie prawdopodobieństwo identycznych zmian w stosunku do pierwotnego wzorcowania, zatem przyjęto, że wartości pojemności wzorców są poprawne zgodne z danymi metryk z roku 1943.

Trudniejszym zagadnieniem było sporządzenie wzorców kąta stratności o wartościach znanych, z dokładnością niegorszą od $\pm 1\%$. Istniała wprawdzie teoretyczna możliwość dołączenia do wzorców pojemności oporników szeregowych lub równoległych o tak dobranej wartości, aby kąt strat całości ($\text{tg } \delta_c$) miał z góry założoną wartość, np. $\text{tg } \delta_c = 10 \cdot 10^{-4}$, $100 \cdot 10^{-4}$ itd. Niestety dla znalezienia dokładnej wartości dodatkowego oporu szeregowego (r_d) lub równoległego (R_d) konieczna jest znajomość wartości tangensa kąta strat ($\text{tg } \delta_w$) kondensatora wzorcowego. Wynika to z rozpatrzenia schematu zastępczego i przynależnego wzoru na r_d lub R_d .

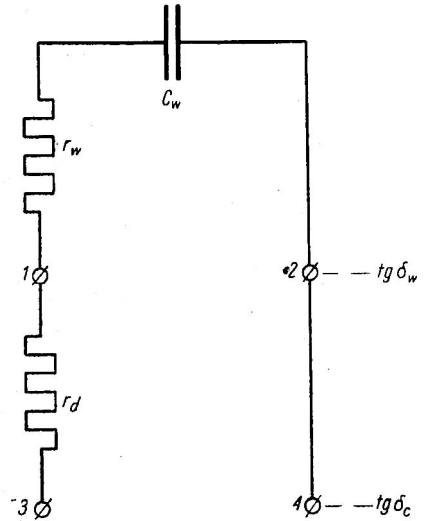
W przypadku przyjęcia układu zastępczego z opornikiem równoległym (rys. 1) wartość tangensa kąta strat kondensatora wzorcowego wyniesie

$$\operatorname{tg} \delta_w = \frac{1}{\omega C_w R_w},$$

natomiast po dołączeniu oporu dodatkowego (R_d) tangens kąta strat



Rys. 1. Układ zastępczy wzorcowego kondensatora z dołączonym oporem równoległym.



Rys. 2. Układ zastępczy wzorcowego kondensatora z dołączonym oporem szeregowym.

całego układu można wyrazić wzorem:

$$\operatorname{tg} \delta_c = \frac{1}{\omega C_w \frac{R_w R_d}{R_w + R_d}}.$$

Z obu powyższych równań

$$R_d = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_c - \operatorname{tg} \delta_w} \cdot \frac{1}{\omega C_w}.$$

Podobnie w przypadku układu zastępczego z opornikiem szeregowym (rys. 2)

$$\operatorname{tg} \delta_w = \omega C_w r_w,$$

$$\operatorname{tg} \delta_c = \omega C_w (r_w + r_d),$$

skąd

$$r_a = \frac{1}{\omega C_w} (\operatorname{tg} \delta_c - \operatorname{tg} \delta_w).$$

W obu zatem układach obliczenie wartości opornika dodatkowego wymaga znajomości wartości tangensa kąta strat wzorca albo pewności, że $\operatorname{tg} \delta_w \ll \operatorname{tg} \delta_c$ lub poprawniej:

$$\frac{\operatorname{tg} \delta_c - (\operatorname{tg} \delta_c - \operatorname{tg} \delta_w)}{\operatorname{tg} \delta_c} \cdot 100 = \frac{\operatorname{tg} \delta_w}{\operatorname{tg} \delta_c} \cdot 100 = B\%,$$

przy czym $B\%$ oznacza największy procentowy uchyb względny tangensa kąta strat, dopuszczalny przy wzorcowaniu przyrządu danej klasy.

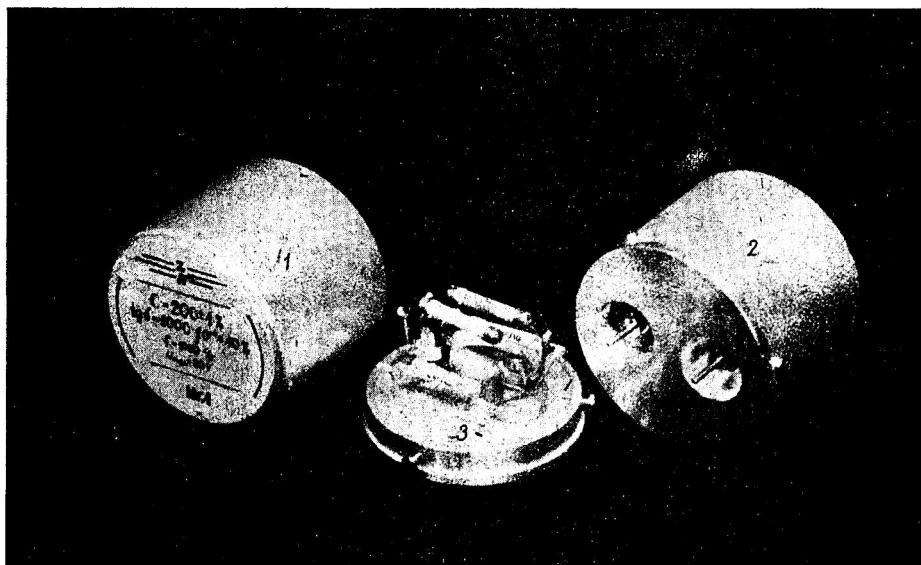
Przy wzorcowaniu mostków precyzyjnych należało zatem albo znaleźć wartość $\operatorname{tg} \delta_w$ użytego wzorca, albo przynajmniej stwierdzić, że wartość ta jest $\operatorname{tg} \delta_w \leq 1 \cdot 10^{-5}$ zgodnie z danymi firmowymi i wtedy wartości znalezione przy użyciu takiego wzorca dla $\operatorname{tg} \delta_c \geq 10 \cdot 10^{-4}$ mogłyby być znane z dokładnością niegorszą od $\pm 1\%$, natomiast w przypadku $\operatorname{tg} \delta_c = 1 \cdot 10^{-4}$ dokładność gwarantowana w pomiarze mogłaby być co najwyżej $\pm 10\%$.

Dla znalezienia przynajmniej przybliżonej wartości $\operatorname{tg} \delta_w$ wykonano szereg pomiarów $\operatorname{tg} \delta_c$ układu złożonego z kondensatora wzorcowego i oporników szeregowych o znanych wartościach: $r_{a1}, r_{a2} \dots r_{an}$. Wyrażenie $\operatorname{tg} \delta_c = \operatorname{tg} \delta_w + r_a \omega C_w$ wykreślone w układzie: $\operatorname{tg} \delta_c = f(r_a)$ dla $\omega C_w = \text{const}$ przedstawia prostą odcinającą na osi rzędnych, tj. dla $r_a = 0$, wartość $\operatorname{tg} \delta_s = \operatorname{tg} \delta_w$. Pomiar daje wyniki tym dokładniejsze, im opór r_a jest bliższy wartości r_w ; dla kondensatorów o bardzo małych stratach, a więc właśnie w przypadku wzorców dobrej klasy, jako wynik uzyskujemy raczej rząd wielkości $\operatorname{tg} \delta_w$ niż jego dokładną wartość.

Metodą powyższą sprawdzono, że użyty kondensator wzorcowy ma $\operatorname{tg} \delta_w \approx 0,5 \cdot 10^{-4}$. Ustalenie wartości pojemności (C_w) oraz tangensa kąta strat ($\operatorname{tg} \delta_w$) posiadanych wzorcowych kondensatorów umożliwiło wykonanie wzorcowania mostków. Niestety budowa mechaniczna powyższego kondensatora dostosowana jest jedynie do układu połączeń jednego z badanych przyrządów, wykonanego przez firmę Ulrich. W przypadku pozostałych mostków znaczna pojemność i nieznana stratność osłony kondensatora wzorcowego lub ekranu mostka zmuszały do użycia poprawek, niezawsze łatwych do ustalenia; było więc niemożliwe wykonanie łatwego wzorcowania i uzyskanie dostatecznej i znanej dokładności w warunkach normalnej pracy dwu pozostałych mostków. Dla zapewnienia szybkiego i dokładnego sprawdzenia wzorcowania w warunkach ruchowych wykonano szereg wzorców wtórnych o wartościach C_{ww} ,

$\operatorname{tg} \delta_{ww}$ zbliżonych do warunków najczęściej spotykanych i o budowie przystosowanej do wszystkich trzech mostków. W konkretnym przypadku były to wartości $C_{ww} \approx 200 \text{ pF}$ oraz $\operatorname{tg} \delta_{ww} = 1 \cdot 10^{-4}$, $10 \cdot 10^{-4}$, $100 \cdot 10^{-4}$, $1000 \cdot 10^{-4}$. Jako podstawowe założenie przyjęto, że wzorce te muszą mieć przede wszystkim wartości stałe w czasie, mimo częstego używania i niezbyt starannej konserwacji; poza tym pojemności ich względem ekranu mostka miały być niewielkie, dobrze ustalone i o ile możliwości wnoszące mały uchyb do wyniku pomiaru.

Dla uzyskania takich warunków zastosowano dwie różne konstrukcje zależnie od nominalnej wartości $\operatorname{tg} \delta_{ww}$. Dla $\operatorname{tg} \delta_{ww} > 10 \cdot 10^{-4}$ zastosowano kondensatory ceramiczne i oporniki szeregowo manganinowe, o nawoju bezindukcyjnym oraz oporniki równoległe węglowe, warstwowe, starannie starzone. Jako materiał na izolatory wybrano polistyrol; całość dokładnie ekranowano (rys. 3).



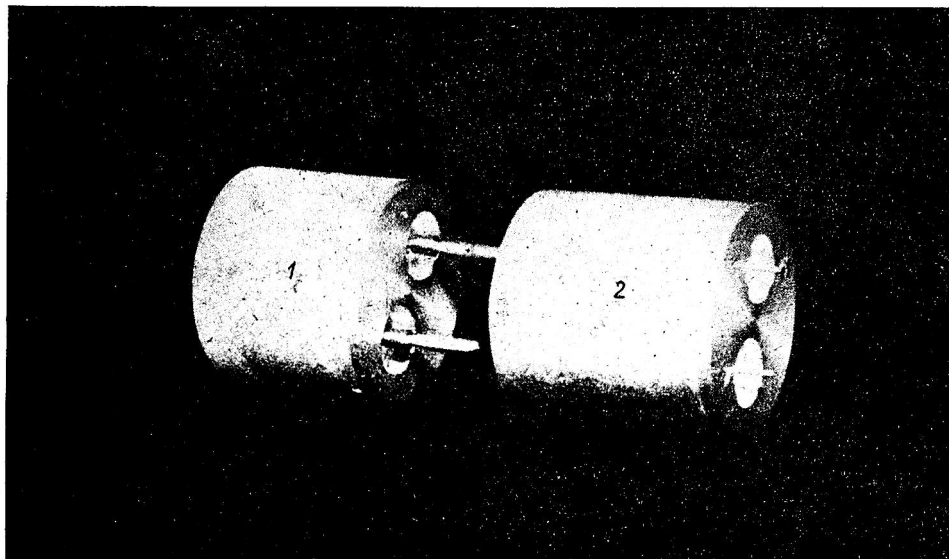
Rys. 3. Wzorec pojemności i tangensa kąta strat dla $\operatorname{tg} \delta \geq 10 \cdot 10^{-4}$.
1 — osłona, 2. — wzorec w osłonie, 3 — wzorec ze zdjętą osłoną.

W przypadku wzorców o wartościach nominalnych $\operatorname{tg} \delta_{ww} < 10 \cdot 10^{-4}$ stratność kondensatorów ceramicznych warunkowała już w znacznej części aktualny $\operatorname{tg} \delta$, tak że zachowanie stałości czasowej i termicznej dla tej wielkości było już wątpliwe. Wobec tego zastosowano jako wzorec C kondensator nieregulowany, powietrzny, o izolatorach polistyrolowych; dokładne doregulowanie do żądanej wartości znamionowej uzyskiwano przez zmianę pojemności niewielkiego, powietrznego trimera (rys. 4). Pojemność wyregulowano za pomocą mostka Ulricha i wzorca stałego

PTR, z dokładnością niegorszą od $\pm 0,3\%$. Tangens kąta strat znaleziono metodą podaną uprzednio. Oporniki dodatkowe, zapewniające założoną wartość $\operatorname{tg} \delta_w$, wbudowano w osobną osłonę (rys. 5), przy czym dla uży-

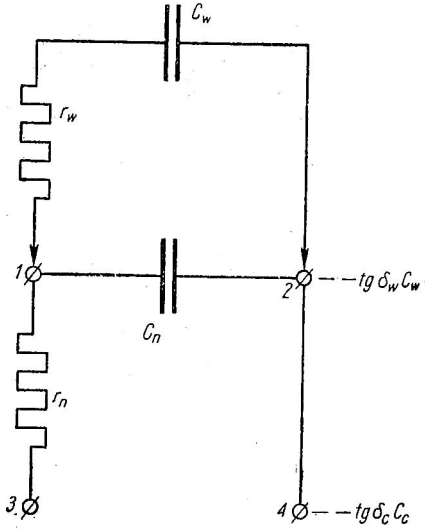


Rys. 4. Wzorzec pojemności dla tangensa kąta strat $\operatorname{tg} \delta < 10 \cdot 10^{-4}$. 1 — kondensator wyrównawczy, 2 — osłona, 3 — kondensator właściwy, 4 — oporniki.

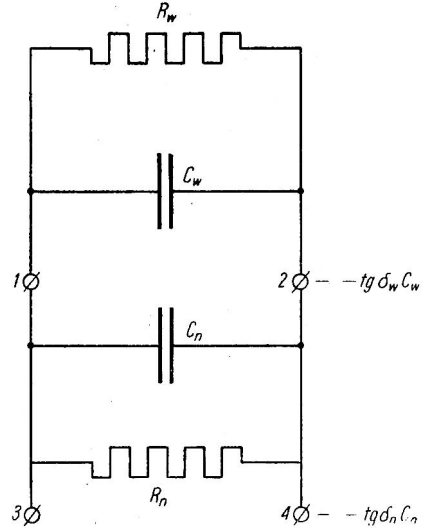


Rys. 5. Oporniki dodatkowe uzupełniające wzorzec pojemności do postaci wzorca tangensa kąta strat, dla $\operatorname{tg} \delta = 10 \cdot 10^{-4}$. 1 — zespół kondensatorów, 2 — oporniki dodatkowe.

skania elektrycznego połączenia obu części zastosowano łączówki kryjące się częściowo w osłonie wzorca pojemności, częściowo we wzorcu oporu. W ten sposób n zespołów zapewniło uzyskanie n^2 wartości wzorców $C_{ww} \operatorname{tg} \delta_{ww}$.



Rys. 6. Układ zastępczy połączenia wzorca pojemnościowego dużej dokładności (C_n , $\operatorname{tg} \delta_n$) z wzorcem użytkowym (C_w , $\operatorname{tg} \delta_w$) w metodzie podstawienia. Opory zastępcze (r_w , r_n), reprezentujące straty, zostały przyjęte jako załączone szeregowo do odpowiednich pojemności.



Rys. 7. Układ zastępczy połączenia wzorca pojemnościowego dużej dokładności (C_n , $\operatorname{tg} \delta_n$) z wzorcem użytkowym (C_w , $\operatorname{tg} \delta_w$) w metodzie podstawienia. Zastępcze opory (R_w , R_n), reprezentujące straty, przyjęto jako załączone równolegle do odpowiednich pojemności.

Za pomocą wzorców zbudowanych przy uwzględnieniu powyższych zasad porównano wskazania wszystkich mostków, przy czym dla uzyskania dostatecznej dokładności stosowano wyłącznie metodę podstawienia. Wzorzec wtórny (C_{ww} , $\operatorname{tg} \delta_{ww}$, r_{ww}), stanowiący przy sprawdzaniu element badany, dołączany był równolegle do jednego z kondensatorów sprawdzonych przez PTR (C_n , $\operatorname{tg} \delta_n$, r_n). Wartości wypadkowe (C_c , $\operatorname{tg} \delta_c$) mierzono za pomocą mostka. W przypadku przyjęcia szeregowych oporów zastępczych (rys. 6), reprezentujących straty w kondensatorach, wzór na tangens kąta strat przybiera postać:

$$\operatorname{tg} \delta_{ww} = \operatorname{tg} \delta_c \frac{1 + \frac{C_n}{C_{ww}}}{1 - r_{ww} C_n \omega \operatorname{tg} \delta_n}.$$

Ponieważ C_n ma wartość zbliżoną do C_w , więc $r_{ww}C_n\omega$ jest rzędu $\operatorname{tg} \delta_{ww}$, oraz $\operatorname{tg} \delta_{ww} \cdot \operatorname{tg} \delta_n \ll 1$; ostatecznie:

$$\operatorname{tg} \delta_{ww} \approx \operatorname{tg} \delta_c \left(1 + \frac{C_n}{C_{ww}} \right).$$

Natomiast przy założeniu oporu strat R_d , załączonego równolegle do idealnej pojemności C_w (rys. 7), otrzymujemy na $\operatorname{tg} \delta_{ww}$ wartość ścisłą, nieprzybliżoną:

$$\operatorname{tg} \delta_{ww} = \operatorname{tg} \delta_c \left(1 + \frac{C_n}{C_{ww}} \right),$$

bo

$$\operatorname{tg} \delta_c = \frac{1}{(C_n + C_w) R_d \omega}; \quad \operatorname{tg} \delta_w = \frac{1}{C_w R_w \omega},$$

skąd

$$\operatorname{tg} \delta_c = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_w} \left(1 + \frac{C_n}{C_w} \right)$$

oraz ostatecznie

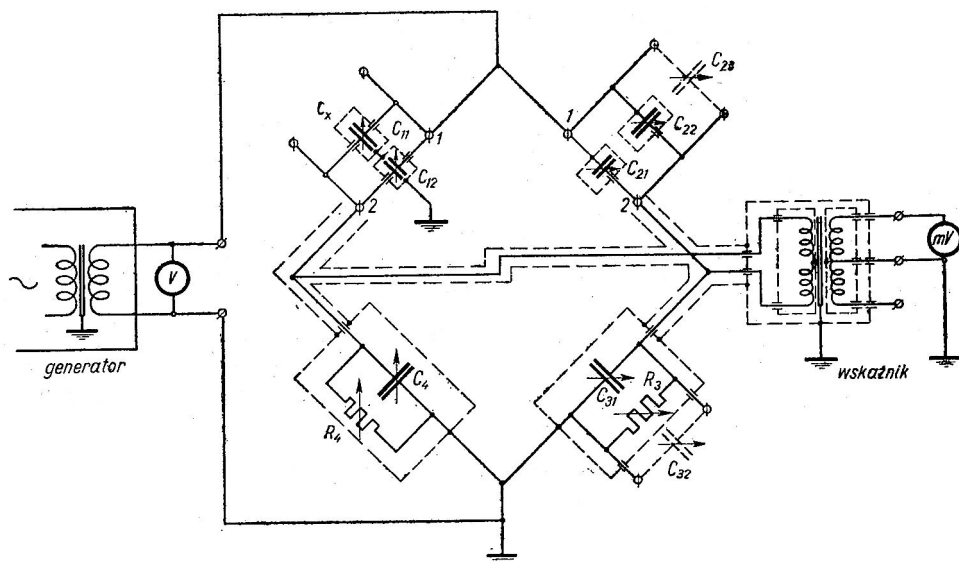
$$\operatorname{tg} \delta_w = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_c} \left(1 + \frac{C_n}{C_w} \right).$$

Sporządzone w ten sposób wzorce użytkowe (C_{ww} , $\operatorname{tg} \delta_{ww}$) umożliwiają skontrolowanie własności dowolnych mostków po zastosowaniu metody podstawienia i wprowadzeniu poprawek $\frac{C_n}{C_{ww}}$ na każdorazową pojemność wzorca wewnętrznego. W przypadku pomiaru dużych wartości tangensa kąta strat ($\operatorname{tg} \delta \approx 1000 \cdot 10^{-4}$) należy zwrócić uwagę na to, że pojemność mierzona na zaciskach (C_c) nie jest równa rzeczywistej pojemności układu (C_x); wartość mierzoną należy wobec tego skorygować w myśl wzoru:

$$C_x = C_c \sqrt{1 - \operatorname{tg}^2 \delta_x}.$$

Konstrukcja wzorców tego rodzaju oraz wprowadzenie do wyników pomiaru poprawek podanych powyżej pozwoliły na takie dobranie układu połączeń, ekranowań, symetryzacji układu generatora i detektora itd., że mostki odzyskały swą pełną dokładność, a wskazania poszczególnych wykonań zgadzały się między sobą w granicach gwarantowanych tolerancji. Największą trudność stanowiło wykonanie transformatora wyjściowego, pozwalające na sprzężenie niesymetrycznego i jednostronnie uziemionego wskaźnika z symetrycznym wyjściem mostka. Całkowita symetryzacja i staranne małopojemnościowe ekranowanie poszczególnych

uzwojeń umożliwiły zerowanie mostka przy prawie jednakowych wartościach C_3 i C_4 . Stanowisko złożone np. z mostka Ulricha [1,2] (rys. 8), kondensatorów wzorcowych klasy 0,1% cechowanych przez PTR [3,4], porównawczych kondensatorów klasy 1% oraz elektronowego wskaźnika zrównoważenia [5] pozwoliło na wykonanie pomiarów pojemności w zakresie od 100 pF do 1000 pF z dokładnością $\pm 0,1\% \pm 0,1 \mu\text{F}$ oraz



Rys. 8. Schemat układu połączeń stanowiska do dokładnego pomiaru pojemności i tangensa kąta strat przy częstotliwości akustycznej. C_{11} , C_{12} — kondensatory wzorcowe używane w metodzie podstawienia dla zgrubnego i dokładnego zerowania mostka. C_{21} , C_{22} — kondensatory porównawcze, służące do zgrubnego i dokładnego zrównoważenia pojemności mierzonej. C_{20} — kondensator dodatkowy, służący do rozszerzenia zakresu mostka ponad wartość odpowiadającą pojemności kondensatorów C_{22} , C_{21} regulowany w sposób ciągły. R_3 , R_4 — oporniki stosunkowe. C_{31} , C_4 — kondensatory wzorcowe, wbudowane wewnątrz mostka, służące do pomiaru $\text{tg } \delta_x$; C_{32} — kondensator dodatkowy dekadowy, pozwalający na rozszerzenie zakresu pomiaru $\text{tg } \delta_x$.

$\text{tg } \delta$ od $1 \cdot 10^{-4}$ do $1000 \cdot 10^{-4}$ z dokładnością $\pm 1,0\% \pm 5 \cdot 10^{-5}$. Po dodaniu dekadowego mikowego kondensatora wzorcowego zakres mierzony wzrósł do $C \ll 1,11 \mu\text{F}$, przy dokładności niegorszej niż $\pm 0,3\%$. Dla ułatwienia użytkownikowi posługiwania się powyższym mostkiem sporządzono wykresy pozwalające na oszacowanie zakresów $\text{tg } \delta_x$ mierzalnych w danych warunkach oraz na dobranie odpowiednich wartości oporności ramion stosunkowych (R_3 , R_4) i wielkości napięcia zasilania (U). Przy sporządzaniu powyższych wykresów zakładano, że pomiar ma być wy-

konany dla kondensatora o pojemności i kącie strat znanych w przybliżeniu, mierzonych przy żądanej częstotliwości. W tych warunkach obserwator przed pomiarem dobiera wartości oporności w ramionach stosunkowych, określa w przybliżeniu najwyższe dopuszczalne napięcie zasilania mostka oraz oszacowuje zakres mierzalnych $\operatorname{tg} \delta_x$.

Dla dobrania oporności $R_3 = R_4$ ramion stosunkowych przyjęto, że wartość każdej z tych oporności musi być znacznie mniejsza niż zawada pojemnościowa gałęzi wzorca lub badanego kondensatora:

$$R_4 \leq \frac{1}{10} \cdot \frac{1}{C_x \omega}.$$

W takich warunkach pojemności cząstkowe, które przedstawiają kondensatory badane lub wzorcowe w stosunku do otoczenia, mogą być pominięte w pomiarze C_x , a skompensowane przy znajdowaniu $\operatorname{tg} \delta_x$. Sporządzony dla takich założeń wykres (rys. 9), podający zależność $C = \psi\left(\frac{1}{C\omega}\right)$ dla parametru (ω), pozwala na szybkie obranie wartości oporności R_4 dla żądanej pojemności C_x i pulsacji ω . Przyjęcie oporności ramion stosunkowych i założenie dopuszczalnej obciążalności oporników R_3 i R_4 pozwala z kolei na obranie najwyższego, dopuszczalnego napięcia zasilania U .

Rysunek 10 przedstawia zależność pojemności mierzonej od napięcia zasilania; wykres ten sporządzono zakładając, że największa dopuszczalna moc tracona w opornikach wynosi $P = 0,5$ [W], tj. dla warunku:

$$P \ll I^2 R_4 \approx U^2 C^2 \omega R_4 \ll 0,5 \text{ [W]}$$

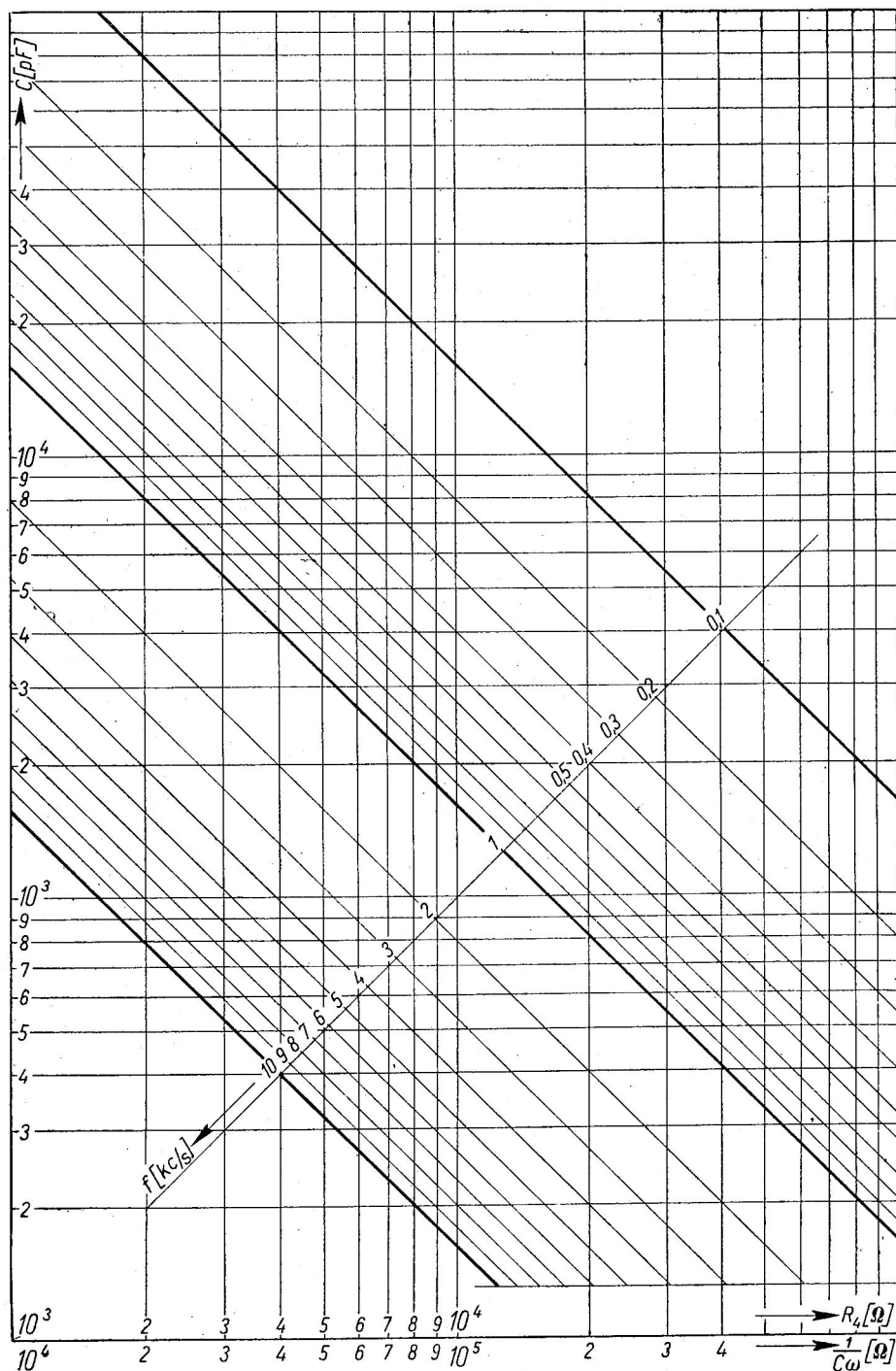
oraz

$$U \ll \frac{1}{C\omega} \cdot \sqrt{\frac{P}{R_4}} \approx \frac{0,706}{C\omega} \cdot \sqrt{\frac{1}{R_4}} \text{ [V]}.$$

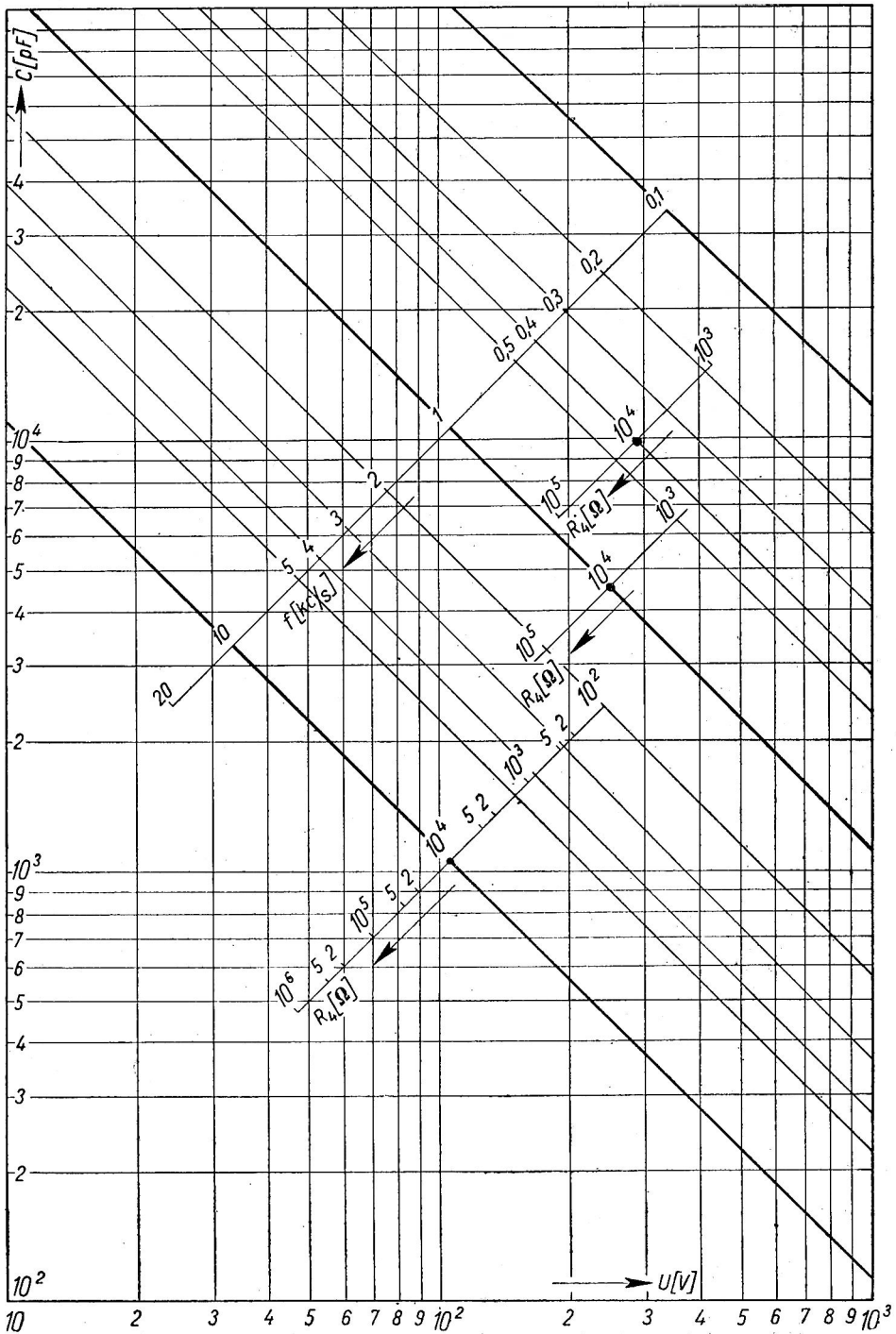
Jako parametr przyjęto na powyższym wykresie częstotliwość $f = \frac{\omega}{2\pi}$.

Dla najczęściej używanych przez użytkownika częstotliwości $f = 400$ c/s; 1000 c/s; 10000 c/s wkreślono ponadto obowiązującą skalę zależności od R_4 . Tangens kąta strat ($\operatorname{tg} \delta_x$) wyznaczony jest dla mostka tego rodzaju z zależności:

$$\operatorname{tg} \delta_x \approx \omega R_4 A C_4 \left(1 + \frac{C_z}{C_x}\right)$$



Rys. 9. Wykres służący do doboru orientacyjnej wartości oporu ramion stosunkowych w mostku Scheringa, zbudowanym według rys. 8.



Rys. 10. Wykres służący do doboru orientacyjnej wartości napięcia zasilania mostka Scheringa, zbudowanego według rys. 8.

przy czym ΔC_4 oznacza zmianę pojemności C_4 zachodzącą po dołączeniu badanego kondensatora, C_x — pojemność mierzoną, a C_s — całkowitą pojemność ramienia, w którym dołączono C_x , występującą poza C_x przy zrównoważeniu mostka. Dla sporządzenia wykresu, który umożliwiłby oszacowanie granic mierzanego tangensa kąta strat (od $\operatorname{tg} \delta_{x\min}$ do $\operatorname{tg} \delta_{x\max}$), przyjmuje się jako $\Delta C_{4\min}$ najmniejszą wartość zmiany pojemności ΔC_4 odczytywalną np. z dokładnością $\pm 10\%$. Wartość ta wynosi dla omawianego mostka około 6 pF. Jako $\Delta C_{4\max}$ przyjmuje się całkowity zakres pojemności regulowanej kondensatorami C_4 i C_3 , co w danym przypadku wynosi około $C_3 = C_4 = 1200$ pF. Wykres na rysunku 11 podaje zależność $\operatorname{tg} \delta_x = v(f)$ dla granicznych wartości $\Delta C_{4\min}$ i $\Delta C_{4\max}$, przy czym jako parametr przyjęto w obu przypadkach R_4 .

Przykład posługiwania się wykresami (rys. 9, 10, 11).

Należy zmierzyć pojemność i $\operatorname{tg} \delta_x$ kondensatora o nominalnej wartości 1000 pF, przy częstotliwości 1000 c/s.

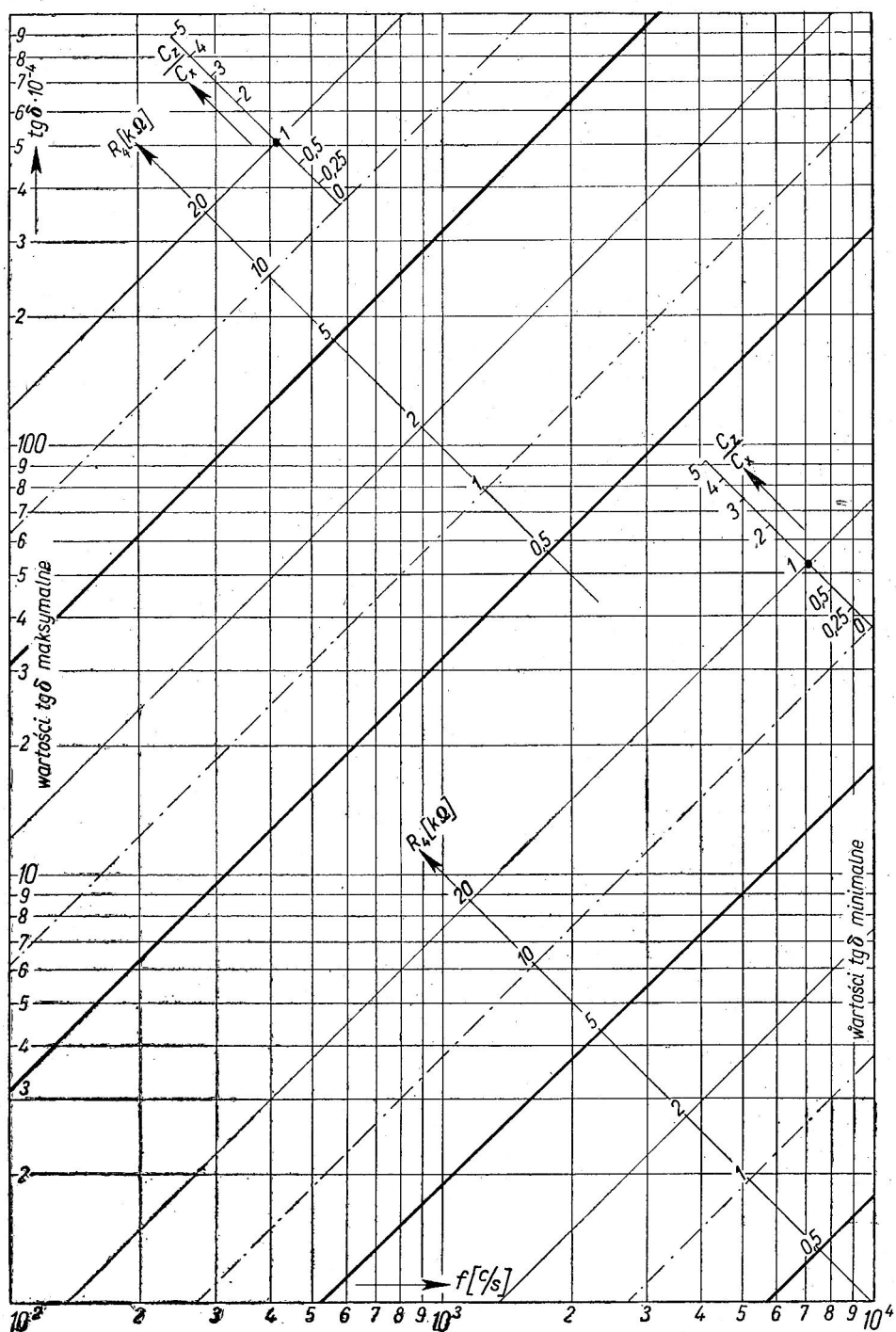
Z rysunku 9 odczytano dla powyższych założeń $R_4 \approx 16 \cdot 10^3 \Omega$. Wobec istnienia w danym mostku oporności stosunkowych $R_4 = 10 \text{ k}\Omega$ i $20 \text{ k}\Omega$, wybrano $R_4 = 20 \cdot 10^3 \Omega$. Z kolei odczytano z rysunku 10 najwyższe dopuszczalne napięcie zasilania, które w tych warunkach wynosi $U \approx 1000 \text{ V}$; wartość ta jest jednak niedopuszczalnie duża ze względu na wytrzymałość kondensatora wzorcowego, znoszącego co najwyżej 300 V. Ograniczenie napięcia zasilania do tej ostatniej wartości powoduje zmniejszenie czułości mostka, co może odbić się niekorzystnie na pomiarze najmniejszych wartości $\operatorname{tg} \delta_{x\min}$.

Czułość, a z nią i dokładność wyników osiąganych mostkiem dla małych $\operatorname{tg} \delta_x$, można zwiększyć jedynie przez zmniejszenie R_4 oraz C_s/C_k , co odpowiada jak najstaranniejszemu zredukowaniu pojemności boczniujących C_x w czasie pomiaru.

Korzystniejsze warunki zachodzą również dla większych wartości pojemności mierzonych. Graniczne wartości tangensów kąta strat określone za pomocą rysunku 11 dla $C_x = 1000$ pF oraz $f = 1000$ c/s wynoszą:

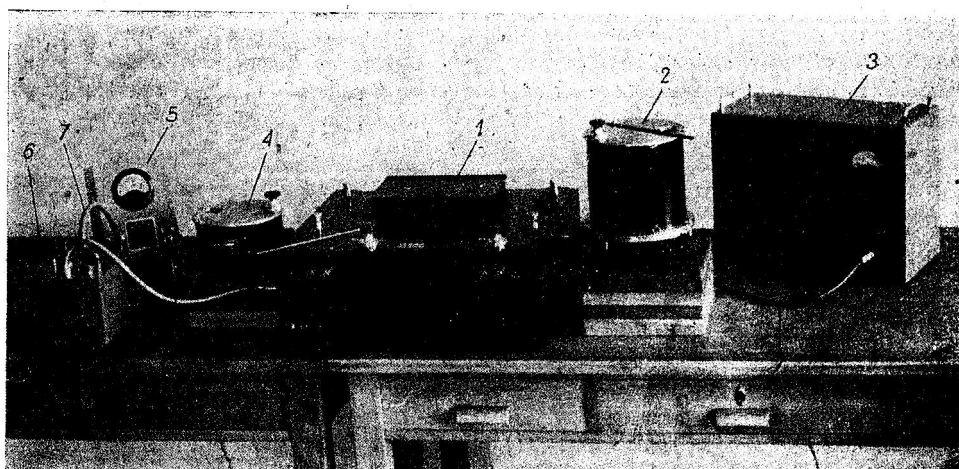
$$\operatorname{tg} \delta_{x\min} \geq 8 \cdot 10^{-4}; \quad \operatorname{tg} \delta_{x\max} \leq 1500 \cdot 10^{-4}.$$

Przesunięcie powyższych granic ku mniejszym wartościom $\operatorname{tg} \delta_{x\min}$ można uzyskać przez zmniejszenie oporności R_4 oraz stosunku C_s/C_k , dalej przez obniżenie częstotliwości pomiaru. Należy jednak pamiętać, że przyjęcie zmian wartości R_4 lub f wymaga dodatkowego sprawdzenia mocy wydzielanej w opornikach wzorcowych oraz spadku napięcia na gałęziach oporowych i pojemnościowych. Rozszerzenie zakresu pomiaru w kierunku większych $\operatorname{tg} \delta_{x\max}$ jest zawsze możliwe po dołączeniu odpowiedniego kondensatora równolegle do C_3 lub C_4 . Granicę stanowi wpływ dodatkowej stratności wnoszonej przez ten kondensator, nieuwzględnionej w równaniu na $\operatorname{tg} \delta_x$.



Rys. 11. Wykres służący do oszacowania zakresu $\text{tg}\delta_x$ mierzonego mostkiem Sche-
ringa, zbudowanym według rys. 8.

Zestawione w powyższy sposób stanowisko pomiarowe (rys. 12) spełnia praktycznie wszystkie warunki wymagane w laboratorium pomiarów precyzyjnych; pozwala ono na stosunkowo szybkie wykonywanie dokładnych pomiarów w dużym zakresie wartości pojemności i tangensa kąta strat.



Rys. 12. Stanowisko mostkowe do dokładnego pomiaru przenikalności dielektrycznej i tangensa kąta strat: 1) mostek; 2) kondensator wzorcowy, porównawczy; 3) generator akustyczny; 4) kondensator wzorcowy, podstawieniowy; 5) wskaźnik z ogranicznikiem; 6) transformator ekranujący i symetryzujący; 7) kable koncentryczne.

LITERATURA

- [1] E. Giebe, G. Zickner, *Archiv für Elektrotechnik* 11 (1922) 109.
- [2] G. Zickner, *Ueber Kondensatoren und ihre Eichung*, Lipsk (1928) Hochmeister i Thal.
- [3] G. Zickner, A. T. M., Z 131—3 (1934), Z 135—1 (1943).
- [4] E. Giebe, G. Zickner, *Zeit. f. Instrumentenkunde*, Vol 53 (1933) 1, 49, 97
- [5] Z. Karkowski, *Zeszyty Naukowe Politechniki Wrocławskiej*, Elektryka 6.

Katedra Miernictwa Elektronowego

Wpłynęło 2 lutego 1954 r.

ОБРАЗЦЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ПРОВЕРКЕ МОСТИКОВ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА.

Точные мосты переменного тока, служащие для измерения диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь, проявляют часто при первом пуске в ход значительно большие отклонения, чем это соответствует их классу. Причиной этого являются чаще всего: плохой подбор источников и указателей, неудовлетворительная симметрия и недостаточное экранирование трансформаторов, остаточная ёмкость проводов и зажимов, предназначенных для подключения измеряемого объекта и т. д.

Экспериментально-сравнительная проверка правильности полученных результатов является почти невозможной ввиду высокого класса приборов. Для устранения этого неудобства разработаны образцы ёмкости с точно определёнными десятично возрастающими тангенсами угла потерь.

Эти образцы делают возможной быструю и точную проверку безошибочности поведения измерительных мостиков так при пускании в ход, как и периодически, во время нормального применения. Для облегчения работы с этого рода мостиками разработаны также диаграммы, делающие возможным ориентировочный подбор более выгодного соотношения сопротивления соответствующих ветвей, величины питающего напряжения, а также определение границ значения тангенса угла потерь, измеряемого в данных условиях.

DIELECTRIC LOSSES STANDARDS AS APPLIED TO A. C. BRIDGES CONTROL

Precision A. C. bridges, serving the purpose of measuring dielectric permeability and the loss angle tangent, while first put in operation, often display much bigger errors than those corresponding to their guaranteed accuracy. The causes are, most frequently: bad matching of sources and indicators, insufficient symmetry and inadequate transformer screening, residual capacity of leads and clamps designed for connecting the object measured, etc.

Direct experimental control of the correctness of obtained results is almost impossible because of the high accuracy of the instruments tested and the lack of comparison instruments of adequate accuracy. To remove this inconvenience capacity standards have been developed of strictly determined loss angle tangents, arranged in decimal ranges.

The above standards enable a quick and exact test of the correctness of behaviour of the bridges both when putting them in operation and periodically during their normal work.

To facilitate the operation of this type of bridges diagrams have been worked out, allowing an approximate choice of suitable resistance of ratio arms, voltage amplitude, and determination of loss angle tangent extremes.

Cena z 22.