

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

PRACE  
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ROK VI

ZESZYT 3(16)

WARSZAWA 1959

---

INSTYTUT ŁĄCZNOŚCI

K o m i t e t R e d a k c y j n y

Redaktor naczelny — *prof. mgr inż. Józef Wójcikiewicz*

Redaktorzy działów:

*inż. Aleksy Brodowski, doc. mgr inż. Sylwester Jarkowski*

*doc. mgr inż. Lesław Kędzierski*

Sekretarz Redakcji — *Edward Tomkiel*

A d r e s R e d a k c j i:

Instytut Łączności, Warszawa-Miedzeszyn, ul. Szachowa 1

WSZELKIE PRAWA ZASTRZEŻONE

Printed in Poland

---

Instytut Łączności, Warszawa 1959 r. Wydanie I. Nakład 520 egz. Ark. wyd. 11,5.  
Ark. druk. 11,637/A. Format B5. Papier druk. sat. kl. V, 70 g, 70×100/16. Rękopis  
oddano do składania 24.7.59 r. Podpisano do druku 11.12.1959 r. Druk ukończono  
w grudniu 1959 r. Cena zł 45.—

---

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej. Warszawa. Zam. 1355/59. W-77.

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

PRACE  
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ROK VI

ZESZYT 3 (16)

W A R S Z A W A 1 9 5 9

---

I N S T Y T U T Ł Ą C Z N O Ś C I

SPIS TREŚCI

*S. Borowski* — Rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w jonosferze . . . 3

СОДЕРЖАНИЕ

*С. Боровски* — Распространение электромагнитных волн в ионосфере . . . 3

CONTENTS

*S. Borowski* — Propagation of electromagnetic waves in the ionosphere . . . 3

SOMMAIRE

*S. Borowski* — La diffusion d'ondes électromagnétiques dans l'ionosphère . . . 3

INHALTVERZEICHNIS

*S. Borowski* — Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in der Ionosphäre . . . 3

OMYŁKI ZAUWAŻONE PO WYDRUKOWANIU

Str.	Wiersz	Jest	Powinno być
16	3 od góry	We wzorze (14) na końcu jest $+ Y_L^2$	$+ y_L^2$
32	5 od dołu	korelacji $f_k$	korelacji $f_{kr}$
88	1 od góry	współczynnik absorpcji	wskaźnik absorpcji
97	12 od dołu	1605 MHz	1605 kHz
"	2 od dołu	zerowa	zorzowa
101	5 od dołu	We wzorze (78) na początku jest $t''$	$t_0''$
"	1 od dołu	$Q(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{t'}^{t_1'} \int_{t_0''}^{t_1''} \dots$	$Q(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{t_0'}^{t_1'} \int_{t_0''}^{t_1''} \dots$
106	5 od góry	$p(q) = \dots$	$p(Q) = \dots$
107	3 od góry	wartość $\Psi^{1/2}$ . Znając $Q_m$ i $\Psi^{1/2}$	wartość $\Psi^{1/2}$ . Znając $Q_m$ i $y^{1/2}$
110	5 od dołu	Przybliżona metoda obliczania $v_0$	Przybliżona metoda obliczania $v_e$
138	12 od góry	соответственные	соответственные

STEFAN BOROWSKI

621.371

## ROZCHODZENIE SIĘ FAL ELEKTROMAGNETYCZNYCH W JONOSFERZE

Rękopis dostarczono do IŁ 1.IV.1959 r.

Praca niniejsza ma na celu przedstawienie aktualnego stanu wiedzy o budowie jonosfery i zobrazowanie podstawowych pojęć i wiadomości związanych z propagacją fal jonosferycznych. Powstała ona w związku z zadaniami Instytutu Łączności, który uruchomił pierwszą w Polsce stację jonosferyczną. W pracy podane są zasadnicze pojęcia i parametry z dziedziny propagacji fal, jak np.: gęstość jonizacji, warstwy jonosferyczne, prędkość fazowa i grupowa fali, fala zwyczajna i nadzwyczajna, częstotliwości krytyczne dla poszczególnych warstw, wskaźnik absorpcji, liczba Wolfa, definicje MUF i LUF oraz sposoby ich określania. Następnie omówiono charakterystyki trasy w pełnym cyklu słonecznym, charakterystyki miesięczne jonosfery dla danego miejsca, współczynniki prawdopodobieństwa przerw radiokomunikacyjnych, prawdopodobieństwo występowania echa dookólnego oraz parametr określający wpływ współrzędnych geograficznych.

Poza tym przedstawiono zagadnienie kryteriów podziału świata na strefy i obszary z punktu widzenia propagacji fal, najkorzystniejsze długości fal dla danej trasy, absorpcję fal w jonosferze, natężenia pola fal jonosferycznych w miejscu odbioru i prawdopodobieństwo zaników tych fal. Z kolei omówiono niezbędną liczbę częstotliwości dla danej trasy, rozpraszanie fal w jonosferze, aerodynamikę jonosfery oraz zjawiska anormalne w jonosferze. Po przeprowadzeniu analizy parametrów urządzeń nadawczych i odbiorczych z punktu widzenia propagacji fal jonosferycznych oraz po naświetleniu sprawy zakłóceń przez inne stacje, podano na zakończenie pracy, ilustrowanej wieloma wykresami, szereg wniosków.

W związku z tym, iż ostatnio zarysowują się nowe poglądy, m. in. dotyczące struktury jonosfery, oparte na wynikach pomiarów gęstości jonizacji za pomocą rakiet, jak również dotyczące radiokomunikacji na falach rozproszonych, zakłóceń itd., wprowadzono w tekście odpowiednie wzmianki.

## 1. WSTĘP

Ze względu na niektóre zadania Instytutu Łączności (m. in. uruchomienie stacji jonosferycznej i szkolenie jej personelu technicznego) przedstawiono na podstawie analizy najnowszych poglądów wielu autorów zajmujących się sprawami propagacji fal jonosferycznych aktualny stan wiedzy w tej dziedzinie oraz wyciągnięto odpowiednie wnioski.

W pracy ponadto naświetlono krytycznie dane liczbowe podawane w światowej literaturze propagacyjnej, wskutek czego może ona ułatwić praktyczne wykorzystanie danych teoretycznych przez instytucje zajmujące się propagacją fal radiowych.

## 2. PODSTAWOWE POJĘCIA I WIADOMOŚCI DOTYCZĄCE PROPAGACJI FAL JONOSFERYCZNYCH

W rozdziale tym podane są definicje poszczególnych parametrów określających stan jonosfery, przeprowadzona jest analiza praktycznej ich użyteczności oraz są naświetlone krytycznie spotykane w literaturze dane liczbowe dotyczące tych parametrów.

### 2.1. Gęstość jonizacji jonosfery

Gęstością jonizacji będziemy nazywali liczbę elektronów występujących w 1 m<sup>3</sup> jonosfery. W pobliżu ziemi, przy ciśnieniu 760 mm Hg i temperaturze 273°K, 1 m<sup>3</sup> powietrza zawiera 2,66·10<sup>25</sup> molekuł. W miarę oddalania się od ziemi gęstość atmosfery, a więc i koncentracja molekuł zmniejsza się wg wzoru barometrycznego. Wzór barometryczny dla zmian gęstości powietrza jest następujący:

$$d = d_0 \cdot e^{-\frac{h}{H}}$$

gdzie:

$d$  — gęstość powietrza w kg/m<sup>3</sup> na wysokości  $h$ ,

$d_0$  — gęstość powietrza w kg/m<sup>3</sup> w pobliżu ziemi,

$h$  — wysokość nad poziomem morza,

$H$  — tzw. zredukowana wysokość jednorodnej atmosfery, na której

$$d = \frac{1}{e} d_0,$$

$H$  przy  $T = 273^\circ\text{K}$  równa się w przybliżeniu 7,7 km wg źródeł amerykańskich, a 8,18 km wg źródeł radzieckich,

$e$  — podstawa logarytmów naturalnych.

Pod wpływem ultrafioletowych promieni słońca, księżyca, promieni kosmicznych i innych czynników powietrze ulega jonizacji. Przy ziemi jonizację powietrza wywołują czynniki radioaktywne, w miarę zaś wzrostu odległości od powierzchni ziemi jonizacja spada. Znaczną gęstość jonizacji daje się zauważyć już na wysokości 60 ÷ 70 km nad poziomem morza. Gęstość jonizacji nie jest stała, lecz zmienia się ze zmianą wysokości, przy

Tabela 1

**Gęstość jonizacji i liczby neutralnych molekuł  
w warstwach regularnych [A. 1]**

Nazwy warstwy	Maksymalna liczba elektronów w 1 m <sup>3</sup>	Liczba neutralnych molekuł w 1 m <sup>3</sup> w warstwie
D	10 <sup>9</sup> — 10 <sup>10</sup>	ok. 10 <sup>21</sup>
E	2,5 · 10 <sup>11</sup>	2,5 · 10 <sup>18</sup>
F1	4,0 · 10 <sup>11</sup>	ok. 10 <sup>17</sup>
F2 (w lecie)	1,0 · 10 <sup>12</sup>	ok. 10 <sup>16</sup>
F2 (w zimie)	2,0 · 10 <sup>12</sup>	ok. 10 <sup>16</sup>

czym tworzą się pewnego rodzaju warstwy. W tabelicy 1 są podane wg źródeł radzieckich orientacyjne wartości gęstości jonizacji dla warstw regularnych oraz koncentracje molekuł neutralnych w miejscach największego zagęszczenia elektronów.

## 2.2. Rozkład gęstości elektronów w zależności od wysokości nad ziemią<sup>1)</sup>

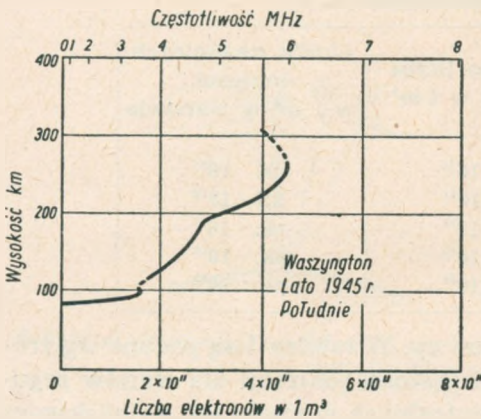
Czynniki jonizacyjne, o których jest mowa w p. 2.1 i 2.18, wnikając do atmosfery ziemskiej wywołują jonizację. Gęstość jonizacji jest mała zarówno na bardzo dużych, jak i na bardzo małych wysokościach. Na bardzo dużych wysokościach intensywność promieniowania jest bardzo duża, jednak ciśnienie atmosferyczne jest małe. Prawdopodobieństwo jonizacji jest więc niewielkie. Odwrotnie, na małych wysokościach ciśnienie powietrza jest wprawdzie znaczne, jednak intensywność promieniowania jest zredukowana wskutek absorpcji w wyższych warstwach atmosfery i gęstość elektronów jest również mała. W rzeczywistości obserwuje się szereg lokalnych maksimum gęstości elektronów, które nazywamy warstwami. Wiadomo, że

<sup>1)</sup> Według niektórych badań jonosfery przeprowadzonych w ostatnich latach za pomocą rakiet okazuje się, że gęstość jonizacji powietrza, począwszy od ok. 100 km nad ziemią, jest prawie stała [A. 31]. W związku z tym zostały poddane rewizji takie pojęcia, jak warstwa jonosferyczna, wysokość pozorna warstwy, stopniowe załamania promienia radiowego w jonosferze. Istnieją np. nowe koncepcje, że fale radiowe odbijają się, podobnie jak światło od zwierciadła, od stosunkowo cienkich warstw turbulencyjnych. Jednakże dotychczasowy model budowy jonosfery daje użyteczne wyniki przy ustalaniu prognoz, a zwłaszcza przy określaniu MUF i przy obliczaniu natężeń pola fal jonosferycznych.

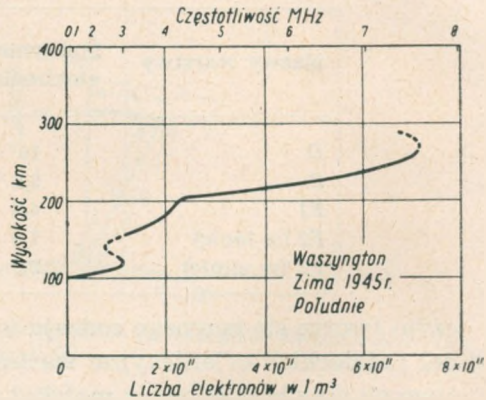


stan jonosfery ulega ustawicznym regularnym i nieregularnym zmianom, tym niemniej można jednak mówić o pewnych typowych rozkładach gęstości elektronów w zależności od wysokości. Na rysunkach 1 i 2 podane są właśnie takie typowe rozkłady gęstości elektronów w zależności od wysokości.

Jeśli idzie o kształt krzywych rozkładu gęstości elektronów, to najbardziej zbliżone do warunków rzeczywistych są tzw. rozkłady liniowy i paraboliczny.



Rys. 1. Rozkład gęstości jonizacji w zależności od wysokości, w warunkach spokojnych. [A. 7]



Rys. 2. Rozkład gęstości jonizacji w zależności od wysokości w warunkach spokojnych. [A. 7]

Rozkładem liniowym nazywamy taki, dla którego spełnione jest równanie:

$$\varepsilon = n^2 = a + bz, \quad (1)$$

gdzie:

- $\varepsilon$  — przenikalność dielektryczna środowiska,
- $n$  — współczynnik załamania środowiska,
- $a$  i  $b$  — stałe,
- $z$  — wysokość.

Rozkładem parabolicznym nazywamy taki, dla którego spełnione jest równanie:

$$\varepsilon = n^2 = a + bz^2 \quad (2)$$

### 2.3. Wysokość warstw

Nazwa „warstwa” jest na ogół stosowana do określenia obszaru otaczającego każde maksimum gęstości jonizacji.

Rozróżniamy tu wysokość rzeczywistą i wysokość pozorną warstwy.

Wysokość rzeczywista warstwy jest to najmniejsza odległość od ziemi punktów o maksymalnej jonizacji. W praktycznych rozważaniach większą rolę niż wysokość rzeczywista odgrywa tzw. wysokość pozorna warstwy.

Wysokość pozorna warstwy jest to wysokość warstwy odbijającej w próżni, dla której czas przebiegu fali jest równy rzeczywistemu czasowi przebiegu fali jonosferycznej w danym przypadku. Wysokość pozorną w funkcji częstotliwości odczytuje się z fotografii obrazu na ekranie lampy oscylograficznej w specjalnym urządzeniu do zapisów jonosferycznych. W urządzeniu tym otrzymujemy na ekranie lampy odchylenie poziome plamki proporcjonalne do częstotliwości, a odchylenie pionowe — proporcjonalne do czasu, odpowiadającego wysokości pozornej.

#### 2.4. Grubość warstw jonosferycznych

Jeśli założyć paraboliczny rozkład gęstości elektronów w warstwie, to grubość jej określa się jako odległość w linii pionowej między miejscem, gdzie obserwuje się maksimum gęstości jonizacji, a miejscem, gdzieby gęstość jonizacji malała do zera. Właściwie więc określa się grubość nie całej warstwy, a jej dolnej części, która może być badana stosowanymi obecnie metodami sondowania jonosfery.

Orientacyjne połowiczne wartości grubości warstw zamieszczone są w tabl. 2.

Tablica 2

Grubość warstw jonosferycznych [A. 1]

Warstwa	Wysokość warstwy km	Połowiczna grubość warstwy km
<i>D</i>	70 ÷ 90	—
<i>E</i>	120 ÷ 130	15 ÷ 20
<i>F1</i>	230	30 ÷ 80
<i>F2</i>	350 ÷ 450 w lecie 250 ÷ 350 w zimie	100 ÷ 300 100 ÷ 300

Jak widać z tabl. 2, nie ma danych co do grubości warstwy *D*, która dotychczas jest mało zbadana. Najcieńsza jest warstwa *E*, następnie z kolei idzie warstwa *F1* oraz najgrubsza warstwa *F2*.

#### 2.5. Parametry określające stałość warstw

Warstwy jonosferyczne nie mają budowy jednorodnej, lecz tworzą one jakby obłoki i „granule”, które są w ustawicznym ruchu. W rozdziale tym będą omówione najważniejsze cechy warstw.

### 2.5.1. Współczynnik dyfuzji

Dyfuzją nazywamy, jak wiadomo, wzajemne przenikanie cząsteczek dwóch ciał stykających się ściśle ze sobą. Przenikanie to jest wynikiem bezładnego ruchu cieplnego w poszczególnych ciałach. Zjawisko dyfuzji występuje najdobitniej w gazach, a to ze względu na stosunkowo duże średnie prędkości cząsteczek gazu w ruchu bezładnym i ze względu na duże wielkości ich średniej drogi swobodnej.

W jonosferze występuje dążność do wyrównywania niejednorodności na mocy praw dyfuzji. Rola dyfuzji w jonosferze nie jest dotychczas w sposób ostateczny opracowana. Wiadomo jednak, że długość „życia” niejednorodności zależy od zjawisk dyfuzji. Pod względem matematycznym dyfuzję określa tzw. współczynnik dyfuzji.

W rozważaniach teoretycznych przyjmuje się dla uproszczenia, że niejednorodność w jonosferze przybiera kształt kuli o promieniu  $r_0$ , i że dla początkowego momentu czasu  $t = 0$  gęstość jonizacji niejednorodności kulistej wynosi  $k \cdot N'$ , gdzie  $k > 1$ , a  $N'$  — gęstość jonizacji otoczenia kuli. W zasadniczym równaniu dyfuzji:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \nabla^2 N \quad (3)$$

współczynnik  $D$  jest właśnie współczynnikiem dyfuzji. Współczynnik ten nie jest znany. Jeśli w grę wchodzi obłoki, złożone z elektronów i jonów, które ulegają rozsysaniu, to wypadkowy współczynnik dyfuzji zależy od poszczególnych współczynników dyfuzji: elektronowego i jonowego.

Teoretycznie zbadany jest współczynnik dyfuzji jonów  $D_j$

$$D_j \sim \frac{1}{3} \bar{v} \Lambda \quad (4)$$

gdzie:

$$\Lambda = \frac{\bar{v}}{v_j} \quad \text{— długość swobodnej drogi jonu,}$$

$$\bar{v} \quad \text{— średnia arytmetyczna prędkość jonów,}$$

$$v_j \quad \text{— liczba zderzeń jonów z cząstkami neutralnymi w ciągu 1 sek.,}$$

$$v_j = \frac{16 \pi \sqrt{2}}{3} a^2 n \bar{v} \quad (5)$$

gdzie:

$n$  — gęstość cząstek neutralnych,

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 kT}{\pi M}} \approx 6,2 \cdot 10^5 \sqrt{T \cdot \frac{m}{M}} \quad (6)$$

gdzie  $M$  — masa jonu.

Jeśli skuteczna powierzchnia przekroju molekuly powietrza wynosi

$$\pi a^2 \approx 4,3 \cdot 10^{-16} [\text{cm}^2]$$

to

$$D_j \approx \frac{3,8 \cdot 10^{20}}{n} \cdot \sqrt{T \cdot \frac{m}{M}} [\text{cm}^2/\text{sek}] \quad (7)$$

Wielkości we wzorach (3) do (7) podane są w jednostkach CGS.

Ze wzoru (7) można obliczyć współczynniki dyfuzji dla warstwy *E*, znajdującej się na wysokości 100 ÷ 110 km, w której znajdują się jony  $O_2$ , i dla warstwy *F*, znajdującej się na wysokości 200 ÷ 250 km, w której są jony  $O$ .

Wyniki wyliczeń podane są w tabl. 3.

Krzywe zmiany gęstości jonizacji niejednorodności o różnych promieniach w funkcji czasu dla warstwy *F*, wyliczone na podstawie rozwiązania równania (3) i tablicy współczynników dyfuzji  $D_j$ , podane są na rys. 3.

Tablica 3

Współczynniki dyfuzji jonów w jonosferze

Wysokość warstwy w km i jej nazwa	Temperatura w warstwie °K	Liczba cząstek neutralnych $n$ w $1 \text{ cm}^3$	$\frac{m}{M}$	$D_j$ $\text{cm}^2/\text{sek}$
100 ÷ 110 ( <i>E</i> )	300	$10^{13}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^6$
200 ÷ 250 ( <i>F</i> )	1 000	$5 \cdot 10^{10}$	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$7,8 \cdot 10^8$

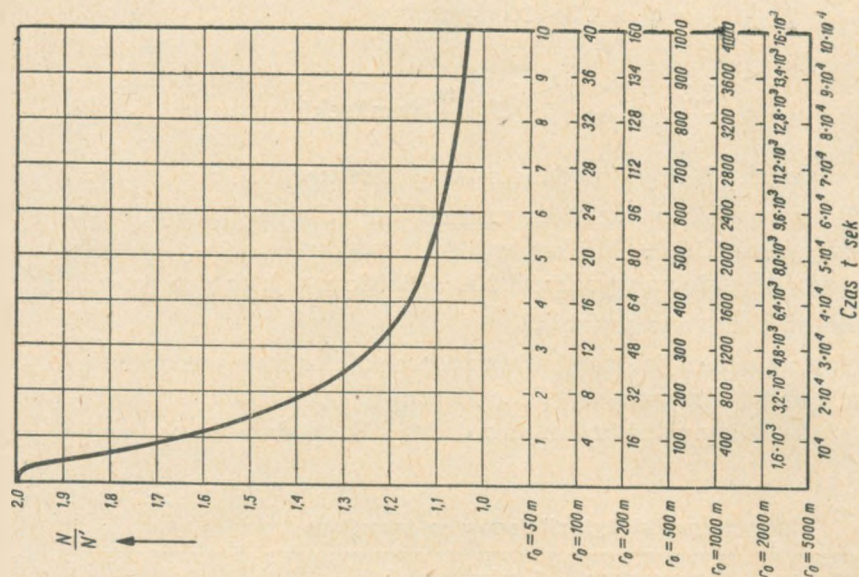
Z rysunku 3 wynika, że obłoki jonowe w warstwie *F* o promieniu  $r \ll 200$  m rozsysają się w ciągu ułamków sekundy. Są to raczej nie obłoki, a wybuchy jonizacji. Czas rozsysania niejednorodności większych jest dłuższy, tak że już od większych niejednorodności mogą być odbijane sygnały impulsowe, których czas trwania wynosi  $T = 0,02$  sek. W warstwie *F* zachodzą bez przerwy zjawiska powstawania i rozsysania się niejednorodności.

Analogiczne krzywe, jak dla warstwy *F* na rys. 3, podane są na rys. 4 dla warstwy *E*.

Jak wynika z rys. 4, obłoki w warstwie *E* trwają dłużej niż niejednorodności w warstwie *F*. Obłoki o promieniu 200 ÷ 500 m trwają w warstwie *E* od 2 do 15 minut.

Obecnie omówione będą zjawiska rozsysania obłoków warstw sporadycznych *Es* i *F2s*. Jeśli przyjmą dla *Es*  $k = 50$ , a dla *F2s*  $k = 1,5$ , to czas „życia” obłoków o promieniu  $r_0 = 5$  km wynosi dla warstwy *Es* 0,5 ÷ 1 godz., a dla warstwy *F2s* tylko 15 do 20 sekund.

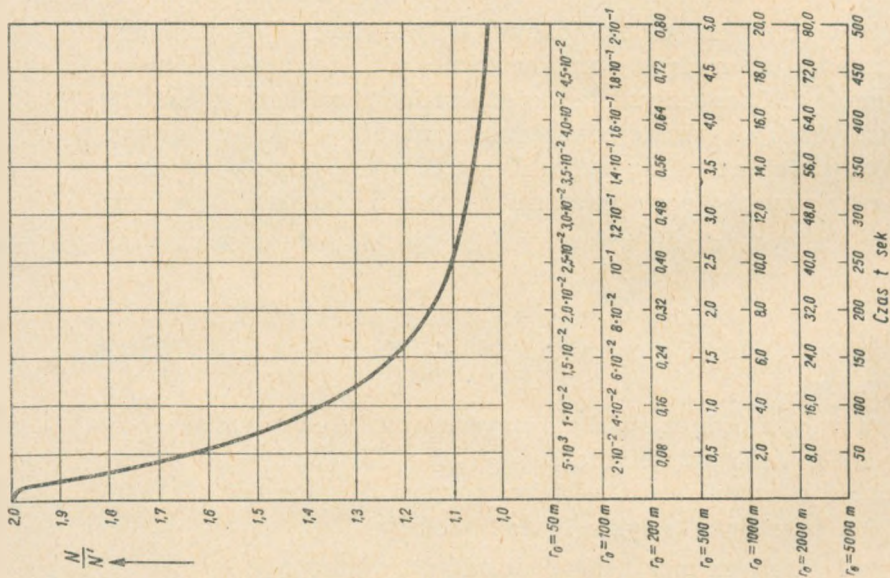
Zjawiska wyżej opisane można objaśnić oddziaływaniem podłużnych fal plazmy lub ruchami turbulencyjnymi w jonosferze.



Rys. 4. Zależność  $N/N'$  od czasu, dla środka kuli o promieniu  $r_0$ , przy założeniu, że dla  $t = 0$  stosunek  $N/N' = 2$  gdzie:  $N$  — gęstość jonizacji wewnątrz rozpatrywanego obszaru,

$N'$  — gęstość jonizacji w otoczeniu rozpatrywanego obszaru.

Krzywe obliczono dla warstwy E o wysokości 110 km i dla  $r_0 = 50, 100, 200, 500, 1000, 2000$  i 5000 m [A. 1]



Rys. 3. Zależność  $N/N'$  od czasu, dla środka kuli o promieniu  $r_0$ , przy założeniu, że dla  $t = 0$  stosunek  $N/N' = 2$  gdzie:  $N$  — gęstość jonizacji wewnątrz rozpatrywanego obszaru,

$N'$  — gęstość jonizacji w otoczeniu rozpatrywanego obszaru.

Krzywe obliczono dla warstwy F o wysokości 250 km i dla  $r_0 = 50, 100, 200, 500, 1000, 2000$  i 5000 m [A. 1]

### 2.5.2. Rozkład stref nierównomierności

Warstwowa struktura jonosfery została zbadana za pomocą automatycznych zapisów. Jednocześnie stwierdzono istnienie w wielu przypadkach niejednorodności w jonosferze, które jak już wyżej powiedziano nazywane są obłokami. Istnieją również niejednorodności jeszcze drobniejsze. Przy ocenie wielkości niejednorodności posługujemy się pojęciem cylindra o promieniu  $\varrho_0$  i wysokości  $\Delta z$ . Gdy cylinder jest niejednorodny tylko wzdłuż osi pionowej  $z$ , to promień niejednorodności  $\varrho_0$  pokrywa się z promieniem pierwszej strefy Fresnela i wynosi

$$\varrho_0 \approx \sqrt{\lambda z} \quad (8)$$

gdzie:

$z$  — wysokość miejsca odbicia,

$\lambda$  — długość padającej fali.

Wysokość  $\Delta z \approx \lambda$ .

W tablicy 4 podane są wartości  $\varrho_0$  dla poszczególnych warstw w zależności od długości padającej fali.

Wartości  $\varrho_0$ , podane w tabl. 4, wystarczają do wytwarzania odbić w przypadku, gdy powierzchnia jonosfery jest jednorodna w kierunku równoległym do powierzchni ziemi.

Tablica 4

Promień pierwszej strefy Fresnela  $\varrho_0$  w km  
dla warstw jednorodnych [A. 1]

$\lambda$ m \ / \ $z$ km	25	50	100	200
110 (E)	1,7	2,3	3,3	4,8
200 (F)	2,2	3,1	4,5	6,3
250 (F)	2,5	3,5	5,0	7,0
300 (F)	2,7	3,9	5,5	7,7

Sprawa odbić w przypadku jonosfery niejednorodnej przedstawiona jest w rozdz. następnym.

### 2.5.3. Pojęcie szorstkości powierzchni

Powierzchnię nazywamy szorstką, jeżeli zawiera ona większą liczbę niejednorodności. W tym przypadku sygnał odbity utworzony jest z większej liczby fal odbitych od poszczególnych niejednorodności (rys. 5a).

Niejednorodności te mogą znajdować się w stosunkowo znacznej odległości od siebie. (Należy pamiętać, że charakterystyki pionowe anten nadaw-

czych są dość szerokie). Wobec powyższego odbierany impuls jest szerszy od nadawanego, czyli:

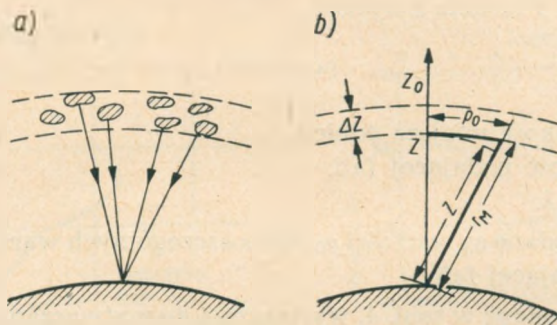
$$\tau' > \tau_0 \quad (9)$$

gdzie:

$\tau'$  — długość impulsu odbieranego,

$\tau_0$  — długość impulsu nadawanego.

$\tau'$  może być przyjęte bezpośrednio za miarę określania wymiarów obszaru, tworzącego sygnał odbity. Jeśli mianowicie założyć, że  $\tau' = \beta\tau_0$  ( $\beta > 1$ ), to



Rys. 5. Sygnał utworzony z większej liczby fal odbitych od poszczególnych niejednorodności jonosfery [A. 1]

jak wynika z rys. 5b promień powierzchni odbijającej dla szorstkiej jonosfery wynosi:

$$\varrho_0 \approx \sqrt{[z + (\beta - 1)\tau_0 \cdot c]^2 - z^2} \approx \sqrt{2z(1 - \beta)c\tau_0} \approx \sqrt{2z \cdot \Delta z} \quad (10)$$

Odległość maksymalna niejednorodności, które jeszcze biorą udział w odbiciu, wynosi:

$$r_M \approx z + (\beta - 1) \cdot c\tau_0 \approx z + \Delta z \quad (11)$$

Należy wziąć pod uwagę, że w jonosferze prędkość grupowa fal  $v_g$  jest mniejsza od prędkości światła  $c$ . Po uwzględnieniu tej poprawki wartości  $\varrho_0$  i  $\Delta z$  wypadną mniejsze niżby to wynikało ze wzoru (10). W tabelicy 5 podane są orientacyjne wartości  $\varrho_0$  wyliczone na podstawie wzoru (10) przy następujących założeniach:

$$\tau_0 \approx (60 \div 70) \cdot 10^{-6} \text{ sek,}$$

$$c\tau_0 \approx 20 \text{ km,}$$

$$\beta = 1,05,$$

$$\Delta z \approx 1 \text{ km}$$

Z tabelicy 5 wynika, że promień szorstkiej powierzchni odbijającej wynosi 15 do 24 km i więcej przy poszerzeniu impulsu o 5%. Minimalny promień odbicia (tabl. 4) jest rzędu 3 — 4 km.

Tablica 5  
**Promień pierwszej strefy Fresnela  $\rho_0$  w km dla warstw  
 niejednorodnych [A. 1]**

$z$ km	110	200	250	300
$\rho_0$ km	15	20	22	24

#### 2.5.4. Stopień mętności jonosfery

Jak już poprzednio podano, struktura jonosfery nie jest ciągła, istnieją w niej niejednorodności, które powstają i zanikają. Możliwe, choć nie jest to definitywnie stwierdzone, że zmiany w jonosferze wywołane są ruchem plazmy, któremu odpowiadają różne długości fal. Istnieje również przypuszczenie, że zmiany w jonosferze zachodzą pod wpływem ruchów turbulencyjnych. Jako jeden z fizycznych parametrów określających stan jonosfery przyjęto tzw. stopień mętności jonosfery. Stopień mętności jonosfery  $\alpha$  określamy jako stosunek energii pęczka fal rozproszonych do całkowitej energii fali odbitej.

Ponieważ  $\beta = \frac{E_0}{\sqrt{\sum E_i^2}}$ , to stopień mętności

$$\alpha = \frac{\sum E_i^2}{\sum E_i^2 + E_0^2} = \frac{1}{1 + \beta^2}, \quad (12)$$

gdzie:

$E_0$  — natężenie pola fali odbitej w sposób regularny,

$\overline{E_s}$  — średnie natężenie pola fali rozproszonej.

Współczynnik  $\alpha$  określa stopień nierównomierności obszaru odbijającego. Ze wzoru (12) wynika, że  $\alpha$  zmienia się od 0 do 1, gdy  $\beta$  zmienia się od  $\infty$  do 0. Jak wykazują doświadczenia,  $\beta$  waha się w granicach od 0 do 8, czyli że stopień mętności  $\alpha$  waha się w rzeczywistych warunkach w granicach od 1 do 0,02. Częściej  $\alpha$  jest bliskie jedności, tzn. że przeważnie jonosfera jest niejednorodna.

#### 2.5.5. Prędkości i kierunki wichrów jonosferycznych

Jak wynika z rozdz. 2.5.1. do 2.5.4. w jonosferze nie ma stanu ustalonego, nie ma mowy o jednorodnej strukturze jonosfery. Jest ona skupiskiem ciągle powstających i zanikających „granul” i obłoków, od których odbijają się fale radiowe. Doświadczenia wykazały, że zmiany niejednorodności w jonosferze odbywają się chaotycznie. Średnia kwadratowa prędkość tych zmian wynosi od 0,5 do 15 m/sek. Również eksperymentalnie stwierdzono, że zmiany niejednorodności jonosfery w poszczególnych rejonach przedstawiają charakter w pewnym stopniu regularny; można mówić tu



mianowicie, że w ciągu dłuższego czasu następują przemieszczenia niejednorodności jonosfery, które w przeciągu nieraz kilku godzin zachowują pewien określony kierunek. Regularne ruchy w jonosferze osiągają znaczne prędkości, dochodzące do 1800, a nawet niekiedy do 7200 km/godz. Tak wielkie prędkości usprawiedliwiają wprowadzenie nazwy „wichry jono-

Tablica 6

**Prędkości i kierunki poziomych wichrów jonosferycznych, obserwowanych w różnych punktach ziemi [A. 1]**

Warstwa	Prędkości wichrów m/sek	Najczęściej obserwowane prędkości m/sek	Najczęściej obserwowane kierunki	Miejsce obserwacji	Uwagi
<i>Es</i>	40 ÷ 130	—	—	USA i Kanada	Odbicia na $f = 50$ MHz
<i>Es</i>	35 ÷ 58	—	—	USA	(Wg ruchu śladów meteorów)
<i>E</i>	—	35	—	Kalifornia	Obserwacje w kilku punktach
<i>E</i>	20 ÷ 200	90	Pd-Pd-Z Pn-W	Niemcy	
<i>Es</i>	20 ÷ 120	60	Pn-Z	Anglia	„
<i>F</i>	20 ÷ 200	90	Pn-Pn-W	Niemcy	„
<i>F</i>	30 ÷ 300	100	Pn-Pn-W (w zimie) Pd-W (w lecie)	Australia	„
<i>F</i>	—	120	—	Europa	—
<i>E</i>	—	110	—	Kanada	—
<i>F</i>	—	330	—	Kanada	—
<i>F</i>	83 ÷ 166	—	Pn-W (w zimie) Pd-W (w lecie)	Indie	—
<i>E</i>	20 ÷ 240	70	W (w lecie) Z (w zimie)	Anglia	Obserwacje w kilku punktach
<i>E</i>	20 ÷ 300	70	—	USA	„
<i>E</i>	30 ÷ 60	—	Pd	Anglia	Wg ruchu śladów meteorów

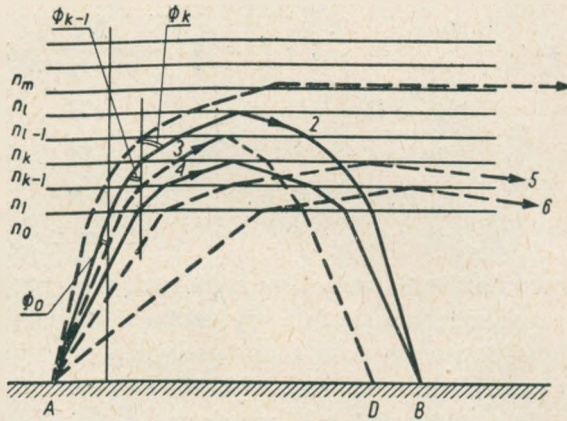
sferyczne”. Najczęściej obserwowano wichry jonosferyczne w warstwie *E* o szybkościach ok. 325 km/godz. Najczęściej występujące prędkości w warstwie *F* są jeszcze większe.

W tablicy 6 podane są zaobserwowane prędkości i kierunki poziomych wichrów jonosferycznych.

## 2.6. Współczynnik załamania

Fala przestrzenna wnikając w jonosferę ulega kolejnym stopniowym załamaniom.

Na rysunku 6 przedstawione są różne drogi fali w płaskiej warstwie jonosferycznej nad płaską ziemią.



Rys. 6. Różne drogi fali w płaskiej warstwie jonosferycznej nad płaską ziemią [wg W. N. Kessenicha: „Rasprostranienje radiowołn”]

Dla każdego promienia fali można napisać w przybliżeniu szereg równań:

$$n_0 \cdot \sin \Phi_0 = n_1 \cdot \sin \Phi_1 = \dots = n_{k-1} \cdot \sin \Phi_{k-1} = n_k \cdot \sin \Phi_k,$$

gdzie:

$\Phi_k$  — kąt między kierunkiem fali a prostopadłą do powierzchni ziemi,

$n_k$  — współczynnik załamania danej części warstwy.

W punkcie, gdzie  $n_{k+1} < n_0 \cdot \sin \Phi_0$ , następuje pełne odbicie fali.

Współczynnik załamania fali w jonosferze, inaczej zwany indeksem refrakcji, zależy przede wszystkim od gęstości jonizacji, od częstotliwości fali i od natężenia pola geomagnetycznego. Współczynnik załamania fali w jonosferze, jeśli pominąć wpływ pola geomagnetycznego i zderzeń między cząsteczkami powietrza oraz wibrującymi elektronami, może być określony następującym przybliżonym wzorem:

$$n = \sqrt{1 - \frac{81 N}{f^2}}, \quad (13)$$

gdzie:

$N$  — liczba elektronów w  $1 \text{ m}^3$  jonosfery,

$f$  — częstotliwość fali w Hz.

W obecności pola magnetycznego ziemi współczynnik załamania przybiera postać następującą:

$$n = \sqrt{\varepsilon_0 \left[ 1 - \frac{x}{1 - \frac{y_T^2}{2(1-x)} \pm \sqrt{\frac{y_T^2}{4(1-x)^2} + Y_L^2}} \right]}, \quad (14)$$

gdzie:

$$x = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 \cdot m \omega^2} = \frac{f_N^2}{f^2}; \quad f_N = \sqrt{\frac{Ne^2}{4\pi^2 \cdot \varepsilon_0 m}};$$

$$y_T = \frac{\mu_0 \cdot e H_T}{m \cdot \omega} = \frac{f_T}{f}; \quad f_T = \frac{\mu_0 \cdot e H_T}{2\pi \cdot m};$$

$$y_L = \frac{\mu_0 \cdot e H_L}{m \cdot \omega} = \frac{f_L}{f}; \quad f_L = \frac{\mu_0 \cdot e H_L}{2\pi m};$$

$H_T$  — składowa natężenia pola geomagnetycznego, prostopadła do kierunku rozchodzenia się fali, wyrażona w A/m,

$H_L$  — składowa natężenia pola geomagnetycznego, równoległa do kierunku rozchodzenia się fali, wyrażona w A/m,

$N$  — liczba elektronów w  $1 \text{ m}^3$  jonosfery,

$f$  — częstotliwość fali w Hz,

$$\omega = 2\pi f,$$

$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} [\text{F/m}]$  — przenikalność dielektryczna wolnej przestrzeni,

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} [\text{H/m}]$  — przenikalność magnetyczna wolnej przestrzeni,

$e = 1,59 \cdot 10^{-19}$  kulombów — ładunek elektronu,

$m$  = masa elektronu w kg,

$$\frac{e}{m} = 1,767 \cdot 10^{11} [\text{C/kg}],$$

$$y = \sqrt{y_T^2 + y_L^2} = \frac{\mu_0 \cdot e \cdot H}{m \cdot \omega} = \frac{f_H}{f},$$

$H$  = całkowite natężenie pola geomagnetycznego w A/m,

$$f_H = \frac{\mu_0 \cdot e \cdot H}{2\pi m} \text{ — częstotliwość żyromagnetyczna.}$$

Znak  $\pm$  we wzorze (14) wskazuje, że współczynnik załamania może przybierać pod wpływem pola geomagnetycznego dwie różne wartości.

Wpływ sztucznego pola magnetycznego (fali elektromagnetycznej) na ruch elektronów w jonosferze przejawia się w postaci zjawiska luksemburskiego. Okazuje się, że w gazie elektronowym, który wchodzi w skład jonosfery, częstotliwość zderzeń jest modulowana zgodnie z częstotliwością modulacji, przy czym modulacja ta jest tym silniejsza im częstotliwość modulacji jest mniejsza oraz im pole fali jest silniejsze. Wynika z tego, że opor-

ność jonosfery (oporność, która wywołuje tłumienie fal) będzie również modulowana w takt częstotliwości modulacji. Jeżeli więc fala nośna, pochodząca od stacji *A*, przebiega rejon jonosfery, w którym częstotliwość zderzeń jest modulowana przez stację *B*, to fale ze stacji *A* podlegają wówczas modyfikacjom tłumienia, które je moduluje, i można słyszeć transmisję ze stacji *B* na długości fali *A*. Na tym właśnie polega zjawisko luksemburskie. Nazwa ta pochodzi stąd, że zjawisko to zostało zaobserwowane po raz pierwszy w odniesieniu do radiostacji Luksemburg, która odegrała rolę stacji *B* [A. 24].

Zjawisko luksemburskie wskazuje na to, że jonosfera ma właściwości podobne do właściwości oporu nieliniowego.

Zjawisko luksemburskie najbardziej uwydatnia się na falach o długościach od ok. 1000 m do ok. 2000 m.

## 2.7. Prędkość fazowa fali

Prędkość fazową i grupową fal jonosferycznych rozróżnia się dlatego, że przenikalność dielektryczna i współczynnik załamania jonosfery są zależne od częstotliwości fali (jonosfera jest środowiskiem dyspersyjnym, czyli rozszczepiającym). Prędkość fazowa rozchodzenia się fali płaskiej jest to taka prędkość, z jaką posuwałby się fikcyjny obserwator, który by znajdował się w dowolnym punkcie fali i poruszał się z nią tak, aby obserwowana faza była stała.

Prędkość fazowa fali jonosferycznej bez uwzględnienia wpływu pola magnetycznego wyraża się następującym wzorem:

$$v_f = \frac{c}{n},$$

gdzie:

*c* — szybkość światła,

*n* — współczynnik załamania fali w jonosferze.

Prędkość fazowa fali jonosferycznej może być większa od szybkości światła *c*, gdyż współczynnik załamania fali radiowej w jonosferze *n* może być mniejszy od jedności.

## 2.8. Prędkość grupowa fali

Prędkość grupowa fali jest to prędkość, z którą przesuwa się grupa fal w przestrzeni. Prędkość grupowa fali w jonosferze bez uwzględnienia wpływu pola geomagnetycznego wynosi

$$v_g = c \cdot n$$

Prędkość grupowa fali jonosferycznej może być najwyżej równa szybkości światła  $c$ , gdyż współczynnik załamania fali w jonosferze  $n$  może być najwyżej równy jedności.

Między prędkością grupową i fazową fali istnieje następująca zależność:

$$v_g \cdot v_f = c^2$$

### 2.9. Fala zwyczajna

Fala zwyczajna jest to jedna z dwóch fal składowych, na które rozszczepia się pod wpływem pola geomagnetycznego spolaryzowana liniowo fala radiowa wchodząca do jonosfery. Jeśli obserwator patrzy w kierunku propagacji, to fala zwyczajna jest tą składową, która ma polaryzację eliptyczną o kierunku przeciwnym lub zgodnym z kierunkiem ruchu wskazówek zegara — zależnie od tego, czy pole geomagnetyczne ma składową w kierunku propagacji dodatnią czy też ujemną.

### 2.10. Fala nadzwyczajna

Fala nadzwyczajna jest to jedna z dwóch fal składowych, na które rozszczepia się pod wpływem pola geomagnetycznego spolaryzowana liniowo fala radiowa wchodząca do jonosfery. Jeśli obserwator patrzy w kierunku propagacji, to fala nadzwyczajna jest tą składową, która ma polaryzację eliptyczną o kierunku zgodnym lub przeciwnym z kierunkiem ruchu wskazówek zegara — zależnie od tego, czy pole geomagnetyczne ma składową w kierunku propagacji dodatnią czy też ujemną.

### 2.11. Częstotliwości krytyczne fali dla poszczególnych warstw jonosfery

Częstotliwość krytyczna jest to taka częstotliwość, przy której fala wchodząca pionowo do jonosfery zaledwie przebija się przez daną warstwę. Ponieważ fala o częstotliwości krytycznej dochodzi do miejsca w warstwie, gdzie istnieje maksimum gęstości elektronowej, to za pomocą częstotliwości krytycznej można określić maksymalną koncentrację elektronów w warstwie. Fale o częstotliwości mniejszej od częstotliwości krytycznej są odbijane od poziomów leżących poniżej maksymalnej gęstości elektronów w warstwie, fale zaś o częstotliwości większej od częstotliwości krytycznej przenikają przez daną warstwę jonosferyczną.

Gdy fala o częstotliwości krytycznej dochodzi do miejsca maksimum gęstości jonizacji, to w tym punkcie szybkość grupowa fali jest równa zeru, czyli

$$v_g = c \sqrt{1 - \frac{81 N_{max}}{f_{kr}^2}} = 0, \quad (15)$$

gdzie:

$N_{max}$  — maksymalna liczba elektronów w  $1 \text{ m}^3$  jonosfery,

$f_{kr}$  — częstotliwość krytyczna w Hz,

$v_g$  — prędkość grupowa fali w m/sek,

$c$  — prędkość światła w m/sek.

Z równania (15) wynika, że

$$f_{kr} = 9 \sqrt{N_{max}} \quad (16)$$

lub

$$N_{max} = \frac{f_{kr}^2}{81} \quad (17)$$

Częstotliwości krytyczne fal nie są wartościami stałymi. Przede wszystkim poszczególnym warstwom jonosferycznym odpowiadają właściwe im częstotliwości krytyczne fali, co wynika z różnej gęstości ich jonizacji. Ponieważ jednak gęstość jonizacji ulega ustawicznym zmianom, to i częstotliwości krytyczne fluktuują. Regularne zmiany stanu jonosfery, a więc i częstotliwości krytycznych są następujące:

- a) zmiany dobowe,
- b) zmiany sezonowe,
- c) zmiany związane z 27-dniowym okresem obrotu słońca dookoła swej osi,
- d) zmiany związane z 11-letnim okresem działalności słonecznej,
- e) zmiany zależne od współrzędnych geograficznych.

Oprócz zmian regularnych istnieją jeszcze nieregularne zmiany częstotliwości krytycznych związane z niespodziewanymi zakłóceniami i burzami magnetyczno-jonosferycznymi.

Na ogół częstotliwość krytyczna fali zwiększa się w południe, w lecie oraz w okresie, w którym obserwuje się maksimum nasilenia plam słonecznych, również częstotliwości krytyczne są większe w pobliżu równika, a maleją w miarę zbliżania się do stref podbiegunowych.

Warto tu nadmienić, że częstotliwości krytyczne dla warstwy  $F2$  są największe w południe, w zimie i przy maksimum plam słonecznych.

## 2.12. Częstotliwość żyromagnetyczna

Częstotliwość żyromagnetyczna jest to częstotliwość, z jaką swobodny elektron lub jon obracają się wokół linii pola geomagnetycznego. W zależności od położenia geograficznego częstotliwość żyromagnetyczna elektronów w jonosferze waha się w granicach od około 0,7 MHz do ok. 1,5 MHz. Częstotliwość żyromagnetyczna jonów tlenu jednoatomowego w jonosferze wynosi ok. 50 Hz przy natężeniu pola geomagnetycznego rzędu 40 A/m.

### 2.13. Przewodność jonosfery dla przypadku, gdy czynnikiem decydującym są elektrony swobodne (na podstawie Termana [A.20])

W wyniku zderzeń między elektronami i molekułami gazu jonosfera tłumi energię rozchodzących się w niej fal. Wobec powyższego można mówić, że jonosfera w odniesieniu do fal elektromagnetycznych jest środowiskiem o pewnej przewodności. Przewodność właściwa jonosfery  $\sigma$  jest proporcjonalna do średniej liczby zderzeń między elektronami i molekułami zachodzącymi w ciągu sekundy. Jeśli pominąć wpływ pola geomagnetycznego, to przewodność właściwą jonosfery można wyrazić następującym wzorem:

$$\sigma = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} [1/\Omega \cdot m] \quad (18)$$

gdzie:

$N$  — liczba elektronów w  $1 \text{ m}^3$  jonosfery,

$e = 1,59 \cdot 10^{-19}$  — ładunek elektronu w kulombach,

$m = 9 \cdot 10^{-31}$  — masa elektronu w kilogramach,

$\frac{\omega}{2\pi}$  — częstotliwość fali w Hz,

$\nu$  — liczba zderzeń na sekundę jednego elektronu z molekułami gazu.

Przewodność jonosfery  $\sigma$  osiąga maksimum, gdy  $\nu = \omega$ , tj. gdy w czasie jednego okresu zachodzi  $2\pi$  zderzeń elektronu z molekułami. Liczba zderzeń na sekundę zależy od prędkości termicznego ruchu elektronów i od ciśnienia gazu, lecz nie zależy od częstotliwości i amplitudy fali.

Wartość  $\nu$  zależy od wysokości nad poziomem morza. Ponieważ gęstość jonizacji szybko maleje na wysokościach poniżej ok. 80 km, to maksimum przewodności zachodzi na wysokości właśnie rzędu 80 km. Jest to dolna granica jonosfery. Straty w górnych warstwach jonosfery są małe, gdyż jej przewodność jest tam stosunkowo niewielka. Wynika to z tego, że chociaż gęstość jonizacji w górnych warstwach jest duża, to ciśnienie atmosferyczne, a więc i liczby zderzeń elektronów z molekułami są małe. Wypływa stąd wniosek, że praktycznie całe straty fali jonosferycznej zachodzą przy wejściu fali do jonosfery i przy wyjściu fali z niej.

Jeśli idzie o wpływ pola geomagnetycznego na przewodność jonosfery, to należy stwierdzić, że w jego obecności zmienia się średnia szybkość drgań elektronu. Największa przewodność odpowiada częstotliwości żyromagnetycznej, przy której absorpcja fali w jonosferze jest największa. Przy częstotliwościach mniejszych od częstotliwości żyromagnetycznej przewodność jonosfery jest mniejsza w obecności pola geomagnetycznego w porównaniu do przewodności jaka byłaby, gdyby nie było pola geomagnetycznego, a więc  $\sigma$  jest mniejsza od wartości wyrażonej za pomocą wzoru (18).

Przy częstotliwościach znacznie większych od częstotliwości ziromagnetycznej wpływ pola geomagnetycznego na wartość przewodności właściwej jonosfery jest minimalny.

### 2.14. Wskaźnik absorpcji

Miarą absorpcji (pochłaniania) jest tzw. wskaźnik absorpcji. Wskaźnik absorpcji jonosferycznej  $\alpha$  jest to logarytm stosunku natężenia pola fali nieabsorbowanej  $E_0$  do natężenia pola fali absorbowanej  $E$ .

$$\alpha = \lg \frac{E_0}{E} \quad (19)$$

gdzie:

$E_0$  — natężenie pola fali przetrzonnej, odbitej na pewnej wysokości bez absorpcji,

$E$  — rzeczywiste natężenie pola fali odbitej.

W praktyce należy odróżniać wskaźnik absorpcji dla fali zwyczajnej i wskaźnik dla fali nadzwyczajnej.

Wskaźnik absorpcji zależy od:

- a) częstotliwości fali,
- b) zmian dobowych i sezonowych,
- c) zmian działalności słonecznej.

Jeśli idzie o zmiany wskaźnika absorpcji w zależności od częstotliwości fali, to typowy przebieg podany jest na rys. 7. Punkty nieciągłości na rysunku, oznaczone przez  $f_{kr}E$  i  $f_{kr}F2$  odpowiadają częstotliwościom krytycznym warstwy  $E$  i  $F2$ . Jeśli pominąć punkty nieciągłości na krzywej, to powyżej  $f = 2000$  kHz możemy wyrazić zależność  $\alpha$  od częstotliwości w przybliżeniu jako:

$$\alpha = \frac{\alpha_1}{(f \pm f_H \cdot \cos \Theta)^2}, \quad (20)$$

gdzie:

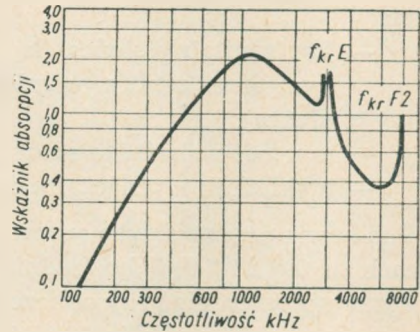
$\alpha$  — wskaźnik absorpcji dla częstotliwości  $f$ ,

$f_H$  — częstotliwość ziromagnetyczna,

$\Theta$  — kąt między kierunkiem pola geomagnetycznego i kierunkiem propagacji,

$\alpha_1$  — stała.

Znak plus odpowiada fali zwyczajnej, znak minus — fali nadzwyczajnej.



Rys. 7. Zmiana wskaźnika absorpcji w zależności od częstotliwości [A. 7]



Dla częstotliwości poniżej 2000 kHz odbicie fali od warstwy zjonizowanej zachodzi zanim fala wejdzie całkowicie do obszaru absorbującego. Maksimum wskaźnika absorpcji zachodzi dla częstotliwości żyromagnetycznej (rys. 7 — ok. 1200 kHz), dla mniejszych częstotliwości  $\alpha$  stopniowo maleje.

Dobowe zmiany wskaźnika absorpcji są często przedstawiane za pomocą wzoru:

$$\alpha = \alpha_0(\cos \chi)^n, \quad (21)$$

gdzie:

$\chi$  — kąt zenitalny słońca (kąt między promieniem ziemi przechodzącym przez zenit a promieniem ziemi przechodzącym przez środek słońca),

$\alpha_0$  — wartość wskaźnika absorpcji dla  $\chi = 0$  (słońce pada prostopadle),

$n$  — wykładnik wyznaczany doświadczalnie.

Podawana przez różnych autorów wartość wykładnika  $n$  waha się w granicach od 0,5 do 2,0. Jako średnią wartość można przyjąć  $n = 1$ , co daje znaczne uproszczenia przy obliczeniach. Wzór (21) nie może być stosowany dla kątów  $\chi$ , zbliżonych do  $90^\circ$ , tj. o wschodzie i zachodzie słońca.

Inny wzór empiryczny, uwzględniający zmiany dobowe łącznie z czasem wschodu i zachodu słońca, jest następujący:

$$K = 0,142 + 0,858 \cos \chi \quad (22)$$

Zmiany sezonowe wskaźnika absorpcji ujmuje współczynnik  $J$ , podany w tabl. 7.

Wartość współczynnika  $J$  dla miesięcy letnich przyjęto w źródłach amerykańskich jako jedność, wartości dla innych miesięcy zostały odpowiednio zmodyfikowane.

Teraz podana będzie zależność wskaźnika absorpcji od 27-dniowego i 11-letniego okresu działalności słonecznej. Doświadczenia wykazują, że absorpcja fali przenikającej warstwę  $D$  wzrasta o około 50%, gdy liczba Wolfa zmienia się od 0 do 100. Jeśli założyć liniowość zmian absorpcji, to stosunek absorpcji przy dowolnej liczbie Wolfa  $R$  do absorpcji przy liczbie Wolfa  $R = 0$  będzie, na podstawie obserwacji kilku cykli słonecznych, równy:

$$Q = 1 + 0,005 R \quad (23)$$

Jako wypadkowy wskaźnik absorpcji można podać dla fal o częstotliwościach większych od 1 MHz:

$$\alpha = J \cdot Q \cdot \bar{K} \cdot S = A \cdot S, \quad (24)$$

Tablica 7

Współczynnik  $J$ , uwzględniający zmiany sezonowe wskaźnika absorpcji [A. 7]

Miesiąc	Dla stacji nadawczych i odbiorczych znajdujących się:		Dla 1 stacji znajdującej się na północ i 1 na południe od równika
	na północ od równika	na południe od równika	
Styczeń	1,3	1,0	1,15
Luty	1,3	1,0	
Marzec	1,15	1,15	
Kwiecień	1,15	1,15	
Maj	1,00	1,3	
Czerwiec	1,00	1,3	
Lipiec	1,00	1,3	
Sierpień	1,00	1,3	
Wrzesień	1,15	1,15	
Październik	1,15	1,15	
Listopad	1,3	1,0	
Grudzień	1,3	1,0	

gdzie:

 $J$  — uwzględnia zmiany sezonowe wskaźnika absorpcji, $Q$  — uwzględnia zmiany związane z działalnością słoneczną, $K$  — jest wartością średnią dla drogi transmisji, $S$  — jest empiryczną funkcją częstotliwości i drogi, jaką fala przebiega w rejonach pochłaniających,

$$A = J Q K.$$

Obecnie będą omówione w krótkości zmiany absorpcji zachodzące normalnie, lecz nieregularnie z dnia na dzień. Zmiany te łącznie z regularnymi zmianami absorpcji powodują codzienne nieregularne zmiany natężenia pola. Środkowe dobowe wypadkowe wartości natężenia pola wahają się około środkowej wartości miesięcznej; jeśli przyjmiemy jako poziom odniesienia środkową wartość miesięczną, to 90% środkowych wartości dobowych zmienia się w granicach między połową wartości środkowej miesięcznej i jej podwójną wartością. Granice te są w pierwszym przybliżeniu niezależne od częstotliwości, długości trasy, pory roku ani godziny w czasie doby.

W ciągu dnia największej absorpcji ulegają fale w warstwie  $D$ , gdyż w niej, chociaż gęstość jonizacji jest stosunkowo mała, liczba molekuł jest znaczna, a przez to i liczba zderzeń jest duża.

W nocy gęstość jonizacji i absorpcja w warstwie  $D$  są do pominięcia.

Jeśli fala pada nie prostopadle na warstwę zjonizowaną  $D$ , lecz pod kątem  $\Phi_D$ , liczonym od pionu, to przebiega ona większą drogę, na której ulega

absorpcji. Stąd wskaźnik absorpcji przy drodze fali ukośnej jest większy. Stosunek wskaźnika absorpcji przy trasie ukośnej  $a'$  do wskaźnika  $a$  przy trasie prostopadłej do warstwy, jeżeli pominąć wpływ zmian kierunku pola geomagnetycznego, jest następujący:

$$\frac{a'}{a} = \sec \Phi_D \quad (25)$$

Przy uwzględnieniu pola geomagnetycznego stosunek ten dla fali zwyczajnej wyraża się wzorem:

$$\frac{a'}{a} = \sec \Phi_D (f + f_H \cdot \cos \Theta)^2 \cdot \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{(f + f_H \cdot \cos \Theta_1)^2} + \frac{1}{(f + f_H \cdot \cos \Theta_2)^2} \right] \quad (26)$$

gdzie:

$f$  — częstotliwość fali w Hz,

$f_H$  — częstotliwość żyromagnetyczna w Hz,

$\Theta$  — kąt między kierunkiem pola geomagnetycznego i kierunkiem fali pionowej,

$\Theta_1$  — kąt między kierunkiem pola geomagnetycznego a kierunkiem fali wchodzącej ukośnie do warstwy  $D$ ,

$\Theta_2$  — kąt między kierunkiem pola geomagnetycznego a kierunkiem fali wychodzącej z warstwy  $D$ .

Z dyskusji równania (26) wynika, że dla  $f \gg f_H$  stosunek  $\frac{a'}{a} = \sec \Phi_D$ .

Absorpcja dla tras o długości ponad 3000 km jest tak wielka dla fal transmitowanych przez warstwę  $E$ , szczególnie dla fal o częstotliwości w pobliżu 1 MHz, że natężenia pól dla tego rodzaju transmisji są za małe do celów praktycznych. W tych warunkach celowe jest mówić jedynie o absorpcji związanej z propagacją za pomocą warstwy  $F2$ . Przy transmisjach przez warstwę  $F2$  czynnik  $\sec \Phi_D$  jest w przybliżeniu proporcjonalny do długości pojedynczego skoku, przy skokach dłuższych od 1000 km.

Dla długich tras można przyjąć:

$$a' = S \cdot D, \quad (27)$$

gdzie:

$D$  — długość trasy w tysiącach km,

$S$  — średnia absorpcja na jednostkę długości trasy.

Wprowadzając czynnik  $A = J \cdot Q \cdot \bar{K}$ , otrzymamy:

$$a' = S_0 \cdot A \cdot D = S_0 \cdot J \cdot Q \cdot \bar{K} \cdot D, \quad (28)$$

gdzie  $S_0$  jest jedynie funkcją częstotliwości.

### 2.14.1. Obliczanie wartości $\overline{K \cdot D}$

$\overline{K}$  jest to średnia wartość współczynnika  $K$  dla trasy.

$K$  jest to współczynnik uwzględniający dobowe zmiany wskaźnika absorpcji. Wartości  $K = 0,142 + 0,858 \chi$  są podane w postaci krzywych dla każdego miesiąca w roku. Dla przykładu podane są na rys. 8 wykresy wskaźnika absorpcji dla czerwca.

Sposób obliczania wartości  $\overline{K \cdot D}$  jest następujący:

- 1) Należy wykreślić na kalce krzywą wielkiego koła, przechodzącą przez punkty nadawcze i odbiorcze, korzystając z wykresu podanego na rys. 25. Zaznaczyć na kalce południk odniesienia odpowiadający przyjętemu do obliczeń czasowi lokalnemu.
- 2) Posługując się rys. 25 oznaczyć na rysunku wielkiego koła dla danej trasy odstęp 500-kilometrowe.
- 3) Umieścić kalkę przygotowaną wg p. 1 i 2 na wykresie  $K$  w funkcji czasu lokalnego dla odpowiedniego miesiąca; należy przy tej operacji uważać, aby południk odniesienia pokrył się z odpowiednią linią lokalnego czasu przyjętego do obliczeń.
- 4) Odczytać wartości  $K_1$  i  $K_2$  na krańcach trasy. Jeśli  $K_1$  lub  $K_2$  leżą po stronie zewnętrznej krzywej  $K = 0$ , to należy przyjąć odpowiednio dla  $K_1$  lub  $K_2$  wartość 0.
- 5) Odczytać w tysiącach kilometrów długość trasy w tym obszarze, gdzie  $K$  jest równe zero; oznaczyć tę długość przez  $D'$ .
- 6) Wartość  $\overline{K \cdot D}$  oblicza się wg doświadczalnego wzoru:

$$\overline{K \cdot D} = 0,142 D' + (K_1 + K_2 - 0,284) \operatorname{tg} \frac{D'}{2R}, \quad (29)$$

gdzie:

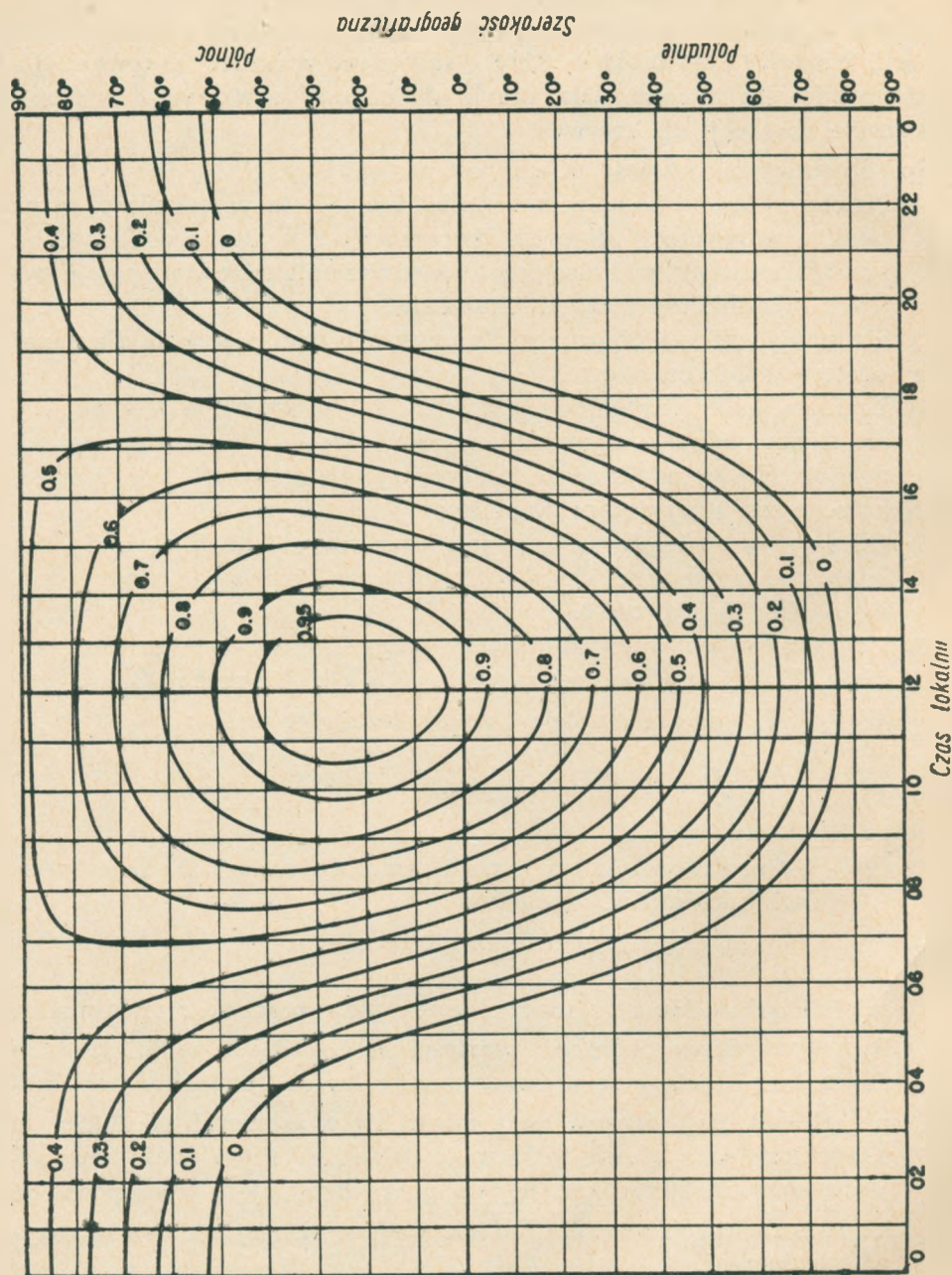
$R$  jest promieniem ziemi wyrażonym podobnie jak  $D$  i  $D'$  w tysiącach kilometrów,

kąt  $\frac{D'}{2R}$  jest wyrażony w radianach.

Wartość  $\overline{K \cdot D}$  można otrzymać również przy pomocy nomogramów.

Rys. 9 umożliwia obliczanie wartości  $\overline{K \cdot D}$  dla długości tras do 20.000 km. Podobny nomogram, tu nie załączony, umożliwia obliczanie  $\overline{K \cdot D}$ , gdy długość trasy mieści się w granicach od 20.000 do 40.000 km. Nomogramy te są mało dokładne, gdy długość trasy  $D'$  jest równa ok. 20.000 km. W tym przypadku należy trasę podzielić na dwie części i obliczyć  $\overline{K \cdot D}$  dla każdej części trasy oddzielnie, a wyniki zsumować.

- 7) Wartość  $\overline{K \cdot D}$  dla każdej godziny otrzymuje się w sposób podany w punktach 3 ÷ 6.



Rys. 8. Współczynnik K dla czerwca [A. 7]

Przykład. Obliczyć wartość  $\overline{KD}$  dla trasy o długości  $d = 1000 D = 7100$  km, pomiędzy Waszyngtonem i Triestem, w czerwcu dla godziny 12 czasu lokalnego w Trieście. Opierając się na powyższych wskazówkach otrzymuje się dla Waszyngtonu  $K_1 = 0,33$  dla Triestu  $K_2 = 0,93$ . Korzy-

Rys. 9. Nomogram zależności  $\overline{KD}$  od  $D'$  i  $(K_1 + K_2)$ ,

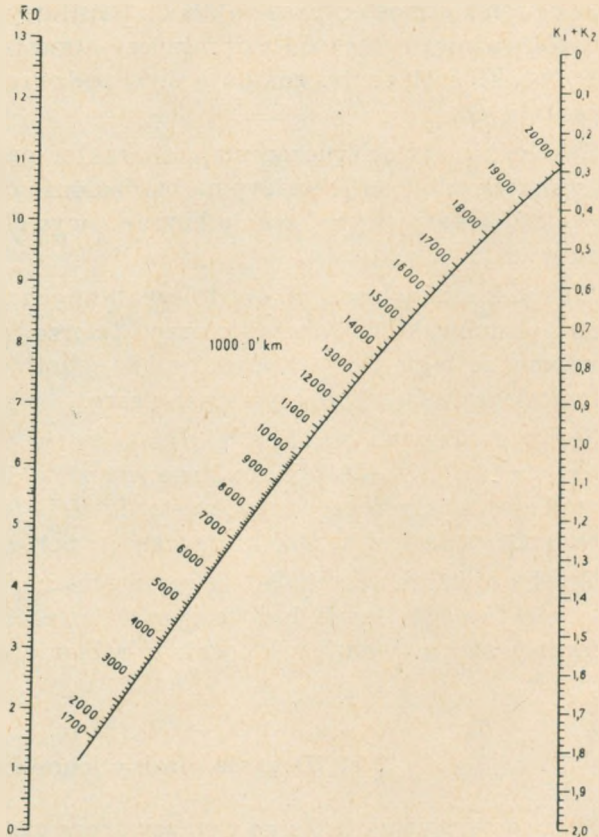
gdzie:

$\overline{KD}$  — iloczyn średniego współczynnika  $K$  dla całej drogi transmisji i jej długości;

$D$  — długość trasy w tysiącach kilometrów;

$D'$  — długość trasy w obszarze absorpcji w tysiącach kilometrów;

$(K_1 + K_2)$  — suma współczynników  $K$  w końcowych punktach drogi transmisji [A. 7]



stając z nomogramu na rys. 9 otrzymuje się dla  $K_1 + K_2 = 0,33 + 0,93 = 1,26$  i  $D' = 7,1$ , wartość  $\overline{K \cdot D} = 4,9$  w sposób następujący:

- oznacza się na skali  $K_1 + K_2$  po prawej stronie nomogramu odpowiednią wartość  $K_1 + K_2 = 1,26$ ;
- na skali  $1000 \cdot D'$  oznacza się odległość  $1000 \cdot D' = 7100$  km;
- łączy się powyższe punkty linią prostą i przedłuża się ją do przecięcia ze skalą  $\overline{KD}$  po lewej stronie nomogramu; punkt przecięcia daje odpowiednią wartość  $\overline{KD}$ .

## 2.15. Zakłócenia jonosferyczne

Pod pojęciem zakłóceń jonosferycznych rozumie się:

- a) zakłócenia atmosferyczne przenoszone przez jonosferę;
- b) zakłócenia wywoływane przez nadajniki telegraficzne;
- c) zakłócenia, których źródłem jest sama jonosfera.

Zakłócenia atmosferyczne należą do najsilniejszych ze wszystkich zakłóceń. Najważniejszymi źródłami zakłóceń atmosferycznych są wyładowania burzowe, których centra znajdują się w podzwrotnikowych obszarach kontynentalnych.

Zakłócenia atmosferyczne mają charakter pasmowy i mogą rozchodzić się wskutek odbić od jonosfery na bardzo duże odległości od swych źródeł. Również i lokalne wyładowania burzowe wywołują zakłócenia w odbiorze radiowym.

Wskutek pracy nadajników telegraficznych powstaje bardzo szerokie pasmo szumów, które tworzą tło przy odbiorze radiowym. Z doświadczenia wiadomo, że takie tło jest najsłabsze w sobotnie wieczory, gdy większość stacji telegraficznych przerywa swą pracę.

Jeśli rozpatrywać jonosferę jako ciało czarne o temperaturze molekularnej rzędu  $1000^{\circ}\text{K} \div 2000^{\circ}\text{K}$ , to jasne jest, że takie ciało czarne jest źródłem promieniowania całego pasma częstotliwości. Jednakże natężenie takiego promieniowania jest bardzo nieznaczne w porównaniu z innymi źródłami.

Trzeba również wspomnieć, że zorza polarna, którą obserwujemy w postaci efektów świetlnych, będąca zjawiskiem zachodzącym w obszarze jonosfery, również wywołuje zakłócenia w odbiorze radiowym w obszarach polarnych.

## 2.16. Drgania plazmy jonosferycznej

Plazmą nazywamy taki stan zjonizowanego gazu, w którym beładny ruch elektronowy przeważa nad skierowanym. Plazmę charakteryzuje wysoki stopień jonizacji gazu; w niektórych przypadkach wszystkie cząstki gazu w stanie plazmy są zjonizowane. Trzeba zaznaczyć, że w plazmie gęstości cząsteczek naładowanych ujemnie i dodatnio są prawie równe. Z powodu dużej gęstości cząstek naładowanych plazma ma stosunkowo dużą przewodność elektryczną. Plazma ma inne właściwości niż zwykła mieszanina gazu obojętnego zmieszanego z gazem elektronowym i jonowym.

Na podstawie badań zarówno teoretycznych jak i eksperymentalnych okazuje się, że warstwy jonosferyczne znajdują się w stanie plazmy. (Obecnie wyodrębnia się w nauce oprócz trzech dawniej znanych stanów ciał, mianowicie stałego, ciekłego i gazowego, czwarty stan — stan plazmy).

W plazmie jonosferycznej powstają drgania o częstotliwości

$$f = \sqrt{\frac{Ne^2}{\pi m}} \quad (30)$$

gdzie:

$N$  — liczba elektronów swobodnych w  $1 \text{ cm}^3$  plazmy,

$e = 4,77 \cdot 10^{-10}$  — ładunek elektronu w jednostkach CGS es,

$m = 9 \cdot 10^{-28}$  — masa elektronu w gramach.

Po podstawieniu do powyższego wzoru wartości liczbowych na miejsce  $e$  i  $m$  otrzymuje się:

$$f = 8980 \cdot \sqrt{N} \text{ [Hz]} \text{ lub } f = 9 \cdot \sqrt{N} \text{ [kHz]}$$

Za pomocą ostatnich dwóch wzorów możemy np. obliczyć częstotliwość drgań plazmy w warstwie  $F2$ . Jeśli mianowicie przyjąć dla warstwy  $F2$  liczbę elektronów w  $\text{cm}^3$   $N = 10^6$ , to  $f = 9 \cdot \sqrt{10^6} = 9000 \text{ kHz} = 9 \text{ MHz}$ , co odpowiada długości fali drgań plazmy w warstwie  $F2$  równej około 33 m.

### 2.17. Warunki występowania warstw sporadycznych (korelacja z meteorami)

Wpływ meteorów na stopień jonizacji górnych warstw atmosfery należy do zagadnień, którymi zajmowano się od dawna. Dotychczas jednak nie jest znany dokładnie mechanizm jonizacji, wywoływanej przez przeloty meteorów.

Istnieją dwie hipotezy. Według jednej z nich jonizacja atmosfery zachodzi wskutek bezpośredniego zderzenia pyłów meteorów z cząstkami atmosfery, według drugiej hipotezy jonizację wywołują wzajemne zderzenia cząstek atmosfery, których energia kinetyczna wzrasta pod wpływem meteorów, rozgrzanych przy przelocie przez atmosferę.

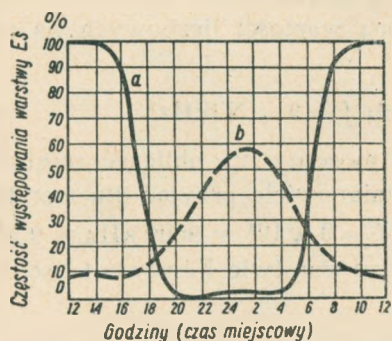
Stwierdzono na podstawie obserwacji, że w czasie przelotów meteorów pojawiają się krótkotrwałe wybuchy jonizacji, trwające od ułamków sekundy do kilku sekund. Pomierzona wysokość tych wybuchów jonizacji wynosi od 100 do 130 km, co pokrywa się z wysokością, na której występuje świecenie meteorów.

Zauważono, że w czasie deszczów meteorów wzrastały znacznie częstotliwości krytyczne warstw  $E$  i  $F2$ , co wskazywałoby na występowanie warstw sporadycznych. Ponieważ istnieją miesiące, w których pojawiają się stale deszcze meteorów (sierpień i listopad), to istnieje prawdopodobieństwo, że w tych miesiącach warstwy sporadyczne będą częstsze niż w innych.



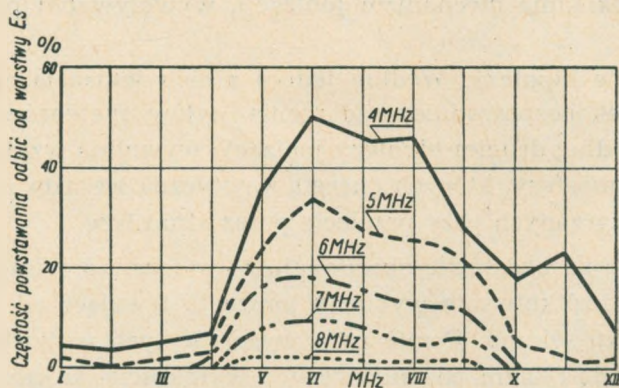
Jednakże ukazały się ostatnio prace naukowe, które zaprzeczają istnieniu związku między pojawianiem się deszczu meteorów a występowaniem warstw sporadycznych.

Dotychczas nie można ustalić definitywnie, która z teorii jest słuszna, czy ta, która upatruje korelację między występowaniem warstw sporadycznych a deszczami meteorów, czy też ta, która tej korelacji zaprzecza.



Rys. 10. Przebieg dobowy występowania warstwy Es:  
a — w obszarze równika,  
b — w obszarze zórz polarnych  
[B. 26]

Przebieg dobowy występowania warstwy Es jest podany na rys. 10. Z rysunku tego wynika, że w pobliżu równika warstwa Es istnieje prawie stale w godzinach południowych, zanikając w godzinach nocnych. Inaczej jest



Rys. 11. Przebieg roczny powstawania odbić od warstwy Es na różnych częstotliwościach (średnie wartości miesięczne w Slough z lat 1943 ÷ 1946, w południe) [B. 27]

w obszarach zorzy polarnej, gdzie warstwa sporadyczna występuje najczęściej około północy, a około południa — najrzadziej.

Przebieg roczny powstawania odbić od warstwy Es na różnych częstotliwościach jest przedstawiony na rys. 11.

## 2.18. Wpływ słońca na stan jonizacji atmosfery

Tablica 8 zawiera zestawienie źródeł energii, jakie przyczyniają się do jonizacji górnych warstw atmosfery.

Najważniejszymi czynnikami wywołującymi jonizację górnych warstw atmosferycznych są promienie ultrafioletowe słońca. Okazuje się, że promieniowanie to nie jest stale jednakowo intensywne i zależy w dużej mierze od plam słonecznych. Dokładnie nie jest dotychczas znana natura tych plam, wiadomo jednak, że emitują one promieniowanie ze zjonizowanych ato-

Tablica 8

### Źródła energii wywołujące jonizację górnych warstw atmosfery

Źródło	Energia otrzymywana z różnych źródeł	
	erg/sek	w stosunku do energii słonecznej
Słońce	$1,76 \cdot 10^{24}$	1
Księżyc w pełni	$3,09 \cdot 10^{19}$	$1,76 \cdot 10^{-5}$
Pozaziemska składowa świecenia nieba w nocy	$2,61 \cdot 10^{17}$	$1,48 \cdot 10^{-7}$
Promienie kosmiczne	$1,63 \cdot 10^{17}$	$9,26 \cdot 10^{-8}$
Meteory	$1,44 \cdot 10^{17}$	$8,18 \cdot 10^{-8}$
Błyskawice i pioruny	$1,60 \cdot 10^{19}$	$9,09 \cdot 10^{-6}$
Zorza polarna	$2,53 \cdot 10^{17}$	$1,44 \cdot 10^{-7}$
Świecenie powietrza (atmosferyczna składowa świecenia nieba w nocy)	$1,12 \cdot 10^{17}$	$6,37 \cdot 10^{-8}$

mów wapnia, wodoru, helu i innych pierwiastków, znajdujących się w atmosferze słonecznej. Plamy słoneczne występują pojedynczo bądź też grupami. Na podstawie długoletnich obserwacji ustalono, że istnieje pewna regularność w pojawianiu się tych plam. Ogólnie przyjęte jest tu pojęcie tzw. liczby Wolfa:

$$R = k(n + 10g), \quad (31)$$

gdzie:

$R$  — liczba Wolfa,

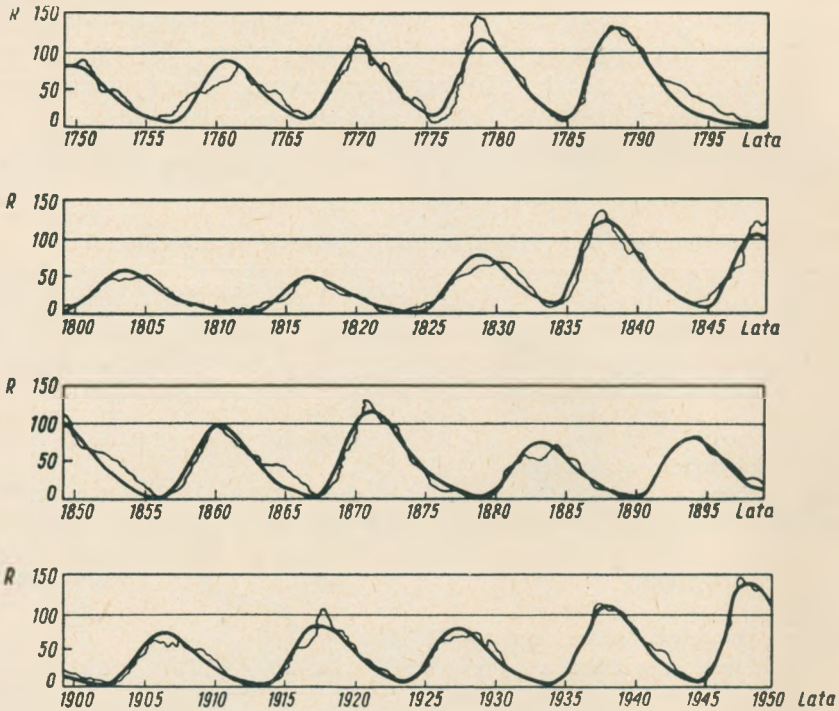
$k$  — współczynnik zależny od warunków obserwacji,

$n$  — całkowita liczba odrębnych plam słonecznych,

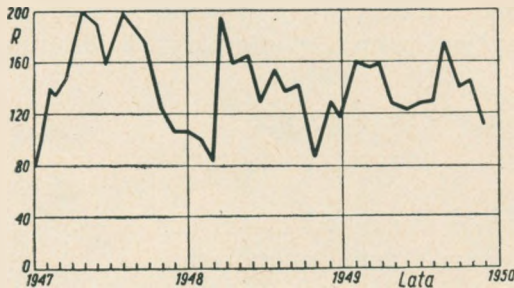
$g$  — liczba grup plam słonecznych.

Najważniejszym cyklem zmian liczby plam słonecznych, czyli liczby Wolfa, jest okres jedenastoletni. W okresie tym plamy słoneczne wykazują wzrost od minimum poprzez maksimum do ponownego minimum. Okres ten nie jest stały, a może się wahać wg dotychczasowych obserwacji w granicach od 7 do 18 lat. Średnia roczna liczba Wolfa może wahać się od 0 do ok. 140, jak to wykazały obserwacje, zebrane za okres prawie dwustuletni.

Na rysunku 12 podany jest przebieg zmienności liczby Wolfa w okresie 200 lat. Na rysunku 13 podane są średnie wartości miesięczne liczby Wolfa w latach 1947 ÷ 1949.



Rys. 12. Przebieg zmienności liczby Wolfa w okresie 200 lat. Wygładzone wartości miesięczne liczby Wolfa  $R$  w zestawieniu z krzywą obliczoną metodą Stewarta [B. 25]



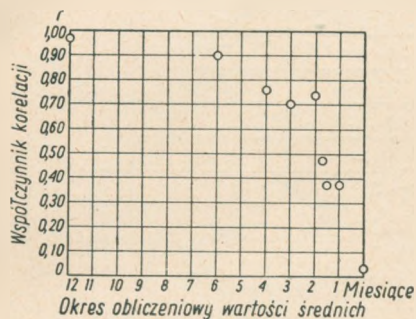
Rys. 13. Średnie wartości miesięczne liczby Wolfa  $R$  w latach 1947 ÷ 1949 [B. 29]

### 2.19. Współczynniki korelacji $r_k$ z liczbą Wolfa

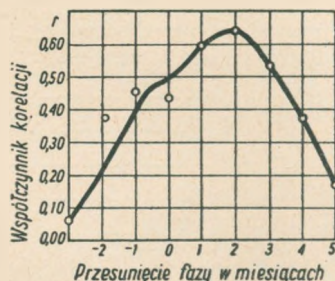
Na podstawie licznych obserwacji okazuje się, że istnieje dość ścisła zależność między średnimi wartościami częstotliwości krytycznych dla poszczególnych warstw za okres roczny a liczbą Wolfa. Współczynnik korelacji między obu tymi wielkościami wynosi około 0,98. Ta zależność prze-

staje być jednak tak ścisła, gdy zestawiamy wartości średnie danych jonosferycznych i słonecznych za okres krótszy od jednego roku. Na rysunku 14 podana jest zależność współczynnika korelacji częstotliwości krytycznej warstwy  $F_2$  z liczbą Wolfa dla okresu 12, 6, 4, 3, 2 i 1 miesiąca oraz za okres 50, 40 i 1 dnia wg obserwacji Gniwyszewa.

Z rysunku 14 wynika, że współczynnik korelacji jest dość duży, jeśli rozpatrywany okres czasu jest większy od 2 miesięcy; dla krótszych okresów współczynnik ten znacznie maleje. Wyjaśnienie takiego stanu rzeczy



Rys. 14. Współczynnik korelacji  $r$  pomiędzy  $f_{kr} F_2$  a  $R$ , dla różnych okresów obliczeniowych wartości średnich [B. 28]

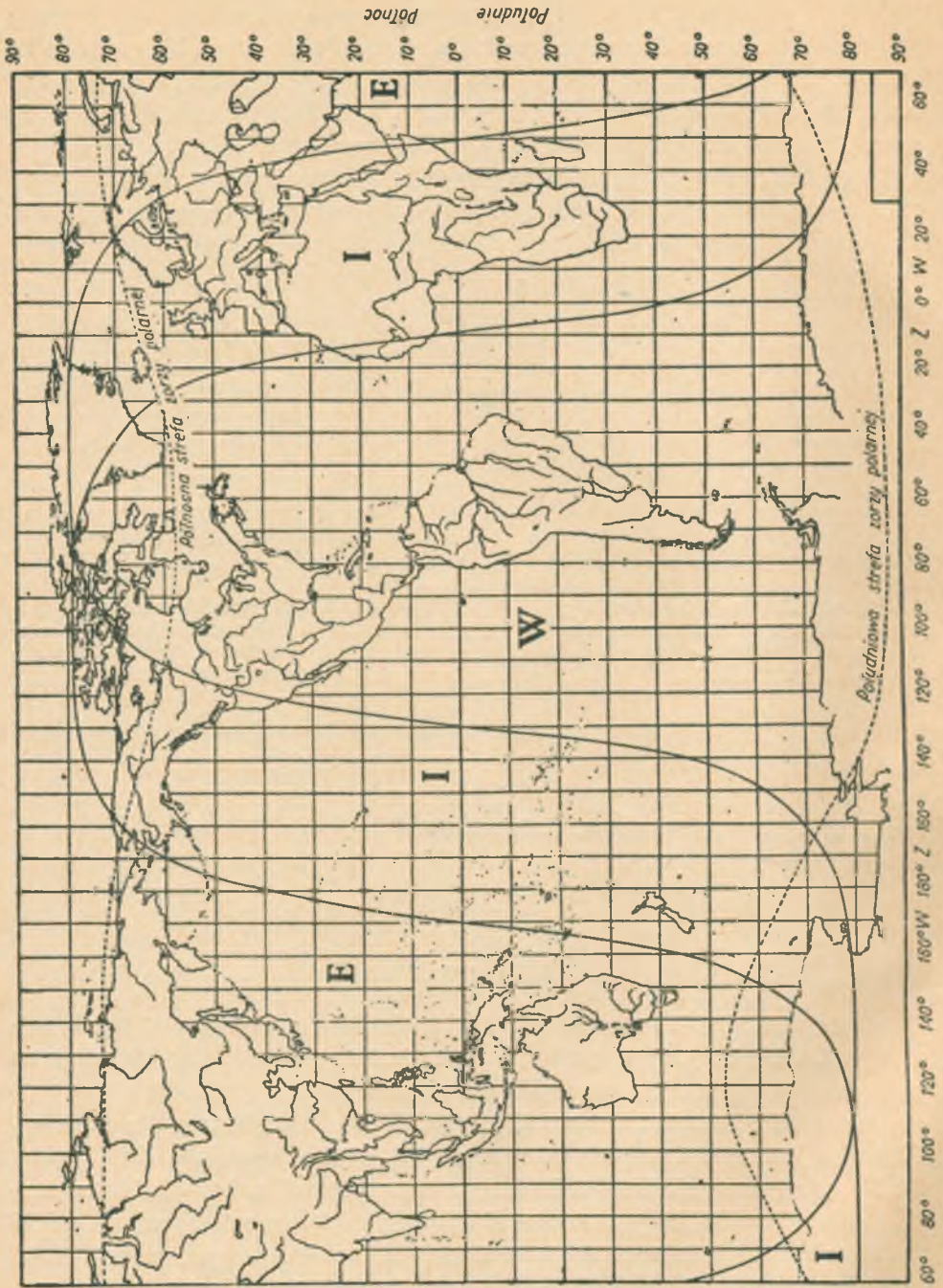


Rys. 15. Współczynnik korelacji  $r$  pomiędzy średnimi wartościami miesięcznymi  $f_{kr} F_2$  przy przesunięciu tych wartości w fazie [B. 28]

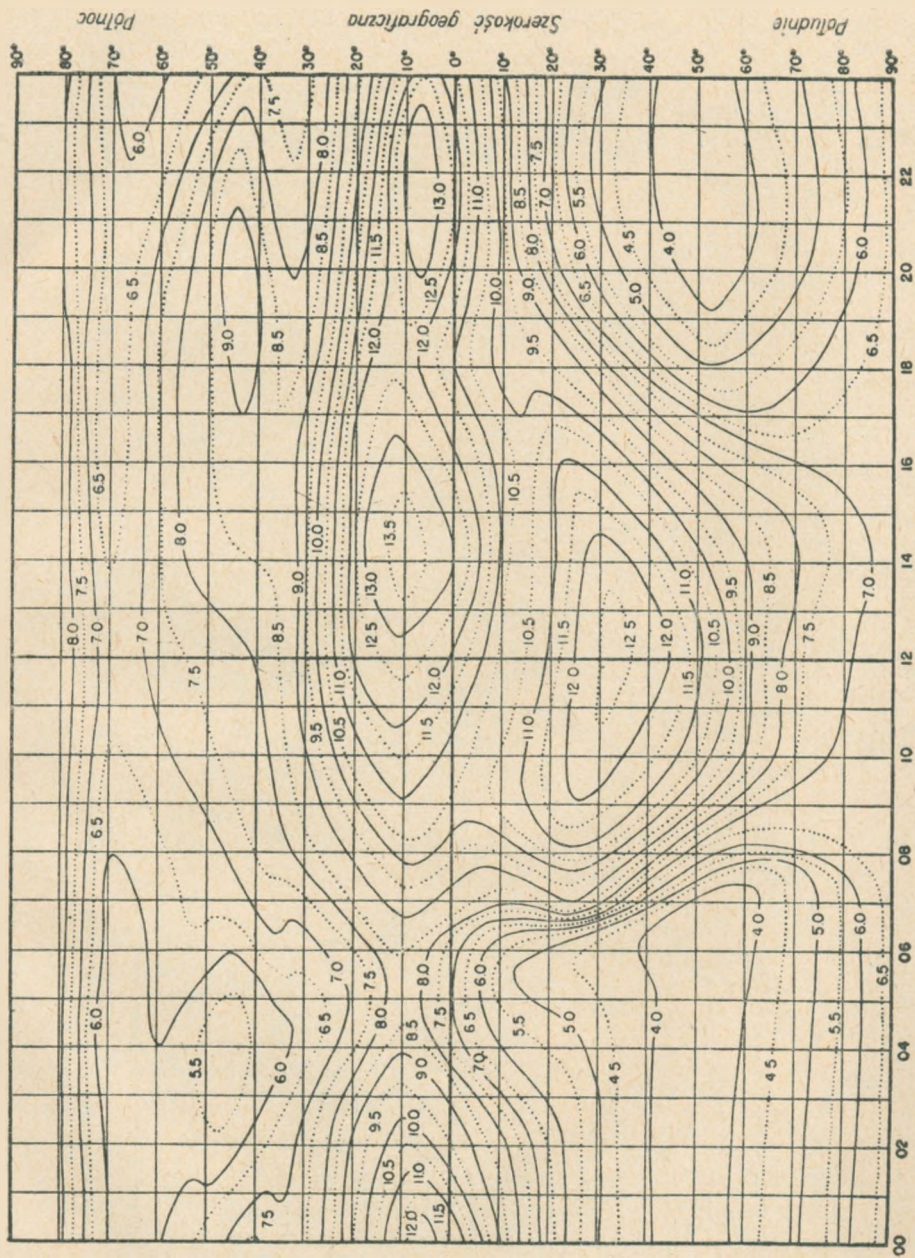
jest następujące: zakłócenia jonosferyczne są wywoływane przez bliżej nam dotychczas nie znane zjawiska na słońcu, które są związane z działalnością plam słonecznych; jednakże zjawiska w jonosferze nie zachodzą synchronicznie z działalnością słoneczną. Z rysunku 15 widać, że współczynnik korelacji pomiędzy  $f_{kr} F_2$  i liczbą Wolfa osiąga wartość maksymalną, gdy dwie te obserwowane wielkości są przesunięte w czasie o 2 miesiące.

## 2.20. Mapy MUF

W celu umożliwienia stosowania na danej trasie najkorzystniejszych częstotliwości, centra jonosferyczne, których jest na świecie kilka, układają na podstawie prognoz, sporządzanych na trzy miesiące naprzód, światowe mapy rozkładu częstotliwości MUF. Mapy MUF sporządza się dla warstwy  $F_2$ , która jest najważniejszą dla transmisji dalekosiężnych oraz dla warstwy  $E$  i  $E$  sporadycznej, która bardzo często transmituje bardzo wielkie częstotliwości. Mapy MUF podają zależność środkowych miesięcznych MUF w funkcji czasu lokalnego dla wszystkich szerokości geograficznych. MUF warstwy  $E$  nie zależą od długości geograficznej, natomiast MUF warstw  $F_2$  i  $E_s$  wykazują zależność od długości geograficznej. W celu ujęcia tej zależności mapy MUF dla warstwy  $F_2$  układa się oddzielnie dla trzech obsza-

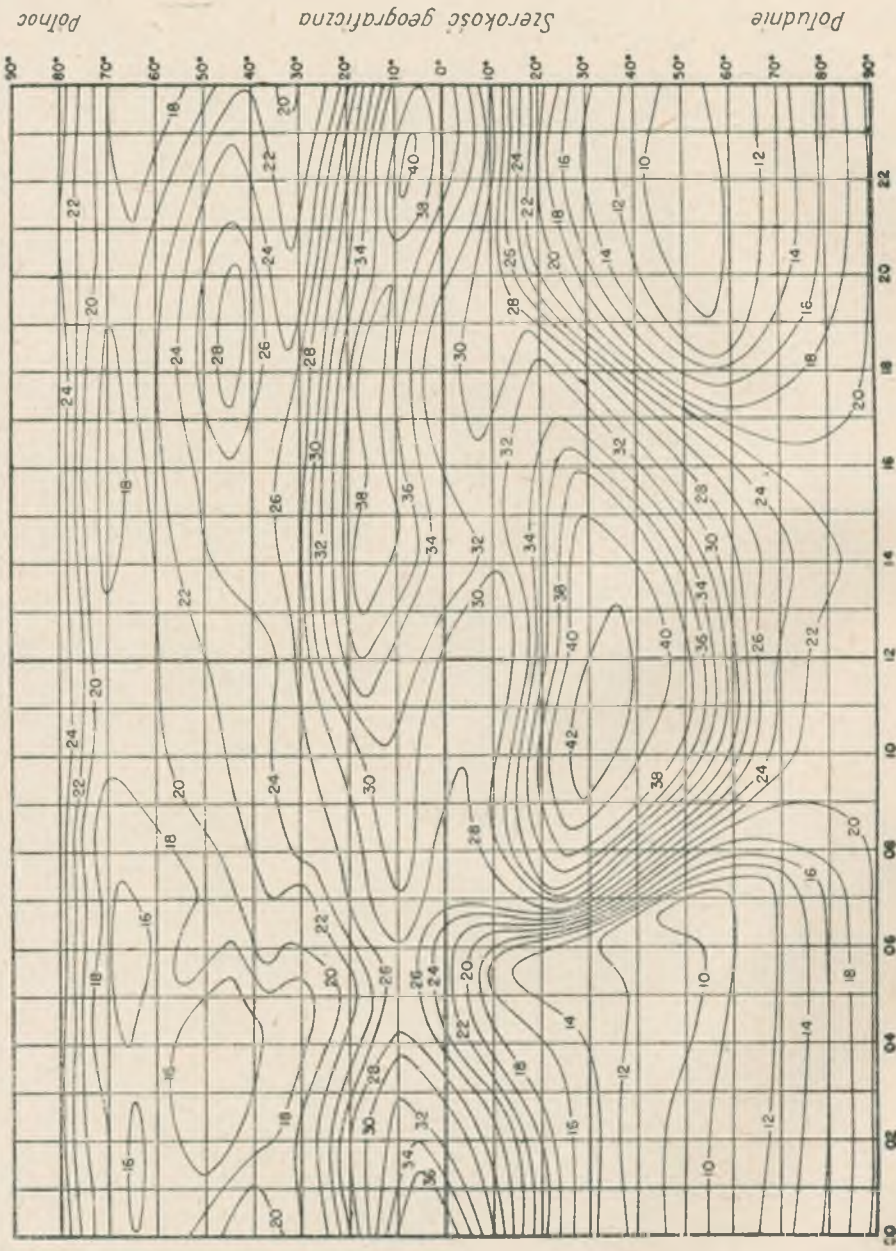


Rys. 16. Mapa świata z podziałem na obszary E, I, W [A. 7]



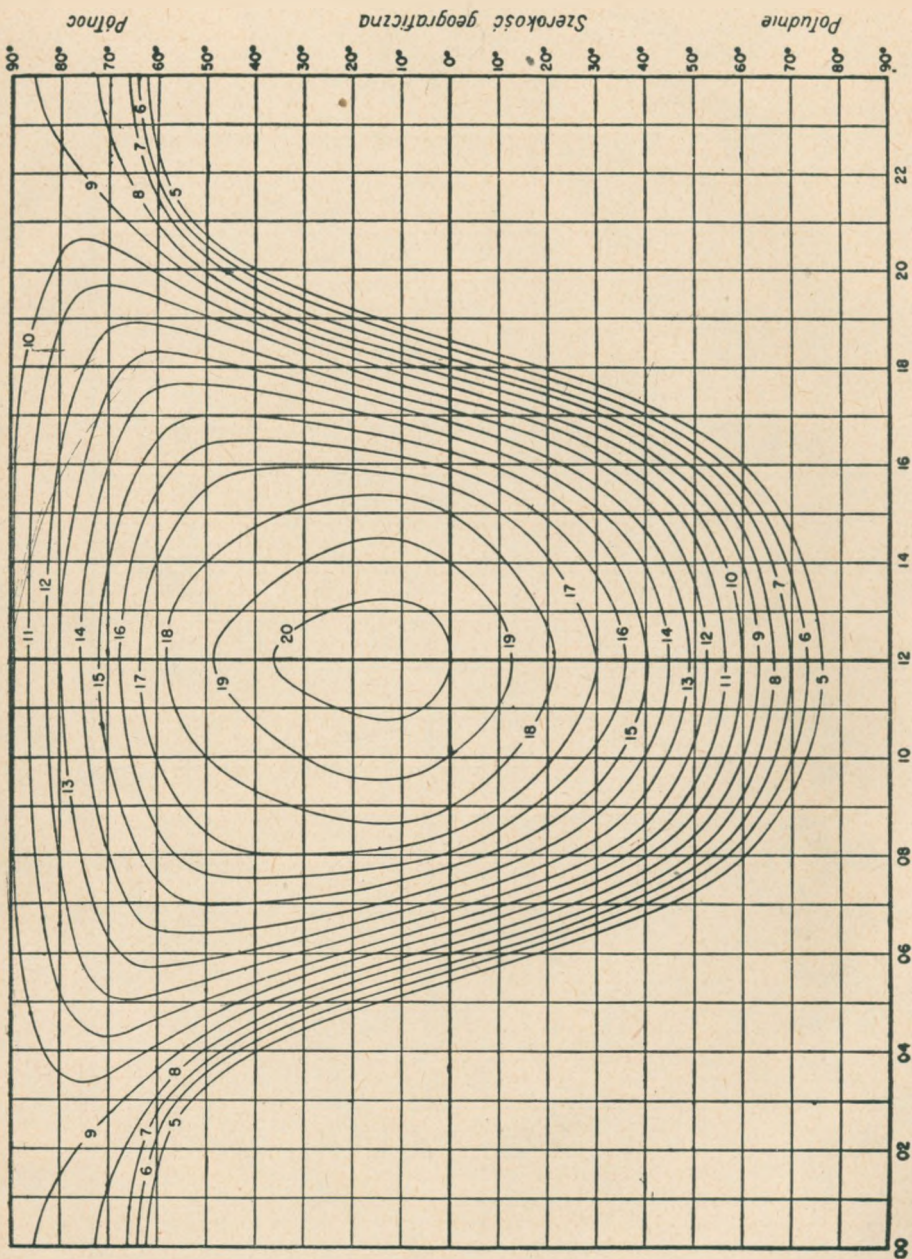
Czas lokalny

Rys. 17. F2 — zero — MUF w MHz dla obszaru W, wg prognozy na czerwiec 1947 r. [A. 7]



*Czas lokalny*

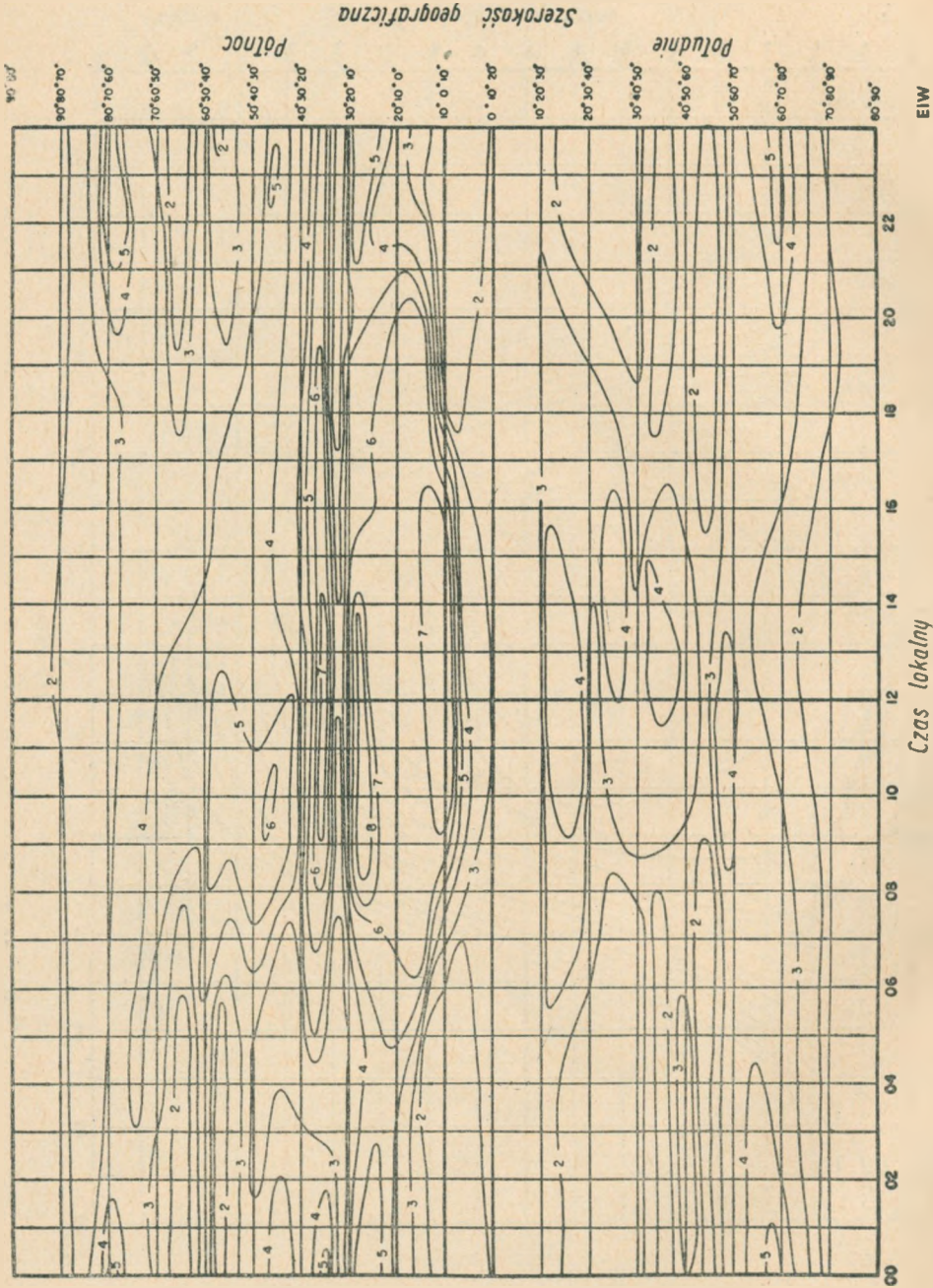
Rys. 18. F2 — 4000 — MUF w MHz dla obszaru W, wg prognozy na czerwiec 1947 r. [A. 7]



Czas lokalny

Rys. 19. E — 2000 — MUF w MHz, wg prognozy na czerwiec 1947 r. [A. 7]





Rys. 20. Średnie wartości  $fEs$  w MHz, wg prognozy na czerwiec 1947 r. [A. 7]

rów (rys. 16), na jakie został podzielony świat; są to: obszar *E* (wschodni), obszar *W* (zachodni) i obszar *I* (pośredni). Przyjmuje się, że w każdym z tych 3 obszarów częstotliwości MUF dla warstwy *F2* nie wykazują większych zmian. Wpływ długości geograficznej na wartości  $fEs$  uwzględnia się przez przesunięcie skali współrzędnych, odpowiadających szerokości geograficznej (rys. 20)\*).

Ponieważ radiokomunikacja przy użyciu warstwy *E* umożliwia osiągnięcie największej odległości, w praktyce równej 2000 km przy jednym odbiciu od jonosfery, to mapy MUF dla warstwy *E* i dla odległości 2000 km oznaczane są w skrócie: *E* — 2000 — MUF. Fale odbite od warstwy *F2* mogą osiągnąć przy jednym skoku 4000 km, dla tej więc właśnie odległości są sporządzane mapy MUF dla warstwy *F2*. Są one oznaczane w skrócie: *F2*-4000-MUF\*\*).

W celu umożliwienia obliczeń MUF warstwy *F2* dla dowolnej odległości podaje się jeszcze mapy MUF warstwy *F2* dla odległości zerowej. Są to częstotliwości zbliżone do częstotliwości krytycznych promienia nadzwyczajnego. Częstotliwości te oznacza się w skrócie: *F2* — zero — MUF. Dla warstwy *Es* podawane są największe środkowe częstotliwości, odbijane od tej warstwy przy transmisji prostopadłej. W skrócie te częstotliwości oznacza się:  $fEs$ .

Rysunki 17 ÷ 20 przedstawiają dla przykładu mapy MUF, ułożone na podstawie prognoz jonosferycznych.

## 2.21. Wartość MUF dla danej trasy

### 2.21.1. Wstęp

Największa częstotliwość użytkowa dla danej trasy MUF jest to taka częstotliwość, przy której fala jeszcze zostaje zawrócona do ziemi. MUF dla długich tras (do 4000 km) jest na ogół większa w dzień niż w nocy i większa w zimie aniżeli w lecie. Częstotliwości większe niż MUF przenikają przez jonosferę i nie wracają na ziemię. Częstotliwości znacznie mniejsze od częstotliwości MUF są silniej absorbowane przez jonosferę. W związku z tym niezwykle ważną rzeczą jest umiejętność przewidywania z góry na pewien okres czasu wartości MUF. Maksymalna częstotliwość użytkowa przy transmisji ukośnej odpowiada częstotliwości krytycznej dla fali padającej

\*) Podział świata na obszary *E*, *I*, *W* nie jest dostatecznie umotywowany. Obecnie rozważa się możliwość wprowadzenia map jonosferycznych bez podziału na obszary (Dokument CCIR VI/117, omawiany na zebraniu roboczym VI Komisji Studiów w Genewie w 1958 r. [B. 23]).

\*\*) W rzeczywistości jednak występują średnio długości skoków, mniejsze od 2000 km dla warstwy *E* i mniejsze od 4000 km dla warstwy *F2*.

prostopadle do jonosfery. Zależność między częstotliwością krytyczną a częstotliwością MUF wyraża się wzorem:

$$f_g = f_{kr} \cdot \sec \Phi_0, \quad (32)$$

gdzie:

$f_g$  — częstotliwość graniczna, czyli MUF,

$\Phi_0$  — kąt między kierunkiem fali wchodzącej do jonosfery a pionem.

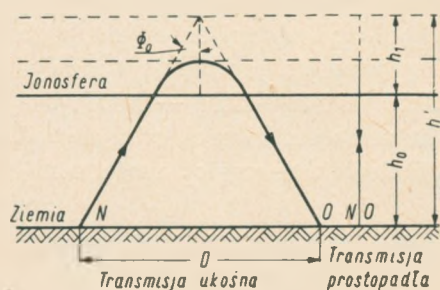
Wzór (32) jest ważny przy następujących upraszczających założeniach:

a) pole geomagnetyczne ma natężenie  $H = 0$ ,

b) ziemia jest płaska,

c) jonosfera jest płaska.

Jeśli wysokość jonosfery wynosi  $h'$ , to można obliczyć kąt  $\Phi_0$ , pod którym należy wypromieniować falę, ażeby osiągnęła ona po odbiciu od jonosfery punkt odległy o  $D$  od nadajnika (rys. 21).



Rys. 21. Objasnienie teorii równoważności [A. 7]

Dla ziemi płaskiej mamy tu zależność

$$\operatorname{tg} \Phi_0 = \frac{D}{2h'}, \quad (33)$$

a dla ziemi rzeczywistej (sferycznej):

$$\operatorname{tg} \Phi_0 = \frac{\sin\left(\frac{1}{2} \theta\right)}{1 + \frac{h'}{R} - \cos\left(\frac{1}{2} \theta\right)}, \quad (34)$$

gdzie:

$\theta$  — kąt środkowy ziemi odpowiadający drodze transmisji,

$R$  — promień ziemi.

Automatyczne zapisy jonosferyczne, które podają zależność wysokości pozornej jonosfery od częstotliwości przy sygnałach wysyłanych prostopadle do ziemi, umożliwiają otrzymanie częstotliwości MUF dla danej trasy, względnie pozwalają na określenie odległości nadajnika i odbiornika, jeśli daną częstotliwość będziemy uważali za MUF. W tym rozdziale omówione będzie pierwsze zagadnienie, tj. znalezienie MUF dla danej trasy, korzystając z zapisów jonosferycznych. Istnieje ważna teoria równoważności; na jej podstawie wysokość pozorna odbicia fali od jonosfery przy transmisji ukośnej ( $h'$  — rys. 21) równa jest wysokości pozornej odbicia fali równoważnej przy transmisji prostopadłej. Jak wynika z rys. 21,  $h' = h_0 + h_1$  jest wysokością pozorną dla obu wyżej wymienionych transmisji. Równoważna częstotliwość przy transmisji prostopadłej oraz częstotliwość dla transmisji ukośnej są powiązane za pomocą równania:

$$f_{uk} = f_{pr} \cdot \sec \Phi_0 \quad (35)$$

Mając więc pewien zapis jonosferyczny, czyli zależność wysokości pozornej od częstotliwości oraz równanie (35), możemy otrzymać odpowiednie MUF dla danej trasy. W tym celu należy wyznaczyć z zapisu jonosferycznego najmniejszą wysokość pozorną  $h'$  dla danej częstotliwości  $f_{kr}$ .

Następnie ze wzoru (33) otrzymamy  $\operatorname{tg} \Phi_0$  i kąt  $\Phi_0$ , a ze wzoru (35) otrzymamy  $f_{uk}$  dla danej wysokości warstwy. W miarę jak powiększamy częstotliwość  $f_{pr}$  rośnie i  $f_{uk}$ , jednakże wtedy rośnie również wysokość pozorną  $h'$ , przez co kąt  $\Phi_0$  i  $\sec \Phi_0$  maleją. W wyniku jednak  $f_{uk}$  rośnie, gdyż wzrost  $f_{pr}$  jest szybszy niż zmniejszanie się kąta  $\Phi_0$ . Gdy jednak  $f_{pr}$  dąży do  $f_{kr}$ , to choć  $f_{pr}$  rośnie, kąt  $\Phi_0$  maleje tak gwałtownie, że w wyniku ostatecznym  $f_{uk}$  zaczyna maleć. Istnieje więc pewne maksimum  $f_{uk} = f_g = \text{MUF}$ .

Aby obliczyć częstotliwości MUF dla danej trasy i danej warstwy, np. dla warstwy F2, muszą być spełnione dwa warunki:

1. Wysokość pozorną odbicia fali od jonosfery dla transmisji pionowej zależy tylko od częstotliwości, natomiast wysokość ta dla transmisji ukośnej zależy od częstotliwości i od odległości nadajnika od odbiornika. Stąd częstotliwość i kąt padania muszą być tak dobrane, aby fala odbita od jonosfery dotarła do punktu odbiorczego. Inaczej mówiąc, częstotliwość  $f_{uk} = \frac{f_{pr}}{\cos \Phi_0}$  oraz wysokość pozorną  $h'$  muszą jednocześnie leżeć na krzywej  $h'f$  zapisu jonosferycznego i jednocześnie musi być spełnione równanie (33)

$$\operatorname{tg} \Phi_0 = \frac{D}{2h'}$$

2. Do znalezienia MUF konieczne jest określenie największej częstotliwości  $f_{uk}$ , która spełnia warunek poprzedni.

Tok postępowania w celu znalezienia częstotliwości MUF dla danej trasy jest następujący.

Na zapisie jonosferycznym  $h'(f_{pr})$  wykreślamy szereg krzywych  $h'(f_{uk})$ , gdzie  $f_{uk}$  jest obliczone z równań (33) i (35) dla wartości  $\sec \Phi_0$ , odpowiadających różnym wartościom  $h'$  przy stałej odległości  $D$  od nadajnika do odbiornika. Te krzywe, zwane krzywymi transmisyjnymi, są wykreślone dla szeregu wartości parametru  $f_{uk}$ .

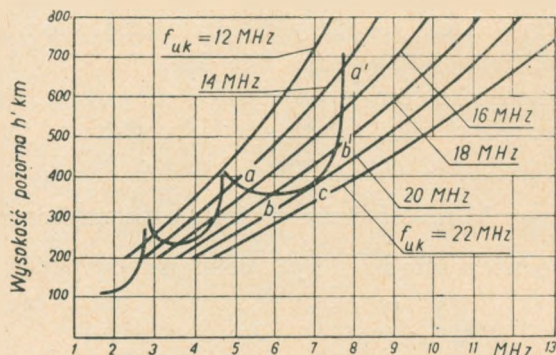
Rysunek 22 przedstawia zapis jonosferyczny oraz naniesione krzywe transmisyjne dla stałej odległości  $D$  i różnych wartości parametru  $f_{uk} = \text{const}$ .

Punkty przecięcia krzywych transmisyjnych z zapisem jonosferycznym dają odpowiednie częstotliwości i wysokości pozorną, na których fale o tych częstotliwościach transmitowane ukośnie są odbijane.

Z rysunku 22 widać, że większość krzywych transmisyjnych przecina zapis jonosferyczny dla warstwy F2 w dwóch punktach. Oznacza to, że dla danej odległości istnieją 2 częstotliwości, które po odbiciu od różnych

poziomów warstwy  $F2$  dają odbiór (patrz p.  $a$  i  $a'$  na krzywej  $h' = \varphi(f_{pr})$ ) dla  $f_{uk} = 14$  MHz oraz  $b$  i  $b'$  na krzywej dla  $f_{uk} = 18$  MHz). Widać też, że w miarę jak zapis jonosferyczny przecina krzywe transmisyjne odpowiadające większym wartościom  $f_{uk} = \text{const}$ , punkty przecięcia zapisu jonosferycznego i krzywych transmisyjnych zbliżają się do siebie i w granicznym przypadku pokrywają się; odpowiada to na rys. 22 punktowi  $c$ , który jest punktem styczności krzywej transmisyjnej o parametrze  $f_{uk} = 20$  MHz i krzywej zapisu jonosferycznego. Punktowi temu odpowiada maksymalna częstotliwość użytkowa  $MUF = f_g = 20$  MHz.

Fala o większej częstotliwości niż w tym przypadku 20 MHz nie odbije się od jonosfery, a fale o mniejszych częstotliwościach będą silniej tłumione niż fale o częstotliwości MUF. Odległość, dla której dana częstotli-



Rys. 22. Zapis jonosferyczny (jonogram) oraz naniesione krzywe transmisyjne dla  $D = 2000$  km i różnych wartości  $f_{uk} = \text{const}$  [A. 7]

wość jest częstotliwością MUF nazywa się uskokiem dla tej częstotliwości.

Rysunek 23 ilustruje przebieg fal w jonosferze o różnych częstotliwościach, odpowiednio do rys. 22.

Z rysunku 23 widać, że fala o częstotliwości  $f_{uk} = 14$  MHz (odpowiada to p.  $a$  i  $b$  na rys. 22) dochodzi do odbiornika dwiema drogami odbijając się na dwóch różnych wysokościach warstwy. Fala ta jest znacznie tłumiona. Podobnie fala o częstotliwości  $f_{uk} = 18$  MHz dochodzi również dwiema drogami i jest również tłumiona znacznie, choć nieco mniej niż fala o częstotliwości 14 MHz. Najlepszy odbiór osiąga się przy  $f_{uk} = f_g = MUF = 20$  MHz; ta fala odbija się tylko na jednej wysokości i jest najsilniejsza.

Wzór (35) dokładny dla płaskiej ziemi i płaskiej jonosfery należy zmodyfikować dla warunków rzeczywistych. Przy uwzględnianiu krzywizny ziemi i krzywizny jonosfery używa się wzoru skorygowanego

$$f_{uk} = k \cdot f_{pr} \cdot \sec \Phi_0$$

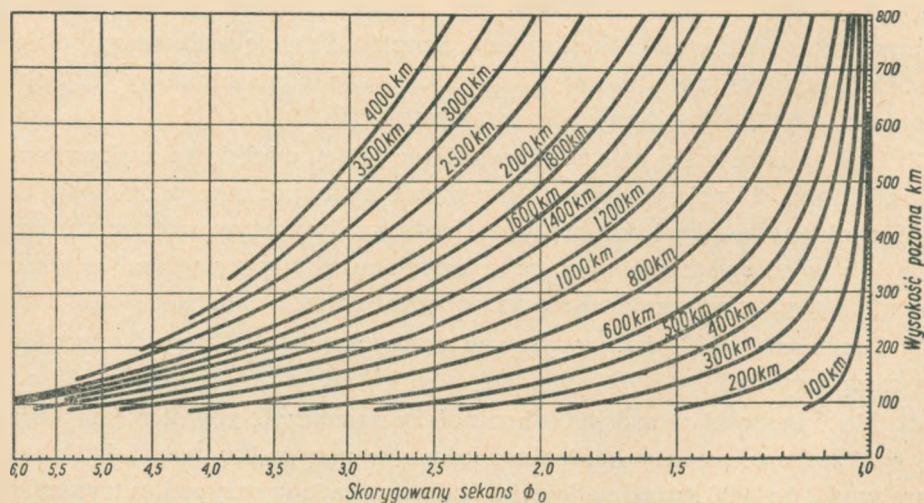
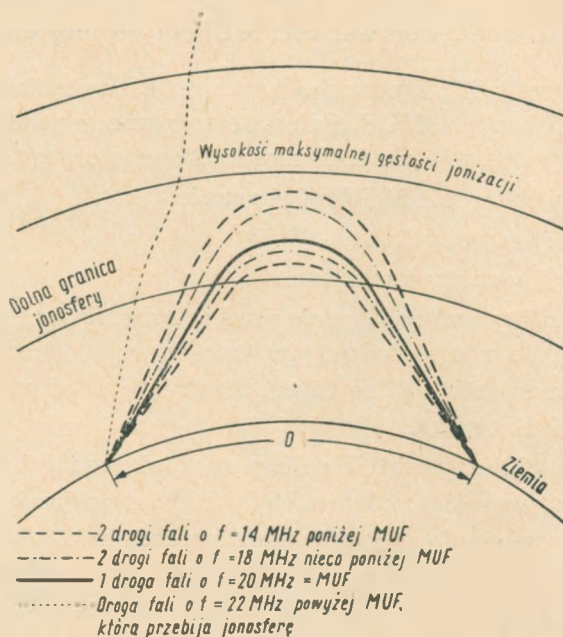
gdzie  $k$  — współczynnik korekcyjny, większy od jedności.

Wartość  $k$  jest funkcją odległości i stanu jonosfery i jest bardzo trudna do ujęcia matematycznego. Zwykle stosuje się w praktyce tzw. „sekans sko-

rygowany"  $k \cdot \sec \Phi_0$ . Wartość sekansa skorygowanego  $k \cdot \sec \Phi_0$  jest zawsze większa od jedności.

Wartość  $k$  można obliczyć dla każdej pozornej wysokości warstwy przyjmując dwa graniczne stany jonizacji: jeden, gdy fala wnika do górnych warstw jonosfery, drugi — gdy fala odbija się od dolnej granicy jonosfery.

Rys. 23. Różne drogi fal jonosferycznych w zależności od częstotliwości [A. 7]



Rys. 24. Logarytmiczne krzywe transmisyjne dla rzeczywistej ziemi i jonosfery [A. 7]

Z krzywej otrzymanej w ten sposób możemy metodą przybliżoną otrzymać wartość  $k$ .

Czynnik  $k \cdot \sec \psi_0$  podawany jest jako skala odciętych na wykresie wyrażającym zależność pozornej wysokości jonosfery dla szeregu odległości między nadajnikiem i odbiornikiem (rys. 24).

### 2.21.2. Obliczanie wartości MUF za pomocą map

Termin MUF odnosi się w tych rozważaniach do środkowych wartości miesięcznych. MUF obliczone za pomocą poniższej metody dają pewność pracy w czasie ok. 50% niezakłóconego okresu.

Do obliczenia MUF należy znać:

- 1) długość trasy,
- 2) punkty kontrolne.

Punkty kontrolne są to punkty na krzywych wielkiego koła, którym odpowiada miejsce odbicia w jonosferze. Dla komunikacji dalekosiężnej poprzez warstwę  $F_2$  są to punkty leżące w odległości 2000 km od nadajnika i od odbiornika.

Do obliczania MUF należy mieć taką mapę świata, jak podano na rys. 16, oraz rysunek przedstawiający krzywe wielkich kół, jak podano na rys. 25. Krzywe ciągłe na tym rysunku przedstawiają wielkie koła, a krzywe przerywane przedstawiają odległości między wielkimi kołami w tysiącach kilometrów.

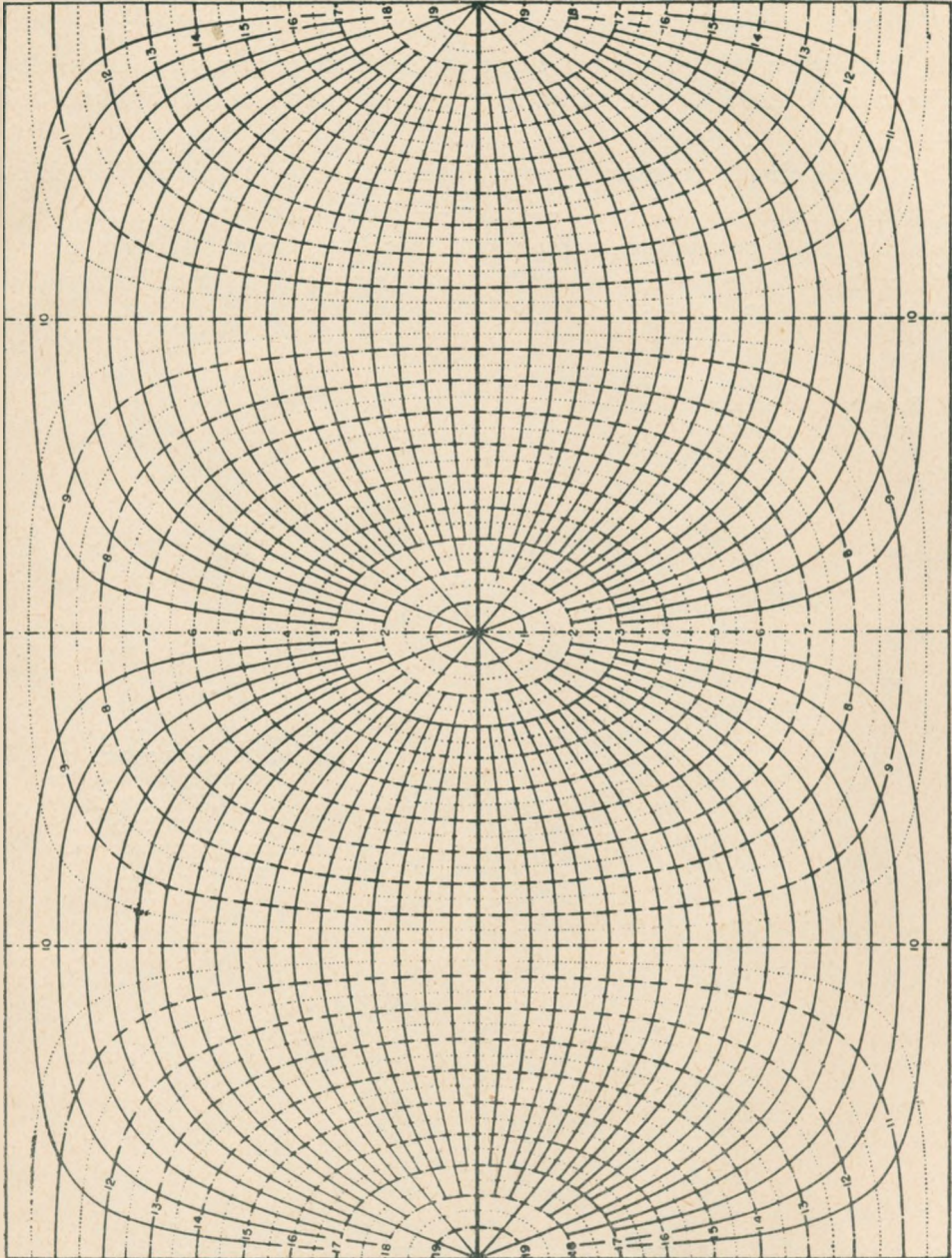
Przy obliczaniu MUF należy postępować w sposób następujący:

- 1) Nałożyć kawałek kalki kreślarskiej na podaną na rys. 16 mapę świata. Narysować na kalce równik. Oznaczyć kropkami stację nadawczą i odbiorczą. Oznaczyć południk, któremu będzie odpowiadał czas lokalny przy obliczeniach. Zwykle przyjmuje się czas Greenwich.

- 2) Tak nałożyć kalkę na rys. 25, przedstawiający wielkie koła, aby równiki kalki i rys. 25 pokrywały się. Przesuwać kalkę poziomo tak daleko, dopóki punkt nadawczy i odbiorczy nie będą leżały na tym samym wielkim kole lub w odległościach proporcjonalnych między przyległymi wielkimi kołami. Narysować wielkie koło przechodzące przez nadajnik i odbiornik.

- 3) Dla tras do 4000 km narysować punkt środkowy trasy, korzystając przy tym z rys. 25.

- 4) Dla odległości ponad 4000 km należy zaznaczyć, również posilkując się rys. 25, tzw. punkty kontrolne, leżące w przypadku transmisji przez warstwę  $F_2$  po 2000 km od nadajnika i odbiornika, a w przypadku transmisji przez warstwę  $E$  — po 1000 km od nadajnika i odbiornika.



Rys. 25. Siatka ortodromowa scentrowana na równik. Linie ciągłe przedstawiają ortodromy. Linie przerywane wyznaczają odległości wyrażone liczbami w tysiącach kilometrów [A. 7]



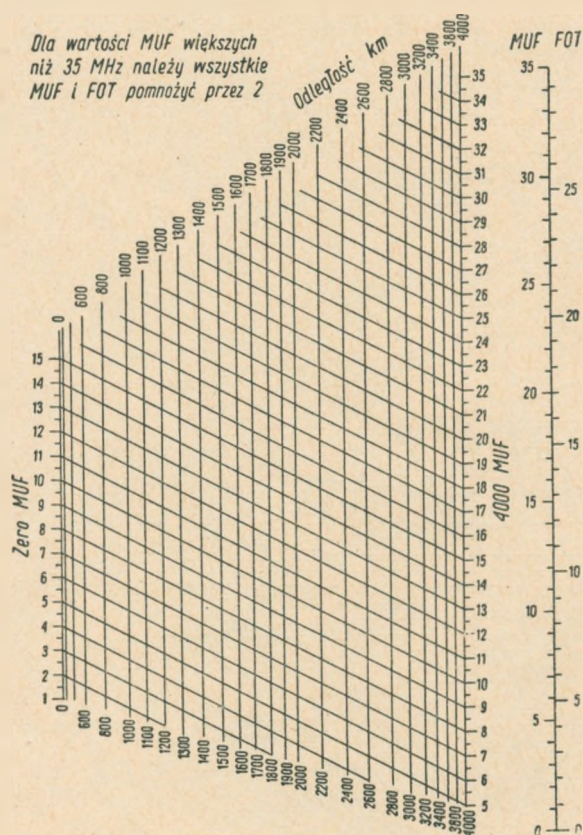
### 2.21.3. Obliczanie MUF dla transmisji przez warstwę F2 dla odległości do 4000 km (1 skok)

W danym przypadku należy postępować w sposób następujący:

1) Oznaczyć punkt środkowy trasy w sposób podany wyżej. Umieścić kalkę z punktami nadawczym i odbiorczym na mapie tak, aby właściwe punkty pokrywały się.

2) Znaleźć obszar, w jakim wypada punkt środkowy (obszar *E*, *W* lub *I*).

Umieścić kalkę na mapie F2 — zero — MUF odpowiedniego obszaru; przesuwać kalkę po mapie poziomo w taki sposób, aby równiki kalki i mapy stale pokrywały się, dopóki południk  $0^\circ$  nie pokryje się ze współrzędną 00 czasu na mapie F2 — zero — MUF.



Rys. 26. Nomogram umożliwiający znalezienie MUF i FOT dla odległości do 4000 km, przy transmisji poprzez warstwę F2 [A. 7]

3) Odczytać wartość F2 — zero — MUF dla punktu środkowego.

4) Powtórzyć postępowanie opisane w p. 2) i 3) również w odniesieniu do mapy F2 — 4000 — MUF odpowiedniej strefy.

5) Należy skorzystać z nomogramu przedstawionego na rys. 26 w sposób następujący.

Poprowadzić linię łączącą punkt odpowiadający znalezionej  $F2$  — zero — MUF na skali po lewej stronie nomogramu z punktem odpowiadającym  $F2$  — 4000 — MUF na skali po prawej stronie nomogramu. Punkt przecięcia tej prostej z linią pionową, odpowiadającą danej długości trasy, da nam szukaną wartość MUF danej trasy.

P r z y k ł a d:

$F2$  — zero — MUF = 6,8 MHz;  $F2$  — 4000 — MUF = 23,0 MHz.

Dla trasy 3000 km  $F2$  — MUF wynosi 20,8 MHz.

6) Powtórzyć postępowanie opisane w p. 2), 3), 4) i 5) dla wszystkich godzin doby.

Dla przykładu podane są w tabl. 9 wyniki otrzymane dla transmisji poprzez warstwę  $F2$  z Waszyngtonu do Miami dla czerwca 1947 r.

Tablica 9

Zestawienie wyników MUF otrzymanych dla transmisji poprzez warstwę  $F2$  (odległość do 4000 km)

Czas Greenwich godz.	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
$F2$ — MUF w MHz	14,7	13,4	12,8	12,1	11,4	10,5	12,7	14,8	15,4	15,7	16,3	15,8

#### 2.21.4. Obliczanie MUF dla transmisji poprzez regularne warstwy $F2$ i $E$ — $F1$ dla odległości do 4000 km

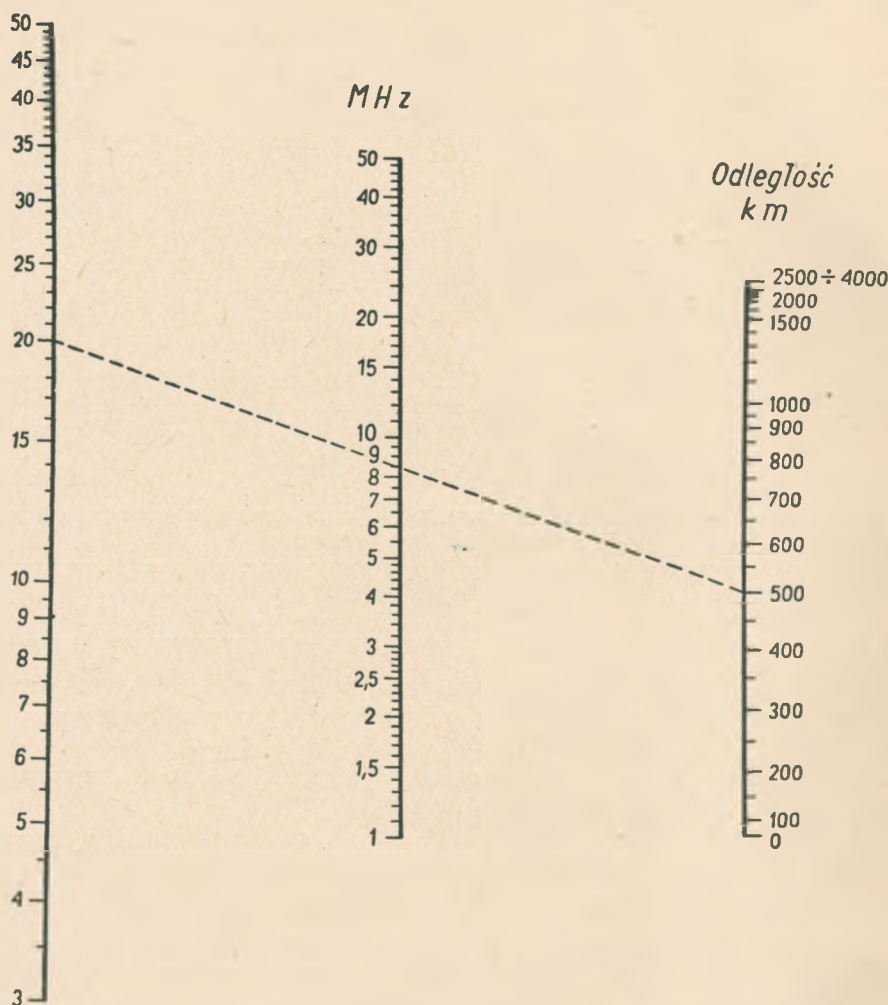
W danym przypadku należy postępować w sposób następujący:

1) Obliczyć MUF dla warstwy  $F2$  jak wyżej.

2) Umieścić kalkę, przedstawiającą wielkie koła, na mapie  $E$  — 2000 — MUF. Przesuwając kalkę tak jak opisano poprzednio, odczytać dla każdej godziny odpowiedni MUF dla punktu środkowego trasy. W celu uzyskania MUF dla rzeczywistej odległości należy użyć nomogramu przedstawionego na rys. 27. Nomogram ten, opracowany przez źródła amerykańskie na podstawie doświadczeń, uwzględnia prócz transmisji przez warstwę  $E$  również transmisję przez warstwę  $F1$ . W tym nomogramie przyjmuje się mianowicie, że transmisje na trasach od 2000 do 4000 km dochodzą do skutku poprzez warstwę  $F1$ . W tym przypadku MUF dla warstwy  $F1$  jest większa niż MUF dla warstwy  $E$ .

Na tym nomogramie należy dla każdej godziny poprowadzić prostą, łączącą wartość  $E$  — 2000 — MUF na skali po lewej stronie z wartością odpowiadającą danej długości trasy na skali po prawej stronie. Szukaną war-

## E - 2000 - MUF



Rys. 27. Nomogram umożliwiające znalezienie MUF i FOT dla dowolnych odległości poprzez kombinowaną warstwę E-F1 [A. 7]

tość częstotliwości MUF dla warstwy E — F1 odczytuje się na skali środkowej.

3) Porównać, która wartość MUF jest większa — czy dla warstwy F2, czy dla warstwy E — F1. Jako MUF dla danej godziny należy przyjąć wartość większą z dwu otrzymanych.

Dla przykładu podane jest w tabl. 10 zestawienie wyników dla transmisji poprzez regularne warstwy F2 i E — F1 pomiędzy Waszyngtonem i Miami z czerwca 1947 r.

Tablica 10

Zestawienie wyników otrzymanych dla transmisji z uwzględnieniem warstw  $F_2$  i  $E-F_1$  (odległość do 4000 km)

Czas Greenwich godz.	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
F2-MUF	14,7	13,4	12,8	12,1	11,4	10,5	12,7	14,8	15,4	15,7	16,3	15,8
E-F1-MUF	8,9	—	—	—	—	6,2	13,1	16,4	18,0	18,4	17,0	14,3
MUF dla trasy w MHz	14,7	13,4	12,8	12,1	11,4	10,5	13,1	16,4	18,0	18,4	17,0	15,8

### 2.21.5. Obliczanie MUF z uwzględnieniem warstwy sporadycznej $E_s$ dla odległości do 4000 km

W danym przypadku należy postępować w sposób następujący:

1) Obliczyć wartość MUF dla transmisji przez warstwy  $F_2$  i  $E - F_1$ , jak poprzednio.

2) Umieścić kalkę z naniesioną trasą wzdłuż wielkiego koła na mapie  $fE_s$ .

Odczytać wartość  $fE_s$  w punkcie środkowym trasy dla danej godziny. Pomnożyć każdą wartość przez 5 (czynnik ustalony empirycznie), otrzymując w ten sposób  $E_s - 2000 - MUF$ .

3) Posługując się nomogramem z rys. 27 można otrzymać z wartości  $E_s - 2000 - MUF$  szukaną wartość  $E_s - MUF$  dla danej trasy. Przyjmuje się, że najwyższa wartość MUF spośród trzech wartości, a mianowicie: MUF dla  $F_2$ , MUF dla  $E - F_1$  i MUF dla  $E_s$  jest MUF dla danej trasy i godziny.

Dla przykładu podane jest w tabl. 11 zestawienie wyników dla transmisji między Waszyngtonem i Miami z czerwca 1947 r.

Tablica 11

Zestawienie wyników MUF otrzymanych dla transmisji z uwzględnieniem warstw  $F_2$ ,  $E-F_1$  i  $E_s$  (odległość do 4000 km)

Czas Greenwich godz.	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
F2-MUF	14,7	13,4	12,8	12,1	11,4	10,5	12,7	14,8	15,4	15,7	16,3	15,8
E-F1-MUF	8,9	—	—	—	—	6,2	13,1	16,4	18,0	18,4	17,0	14,3
$E_s$ -MUF	18,4	14,7	14,7	14,7	14,3	14,3	18,1	25,1	25,1	21,8	19,8	19,3
MUF dla trasy w MHz	18,4	14,7	14,7	14,7	14,3	14,3	18,1	25,1	25,1	21,8	19,8	19,3

### 2.21.6. Obliczanie MUF dla transmisji przez warstwę $F_2$ dla odległości większych od 4000 km

W danym przypadku należy postępować w sposób następujący:

1) Na kalkę przedstawiającej wielkie koło danej trasy umieścić dwa

punkty kontrolne *A* i *B* leżące o 2000 km od nadajnika i odbiornika, zgodnie z uprzednimi wskazówkami.

2) Umieszczając powyższą kalkę na mapie świata określić, w jakich obszarach (*E*, *W* lub *I*) znajdują się punkty kontrolne.

3) Umieścić kalkę z naniesioną trasą wzdłuż wielkiego koła na mapie  $F_2 - 4000 - MUF$  odpowiedniego obszaru, w którym leży punkt *A* i przesuwając kalkę poziomo po mapie  $MUF$  tak, aby równiki obu rysunków stale pokrywały się, dopóki południk  $0^\circ$  nie pokryje się ze współrzędną 00 czasu na mapie  $F_2 - 4000 - MUF$ .

4) Odczytać wartość  $F_2 - 4000 - MUF$  dla punktu *A*.

5) Powtórzyć postępowanie opisane w p. 3) i 4) dla wszystkich godzin doby.

6) Powtórzyć postępowanie opisane w p. 3) 4) i 5) dla punktu *B*, uwzględniając jego położenie w odpowiednim obszarze.

7) Jako  $MUF$  przyjmuje się wartości mniejsze z dwu otrzymanych wartości dla punktów *A* i *B* dla danej godziny.

Tablica 12

**Zestawienie wyników  $MUF$  otrzymanych dla transmisji poprzez warstwę  $F_2$  (odległość ponad 4000 km)**

Czas Greenwich godz.	$F_2 - 4000 - MUF$ dla punktu kontrolnego <i>A</i> w obszarze <i>W</i> MHz	$F_2 - 4000 - MUF$ dla punktu kontrolnego <i>B</i> w obszarze <i>I</i> MHz	$MUF$ dla trasy MHz
8	15,6	23,6	15,6
10	18,6	24,2	18,6
12	20,0	24,2	20,0
14	21,5	23,0	21,5

Dla przykładu podane jest w tabl. 12 zestawienie wyników dla transmisji pomiędzy Waszyngtonem i Triestem poprzez warstwę  $F_2$  z czerwca 1947 r. między godzinami 8 i 14 czasu Greenwich.

### 2.21.7. Obliczanie $MUF$ dla transmisji poprzez regularne warstwy $F_2$ i $E - F_1$ dla odległości większych od 4000 km

W danym przypadku należy postępować w sposób następujący:

1) Narysować na kalce dwa punkty kontrolne dla transmisji poprzez warstwę *E*, mianowicie *A'* i *B'*, leżące o 1000 km od nadajnika i odbiornika na trasie wielkiego koła.

2) Umieścić kalkę przedstawiającą wielkie koła na mapie  $E - 2000 - MUF$ . Przesuwając kalkę tak jak opisano poprzednio, odczytać wartości  $MUF$  dla punktu *A'* i dla poszczególnych godzin. Porównać wyniki z odpowiednimi wartościami  $MUF$  z rozdz. 2.21.6 dla punktu kontrolnego *A*. War-

tość większa z każdej par MUF dla danej godziny będzie MUF dla transmisji poprzez regularne warstwy  $F_2$  i  $E - F_1$  na odcinku trasy bliższym punktowi  $A$ .

3) Powtórzyć postępowanie z 2) dla punktu kontrolnego  $B'$ . Porównać wyniki z odpowiednimi wartościami MUF z rozdz. 2.21.6 dla punktu kontrolnego  $B$ . Wartość większa z każdej par MUF dla danej godziny będzie MUF dla transmisji poprzez regularne warstwy  $F_2$  i  $E - F_1$  na odcinku trasy bliższym punktowi  $B$ .

Tablica 13

Zestawienie wyników MUF otrzymanych dla transmisji z uwzględnieniem warstw  $F_2$  i  $E-F_1$  (odległość ponad 4000 km)

Czas Greenwich godz.	$F_2 - 4000 - MUF$ dla punktu $A$ w obszarze $W$ MHz	$E - 2000 - MUF$ dla punktu $A'$ MHz	MUF dla końca $A$ MHz
8	15,6	—	15,6
10	18,6	11,5	18,6
12	20,0	15,8	20,0
14	21,5	17,9	21,5

Czas Greenwich godz.	$F_2 - 4000 - MUF$ dla punktu $B$ w obszarze $I$ MHz	$E - 2000 - MUF$ dla punktu $B'$ MHz	MUF dla końca $B$ MHz	MUF dla trasy MHz
8	23,6	16,7	23,6	15,6
10	24,2	18,1	24,2	18,6
12	24,2	18,9	24,2	20,0
14	23,0	18,0	23,0	21,5

4) Wartość MUF dla trasy będzie wartością mniejszą spośród dwóch wartości MUF dla końca  $A$  i końca  $B$ .

Dla przykładu podane jest w tabl. 13 zestawienie wyników dla transmisji poprzez warstwy regularne pomiędzy Waszyngtonem i Triestem w czerwcu 1947 r. między godzinami 8 i 14 czasu Greenwich.

#### 2.21.8. Obliczanie MUF z uwzględnieniem warstwy $E_s$ dla odległości większych od 4000 km

W danym przypadku należy postępować w sposób następujący:

1) Przez nałożenie kalki na mapę świata określić, w jakich obszarach ( $E$ ,  $W$  lub  $I$ ) znajdują się punkty kontrolne  $A'$  i  $B'$ .

2) Umieścić kalkę z naniesioną trasą wzdłuż wielkiego koła na mapie  $fEs$ . Należy przy tym uwzględnić skalę szerokości geograficznych dla odpowiedniego obszaru ( $E$ ,  $W$  lub  $I$ ), w której znajduje się punkt kontrolny  $A'$ . Odczytać wartości  $fEs$  dla punktu kontrolnego  $A'$  dla żądanych godzin. Pomnożyć każdą z otrzymanych wartości przez 5 (czynniki ustalony empirycznie). W ten sposób otrzymuje się  $Es - 2000 - MUF$  na końcu  $A$  trasy.

3) Porównać wartości MUF dla końca  $A$  trasy, a mianowicie: dla transmisji poprzez warstwę  $F2$  w punkcie  $A$ , jak podano w rozdz. 2.21.6; dla transmisji przez warstwę  $E - F1$  w punkcie  $A'$ , jak podano w rozdz. 2.21.7 i dla transmisji poprzez warstwę sporadyczną  $Es$  w punkcie  $A'$ , jak podano w 1) i 2) tego rozdziału. Największa z tych trzech wartości jest MUF dla danej trasy i danej godziny.

4) W podobny sposób należy określić MUF dla końca  $B$  trasy.

5) Porównać MUF dla końca  $A$  i końca  $B$  trasy. MUF przy transmisji na danej trasie i o danej godzinie jest wartością mniejszą z dwóch MUF dla końca  $A$  i końca  $B$  trasy.

Tablica 14

Zestawienie wyników MUF otrzymanych dla transmisji z uwzględnieniem warstw  $F2$ ,  $E-F1$  i  $Es$  (odległość ponad 4000 km)

Czas Greenwich godz.	F2 — 4000 — MUF dla punktu $A$ w strefie $W$ MHz	Punkt $A'$ w strefie $W$			MUF dla końca $A$ MHz
		E—2000—MUF	$fEs$	Es-2000-MUF	
		MHz			
8	15,6	—	—	—	15,6
10	18,6	11,5	—	—	18,6
12	20,0	15,8	2,9	14,5	20,0
14	20,5	17,9	4,6	23,0	23,0

Czas Greenwich godz.	F2 — 4000 — MUF dla punktu $B$ w strefie $I$ MHz	Punkt $B'$ w strefie $I$			MUF	
		E—2000—MUF	$fEs$	Es-2000-MUF	Dla koń- ca $B$ MHz	Dla trasy MHz
		MHz				
8	23,6	16,7	5,0	25,0	25,0	15,6
10	24,2	18,1	5,0	25,0	25,0	18,6
12	24,2	18,9	4,9	24,5	24,5	20,0
14	23,0	18,0	4,2	21,0	23,0	23,0

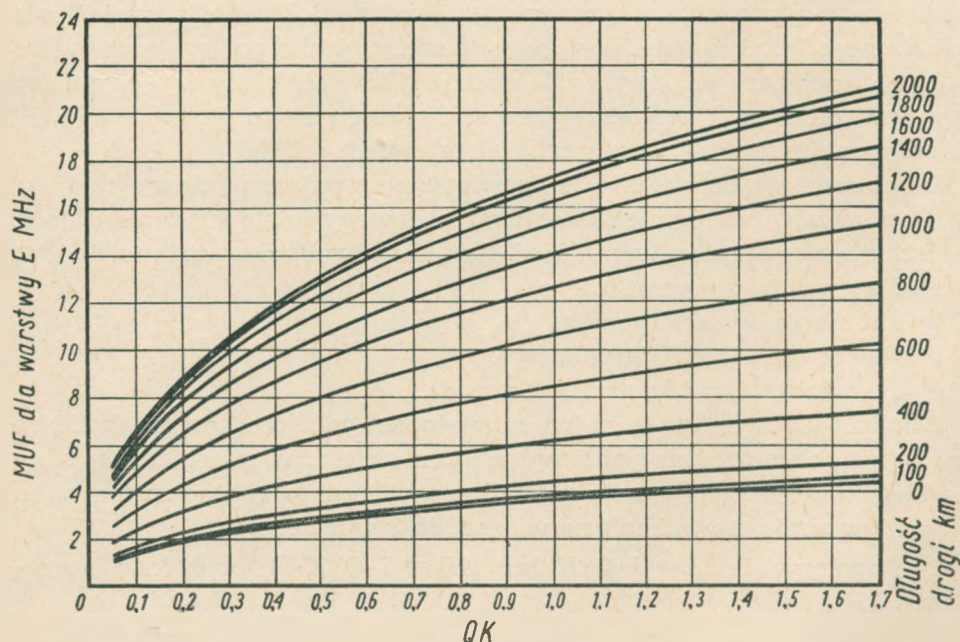
Przykładowo podano w tabl. 14 zestawienie wyników dla transmisji pomiędzy Waszyngtonem i Triestem w czerwcu 1947 r. Wartości MUF podano w MHz.

### 2.21.9. Porównanie rodzajów transmisji

Przy trasach krótkich transmisje dochodzą często do skutku poprzez warstwę  $E$  lub  $E_s$ , szczególnie podczas okresów stosunkowo małego natężenia działalności słonecznej. Dla tras długich w grę wchodzi prawie wyłącznie warstwa  $F_2$ . Dlatego przy transmisji na odległościach powyżej 4000 km należy obliczać tylko  $F_2 - 4000 - MUF$  w punktach kontrolnych leżących w odległości 2000 km od nadajnika i odbiornika oraz wybierać z każdej pary wartości mniejszą  $MUF$  dla danej godziny.

### 2.21.10. Przybliżone obliczenie wartości $E - MUF$ dla różnych długości trasy

Mapy  $MUF$  dla warstwy  $E$ , jak to podano w rozdz. 2.20, sporządzane są jedynie dla długości trasy 2000 km. W celu otrzymania wartości  $E - MUF$  dla dowolnej trasy do 2000 km można oprócz nomogramu (rys. 27)



Rys. 28. Przybliżone wartości  $E-MUF$  w zależności od  $QK$  dla różnych długości drogi [A. 7]

użyć rys. 28, dającego przybliżone wartości  $MUF$ . Dla punktu środkowego trasy  $A$ ,  $E - MUF$  znajduje się dla danej wartości iloczynu  $QK$ , gdzie  $Q$  — współczynnik uwzględniający wpływ plam słonecznych na wskaźnik absorpcji, a  $K$  — współczynnik uwzględniający dobowe zmiany wskaźnika ab-



sorpcji. Częstotliwości większe od E — MUF dla danej trasy przebijają warstwę E i ewentualnie mogą służyć do transmisji poprzez warstwę F.

U w a g a: MUF dla różnych tras w funkcji czasu GMT podane są w postaci wykresów w publikacjach [A.29] i [A.30].

## 2.22. Wartości LUF dla danej trasy

Najmniejsza częstotliwość użytkowa dla danej trasy (LUF) jest to najmniejsza częstotliwość fali, dla której natężenie pola w punkcie odbioru jest równe albo większe od wymaganego minimum.

Istnieją oddzielne metody obliczania LUF dla małych, średnich i dużych odległości. LUF dla średnich odległości oblicza się za pomocą 2 kompletów krzywych natężenia pola. Do obliczenia zaś LUF dla małych i dużych odległości używa się odpowiednich nomogramów\*) (rys. 30 i 33).

Za pomocą tak otrzymanych LUF powinna być zapewniona komunikacja przez 90% czasu w ciągu miesiąca. Jednakże w praktyce istnieją znaczne odstępstwa spowodowane tym, że nie są znane dokładnie wartości pola odbieranego i pożądanego. Wynika to ze zmian, jakim podlegają powyższe pola w sposób przypadkowy z dnia na dzień. Również błędy w ocenie mocy wypromieniowanej i poziomu zakłóceń wpływają na to, że wartości LUF należy przyjmować ze znacznymi zastrzeżeniami.

Do obliczenia wartości LUF należy znać następujące parametry:

1) Poziom zakłóceń w miejscu odbioru podawany w stopniach od 0 do 5.

Istnieją mapy poziomów zakłóceń dla 4 okresów w roku, a mianowicie:\*\*)

- a) dla grudnia, stycznia, lutego,
- b) dla marca, kwietnia, maja,
- c) dla czerwca, lipca, sierpnia (rys. 29),
- d) dla września, października, listopada.

Z map tych wynika, że największy stopień zakłóceń jest w okolicach lądowych podzwrotnikowych i wynosi tam ok. 4,5. W miarę zbliżania się do biegunów zakłócenia maleją. Dla Europy Środkowej stopień ten waha się od 2 w zimie, na jesieni i na wiosnę, do 3 w lecie.

2) Współczynnik  $A = J \cdot Q \cdot K$  lub  $AD = J \cdot Q \cdot K \cdot D$ , omówiony w rozdziale 2.14.

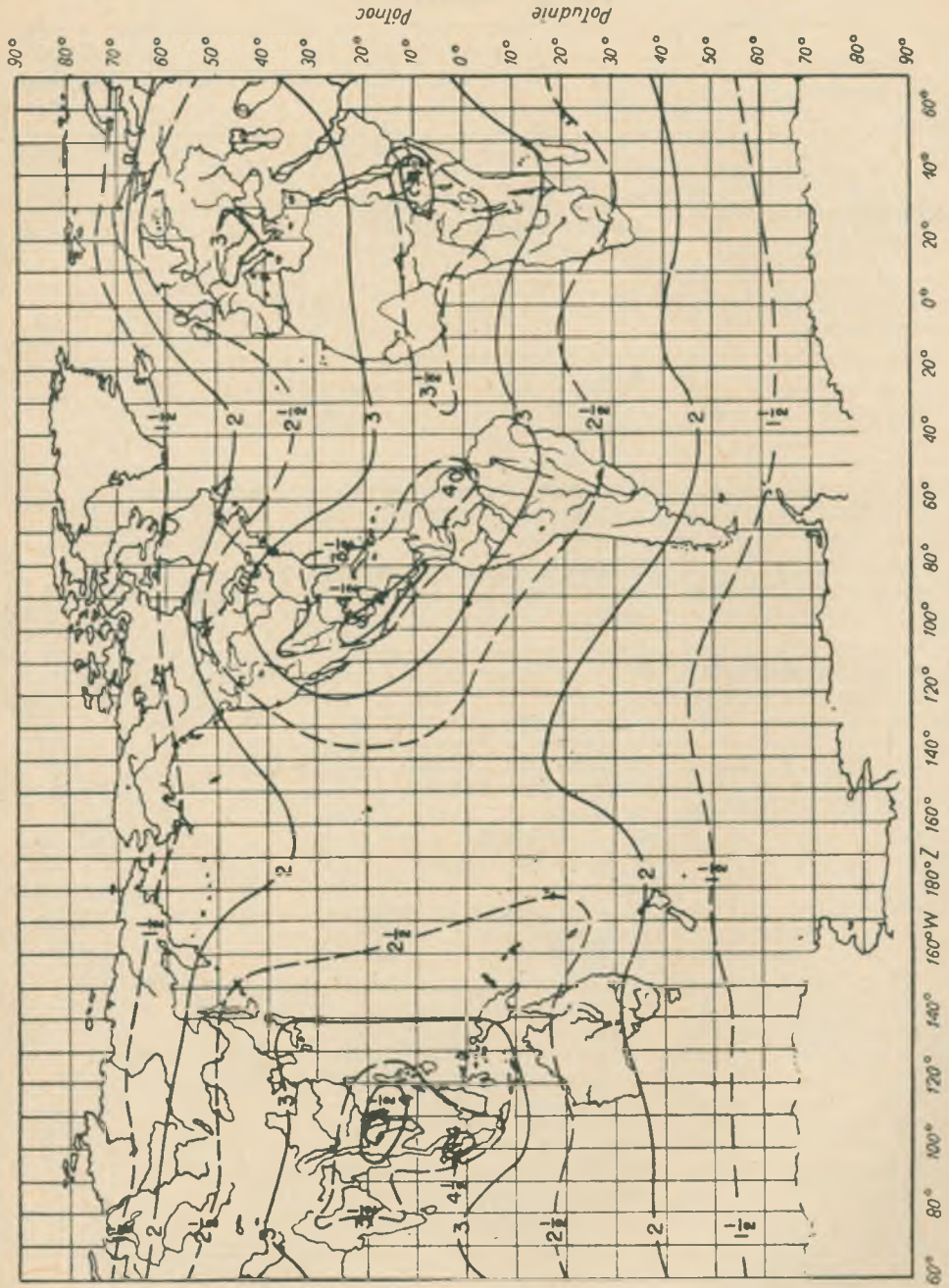
3) Rodzaj propagacji oraz kąt promieniowania i przychodzenia fali.

4) Współczynnik  $T$  dla rodzaju służby radiokomunikacyjnej.

Wykresy pożądanego natężenia pola, które podawane są zwykle dla radio-

\*) Nomogramy dotyczące LUF, podawane w literaturze amerykańskiej, nie są dostatecznie uzasadnione.

\*\*\*) Nowe dane dotyczące poziomu zakłóceń są opublikowane w zbiorze dokumentów CCIR z konferencji w Warszawie w 1956 r. [B. 16]. Tłumaczenie polskie omawianego dokumentu pt. „Rewizja danych dotyczących radiowych zakłóceń atmosferycznych” było opublikowane przez Instytut Łączności w 1958 r.



Rys. 29. Mapa zakłóceń dla czerwca, lipca i sierpnia [A. 7]

Tabela 15

Wartości współczynnika  $T$ 

Typ służby radio-komunikacyjnej	Warunki pracy		Współczynnik $T$
1	2		3
Radiotelefonja dwuwstęgową	Pasma odbierane 3 kHz z każdej strony fali nośnej; głębokość modulacji 100%; zrozumiałość 90%		1
Radiotelefonja jednowstęgową	Fala nośna stłumiona o 10 do 25 dB		4,0
Radiofonja typowa	Szerokość pasma odbieranego 6 kHz z każdej strony fali nośnej; stosunek sygnału do zakłóceń 38 dB		0,0025
Międzynarodowa radiofonja krótkofalowa	Przyjmuje się znacznie większe dopuszczalne zakłócenia niż przy radiofonii typowej		0,032
Telegrafja z ręczną manipulacją fali ciągłej	Szerokość pasma odbieranego 3 kHz z każdej strony fali nośnej; 90% zrozumiałości przy 10 słowach na minutę		50
Szybka telegrafja maszynowa z manipulacją fali ciągłej	80 do 120 słów na minutę	Odbiór zbiorczy Odbiór zwykły	32 12,6
Dalekopis z przerywaną falą nośną	60 słów na minutę; fala nośna włączana w czasie nadawania znaku, a wyłączana w czasie przerwy	Odbiór zbiorczy Odbiór zwykły	16 6,3
Dalekopis z przesuwem częstotliwości	60 słów na minutę; przesuw 425 Hz z każdej strony fali nośnej; odbiór zbiorczy		100
Telegrafja z ręczną manipulacją modulowanej fali ciągłej	Głębokość modulacji 100% (wymagane natężenie pola jest odwrotnie proporcjonalne do głębokości modulacji)		32
System dupleksowy dalekopisu z przesuwem częstotliwości	60 słów na minutę; kanały dalekopisu pracują jednocześnie; odbiór zbiorczy		32
Dwuwstęgowy system dalekopisowy z modulacją pojedynczym tonem akustycznym	60 słów na minutę; dalekopis jednokanałowy; ton włączany w czasie nadawania znaku, wyłączany w czasie przerwy		4
Dwuwstęgowy system dalekopisowy z modulacją dwutonową	60 słów na minutę; dalekopis jednokanałowy; jeden ton włączany w czasie nadawania znaku, drugi — w czasie przerwy		16

1	2	3	
Dwuwstęgowy system dalekopisowy z modulacją 4-tonową	60 słów na minutę; dalekopis jednokanałowy, dwa tony włączane w czasie nadawania znaku, dwa — w czasie przerwy	50	
Jednowstęgowy system dalekopisowy z modulacją dwutonową	Każdy kanał dalekopisu 60 słów na minutę; jeden ton włączany w czasie nadawania sygnału, drugi — w czasie przerwy	1 kanał 3 kanały 6 kanałów	63 20 10
Jednowstęgowy system dalekopisowy z modulacją 4-tonową	Każdy kanał dalekopisu 60 słów na minutę; dwa tony włączane w czasie nadawania sygnału, dwa — w czasie przerwy	1 kanał 2 kanały 3 kanały	200 100 63
Jednowstęgowy system fototelegraficzny		4,0	
Dwuwstęgowy system fototelegraficzny	Odbiór zbiorczy Odbiór zwykły	2,0 1,0	
System fototelegraficzny z przesuwem częstotliwości	Odbiór zbiorczy Odbiór zwykły	7,9 4,0	

telefonii. Dla innych służb współczynnik  $T$  zdefiniowany jest jako stosunek minimalnej mocy wypromieniowanej, niezbędnej dla radiotelefonii, do mocy promieniowanej niezbędnej dla danej służby. Współczynniki  $T$  dla różnych służb podane są w tabl. 15.

##### 5) Współczynnik wyróżnienia zakłóceń $Z$ .

Wartość pożądanego pola zmienia się zależnie od tego, czy antena odbiorcza wyróżnia odbiór sygnału w odniesieniu do zakłóceń, czy też odwrotnie — wyróżnia odbiór zakłóceń w odniesieniu do sygnału. To wyróżnianie zależy od kątów padania sygnałów i zakłóceń oraz od charakterystyki anteny odbiorczej.

Istnieje niewiele danych co do kątów padania zakłóceń atmosferycznych. Wiadomo, że większość tych zakłóceń pochodzi z okolic podzwrotnikowych, gdzie występują bardzo często burze z piorunami.

Kąty padania zakłóceń w płaszczyźnie poziomej są zmienne w szerokich granicach. W płaszczyźnie pionowej kąt padania zakłóceń wynosi średnio  $20^\circ$ .

Dla anten odbiorczych, których charakterystyki nie mają wyraźnych bocznych listków (np. dla prostego drutu pionowego, dla dipola poziomego lub anteny typu L — odwróconego, której część pionowa jest krótsza od  $0,5 \lambda$ ), można określić współczynnik  $Z$ .

Dla tych anten:

- a) jeśli kąt padania fali leży w granicach  $10^\circ$  do  $30^\circ$ , współczynnik  $Z = 1$ ;
- b) jeśli kąt padania fali jest większy od  $30^\circ$  lub mniejszy od  $10^\circ$ ,  $Z$  równa się stosunkowi zysku energetycznego anteny dla kąta padania fali do średniego zysku energetycznego dla kątów pionowych w granicach od  $10^\circ$  do  $30^\circ$ , dla wszystkich kątów poziomych.

W przypadku zakłóceń galaktycznych, występujących przy wyższych częstotliwościach,  $Z$  równa się stosunkowi zysku energetycznego dla kąta padania fali do przeciętnego zysku dla wszystkich kątów padania.

Gdy antena ma wyraźne listki boczne w charakterystykach i jeśli sygnał jest odbierany przez główny listek,  $Z$  nie może być mniejsze od 1;  $Z$  może być w tym przypadku większe od zysku energetycznego anteny, zależnie od kierunków listków w stosunku do kątów padania fali.

6) Zysk kierunkowy anteny nadawczej  $G$ :

$$G = \frac{P}{P_0},$$

gdzie:

$P$  — moc promieniowana w danym kierunku,  
 $P_0$  — całkowita moc wypromieniowana.

7) Zastępczy zysk  $G'$  i zastępcza moc promieniowania  $P'$ .  
 $G'$  i  $P'$  są zdefiniowane przez następujące równania:

$$P' = G' \cdot P_0, \quad G' = TZG,$$

gdzie:

$T$  — współczynnik rodzaju służby,  
 $Z$  — współczynnik wyróżnienia zakłóceń,  
 $G$  — zysk kierunkowy anteny,  
 $P_0$  — całkowita moc wypromieniowana.

U w a g a:  $Z$  i  $G$  mogą się zmieniać zależnie od warunków propagacji.

8) Zastępcza odległość  $D'$  dla długich tras.

Odległości, uwidocznione na skalach nomogramów po lewej stronie, dla długich tras, odnoszą się jedynie do zastępczej mocy wypromieniowanej  $P' = 1$  kW.

Dla innych wartości  $P'$  zastępczą odległość  $D'$  znajduje się za pomocą pomocniczej skali  $P'$ , wydrukowanej wzdłuż każdego nomogramu, w sposób następujący:

- a) Zaznaczyć punkt odpowiadający długości trasy  $D$  na skali odległości.
- b) Krawędź kawałka papieru przyłożyć do pomocniczej skali  $P'$ .

Zrobić znak na tym kawałku papieru naprzeciw punktu odpowiadającego  $P' = 1,0$  kW i drugi znak naprzeciw obliczonej wartości  $P'$ .

- c) Nie obracając papieru, poruszać nim po skali odległości i zrównać znak 1,0 kW z punktem  $D$  zaznaczonym w punkcie a).

- d) Umieścić znak na skali odległości naprzeciwko drugiego znaku na papierze pomocniczym.
- e) Zaznaczamy przez to punkt  $D'$ , który łącznie z nomogramem będzie użyty do wyznaczenia LUF.

### 2.22.1. Obliczanie LUF dla krótkich tras 0 ÷ 400 km

1) Za pomocą odpowiedniej mapy zakłóceń określić stopień zakłóceń atmosferycznych dla stacji odbiorczej.

2) Obliczyć moc  $P'$  dla kąta promieniowania odpowiadającego danemu rodzajowi propagacji. (W grę wchodzi tu tylko jeden skok przez warstwę  $F2$  lub  $E$ ).

Jeśli  $P'$  jest funkcją częstotliwości, obliczyć  $P'$  dla kilku częstotliwości w zakresie, gdzie przewidywany jest spadek LUF, i narysować wygładzoną krzywą  $P'$  w funkcji częstotliwości w rozpatrywanym zakresie.

3) Obliczyć  $A = J \cdot Q \cdot K$  dla rozpatrywanego czasu lokalnego stacji odbiorczej. Nomogramy podawane są tylko dla pewnych godzin. Jeśli rozpatrywany czas zgadza się z czasem podanym na nomogramach, otrzymuje się LUF bezpośrednio z nomogramów. W przeciwnym razie należy obliczyć  $A$  dla kilku czasów lokalnych podanych w nomogramach. Otrzymuje się wówczas LUF dla każdego czasu z wygładzonej krzywej narysowanej dla wyliczonych wartości.

4) Wybrać nomogram odpowiedni do czasu lokalnego, dla którego obliczono  $A$  (np. rys. 30).

5) Zaznaczyć wartość  $A$  na skali po prawej stronie,  $P'$  zaś na skali po lewej stronie nomogramu. Jeśli  $P'$  jest funkcją częstotliwości, należy narysować wartość odpowiadającą częstotliwości bliskiej środkowi zakresu wybranemu w punkcie 2).

6) Połączyć linią prostą  $A$  z  $P'$ . Należy zanotować częstotliwość odpowiadającą przecięciu tej prostej z krzywą poziomu szumów własnych odbiornika lub zakłóceń atmosferycznych.

U w a g a: Krzywa poziomu szumów własnych odbiornika jest poprawna tylko dla półfalowego dipola odbiorczego przy średnich kątach.

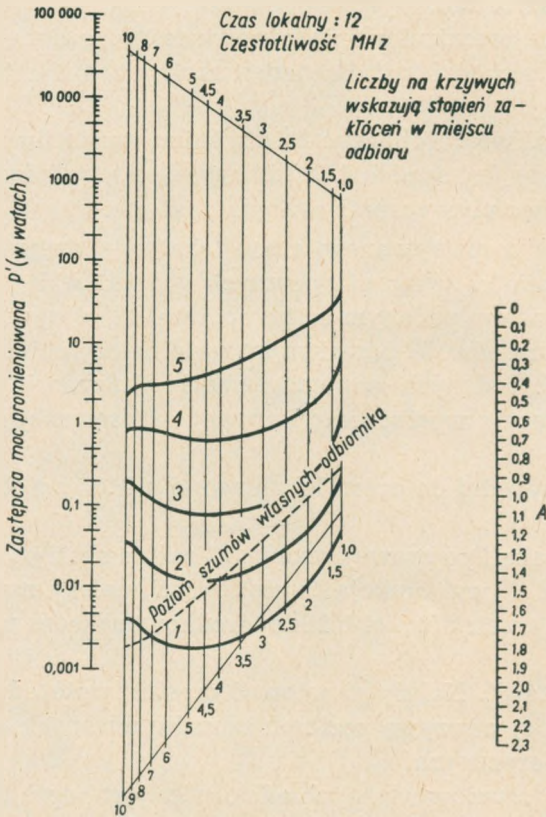
7) Jeśli częstotliwość otrzymana w p. 6) nie jest taka sama, jak częstotliwość odpowiadająca  $P'$ , należy powtórzyć operację z p. 6) dla mocy  $P'$  odpowiadającej nowej częstotliwości.

Należy powtarzać tę operację tak długo, dopóki LUF nie będzie taka sama, jak częstotliwość, dla której obliczono  $P'$ . Ta właśnie częstotliwość jest poprawną wartością LUF dla danego rodzaju propagacji.

8) Należy powtórzyć operację z p. 2) do 7) dla innego rodzaju propagacji. Niższa z dwóch otrzymanych w ten sposób wartości LUF jest pożądaną wartością LUF dla danej trasy.

Przykład. Znaleźć LUF dla fali jonosferycznej, jeśli:

- odbiór dotyczy radiotelefonu,
- trasa o długości 100 km przebiega w pobliżu Manilli,
- czas lokalny godzina 12, czerwiec 1947,
- $P_0 = 25$  W,
- $G = 0,5$  (-3 dB),
- $Z = 1$  (0 dB) niezależnie od rodzaju propagacji.



Rys. 30. Nomogram do obliczania LUF dla odległości 0-400 km [A. 7]

### Rozwiązanie

Z rysunku 29 znajdujemy dla naszych warunków stopień zakłóceń 4. Współczynnik  $T = 1$  (tabl. 15). Znając już wartości  $P_0$ ,  $T$ ,  $Z$  i  $G$  możemy obliczyć moc zastępczą  $P' = P_0 \cdot T \cdot Z \cdot G = 25 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 0,5 = 12,5$  W. Następnie określamy współczynnik  $A = J \cdot Q \cdot K$ ; w tym celu znajdujemy z tabl. 7 wartość  $J = 1$ , a z rys. 7 — średnią wartość  $K = 1$ . Z kolei otrzymujemy na podstawie równania (23)  $Q = 1 + 0,005 R = 1 + 0,005 \cdot 112 = 1,56$ , gdyż wg prognoz  $R = 112$ . Wobec tego  $A = 1 \cdot 1,56 \cdot 1 = 1,56$ .

Mając już obliczone wartości  $P'$  i  $A$  zaznaczamy je na odpowiednich skalach nomogramu służącego do wyznaczania LUF (rys. 30 — dla godziny 12 czasu lokalnego i odległości do 400 km).

Punkty odpowiadające obliczonym wartościom  $P' = 12,5$  W i  $A = 1,56$  łączymy linią prostą. Przecięcie tej prostej z krzywą zakłóceń o stopniu 4 daje w wyniku szukaną wartość  $LUF = 3,4$  MHz.

### 2.22.2. Obliczanie LUF dla średnich odległości od 400 ÷ 3200 km

W danym przypadku należy postępować w sposób następujący:

1) Określić stopień zakłóceń atmosferycznych dla stacji odbiorczej za pomocą odpowiedniej mapy zakłóceń.

2) Obliczyć  $A = J \cdot Q \cdot K$  dla danej trasy i rozpatrywanego czasu lokalnego stacji odbiorczej.

Należy wziąć pod uwagę, że wykresy pożądanego natężenia pola podane są tylko dla niektórych godzin czasu lokalnego. Jeśli należy rozpatrywać czas lokalny inny niż to podano na wykresach, trzeba postępować zgodnie ze wskazaniem p. 12) tego rozdziału.

3) Obliczyć  $P'$  dla jednego rodzaju propagacji. Jeśli  $P'$  jest funkcją częstotliwości, obliczyć  $P'$  dla kilku częstotliwości w zakresie, gdzie przewidywany jest spadek LUF.

4) Przyłożyć kawałek kalki do siatki logarytmicznej i narysować linię poziomą odpowiadającą  $P' = 1$  kW (0 dB) i pionową — odpowiadającą częstotliwości 1 MHz. (Na osiach rzędnych siatki logarytmicznej, począwszy od góry, zaznaczone są moce w decybelach powyżej 1 kW i w kW w skali liniowej od -70 dB do +70 dB i odpowiednio od  $10^{-7}$  kW do  $10^7$  kW. Na osi odciętych zaznaczone są w skali logarytmicznej częstotliwości od 0,1 do 100 MHz). Narysować na kalce wygładzoną krzywą  $P'$  w funkcji częstotliwości dla jednego rodzaju propagacji w takiej samej skali, jak na siatce logarytmicznej, korzystając z obliczeń p. 3).

5) Należy przenieść kawałek kalki na krzywą pożądanego natężenia pola.

Krzywe pożądanego natężenia pola (rys. 31) przedstawiają niezbędne natężenie pola dla radiotelefonu. Są one wykreślone w funkcji częstotliwości dla godzin: 4, 8, 12, 16, 20 i 0 oraz dla różnych stopni zakłóceń. Krzywe pożądanego natężenia pola są wykreślone przy następujących założeniach:

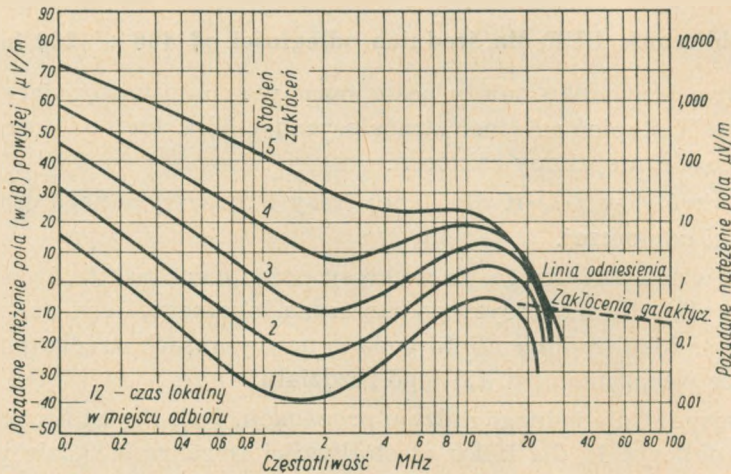
a) 90% zrozumiałości przy 100% głębokości modulacji radiotelefonu,

b) antena odbiorcza bezkierunkowa, w której indukuje się zarówno sygnał pożądaný, jak i zakłócenia.

Dla innych rodzajów służby należy wziąć pod uwagę współczynnik  $T$  rodzaju służby z tabl. 15. Należy tak umieścić kalkę na krzywych pożąda-



nego natężenia pola, aby linie 1 MHz pokrywały się. Teraz należy poruszać kalkę wzdłuż linii 1 MHz do góry lub do dołu tak, aby krzywa  $P'$  na kalce przecięła linię odniesienia na krzywych pożądanego pola dla jednej lub kilku częstotliwości. Na kalce należy zaznaczyć punkty dla tych częstotliwości odpowiadające zakłóceniom galaktycznym lub atmosferycznym. Zaznacza się przy tym zakłócenia o wyższym poziomie, odczytane na krzywych po-



Rys. 31. Minimalne natężenie pola niezbędne do zapewnienia komunikacji radiotelefonicznej w przeciągu 90% czasu, w obecności zakłóceń atmosferycznych i galaktycznych. Dla godziny 12 czasu lokalnego w miejscu odbioru [A. 7]

żądanego natężenia pola. Operację taką należy powtarzać kilkakrotnie, zaznaczając za każdym razem punkty odpowiadające wyższemu poziomowi zakłóceń. Po otrzymaniu dostatecznej liczby punktów, odpowiadających zakłóceniom, wykreślamy wygładzoną krzywą zakłóceń w funkcji częstotliwości.

6) Analogicznie należy zbadać za pomocą odpowiedniego kompletu krzywych [A.7], czy szumy własne odbiornika nie przewyższają zakłóceń atmosferycznych względnie galaktycznych.

7) Powtórzyć operacje z p. 5) i 6) dla każdego rozpatrywanego czasu lokalnego. Krzywe dla różnych czasów lokalnych mogą być wykreślone na tej samej kalce.

8) Przenieść kalkę na wykres natężenia pola padającego, uwzględniając przy tym długość trasy i rodzaj propagacji. Należy tak ustawić kalkę, aby linie 1 MHz i  $P'$  1 kW (dB) na kalce pokrywały się z linią odniesienia na wykresie. Częstotliwość, odczytana na przecięciu krzywej pożądanego pola dla danego czasu lokalnego z krzywą pola padającego, odpowiednio do wartości  $A$ , obliczonej dla tego czasu lokalnego w p. 2) jest szukaną LUF, jeżeli warunki propagacji dla tej częstotliwości są odpowiednie.

Jeśli obliczona wartość  $A$  nie jest równa żadnej z wartości, dla których są wykreślone krzywe, należy zastosować odpowiednią interpolację. W przypadku propagacji przez warstwę  $F_2$ , jeśli częstotliwość określona powyżej jest mniejsza niż częstotliwość przy której następuje ekranowanie przez warstwę  $E$ , to ta częstotliwość, przy której fala jest ekranowana przez warstwę  $E$ , jest LUF.

9) Powtórzyć operacje z p. 4) ÷ 6) dla każdego rodzaju propagacji. Przy tym, w celu uniknięcia pomyłek, należy dla każdego rodzaju propagacji zrobić oddzielne rysunki na kalce.

10) Najmniejsza z otrzymanych w ten sposób LUF jest właściwą LUF dla danej trasy.

11) W razie, gdyby długości trasy nie były równe długościom standardowym, dla których są sporządzone wykresy pola padającego, należy stosować odpowiednie interpolacje.

12) Jeśli pożądaný czas lokalny nie jest równy żadnemu z czasów lokalnych standardowych, należy również stosować odpowiednie interpolacje między dwoma czasami, lub jeszcze lepiej — wykreślić LUF dla kilku godzin. Należy przy tym wykreślić wygładzoną krzywą LUF i szukaną wartość LUF dla danego czasu wziąć z tej krzywej.

P r z y k ł a d. Znaleźć LUF dla następujących warunków pracy:

- odbiór sygnałów telegraficznych na fali ciągłej;
- trasa Waszyngton — Miami o długości 1500 km;
- czas lokalny 1200 w Miami w czerwcu 1947 r.;
- moc  $P_0 = 400$  W (4 dB poniżej 1 kW);
- $Z = 0,3$  dla 1 skoku przez warstwę  $E$ ;  $Z = 1$  dla innych rodzajów transmisji;
- $G = 0,2$  dla 1 skoku przez warstwę  $E$ ;  $G = 0,5$  dla innych rodzajów transmisji; przyjmuje się dla uproszczenia, że zarówno  $Z$  jak i  $G$  są niezależne od częstotliwości;  $Z$  i  $G$  są mniejsze dla 1 skoku przez warstwę  $E$  niż dla innych rodzajów transmisji, co jest spowodowane mniejszym kątem padania fali;
- poziom szumów własnych odbiornika do pominięcia.

R o z w i ą z a n i e:

Dla ręcznej telegrafii na fali ciągłej  $T = 50$  (+17 dB), p. tabl. 15.

Dla 1 skoku przez warstwę  $E$ :

$$P' = T \cdot Z \cdot G \cdot P_0 = 50 \cdot 0,3 \cdot 0,2 \cdot 400 \text{ W} = 1200 \text{ W} = 1,2 \text{ kW}$$

Dla innych rodzajów transmisji:

$$P' = T \cdot Z \cdot G \cdot P_0 = 50 \cdot 1 \cdot 0,5 \cdot 400 = 10000 \text{ W} = 10 \text{ kW}$$

Współczynnik  $A = J \cdot Q \cdot \bar{K} = 1,56$ , gdyż  $\bar{K} = 1,0$ ,  $J = 1,0$  (tabl. 7). Z przewidywanych liczb plam słonecznych, ogłaszanych przez źródła amerykańskie, wynika, że liczba Wolfa  $R = 112$ .

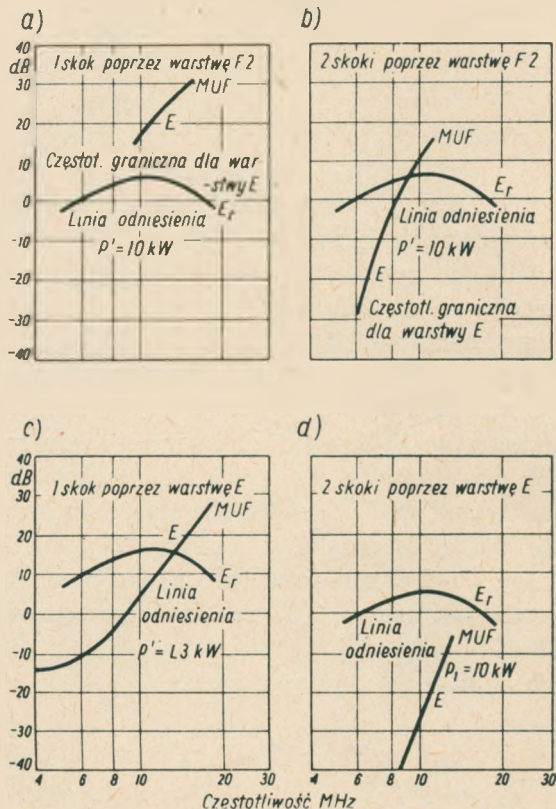
Na podstawie wzoru (23):

$$Q = 1,0 + 0,005 \cdot 112 = 1 + 0,560 = 1,56$$

Ponieważ odległość wynosi 1500 km, a krzywe natężenia pola padającego podawane są dla standardowych odległości 400 km, 1200 km, 1600 km, 2400 km i 3200 km, należy rozpatrzyć krzywe dla 1200 km i 1600 km.

Na podstawie rysunków sporządzonych wg p. 5) otrzymuje się krzywe na rys. 32.

Na rysunku 32a krzywe nie przecinają się, gdyż częstotliwość ekranowania przez warstwę E wynosi 10 MHz. Ta częstotliwość będzie więc częstotliwością LUF dla 1 skoku przez warstwę F2 i dla odległości 1600 km.



Rys. 32. Rysunek objaśniający do przykładu obliczania LUF przy odległościach od 400 do 3200 km [A. 7]

gdzie:

$E$  — natężenie pola w miejscu odbioru,  
 $E_r$  — pożądane natężenie pola.

Na rysunku 32b krzywe przecinają się przy częstotliwości około 9 MHz, jest to więc częstotliwość LUF dla transmisji 2-skokowej poprzez warstwę F2 na odległości 1600 km.

Na rysunku 32c krzywe przecinają się przy częstotliwości około 13 MHz; jest to więc częstotliwość LUF dla 1 skoku przez warstwę E na odległości 1600 km.

Na rysunku 32d krzywe nie przecinają się, gdyż częstotliwość jest większa od częstotliwości MUF. W tym przypadku częstotliwość LUF dla transmisji 2-skokowej przez warstwę *E* nie istnieje.

Wyniki otrzymane dla trasy 1200 km (przypadek ten nie jest tu przedstawiony w formie rysunku) zestawione są w tabl. 16.

Tablica 16

## Wartość LUF dla trasy 1200 km

Rodzaj transmisji	LUF w MHz
1 skok przez warstwę <i>F2</i>	Częstotliwość ekranowania
2 skoki przez warstwę <i>F2</i>	8,0
1 skok przez warstwę <i>E</i>	11,5
2 skoki przez warstwę <i>E</i>	Nie istnieje

Na podstawie interpolacji (wartość LUF dla 1200 km i LUF dla 1600 km) otrzymuje się następujące wyniki dla odległości 1500 km (tabl. 17).

Tablica 17

## Wartość LUF dla trasy szukanej 1500 km

Rodzaj transmisji	LUF w MHz
1 skok przez warstwę <i>F2</i>	9,5 = częstotliwości ekranowania
2 skoki przez warstwę <i>F2</i>	8,7
1 skok przez warstwę <i>E</i>	12,5
2 skoki przez warstwę <i>E</i>	Nie istnieje

Częstotliwość LUF dla danej trasy jest to najmniejsza częstotliwość, a więc w tym przypadku LUF dla 1500 km wynosi 8,7 MHz.

## 2.22.3. Obliczanie LUF dla odległości ponad 3200 km

Tok obliczeń jest taki sam, jak dla odległości krótkich  $0 \div 400$  km z tą różnicą, że oblicza się wartość nie  $A$ , lecz  $A \cdot D = J \cdot Q \cdot K \cdot D$ , którą odmierza się na skali umieszczonej po prawej stronie nomogramów podobnych do podanego na rys. 33.

Wartość  $D'$  oblicza się jak w p. 9), rozdz. 2.22. Wyniki otrzymujemy na przecięciu linii prostej, łączącej odpowiednie wartości  $D'$  i  $AD$  z krzywymi nomogramów.

**P r z y k ł a d.** Znaleźć LUF dla następujących warunków pracy:

- odbiór sygnałów telegraficznych na fali ciągłej,
- trasa Waszyngton — Triest o długości  $1000 \cdot D = 7100$  km,
- czas lokalny 12 w Trieście w czerwcu 1947 r.,
- moc  $P_0 = 250$  W,
- zysk  $G = 4$ ,

- f) współczynnik wyróżnienia zakłóceń  $Z = 1$ ,  
g) stopień zakłóceń 3 (z mapy zakłóceń).

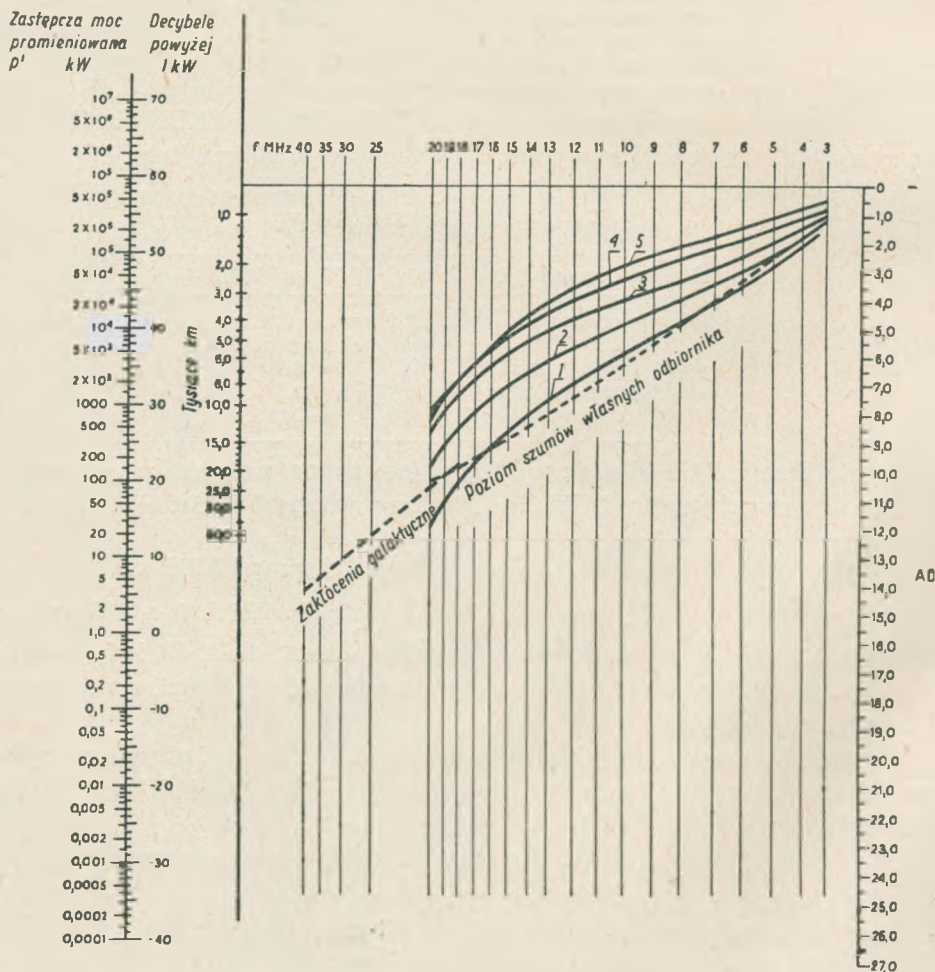
R o z w i ą z a n i e:

$$J = 1,0 \text{ (tabl. 7),}$$

$Q = 1,56$  na podstawie przewidywanej liczby Wolfa dla czerwca 1947 r.  
i wzoru (23),

$$K \cdot D = 4,9 \text{ na podstawie rozdz. 2.14.1.}$$

Wobec tego  $A \cdot D = J \cdot Q \cdot K \cdot D = 7,6$ ,  $P' = P_0 \cdot T \cdot Z \cdot G = 250 \cdot 50 \cdot 1 \cdot 4 =$   
 $= 50 \text{ kW}$ , gdyż  $T = 50$  dla odbioru sygnałów telegraficznych na fali ciągłej.



Rys. 33. Nomogram do obliczania LUF przy odległościach powyżej 3200 km dla godziny 12 czasu lokalnego. Liczby przy krzywych wskazują stopień zakłóceń w miejscu odbioru dla wszystkich pór roku [A. 7]

Korzystając z nomogramu (rys. 33) należy odmierzyć na skali po lewej stronie zastępczą długość trasy  $D'$  w tysiącach kilometrów ( $D'$  otrzymuje się dla  $P' = 50$  kW wg p. 9), rozdz. 2.22), a następnie odmierzyć na skali po prawej stronie wartość  $A \cdot D = 7,6$ . Połączyć punkty odpowiadające tym wartościom linią prostą. Szukaną wartość LUF otrzymuje się na przecięciu tej prostej z krzywą zakłóceń atmosferycznych oznaczoną liczbą 3 przyjmując, że poziom szumów własnych odbiornika jest do pominięcia. W tym przypadku LUF równa się 12,8 MHz.

U w a g a. LUF dla różnych tras o długościach ponad 4000 km podane są w postaci wykresów w funkcji czasu GMT w publikacji [A. 30].

### 2.23. Parametry określające wpływ pola geomagnetycznego na rozchodzenie się fal jonosferycznych

Jeśli elektron znajduje się w ruchu, to pole magnetyczne wywiera na niego działanie z siłą

$$f = \mu \cdot e \cdot [\mathbf{u} \times \mathbf{H}],$$

gdzie:

$\mu$  — przenikalność magnetyczna,

$e$  — ładunek elektryczny elektronu — w kulombach,

$u = \frac{e}{m} \cdot E \cdot t$  — prędkość elektronu w m/sek,

$H$  — natężenie pola magnetycznego — w A/m,

$f$  — siła — w niutonach.

$\mathbf{u} \times \mathbf{H}$  — iloczyn wektorowy,

$m$  — masa elektronu — w kg,

$E$  — natężenie pola elektrycznego — w V/m,

$t$  — czas — w sekundach.

Siła jest prostopadła do wektora prędkości i do wektora natężenia pola magnetycznego. Siła ta jest proporcjonalna do składowej prędkości prostopadłej do wektora natężenia pola magnetycznego. Ponieważ siła, a stąd i przyspieszenia elektronu są zawsze prostopadłe do składowej prędkości prostopadłej do wektora natężenia pola magnetycznego, a ta składowa prędkości jest ustawicznie zmienna (gdyż pole elektryczne jest zmienne), to elektron zakreśla w polu magnetycznym koło. Płaszczyzna tego koła jest prostopadła do natężenia pola magnetycznego. Promień koła, po którym obiega elektron, wynosi:

$$r = \frac{m \cdot u}{e \cdot \mu \cdot H} \quad (37)$$

Liczbę obrotów elektronu na sekundę otrzymujemy z równania:

$$f_H = \frac{u}{2\pi r} = \frac{e \cdot \mu \cdot H}{2\pi m} = 3,57 \cdot 10^4 \cdot H \quad (38)$$

W polu geomagnetycznym, gdzie  $H = 40$  A/m, częstotliwość żyromagnetyczna wynosi ok. 1,5 MHz.

Jak wiadomo z rozdz. 2.6, pod wpływem pola geomagnetycznego zmienia się współczynnik załamania fali w jonosferze. W polu geomagnetycznym współczynnik ten wyraża się wzorem (14).

Znak  $\pm$  w mianowniku tego równania wskazuje, że istnieją dwa warunki odbicia od jonosfery, tzn. gdy  $n = 0$ . Z rozważań matematycznych wynika, że fala radiowa spolaryzowana liniowo rozszczepia się w jonosferze pod wpływem pola geomagnetycznego na dwie fale spolaryzowane kołowo, które wykazują dwie częstotliwości krytyczne. Jedną z fal nazywamy falą zwyczajną, drugą — nadzwyczajną. Istnieje następujący związek między częstotliwościami: krytyczną fali zwyczajnej, krytyczną fali nadzwyczajnej oraz częstotliwością żyromagnetyczną

$$f_x \cdot (f_x - f_H) = (f_0)^2, \quad (39)$$

gdzie:

$f_x$  — częstotliwość krytyczna fali nadzwyczajnej,

$f_0$  — częstotliwość fali zwyczajnej,

$f_H$  — częstotliwość żyromagnetyczna.

Jeśli  $f_0 \gg f_H$ , to w przybliżeniu:

$$f_0 = f_x - \frac{1}{2} \cdot f_H \quad (40)$$

W warunkach, gdzie  $f_H = 1500$  kHz, różnica pomiędzy częstotliwością krytyczną promienia nadzwyczajnego i częstotliwością krytyczną promienia zwyczajnego wynosi:

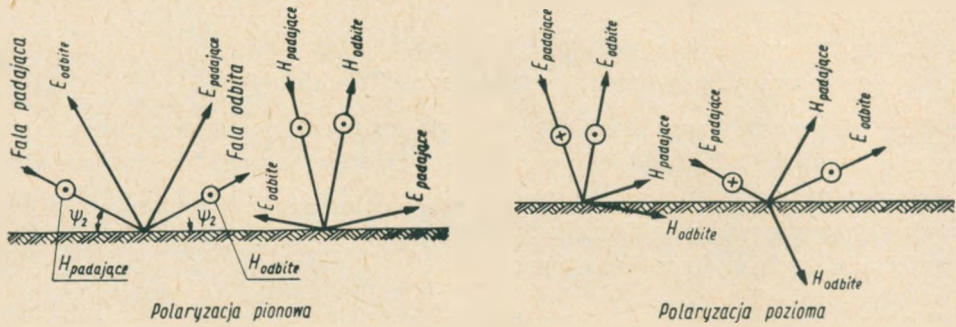
$$f_x - f_0 = 750 \text{ kHz}$$

Częstotliwość krytyczna promienia zwyczajnego jest mniejsza niż częstotliwość krytyczna promienia nadzwyczajnego.

## 2.24. Parametry określające wpływ odbić od ziemi

Fala padająca na płaską powierzchnię ulega odbiciu całkowitemu, jeżeli przewodność tej powierzchni jest nieskończenie wielka. Kąt padania i kąt odbicia są sobie równe. Faza fali odbitej równa się fazie fali padającej dla polaryzacji pionowej, a dla polaryzacji poziomej różnica faz między falą

padającą i odbitą wynosi  $180^\circ$  (rys. 34). Inaczej sprawa odbicia przedstawia się dla ziemi rzeczywistej, której możemy przypisać pewną skończoną wartość przewodności  $\sigma$  i pewną skończoną wartość przenikalności dielek-



Rys. 34. Odbicie fali elektromagnetycznej od ziemi idealnej [A. 20]

trycznej  $\epsilon$ . W tym przypadku wprowadza się pojęcie zespolonego współczynnika odbicia

$$\hat{R} = r \cdot e^{i\varrho}, \quad (41)$$

gdzie:

- $r$  — stosunek amplitudy fali odbitej do amplitudy fali padającej,
- $\varrho$  — zmiana fazy spowodowana odbiciem od ziemi o skończonej przewodności.

Współczynnik odbicia zależy od przenikalności dielektrycznej ziemi  $\epsilon$ , od jej przewodności  $\sigma$ , od częstotliwości, od kąta padania fali i od jej polaryzacji.

Współczynnik odbicia dla fali spolaryzowanej pionowo wyraża się równaniem:

$$\hat{R}_{\text{pion}} = r \cdot e^{i\varrho} = \frac{\epsilon' \sin \Psi_2 - \sqrt{\epsilon' - \cos^2 \Psi_2}}{\epsilon' \sin \Psi_2 + \sqrt{\epsilon' - \cos^2 \Psi_2}} \quad (42)$$

Natomiast dla fali o polaryzacji poziomej:

$$\hat{R}_{\text{poz}} = r \cdot e^{i\varrho} = \frac{\sqrt{\epsilon' - \cos^2 \Psi_2} - \sin \Psi_2}{\sqrt{\epsilon' - \cos^2 \Psi_2} + \sin \Psi_2} \quad (43)$$



gdzie:

- $\Psi_2$  — kąt padania fali, liczony od poziomu,  
 $\varepsilon$  — przenikalność dielektryczna ziemi ( $\varepsilon = 1$  dla powietrza),  
 $\varepsilon' = \varepsilon - j \cdot 6\sigma\lambda \cdot 10^{12}$ ,  
 $\sigma$  — przewodność ziemi — w jednostkach CGS em,  
 $\lambda$  — długość fali — w metrach,  
 $j = \sqrt{-1}$ .

Kąt  $\varrho$  jest ujemny, gdyż ziemia ma własności dielektryka.

Wartości modułu współczynnika  $\tau$  i kąta fazowego  $\varrho$  podane są w funkcji kąta padania fali  $\Psi_2$ , oddzielnie dla polaryzacji pionowej i oddzielnie dla poziomej, w postaci wykresów (np. w książkach [A. 17] i [A. 20]). Oddzielne wykresy są sporządzone tam dla typowych wartości  $\varepsilon = 4, 10, 30$  i  $80$ ; parametrami tych wykresów są wartości:

$$x = \frac{\sigma[\text{CGS em}]}{f[\text{MHz}]} \cdot 18 \cdot 10^{14}$$

## 2.25. Parametry określające zmiany współczynnika refrakcji w troposferze

Współczynnik załamania dla suchego powietrza jest prawie niezależny od długości fali w rozpatrywanym zakresie fal. Inaczej jednak przedstawia się sprawa dla powietrza, zawierającego parę wodną. Istnieje wzór empiryczny, który uzależnia współczynnik załamania od ciśnienia i temperatury, a mianowicie:

$$(n - 1) \cdot 10^6 = \frac{79}{T} \left( p - \frac{e}{7} + \frac{4800 e}{T} \right), \quad (44)$$

gdzie:

- $n$  — współczynnik załamania w troposferze,  
 $T$  — temperatura — w stopniach K,  
 $p$  — ciśnienie powietrza — w milibarach (1 mm Hg = 1,3332 milibara),  
 $e$  — ciśnienie pary wodnej w milibarach.

Wzór (44) można uprościć do postaci:

$$(n - 1) \cdot 10^6 = \frac{80}{T} \cdot \left( p + \frac{4800 e}{T} \right) \quad (45)$$

przez co dokładność jego nie ulega znaczniejszemu zmniejszeniu.

Według Szulejkina zależność współczynnika załamania od wysokości przedstawiona jest wzorem:

$$\frac{n(h)}{n_0} = \frac{a}{a+h}, \quad (46)$$

gdzie.

$n_0$  — współczynnik załamania przy powierzchni ziemi równy prawie jedności,

$a$  — promień ziemi.

Ze wzoru (46) widać, że  $n$  maleje, gdy  $h$  rośnie, co powoduje załamanie fali w troposferze. Niekiedy zdarza się, że promień idący początkowo poziomo może wskutek kolejnych załamań przybrać kierunek równoległy do powierzchni ziemi. Zjawisko to nazywa się superrefrakcją.

Gdy istnieją warunki zbliżone do superrefrakcji współczynnik załamania przybiera postać:

$$n = 1 - 0,16 \cdot 10^{-6} h + \delta(h) \cdot 10^{-6}. \quad (47)$$

W warunkach normalnych, gdy temperatura maleje ze wzrostem wysokości, to:

$$\delta(h) = \delta_0 - 0,027 \cdot h + 0,16 \cdot h \quad (48)$$

gdzie  $\delta_0 = 0,083$ .

Wielkość  $\delta(h)$  nazywamy względnym współczynnikiem załamania i oznaczamy go przez  $M$ .

Wobec tego

$$M = (n - 1) \cdot 10^6 + 0,16 h \quad (49)$$

Warunek superrefrakcji jest następujący:

$$\frac{dM}{dh} = 0 \quad (50)$$

Superrefrakcja najbardziej zaznacza się na falach bardzo krótkich, gdzie mogą powstawać tzw. dukty powietrzne, zwiększające zasięg fal do setek kilometrów. Na falach dłuższych superrefrakcja jest już znacznie słabsza. Dzieje się to dlatego, że wymiary duktów powietrznych\*), w których fala porusza się jak w falowodzie, są tu już takie, że energia tych fal zaczyna „przesiakać” przez ścianki duktów.

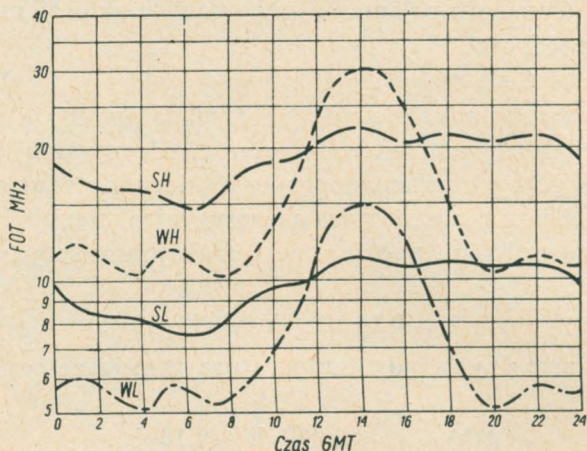
## 2.26. Charakterystyki trasy w pełnym cyklu słonecznym

Charakterystyką trasy w pełnym cyklu słonecznym nazywamy zależnośći dobowe FOT\*\*) dla największej średniej wartości za okres roczny liczby

\*) Wymiary duktów, liczące w kierunku pionowym, wynoszą na ogół od kilku do kilkudziesięciu metrów.

\*\*) FOT — Fréquence optimum du trafic — optymalna częstotliwość trafiku.

Wolfa w czasie 11-letniego okresu słonecznego i dla najmniejszej liczby Wolfa w tym okresie. Jako największą liczbę Wolfa przyjmuje się średnio  $R = 140$ , a jako najmniejszą średnio  $R = 5$ . Rysunek 35 przedstawia typową charakterystykę trasy w pełnym cyklu słonecznym, przy czym podane są dla obu liczb Wolfa dwie krzywe: jedna dla zimy, druga dla lata.



Rys. 35. FOT dla trasy Ameryka Północna (część wschodnia) — Polska [wg dokumentów z konferencji w Atlantic City, 1947 r.]

- SH — maksymalna liczba Wolfa w lecie = 140,  
 SL — minimalna liczba Wolfa w lecie = 5,  
 WH — maksymalna liczba Wolfa w zimie = 140,  
 WL — minimalna liczba Wolfa w zimie = 5

Na podstawie tych charakterystyk można przewidzieć dla danej trasy FOT, odpowiadające liczbom Wolfa zawartym w granicach między maksimum i minimum.

## 2.27. Charakterystyki miesięczne jonosfery dla danego miejsca

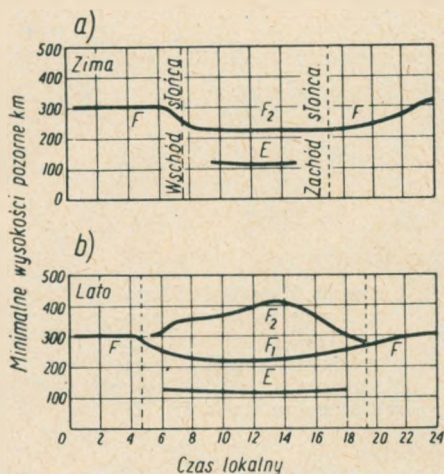
Rozróżnia się dwa rodzaje charakterystyk miesięcznych jonosfery dla danego miejsca:

- zależność w funkcji czasu wysokości pozornej (mediana miesięczna) dla danej warstwy,
- zależność w funkcji czasu częstotliwości krytycznej (mediana miesięczna) dla danej warstwy.

Rysunek 36 przedstawia typową średnią miesięczną charakterystykę wysokości pozornych warstw dla danego miejsca, a rys. 37 ilustruje typową średnią miesięczną charakterystykę częstotliwości krytycznych dla warstw i dla danego miejsca.

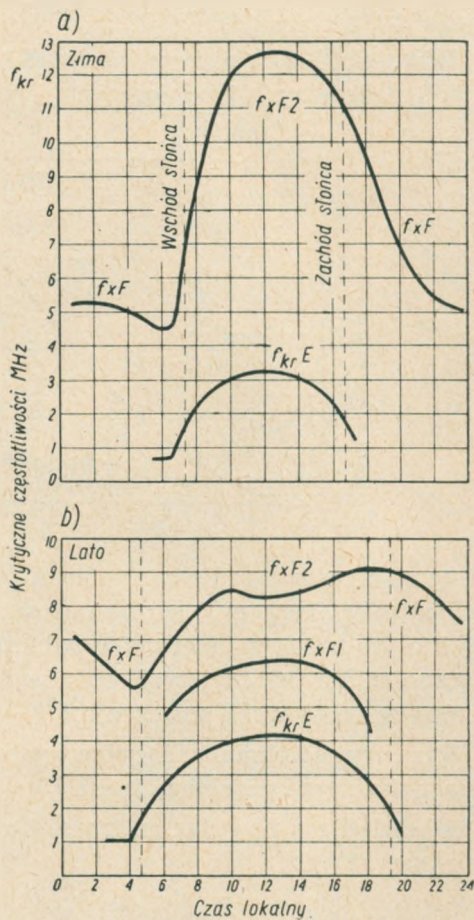
Z obserwacji wynika, że dla poszczególnych miejsc miesięczne charakterystyki jonosfery powtarzają się w ogólności z dość dużą zgodnością.

Różnice dziennych charakterystyk jonosfery dla danego miejsca są nieznaczne, jeśli chodzi o warstwę  $E$ ; w przypadku zaś warstwy  $F2$  różnice te sięgają  $\pm (10 \div 15)\%$  i więcej nawet dla spokojnych, niezakłóconych dni.



Rys. 36. Miesięczne charakterystyki minimalnych wysokości pozornych warstw na średnich szerokościach geograficznych [A. 1]

a) dla zimy; b) dla lata



Rys. 37. Miesięczne charakterystyki częstotliwości krytycznych dla warstw na średnich szerokościach geograficznych [A. 1]

a) dla zimy; b) dla lata

## 2.28. Prawdopodobieństwo przerw radiokomunikacyjnych

Przerwy w radiokomunikacji występują:

- wskutek raptownych zaników (zjawisko Mögel-Dellingera),
- wskutek osłabienia siły odbioru w czasie burz magnetycznych.

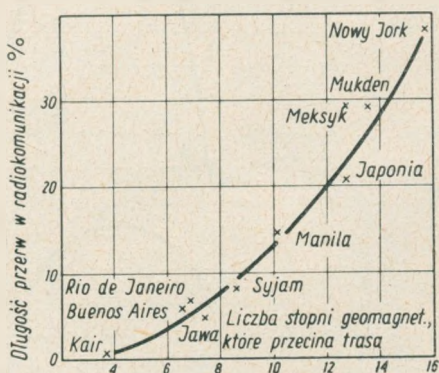
Jeśli chodzi o zjawisko Mögel-Dellingera, to dotychczas nie ustalono żadnych praw dotyczących pojawiania się tego zjawiska.

Burze magnetyczne, którym towarzyszą wahania składowej poziomej pola geomagnetycznego, powodują również przerwy w radiokomunikacji,

szczególniej gdy amplituda tych wahań wynosi  $10^{-3}$  erstedów i więcej. Burze magnetyczne powodują również burze jonosferyczne.

Wiadomo, że przerwy wskutek burz magnetycznych są tym dłuższe, im większa jest różnica szerokości geomagnetycznych między stacją nadawczą i odbiorczą.

Również i liczba przerw zależy od różnicy szerokości geomagnetycznych stacji nadawczych i odbiorczych. Rysunek 38 przedstawia dla przykładu



Rys. 38. Zależność długości przerw w radiokomunikacji (w %) od liczby stopni szerokości geomagnetycznej, które przecina trasa [A. 1]

długość przerw w radiokomunikacji pomiędzy Berlinem a różnymi punktami odbioru. Na tym rysunku na osi rzędnych podany jest procent czasu, w którym istnieją przerwy w odbiorze w stosunku do całkowitego czasu łączności. Na osi odciętych podana jest liczba stopni geomagnetycznych, które przecina trasa połączenia.

Przerwy radiokomunikacyjne występują tym częściej, im bliżej biegunów magnetycznych przebiega trasa.

W związku z powyższym trasa Warszawy — Nowy Jork należy do tras niekorzystnych.

## 2.29. Prawdopodobieństwo występowania echa dookólnego

Wskutek tego, że na falach krótkich energia przenosi się w postaci całego szeregu wiązek, które przebiegają po różnych drogach, w miejscu odbioru obserwuje się oprócz głównego sygnału jeszcze inne sygnały, przychodzące z pewnym opóźnieniem. Są to tzw. echa. Echa powodują zniekształcenia zarówno przy sygnałach modulowanych, jak i przy telegrafii. Czas opóźnienia tzw. bliskich ech dochodzi do  $2 \div 5$  milisekund. Czas opóźnienia ech dalekich waha się w granicach od dziesiątych części sekundy do kilku sekund. Do ech dalekich należą m. in. sygnały obiegające ziemię naokoło, niekiedy dwu- i trzykrotnie. Średni czas opóźnienia echa dookólnego nie

zależy od częstotliwości, trasy, pory roku ani godziny dnia i wynosi około 0,138 sekundy. Natomiast częstość występowania echa dookólnego i jego natężenie zależą od stanu jonosfery, pory roku i godzin dnia. Dotychczas brak jest jeszcze podstaw naukowych, aby móc przewidywać występowanie echa dookólnego.

Wiadomo jednak, że echo dookólne rozchodzi się najlepiej wzdłuż wielkiego koła, przechodzącego w pobliżu granicy dnia i nocy [A. 1].

Należy zaznaczyć, że w początkowych fazach burz jonosferycznych znika pionowy gradient gęstości elektronowej i w jonosferze powstaje masa małych obłoków jonizacji o dużej gęstości. Obłoki te stanowią rozpraszające fale radiowe powodując wielodrogowość i pojawianie się ech.

W czasie pomiarów natężenia pola, przeprowadzanych w Niemczech w latach 1927 — 1928, obserwowano wielokrotnie na różnych trasach zjawisko echa radiowego [B. 11].

Echa, które przebiegają po najkrótszej trasie między nadajnikiem i odbiornikiem występują wyłącznie w miesiącach letnich. Natomiast echa przebiegające trasę między nadajnikiem i odbiornikiem po dłuższej drodze obserwuje się głównie w miesiącach zimowych. Obie grupy ech w lecie i w zimie są przesunięte w czasie o ok. 12 godzin.

Na przykład na trasie Berlin — Buenos Aires w 1927 r. echo występowało w różnych miesiącach w następujących procentach czasu (tabl. 18).

Tablica 18

**Występowanie echa radiowego na trasie Berlin — Buenos Aires w 1927 r.**

Miesiąc	Czas występowania echa %	Miesiąc	Czas występowania echa %
Styczeń	29,1	Lipiec	17,0
Luty	43,7	Sierpień	37,6
Marzec	42,2	Wrzesień	33,4
Kwiecień	53,7	Październik	34,8
Maj	14,2	Listopad	34,4
Czerwiec	14,2	Grudzień	25,2

### 2.30. Parametr określający wpływ współrzędnych geograficznych

Przejdziemy do omówienia wpływu współrzędnych geograficznych na parametry jonosfery.

Okazuje się, że jeśli chodzi o warstwy *E* i *F1* istnieją pewne regularne zależności od szerokości geograficznej i kąta elewacji słońca. Wysokość warstw *E* i *F1* oraz maksymalna gęstość jonizacji tych warstw nie są za-

leżne od długości geograficznej, są jednak proporcjonalne do  $\cos(\varphi - \delta)$ , gdzie:

- $\varphi$  — szerokość geograficzna,
- $\delta$  — maksymalna elewacja słońca.

W warstwie F2 nie można jednak stwierdzić wyraźnej zależności żadnych parametrów od współrzędnych geograficznych. Rozkład tych parametrów jest w tej warstwie zupełnie przypadkowy, co tłumaczy się skomplikowaną dynamiką atmosfery na tak znacznych wysokościach, na których znajduje się warstwa F2.

Nowsze badania idą w kierunku powiązania parametrów warstwy F2 (np. częstotliwości krytycznej) z szerokością geomagnetyczną względnie inklinacją magnetyczną, jednakże brak jest tu dotychczas uzasadnionego podkładu teoretycznego.

U w a g a: Zwięzłe informacje o fizyce atmosfery, aparaturze do pionowego sondowania jonosfery oraz instrukcję do interpretacji jonogramów można znaleźć w pracy [A. 25].

W pracy [A. 26] są podane metody pomiarów: absorpcji fal jonosferycznych, wichrów jonosferycznych i radiowych zakłóceń atmosferycznych. W tejże pracy zawarte są również zagadnienia odbić fal radiowych od zorzy polarnej i od śladów meteorów, jak również zagadnienia rozproszeń fal w jonosferze. Rozproszenia fal w jonosferze opisane są m. in. również w pracy [B. 24].

W pracach [A. 32] i [A. 33] podane są: teorie struktury atmosfery i warstw jonosferycznych, teorie propagacji fal w jonosferze, technika sondowania jonosfery i inne metody badania jonosfery, jak np. za pomocą rakiet, zmiany regularne (dobowe, sezonowe i związane z 11-letnim okresem działalności słonecznej) i nieregularne, rozpraszanie fal w jonosferze, zmiany temperatury, rozkład niejednorodności i wichrów w jonosferze, teoria zórz polarnych i ich wpływ na propagację fal oraz prognozy jonosferyczne.

Praca [A. 33] podaje następujące metody obliczania natężenia pola fal radiowych:

- a) SPIM (Service de Prévision Ionosphérique — Francja);
- b) IRPL/CRPL (Interservice Radio Propagation Laboratory/Central Radio Propagation Laboratory — Stany Zjednoczone Am. Pn.);
- c) I.P.S. (Ionospheric Prediction Service — Australia).

W tejże pracy [A.33] przedstawione są metody obliczania LUF wg SPIM i wg CRPL.

Opisy badań jonosfery za pomocą rakiet można znaleźć m. in. w pracach [A. 34] i [A. 35].

### 3. KRYTERIA PODZIAŁU ŚWIATA NA STREFY I OBSZARY Z PUNKTU WIDZENIA ROZCHODZENIA SIĘ FAL JONOSFERYCZNYCH

#### 3.1. Dotychczasowy podział świata na obszary wg Międzynarodowej Konwencji Telekomunikacyjnej (*Atlantik City*, 1947 [A.12])

Z rysunku 39 widać, że podział świata na obszary uwzględnia raczej wpływy polityczne, a nie właściwości rozchodzenia się fal.

#### 3.2. Propozycja podziału świata na strefy oparta na przesłankach rozchodzenia się fal

##### 3.2.1. Propozycja podziału świata na strefy z punktu widzenia rozchodzenia się fal przyziemnych i poziomu zakłóceń atmosferycznych

Z punktu widzenia rozchodzenia się fal przyziemnych, gdzie dominującą rolę odgrywają zakłócenia atmosferyczne, proponuje się podział świata na 3 strefy:

- a) strefa środkowa, dla której stopień zakłóceń atmosferycznych przekracza 3 (wg źródeł amerykańskich), ograniczona mniej więcej równoleżnikami  $\pm 40^\circ$ ;
- b) 2 strefy od  $+40^\circ$  szerokości północnej do bieguna północnego i od  $-40^\circ$  szerokości południowej do bieguna południowego, gdzie zakłócenia atmosferyczne są mniejsze.

W strefie środkowej dopuszczalne byłyby większe moce stacji nadawczych niż w strefach pozostałych.

##### 3.2.2. Propozycja podziału świata na strefy z punktu widzenia rozchodzenia się fal jonosferycznych i zaburzeń jonosferycznych

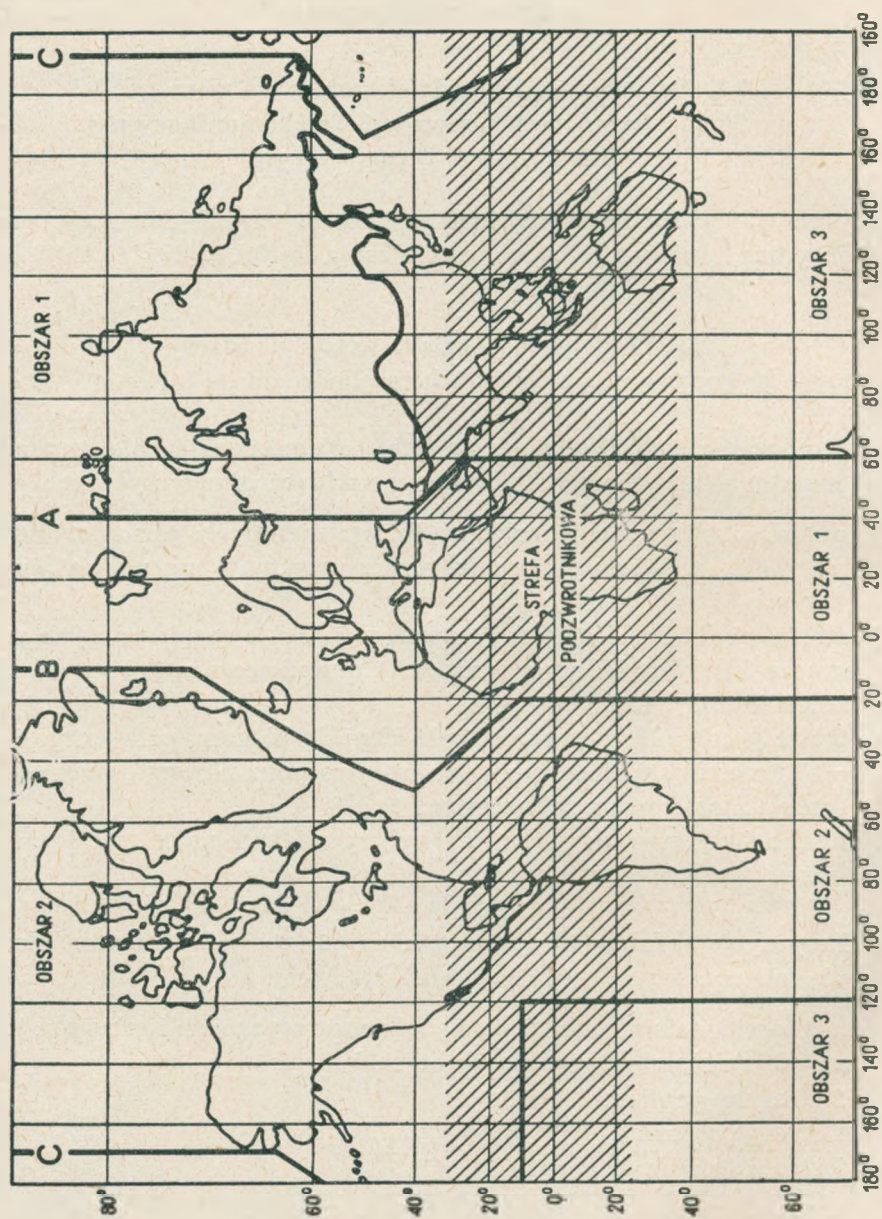
Z punktu widzenia rozchodzenia się fal jonosferycznych i zaburzeń jonosferycznych należałoby świat podzielić na 5 stref:

- a) 2 strefy w pobliżu biegunów,
- b) 2 strefy pośrednie,
- c) 1 strefa środkowa.

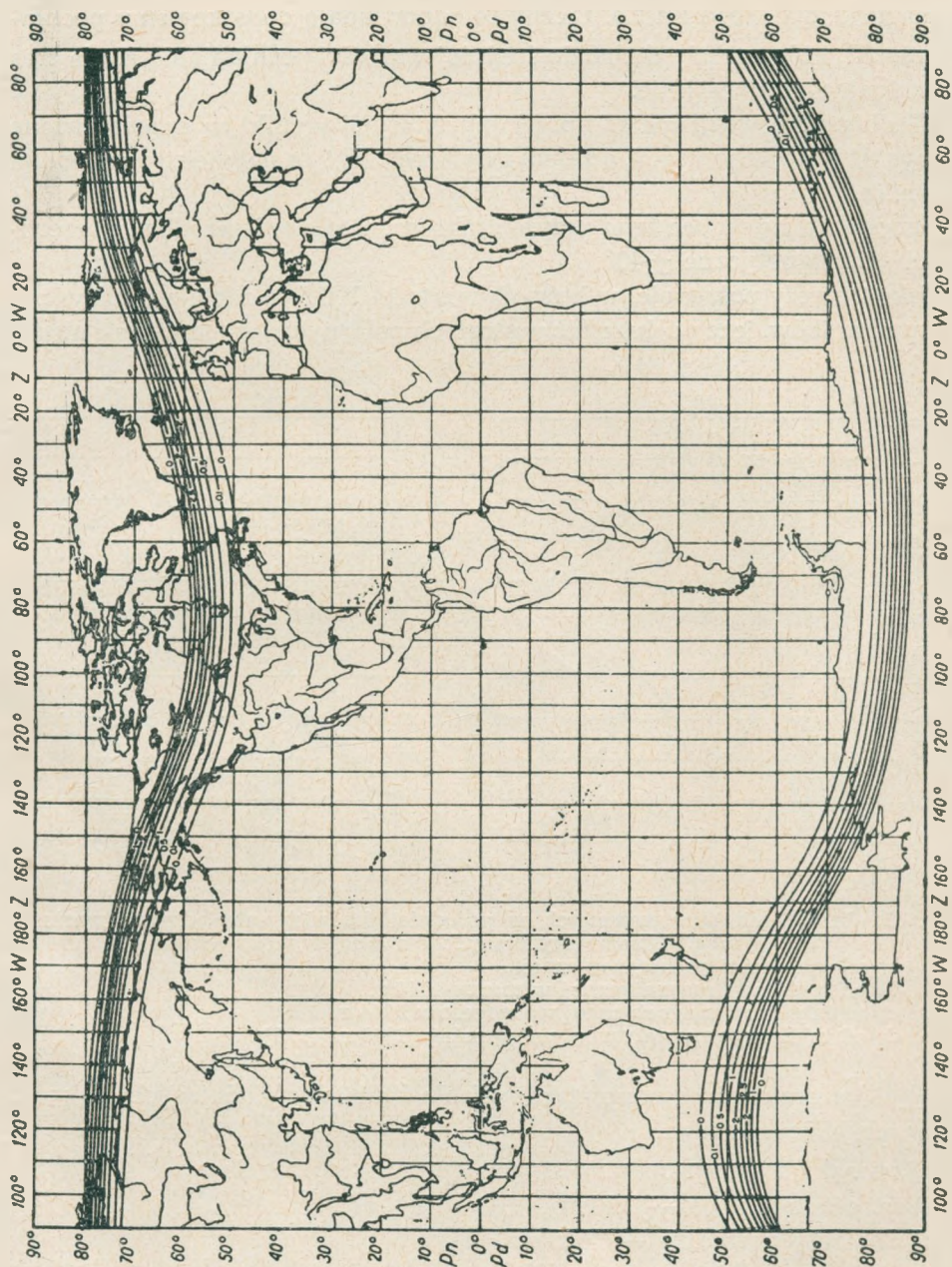
Rysunek 40 przedstawia mapę świata, na której zaznaczono dodatkową absorpcję w strefach polarnych.

W pobliżu biegunów, gdzie często obserwuje się zorze polarne, warunki rozchodzenia się fal jonosferycznych są szczególnie ciężkie. Jest to spowodowane dodatkową absorpcją w tym obszarze oraz częstymi burzami jono-





Rys. 39. Podział świata na strefy i obszary [Atlantic City, 1947 r.]



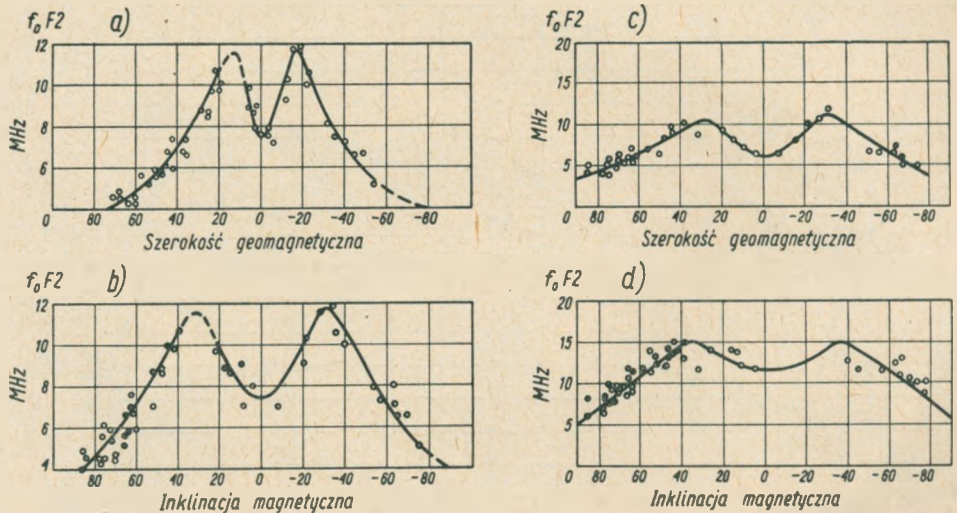
Rys. 40. Mapa absorpcji w strefach zórz polarnych. Liczby przy krzywych oznaczają współczynniki K' [A. 7]

sferycznymi i spadkiem MUF wynikającym ze zmniejszenia się gęstości jonizacji. Na rys. 40 widać w pobliżu biegunów szereg linii, oznaczonych liczbami 0; 0,1; 0,5; 1,2 i 2,5. Liczby te odpowiadają dodatkowemu pochłanianiu  $K'$ , które należy dodać do średniej wartości pochłaniania  $K$  dla tras przecinających dane linie.

Według obserwacji (patrz np. [A. 1]), których wyniki są przedstawione na rys. 41, gęstość jonizacji, a zatem i wartości MUF są największe w pobliżu równika.

Proponuje się wobec tego przyjąć jako granice strefy środkowej szerokości geomagnetyczne  $\pm 40^\circ$ .

Jako 2 strefy pośrednie, w których wartości MUF są mniejsze niż w pobliżu równików, lecz większe niż w strefach polarnych, proponuje się strefy



Rys. 41. Zależności (obserwowanych w południe) średnich miesięcznych wartości częstotliwości krytycznych dla warstwy F2:

- od szerokości geomagnetycznej,
- od inklinacji magnetycznej w marcu 1944 r.
- od inklinacji magnetycznej we wrześniu 1944 r.
- od inklinacji magnetycznej we wrześniu 1948 r. [A. 1]

od  $\pm 40^\circ$  szerokości geomagnetycznych do linii odpowiadających  $K' = 0$ , leżących bliżej równika.

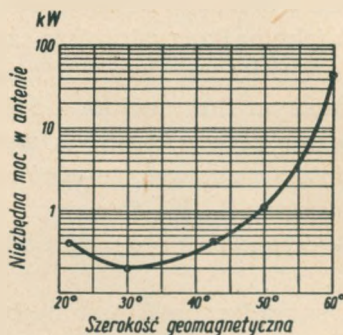
W związku z tym proponuje się następujące oznaczenia:

- strefa środkowa — I klasa,
- 2 strefy pośrednie — II klasa,
- 2 strefy podbiegunowe — III klasa.

Dla tras przechodzących w strefie środkowej I klasy należy dać najmniejszą liczbę fal i najmniejsze moce. Dla tras przechodzących przez

strefy podbiegunowe III klasy należy dać największą liczbę fal i największe moce stacji nadawczych. Sytuację ilustruje rys. 42 przedstawiający zależność niezbędnej mocy w antenie od szerokości geomagnetycznej trasy.

Rys. 42. Zależność niezbędnej mocy w antenie od szerokości geomagnetycznej trasy



### 3.3. Zagadnienie podziału świata na obszary z punktu widzenia wzajemnych interferencji stacji

Dla fal o długościach od 200 do 2000 m wzajemne interferencje wskutek fali odbitej praktycznie nie występują, jeżeli odległości pomiędzy stacjami, pracującymi na tej samej długości fali, są większe od 2000 km i cały ten obszar znajduje się w oświetlonej części ziemi.

W związku z powyższym obszary oddalone, jak np. Europa i Ameryka mogą na ogół korzystać z tych samych fal średnich.

Fale w granicach 25 ÷ 200 m mogą być powtarzane w różnych częściach świata przy odpowiednim doborze czasu.

Natomiast fale o długościach poniżej 25 m powinny być zasadniczo przydzielane indywidualnie.

Wobec powyższego, podziału świata ze względu na wzajemne interferencje radiostacji nadawczych dokonać nie można. Możliwe jest natomiast wskazanie obszarów, w których w pewnych godzinach może być stosowane równoczesne użycie tych samych fal. Sprawa musi być każdorazowo rozważona na podstawie krzywych propagacji fal.

## 4. NAJKORZYSTNIEJSZE DŁUGOŚCI FAL JONOSFERYCZNYCH DLA DANEJ TRASY

Najkorzystniejszą długością fali jest taka jej długość, przy użyciu której zapewniona jest komunikacja w czasie 90% niezakłóconego okresu.

Najbardziej stabilną ze wszystkich warstw okazuje się warstwa *E*. Zmiany częstotliwości krytycznych dla tej warstwy nie ulegają większym wahanom dziennym. Dlatego też dla kombinacji warstw *E* i *F1* przyjmuje

się jako najkorzystniejsze wartości długości fal takie długości, które odpowiadają maksymalnym częstotliwościom użytkowym MUF dla danej godziny dnia.

Jeśli idzie o transmisje dochodzące do skutku poprzez warstwę  $F_2$ , to należy tu brać jako najkorzystniejszą częstotliwość użytkową — częstotliwość równą  $0,85 \text{ MUF}$  dla warstwy  $F_2$ . Spowodowane jest to tym, że warstwa  $F_2$  podlega znacznym fluktuacjom z dnia na dzień i częstotliwości krytyczne dla niej ulegają nieoczekiwanym wahaniom.

Nieraz może się zdarzyć, że choć MUF dla warstwy  $F_2$  jest większa od MUF dla warstwy  $E-F_1$ , to najkorzystniejsza częstotliwość użytkowa dla warstwy  $E-F_1$  okaże się większa od najkorzystniejszej częstotliwości dla warstwy  $F_2$ ,

Warstwa sporadyczna  $E$  jest najbardziej zmienna i dlatego często nie bierze się jej w rachubę przy określaniu najkorzystniejszych częstotliwości. W razie jednak uwzględnienia tej warstwy bierze się jako najkorzystniejszą częstotliwość  $E_s-2000\text{-MUF}$  zmniejszoną o 4 MHz. Aby określić najkorzystniejszą częstotliwość dla dowolnej trasy poprzez warstwę  $E_s$ , należy zastosować odpowiedni nomogram (rys. 27).

Sposoby obliczania MUF dla danej trasy, które są podstawą do obliczeń najkorzystniejszych długości fal dla danej trasy, były szczegółowo opisane w rozdz. 2.21.

Po znalezieniu wg powyższych wskazówek odpowiednich wartości najkorzystniejszych długości fal dla różnych rodzajów transmisji, należy jako najkorzystniejszą częstotliwość przyjąć dla tras do 4000 km największą z częstotliwości określonych dla warstw  $E-F_1$ ,  $F_2$  i  $E_s$ .

Dla tras powyżej 4000 km najkorzystniejszą częstotliwość określa się dla 2 punktów kontrolnych, odległych od nadajnika i odbiornika po 2000 km. Należy tu również zbadać możliwości transmisji poprzez warstwy  $E-F_1$ ,  $F_2$  i  $E_s$ . Jako najkorzystniejszą częstotliwość dla trasy ponad 4000 km przyjmuje się wartość mniejszą z dwóch wartości uzyskanych dla obu punktów kontrolnych.

Podczas zaburzeń jonosferycznych częstotliwości krytyczne ulegają zmniejszeniu i dlatego należy w tych okresach zmniejszać najkorzystniejsze częstotliwości robocze. Jeżeli przy zmniejszonej częstotliwości absorpcja nadmiernie wzrasta, to radiokomunikacja ulega przerwaniu.

Najczęstsze zakłócenia jonosferyczne zachodzą w rejonach polarnych. Dlatego też nieraz w czasie burz jonosferycznych dochodzą do skutku transmisje nie wprost z zachodu na wschód, a poprzez stacje pomocnicze, leżące bliżej równika.

Niekiedy zachodzą nagle zaniki po stronie ziemi oświetlonej przez słońce spowodowane również zaburzeniami jonosferycznymi. W wyniku takich

zaburzeń radiokomunikacja krótkofalowa bywa całkowicie przerwana na okres do ok. 2 godzin. W tych przypadkach można zastosować do komunikacji jonosferycznej fale o większych częstotliwościach, które w normalnych warunkach przebijają jonosferę, a więc fale o długościach w granicach od ok. 5 do 10 m.

Zaburzenia jonosferyczne można obecnie przewidywać na 4 godziny naprzód z trafnością do 95<sup>0</sup>%, a na 10 dób naprzód — z trafnością do 65 ÷ 80<sup>0</sup>% [B. 15].

Na zakończenie należy stwierdzić, że:

- 1) najbliższe rzeczywistości są metody nomograficzne, służące do wyznaczania MUF przy niezakłóconych stanach jonosferycznych. Metody te podane były w rozdz. 2.21\*);
- 2) nomogramy określające wartości LUF są znacznie mniej pewne, a to ze względu na większą liczbę parametrów (przedyskutowanych w rozdz. 2.22), które nie mogą być dokładnie określone przez użytkownika i które są dlatego przyczyną znacznych rozbieżności.

## 5. ABSORPCJA FAL W JONOSFERZE

### 5.1. Absorpcja fal w jonosferze wg National Bureau of Standards [A.7]

#### 5.1.1. Tłumienie niedewiacyjne bez uwzględnienia wpływu pola geomagnetycznego

Fala elektromagnetyczna przechodząc przez zjonizowane warstwy atmosfery pobudza znajdujące się tam jony i elektrony do drgań. Energia tych fal zmienia się więc częściowo w energię kinetyczną zjonizowanych cząstek powietrza. Jeśli jony i elektrony nie zderzają się wzajemnie lub z molekulu-

\*) W dokumentach CCIR, omawianych w Genewie w 1958 r., istnieje tendencja do rewizji pojęcia: MUF i jej rzeczywistej wartości. Zarówno USA, jak i NRF różnią pojęcia: „klasyczna wartość MUF” („classical MUF”) i „robocza wartość MUF” („operational MUF”). Okazuje się, że obserwowane wartości MUF normalnie przekraczają klasyczną MUF o ok. 20 ÷ 40%. Występowanie wyższych wartości MUF od przewidywanych uzasadnia się kombinacjami odbić fal od różnych warstw jonosferycznych i istnieniem energii rozproszonej.

Dokument VI/48 [B. 21] (Japonia) stwierdza, że prognozy dość dobrze sprawdzają się na trasach transpacyficznych (np. Tokio — San Francisco), duże odchylenia natomiast obserwuje się na trasach Japonia — Europa. Autorzy powyższego dokumentu sądzą, że w przewidywaniach MUF należy uwzględniać:

- a) normalną propagację za pośrednictwem warstwy F2 i Es;
- b) propagację pozaortochromową poprzez warstwy F2 i Es wskutek rozproszonych odbić od ziemi.

Propagacja pozaortochromowa obserwowana często na częstotliwościach wyższych od MUF odbywać się ma wskutek odbić części energii w bok od trasy, przy czym fala w rejonach pozaortochromowych napotyka inne warunki jonosferyczne niż na właściwej trasie.

łami gazu, to cała energia kinetyczna, przekazana cząstkom zjonizowanym, zostaje z powrotem oddana fali elektromagnetycznej, której energia nie zostaje absorbowana. W razie jednak wzajemnych zderzeń cząstek zjonizowanych i neutralnych część energii fali zostaje rozproszona. Mówimy wtedy, że fala ulega absorpcji. Absorpcja jest proporcjonalna do liczby cząstek zjonizowanych  $N$  oraz do liczby zderzeń. Z rozważań matematycznych wynika, że absorpcja fali jest największa w takim obszarze zjonizowanym, gdzie iloczyn gęstości jonizacji i częstotliwości zderzeń jest największy. Gdy liczba cząstek zjonizowanych nie jest wielka, tak że fala nie ulega znacznieszemu załamaniu, lecz gdy jednocześnie liczba zderzeń cząstek jest tak duża, że powoduje znaczną absorpcję, to mamy do czynienia z tzw. absorpcją niedewiacyjną. Absorpcja niedewiacyjna odgrywa ważną rolę w propagacji fal radiowych.

Jeśli pominąć wpływ pola geomagnetycznego na ruch cząstek zjonizowanych, spowodowany przebiegającą falą elektromagnetyczną, to na podstawie prawa Newtona można napisać równanie ruchu cząstek zjonizowanych w polu fali radiowej:

$$e \cdot E_x = m \frac{dx^2}{dt^2} + v \cdot m \cdot \frac{dx}{dt} \quad (51)$$

gdzie:

- $e$  — ładunek jonu lub elektronu w kulombach,
- $E_x$  — natężenie pola fali w V/m,
- $eE_x$  — siła w niutonach,
- $m$  — masa jonu lub elektronu w kg,
- $v$  — liczba zderzeń cząstek zjonizowanych w molekułach gazu w ciągu sekundy.

W założeniu, że natężenie pola  $E_x$  jest funkcją kosinusoidalną

$$E_x = E_{x0} \cdot \cos(\omega t - \beta z), \quad (52)$$

gdzie  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$  — przesunięcie fazowe,

otrzymuje się na podstawie równań (51) i (52) rozwiązanie na amplitudę natężenia pola fali w dowolnym punkcie  $x$ :

$$E_{i0} = E'_{x0} \cdot e^{-kz} \cdot \cos(\omega t - \beta z), \quad (53)$$

gdzie:

$$2 \cdot k \cdot \beta = -\mu \cdot N \cdot e^2 \cdot v \cdot \frac{\omega}{m \cdot (\omega^2 + v^2)},$$

$$k^2 - \beta^2 = \mu \omega^2 \cdot N \frac{e^2}{m \cdot (\omega^2 + v^2) - \varepsilon},$$

$\mu$  — przenikalność magnetyczna przestrzeni zjonizowanej,  
 $k$  — współczynnik absorpcji.

Gdy  $\omega^2 \gg \nu^2$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_0$ ,  $\mu = \mu_0$ ,

to

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}},$$

$$\beta = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{N \cdot e^2}{m \cdot \varepsilon_0 \cdot \omega}} = - \frac{\omega \cdot n}{c}$$

$$k = \left( \frac{\mu_0 \cdot N \cdot e^2 \cdot \nu}{m \cdot \omega} \right) \cdot \left( \frac{c}{2 \omega \cdot n} \right) = \frac{\nu \cdot N \cdot e^2}{2 c \cdot n \cdot \varepsilon_0 \cdot m \cdot \omega^2} = \frac{\nu \cdot f_N^2}{2 c \cdot n \cdot f^2},$$

gdzie

$$f_N^2 = \frac{N \cdot e^2}{4 \pi^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot m}$$

Z równania (53) wynika, że amplituda pola fali elektromagnetycznej, poruszającej się przez środowisko zjonizowane, ulega tłumieniu. Współczynnik absorpcji  $k$  charakteryzuje zmniejszenie się amplitudy pola fali w stosunku  $e^{-k}$  przy przejściu przez 1 m przestrzeni zjonizowanej.

Jeśli  $k$  zmienia się z wysokością  $z$ , to amplituda pola fali maleje proporcjonalnie do  $e^{-\int k \cdot dz}$ . Wielkość  $\alpha = \int k \cdot dz$  nazywamy wskaźnikiem absorpcji.

### 5.1.2. Wpływ pola geomagnetycznego na absorpcję fal w jonosferze

Rozważania matematyczne, dotyczące absorpcji fal w jonosferze w obecności pola geomagnetycznego, są dość skomplikowane. W pobliżu częstotliwości żyromagnetycznej absorpcja staje się bardzo wielka. W tym przypadku każda cząstka zjonizowana pobiera znaczną energię z przechodzącej fali elektromagnetycznej, która jest całkowicie rozpraszana przy zderzeniach z cząstkami gazu.

W obecności pola geomagnetycznego współczynnik absorpcji niedewiacyjnej wyraża się wzorem:

$$k_m = \frac{k_0}{f^2} \cdot \left[ p + \frac{2 \cdot (p-1)^2 \cdot p}{(p^2-1) - p^2 \cdot \tau^2} \right], \quad (54)$$



gdzie:

$k_0$  — współczynnik absorpcji dla częstotliwości 1 MHz w nieobecności pola geomagnetycznego,

$p$  — jest rozwiązaniem równania:

$$p^2(1 - \tau^2) - p(2 - \tau^2 \cdot \sin^2 \Theta) + 1 = 0,$$

$$\tau = \frac{f_H}{f}$$

$f_H$  — częstotliwość żyromagnetyczna,

$\Theta$  — kąt między kierunkiem rozchodzenia się fali i polem geomagnetycznym.

### 5.1.3. Absorpcja dewiacyjna

Jeśli współczynnik załamania fali  $n$  niewiele odbiega od jedności, to mówimy o absorpcji niedewiacyjnej. Gdy jednak współczynnik załamania jest mały, to mówimy o tzw. dewiacyjnej absorpcji fali. Jeśli gęstość jonizacji zbliża się do wartości krytycznej, to  $n$  dąży do zera, a współczynnik absorpcji  $k$  dąży do nieskończoności. Przy częstotliwości krytycznej współczynnik  $n = 0$ ; fala dochodząca do jonosfery pod kątem prostym jest w tym przypadku całkowicie tłumiona.

### 5.1.4. Absorpcja anormalna

Oprócz absorpcji normalnej, omówionej poprzednio i spowodowanej głównie stałym promieniowaniem ultrafioletowym słońca, obserwuje się nieraz absorpcję anormalnie wielką. Ta anormalna absorpcja jest wynikiem nagłych bardzo silnych i nieregularnych wybuchów aktywności słonecznej.

W czasie gwałtownych erupcji słonecznych obserwuje się zjawisko zorzy polarnej. W tych przypadkach gwałtownie rośnie gęstość jonizacji szczególnie w dolnych rejonach atmosfery, co powoduje wydatnie absorpcję fal. Pojawienie się dużych plam lub grup plam słonecznych jest często sygnałem burz jonosferycznych, których największą intensywność obserwuje się w obszarach podbiegunowych. Podczas takich burz zaciiera się wyraźny podział jonosfery na warstwy. Wzrost natężenia jonizacji warstwy  $D$  powoduje polepszenie przewodności tej warstwy. Fale o częstotliwości poniżej 500 kHz, które nie przebijają tej warstwy, wykazują wzrost natężenia pola. Również fale średnie, które normalnie przechodzą przez warstwę  $D$ , są w czasie zwiększonej gęstości jej jonizacji odbijane ze znaczną amplitudą, natomiast fale krótkie są w tym czasie w znacznym stopniu pochłaniane.

## 5.2. Absorpcja fal w jonosferze w ujęciu W.R. Piggotta [B.10]

### 5.2.1. Wstęp

Amplituda fali  $I$  po przejściu w jonosferze drogi  $s$  wynosi:

$$I = I_n \cdot e^{-\int k \cdot ds} \quad (55)$$

gdzie:

$I_n$  — amplituda fali przy braku pochłaniania,  
 $k$  — współczynnik absorpcji.

Współczynnik  $k$  dla wzdłużnego rozchodzenia się fali (gdy kierunek propagacji fazy nie jest prostopadły do kierunku pola geomagnetycznego) równa się:

$$k = \frac{2\pi \cdot e^2}{m \cdot c} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{N \cdot \nu}{\nu^2 + (\omega \pm \omega'_H)^2}, \quad (56)$$

gdzie:

$n$  — współczynnik załamania,  
 $N$  — gęstość jonizacji,  
 $\nu$  — skuteczna wartość liczby zderzeń elektronów,  
 $e$  — ładunek elektronu,  
 $m$  — masa elektronu,  
 $\omega$  — kątowna częstotliwość fali,  
 $\omega'_H$  — składowa wzdłużna częstotliwości żyromagnetycznej,

znak  $+$  w mianowniku równania (56) odpowiada fali zwyczajnej,  
 znak  $-$  w tym równaniu odpowiada fali nadzwyczajnej.

Gdy fala rozchodzi się prostopadle do kierunku pola magnetycznego, to współczynnik  $k$  otrzymuje się ze wzoru (56) przy założeniu, że  $\omega'_H = 0$ . Jeśli współczynnik załamania  $n \approx 1$ , to kierunek fali nie ulega zmianie i mówimy wtedy o absorpcji niedewiacyjnej. Gdy  $n$  jest małe, to współczynnik  $k$  przybiera postać:

$$k = \frac{\nu}{2c} \cdot M \left( \frac{1}{n} - n \right) \quad (57)$$

gdzie  $M$  — mnożnik rzędu jedności.

W tym przypadku mówi się o absorpcji dewiacyjnej.

### 5.2.2. Absorpcja niedewiacyjna

W praktyce stosuje się takie częstotliwości, przy których w obszarze, gdzie  $\nu^2$  jest rzędu  $(\omega \pm \omega'_H)^2$ , absorpcja jest znikomo mała w porównaniu do obszaru, gdzie  $\nu^2 \ll (\omega \pm \omega'_H)^2$ .

Wtedy współczynnik absorpcji

$$\int k \cdot ds = \frac{2\pi \cdot e^2}{m \cdot c} \cdot \frac{1}{(\omega \pm \omega'_H)^2} \int N \cdot \nu \cdot ds \quad (58)$$

Dla tzw. prostej warstwy Chapmana:

$$\int k \cdot ds = 4,13 \cdot \frac{4\pi e^2}{m \cdot c} \cdot \frac{N_{max} \cdot \nu_0 \cdot H}{(\omega \pm \omega'_H)^2} (\cos \chi)^{1,7}$$

gdzie:

- $\chi$  — kąt zenitalny słońca,
- $N_{max}$  — wartość maksymalna  $N$ ,
- $\nu_0$  — wartość  $\nu$  w maksimum warstwy dla  $\cos \chi = 1$ ,
- $H$  — zredukowana wysokość atmosfery.

Na podstawie długoletnich doświadczeń ustalono, że

$$\int k \cdot ds \sim (\cos \chi)^n \quad (59)$$

gdzie  $n \approx 0,75$ .

Również na podstawie doświadczeń zostało ustalone, że największe pochłanianie fal jonosferycznych zachodzi w obszarze  $D$ , leżącym poniżej warstwy  $E$ .

### 5.2.3. Absorpcja dewiacyjna

Wskaźnik absorpcji dewiacyjnej wyraża się wzorem:

$$\int k \cdot ds = \frac{1}{2c} \cdot \int M \nu \left( \frac{1}{n} - n \right) \cdot ds \quad (60)$$

Jeśli liczba zderzeń  $\nu$  jest prawie niezależna od wysokości, to z równania (60) otrzymuje się:

$$\int k \cdot ds = \frac{\bar{\nu}}{2c} \cdot M \int \left( \frac{1}{n} - n \right) ds, \quad (61)$$

gdzie  $\bar{\nu}$  — średnia wartość  $\nu$ .

Jeśli oznaczyć:  $\int \frac{1}{n} \cdot ds = P'$  i  $\int n \cdot ds = P$ , to

$$\int k \cdot ds \approx \frac{\nu_e}{2c} \cdot (P' - P), \quad (62)$$

gdzie:

- $P'$  — grupowa długość drogi,
- $P$  — fazowa długość drogi,
- $\nu_e$  — skuteczna liczba zderzeń rzędu wielkości  $\nu$ .

Równanie (62) można napisać w postaci:

$$\frac{\partial(\omega \int k \cdot ds)}{\partial \omega} \approx \frac{v_e \cdot \omega}{2c} \cdot \frac{\partial(P')}{\partial \omega} \quad (63)$$

Z równania (63) wynika, że znaczne zmiany wraz z częstotliwością drogi grupowej są związane z odpowiednimi zmianami pochłaniania w obszarze dewiacyjnym. Z tego równania wynika również, że absorpcja może być niewielka tylko wówczas, gdy  $P'$  zmienia się nieznacznie w funkcji częstotliwości.

#### 5.2.4. Teoria pomiarów wskaźnika absorpcji przy pomocy odbić od jonosfery

Doświadczalne wyniki pomiarów absorpcji w jonosferze przyjęto wyrażać za pomocą pozornego współczynnika odbicia  $\varrho_j$ .

Współczynnik ten jest równy stosunkowi amplitudy fali odbitej jednorazowo od jonosfery do amplitudy fali padającej.

Amplituda fali odbitej  $r$  razy od warstwy znajdującej się na wysokości  $h$  wyraża się wzorem:

$$I_r = (\varrho_j \cdot \varrho)^r \cdot \frac{I_0 \cdot h_0}{r \cdot h'} \quad (64)$$

gdzie:

- $\varrho_j$  — współczynnik odbicia od jonosfery,
- $\varrho$  — współczynnik odbicia od ziemi,
- $I_0$  — funkcja zależna od  $\varrho$ , mocy nadajnika i od częstotliwości,
- $h_0$  — średnia wysokość odbicia.

Wartość  $(\varrho_j \cdot \varrho)$  i  $I_0$  można otrzymać z równania (64), jeśli znamy wyniki przynajmniej 2 odbić ( $r \geq 2$ ). Jeśli  $I_0$  jest znane, to wartość  $(\varrho_j \cdot \varrho)$  można otrzymać z amplitudy  $I_1$  pierwszego odbicia. Znając zaś  $h'$ ,  $\varrho$  i średnią wartość  $I_r$ , można znaleźć wartość  $\varrho_j$ . Z równania (55) wynika, że

$$\int k \cdot ds = -\ln\left(\frac{I}{I_n}\right)$$

a ponieważ

$$\varrho_j = \frac{I}{I_n}$$

to

$$\int k \cdot ds = -\ln \varrho_j \quad (65)$$

Pomiary wskaźnika absorpcji niedewiacyjnej przeprowadza się zwykle przy najmniejszych częstotliwościach. Należy wtedy unikać częstotliwości, dla których zachodzi znaczne grupowe opóźnienie.

Prócz opisanej metody badania absorpcji fal w jonosferze za pomocą sygnałów odbitych od jonosfery, stosowane są jeszcze dwie następujące metody:

- a) badania minimalnych częstotliwości dających jeszcze odbicia od jonosfery,
- b) badania zmian amplitudy sygnałów pozaziemskich.

Wszystkie trzy metody badania absorpcji fal jonosferycznych opisane są wyczerpująco w pracy [A. 26].

## 6. NATĘŻENIE POLA I PRAWDOPODOBIENSTWO ZANIKÓW

### 6.1. Natężenie pola

#### 6.1.1. Uwagi ogólne

Niżej podane będą metody C.R.P.L. (Central Radio Propagation Laboratory of the National Bureau of Standards) umożliwiające w szybki sposób określenie natężenia pola fali padającej dla danej trasy, jej częstotliwości, rodzaju propagacji i mocy promieniowanej. Mowa tu będzie o środkowych wartościach natężenia pola w okresie niezakłóconego stanu jonosfery.

Rozkład środkowych wartości dobowych natężenia pola jest taki, że 90% tych wartości leży poniżej podwójnej środkowej wartości miesięcznej, ale powyżej połowy środkowej wartości miesięcznej natężenia pola.

W czasie zaników rozkład chwilowych wartości natężenia pola jest taki, że 90% tych wartości znajduje się między 0,39 i 1,8 wartości środkowych natężenia pola (rozkład Rayleigh'a).

W wielu zagadnieniach radiokomunikacyjnych bardziej interesujący jest niższy poziom natężenia pola. Wartość natężenia pola, która jest przekraczana w ciągu 90% dni miesiąca, wynosi 0,195 środkowej wartości miesięcznej natężenia pola.

Wartości natężenia pola przekraczane tylko w 10% dni otrzymuje się przez pomnożenie wartości środkowej natężenia pola przez 0,78.

Wyniki uzyskane z obliczeń mogą być obarczone błędami wynikającymi z niedostatecznie dokładnych danych pomiarowych i z uproszczonych założeń.

Błędy będą największe przy największych wartościach częstotliwości, długości trasy i współczynnika  $A$ . Obliczone wartości natężeń pól będą za duże, gdy pochłanianie dewiacyjne będzie znaczne wskutek zwiększonej aktywności słonecznej. Obliczone natężenia pól będą za małe, gdy aktywność słoneczna będzie mniejsza niż przewidywana.

Napięcie indukowane w antenie odbiorczej zależy nie tylko od natężenia pola, ale i od kąta padania fali.

Prócz opisywanych w tej pracy metod określania natężenia pola opracowanych przez C.R.P.L. [A. 7] istnieją również: metoda R.P.U., metoda Kazancewa, metoda NRF (dok. VI/30 CCIR [B35]) i metoda R.W. Piggotta (dla obszarów tropikalnych). Program Studiów Nr 99 CCIR [B. 17] zaleca m. in. ulepszenie metod obliczania natężenia pola; osiągnąć to można przez analizę podstawowych parametrów związanych z propagacją fal jonosferycznych.

Z tematyką Programu Studiów Nr 99 związane są zalecenia Nr 177 [B. 18] i Nr 178 [B. 19], przyjęte przez VIII Zebranie Plenarne CCIR w Warszawie w 1956 r. Pierwsze z tych zaleceń mówi o powołaniu stałej grupy roboczej, która ma zajmować się oceną dokładności metod obliczeniowych natężenia pola, drugie zaś dotyczy stosowania metody C.R.P.L. oraz metody podanej w „*Technical Report Nr 9 of Radio Propagation Unit*”.

Dokument VI/6 [B. 20], zgłoszony przez NRF i omawiany w Genewie w 1958 r., zawiera wyniki wieloletnich pomiarów natężenia pola różnych radiostacji. Dla porównania przeprowadzono w tym dokumencie obliczenia natężenia pola metodą C.R.P.L. i metodą R.P.U. Okazało się, że wartości obliczone były na ogół większe od wartości natężenia pola mierzonych.

Dokument VI/72 [B. 22], omawiany również w Genewie w 1958 r., nie daje żadnej odpowiedzi w sprawie wyboru metody obliczania natężenia pola, zalecając natomiast akcję pomiarów natężenia pola w skali światowej.

### 6.1.2. Obliczanie natężenia pola dla krótkich odległości (do 400 km)

Absorpcja fali jonosferycznej na krótkich trasach jest prawie niezależna od długości trasy i od rodzaju propagacji dla transmisji za pomocą 1 skoku.

Wskaźnik absorpcji wyraża się wzorem:

$$\alpha = A \cdot S_1 = J \cdot Q \cdot \bar{K} \cdot S_1, \quad (66)$$

gdzie  $S_1$  jest jedynie funkcją częstotliwości.

Natężenie pola fali padającej można powiązać z natężeniem pola fali nieabsorbowanej następującym wzorem:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} \lg P - \alpha \quad (67)$$

gdzie:

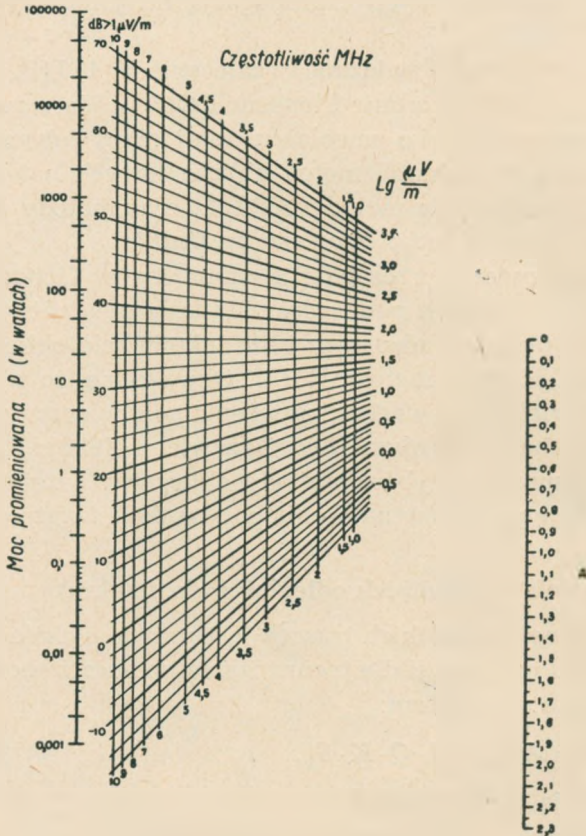
$F$  =  $\lg E$  —  $\lg$  natężenia pola fali padającej,

$F_0$  =  $\lg E_0$  —  $\lg$  natężenia pola fali nieabsorbowanej,

$P$  — moc promieniowana.

Do obliczenia wartości  $F$  służy nomogram przedstawiony na rys. 43. Sposób użycia nomogramu jest następujący:

- 1) zaznaczyć wartość mocy promieniowanej  $P$  na skali po lewej stronie nomogramu,
- 2) zaznaczyć wartość  $A$  na skali po prawej stronie nomogramu,
- 3) połączyć obydwa wyznaczone punkty linią prostą,
- 4) natężenie pola w dB powyżej  $1 \mu\text{V/m}$  odczytuje się na przecięciu powyższej prostej z linią pionową, odpowiadającą danej częstotliwości; należy uprzednio sprawdzić, czy częstotliwość jest mniejsza od MUF.



Rys. 43. Nomogram do obliczania natężenia pól na odległościach  $0 \div 400 \text{ km}$  [A. 7]

Wartość  $P$  odpowiada 1 skokowi poprzez warstwę  $E$  lub  $F2$ , która jest warstwą kierującą. Sposób obliczania średniej wartości  $K$  podano w rozdz. 2.14.

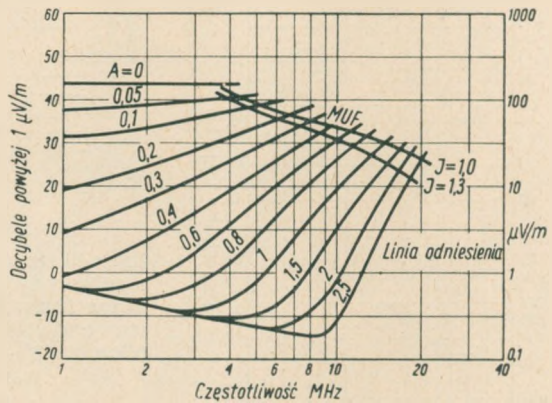
### 6.1.3. Obliczanie natężenia pola dla tras średnich o długości od 400 do 3200 km

Natężenie pola fali padającej w  $\mu\text{V/m}$  lub w dB przy poziomie odniesienia  $1 \mu\text{V/m}$  dla 1 kW mocy promieniowanej podane jest, wg źródeł amerykańskich, w formie wykresów w funkcji częstotliwości dla różnych wartości współczynnika absorpcji  $A = J \cdot Q \cdot \bar{K}$ , dla różnych rodzajów propagacji

(wzięto pod uwagę 1 skok przez warstwę  $E$ , 2 skoki przez warstwę  $E$ , 1 skok przez warstwę  $F_2$  i 2 skoki przez warstwę  $F_2$ ) i dla różnych odległości.

Wykresy powyższe sporządzone zostały na podstawie analizy wyników pomiarów przeprowadzonych w okolicach Waszyngtonu, gdzie wektor natężenia pola geomagnetycznego jest prawie prostopadły. Zaleca się te wykresy stosować dla obszarów, gdzie rozkład pola geomagnetycznego jest podobny do opisanego wyżej. Jednakże i dla innych obszarów można te wykresy stosować nie popełniając większego błędu. Wykresy te nie są dość ściśle dla obszarów, gdzie występuje zorza polarna.

Na tych wykresach podane są w przybliżeniu MUF dla propagacji przez warstwę  $E$  i częstotliwości obcinane przez warstwę  $E$  przy propagacji po-



Rys. 44. Środkowe wartości natężenia pola fali jonosferycznej dla 1 kW mocy promieniowanej dla 1 skoku poprzez warstwę  $E$  i dla odległości 1200 km [A. 7]

przez warstwę  $F_2$ . Oddzielne krzywe są dla parametrów  $J = 1,0$  i  $J = 1,3$ . W przypadku gdy długość trasy nie jest równa długości standardowej, dla której podane są wykresy, należy stosować odpowiednią interpolację liniową.

Natężenia pól odpowiadają mocy promieniowanej 1 kW. Dla dowolnej mocy  $P$  należy wartości pól mnożyć przez  $\sqrt{P}$ .

Dla przykładu (rys. 44) podano wykres dla propagacji za pomocą 1 skoku poprzez warstwę  $E$  dla trasy 1200 km.

#### 6.1.4. Obliczanie natężenia pola dla tras długich powyżej 3200 km

Logarytm dziesiętny natężenia pola fali padającej w  $\mu\text{V/m}$  wyraża się wzorem:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} \lg P - S_0 \cdot A \cdot D, \quad (68)$$



gdzie:

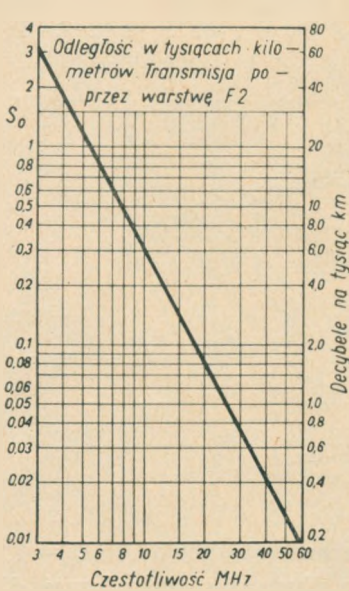
$F = \lg E$  —  $\lg$  natężenia pola fali padającej dla 1 kW mocy promieniowanej,

$F_0 = \lg E_0$  —  $\lg$  natężenia pola nieabsorbowanego,

$A = J \cdot Q \cdot K$ ,

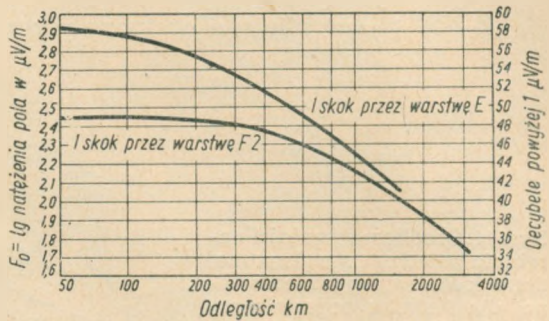
$D$  — długość trasy w tysiącach kilometrów.

Natężenie pola może być obliczone wg powyższego wzoru. Wielkość  $S_0$ , określona na podstawie analizy pomiarów, wykreślona jest w funkcji częstotliwości na rys. 45.  $F_0$  podane jest na rys. 46 i 47.

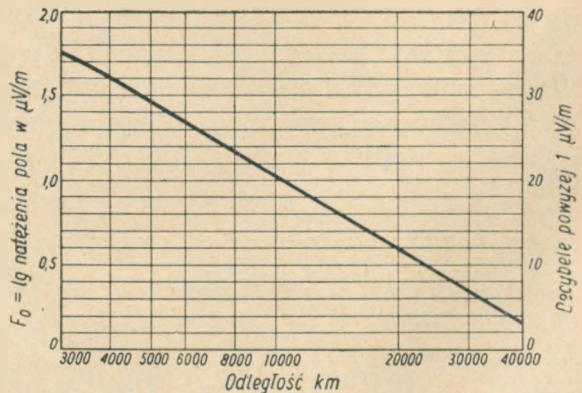


Rys. 45. Stała absorpcji  $S_0$  dla tras długich w funkcji częstotliwości [A. 7]

Rys. 47. Średnie wartości natężenia pola fali nieabsorbowanej dla 1 kW mocy promieniowanej. Transmisja poprzez warstwę F2 dla odległości powyżej 3000 km [A. 7]



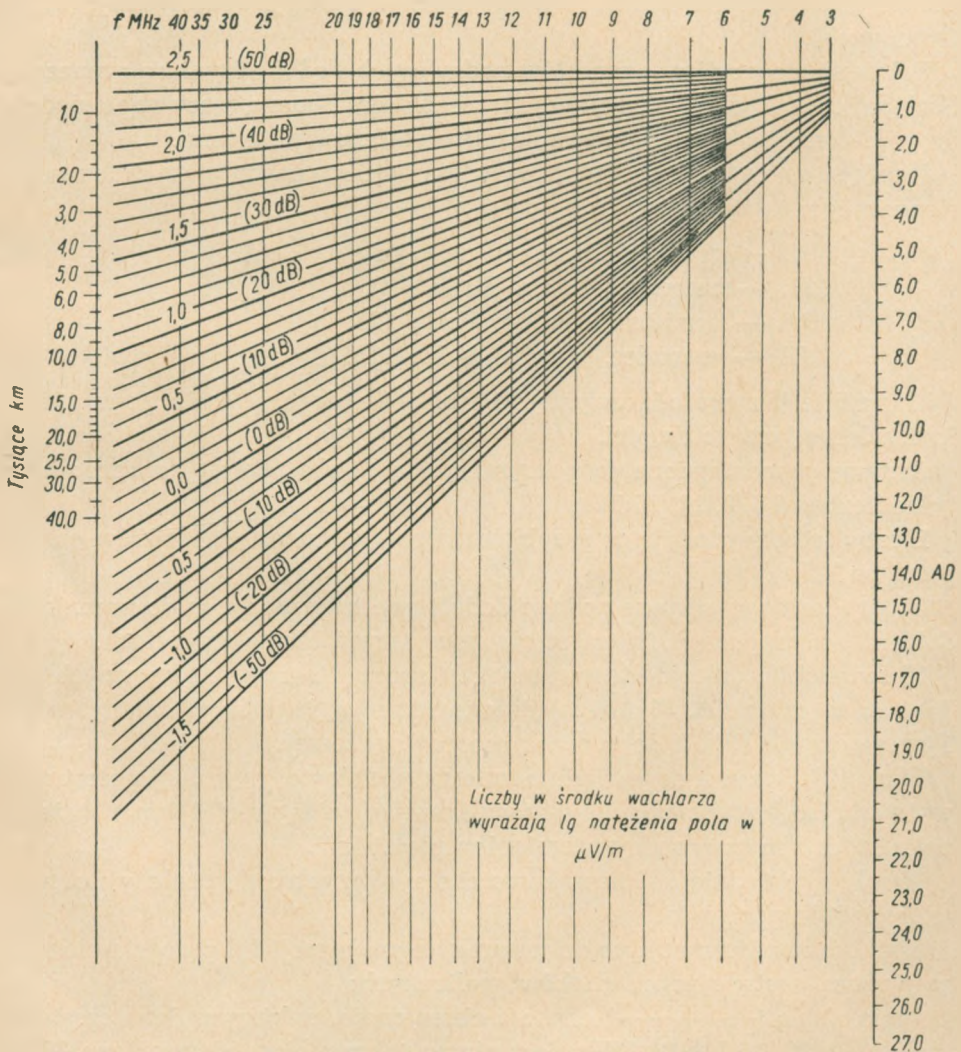
Rys. 46. Średnie wartości natężenia pola fali nieabsorbowanej dla 1 kW mocy promieniowanej w funkcji odległości do ok. 3000 km. Za podstawę do obliczeń przyjęto wysokość pozorną odbicia fali dla warstwy E — 105 km, a dla warstwy F2 — 320 km [A. 7]



Do obliczeń natężenia pola można stosować wzór (68) lub posłużyć się odpowiednimi nomogramami (np. rys. 48).

Jeden z nomogramów (tu nie załączony) stosuje się w przypadku, gdy  $0 < AD < 5,0$ . Nomogram (rys. 48) stosuje się dla dużych wartości  $A \cdot D$ , dochodzących do 27,0. Sposób użycia tych nomogramów jest następujący:

- 1) wyznaczyć  $D$  w tysiącach kilometrów na skali po lewej stronie nomogramu,
- 2) wyznaczyć  $A \cdot D$  na skali po prawej stronie nomogramu,
- 3) połączyć obydwa wyznaczone punkty linią prostą,
- 4) natężenie pola w dB powyżej  $1 \mu\text{V/m}$  odczytuje się na przecięciu powyższej prostej z linią pionową, odpowiadającą danej częstotliwości.



Rys. 48. Nomogram do obliczania natężenia pola dla dużych wartości  $A \cdot D$ , odległości powyżej 3200 km i 1 kW mocy promieniowanej [A. 7]

### 6.1.5. Określanie natężenia pola dla danej trasy za pomocą wykresów

W celu szybkiego określenia środkowych wartości natężenia pola fal jonosferycznych w miejscu odbioru można posługiwać się wykresami zawartymi w Normach Technicznych B-1 [A.28] i B-2 [A.29] opracowanymi przez Międzynarodową Izbę Rejestracji Częstotliwości i wydanymi przez Międzynarodową Unię Telekomunikacyjną w Genewie w 1955 r.

Norma techniczna B-1 zawiera w nowej zrewidowanej formie krzywe natężenia pola dla tras dłuższych od 4000 km (znane jako krzywe Mexico City) i dla częstotliwości od 6 do 21 MHz w funkcji godzin doby (czasu Greenwich).

Położenia geograficzne punktów nadawczych i odbiorczych są oznaczone liczbami od 1 do 67 na załączonej mapie świata. Podane trasy odpowiadają drogom transmisji między dwoma odpowiednimi punktami.

Każdej trasie odpowiadają 4 arkusze dla każdej z następujących faz cyklu słonecznego:

<i>DL</i>	— grudzień, liczba Wolfa	5,
<i>JL</i>	— czerwiec, liczba Wolfa	5,
<i>DA</i>	— grudzień, liczba Wolfa	125,
<i>JA</i>	— czerwiec, liczba Wolfa	125.

Wszystkie krzywe odnoszą się do środka każdego z pięciu pasm radiofonii wielkiej częstotliwości.

Krzywe przedstawione są pełnymi liniami i dla prostoty oznaczone są tylko liczbami 6, 9, 12, 15 i 21.

Liczby te odpowiadają w przybliżeniu częstotliwościom środków owych pasm (w MHz).

U góry każdego arkusza podano dodatkowe informacje co do prawdopodobieństwa propagacji fal na pięciu powyższych częstotliwościach.

Metody obliczeniowe stosowane przy sporządzaniu tych krzywych podane są w pracy [A. 7]. Uwzględniono również dane Izby Częstotliwości Tymczasowych (PFB) dotyczące absorpcji zorzowej.

Wszystkie krzywe odpowiadają antenie półfalowej w wolnej przestrzeni wytwarzającej w płaszczyźnie równikowej w odległości 1 km natężenie pola 222 mV/m przy mocy promieniowanej 1 kW.

W celu uwzględnienia kierunkowości stosowanych anten należy stosować odpowiednie poprawki.

Dodatkowe informacje co do warunków propagacji fal przedstawione są za pomocą następujących znaków graficznych:

Linia ciągła (————) oznacza okres czasu, w którym dana częstotliwość (6, 9, 12, 15 lub 21 MHz) jest równa lub mniejsza niż mediana MUF.

Linia kropkowana (. . . . .) oznacza okres, w którym oczekuje się propagacji fali o danej częstotliwości w przeciągu 10 do 50% dób.

Krzyżyki (x x) oznaczają granice okresu, w którym propagacja fali o danej częstotliwości będzie dochodziła do skutku przynajmniej w przeciągu 90% dób, tj. kiedy rozważana częstotliwość jest najwyżej równa FOT.

Kółka (o o) oznaczają granice okresu, podczas którego rozważana częstotliwość wynosi najwyżej 2/3 MUF. Podczas tego okresu w celu zmniejszenia absorpcji, wskazane jest użycie większej częstotliwości z wyjątkiem przypadków, gdy rozważana częstotliwość wynosi przynajmniej 15 MHz.

Znak  $\overset{24.2}{\uparrow}$  oznacza, że maksimum mediany MUF wynosi 24,2 MHz.

Strzałki przy godzinach 0 i 24 ( $\overset{0}{\leftarrow}$  —  $\overset{24}{\rightarrow}$ ) wskazują, że rozważana częstotliwość jest zawsze mniejsza niż FOT.

Znak  $\overset{0}{\leftarrow}$  ( $\overset{24}{\rightarrow}$ ) przy godzinach 0 i 24 wskazuje, że rozważana częstotliwość jest zawsze mniejsza niż 2/3 MUF.

Norma Techniczna B-2 składa się z trzech części i ilustruje warunki propagacji na odległościach mniejszych niż 4000 km.

W części pierwszej podano MUF dla warstwy F2.

Część druga Normy B-2 została zastąpiona przez rozdział A-6 Normy A [A. 27].

W części trzeciej zawarte są krzywe natężenia pola dla częstotliwości od 4 do 20 MHz w funkcji czasu lokalnego.

Część pierwsza Normy Technicznej B-2 składa się ze 156 arkuszy zawierających mediany MUF dla warstwy F2 w funkcji czasu miejscowego.

Na każdym arkuszu narysowano krzywe median MUF dla warstwy F2 i dla odległości 0, 400, 800, 1200, 1600, 2400, 3200 i 4000 km dla trzynastu wartości szerokości geograficznych (odpowiadających środkowi drogi transmisyjnej) między 60° N i 60° S, dla poszczególnych obszarów geomagnetycznych E, I, W i dla 4 faz cyklu słonecznego (analogicznie jak przy omawianiu Normy Technicznej B-1). Liczby przy krzywych MUF: 4, 12, 24 i 40 oznaczają odległości w setkach kilometrów.

W drugiej części rozdziału A-6 Normy Technicznej A (wydanie 2 z 1958 r.) znajdują się dwie tablice. W tych tablicach podane są środkowe wartości natężenia pola fal w zakresie od 1605 MHz do 3500 kHz przy propagacji nad lądem i nad morzem. Natężenia pola fali przyziemnej i jonosferycznej wyrażone są w dB w stosunku do 1  $\mu$ V/m w zależności od odległości od anteny nadawczej. Wartości natężenia pola fal jonosferycznych podane są dla godzin 12 i 24 czasu miejscowego dla fazy cyklu słonecznego DL i JL (grudzień i czerwiec, liczba Wolfa 5). Uwzględniono 5 szerokości geograficznych odpowiadających środkowi trasy propagacji, a mianowicie 0°, 30°, 40°, 50° i 60°. Podane wartości mogą być użyte zarówno dla półkuli północnej, jak i południowej. Wpływ obszarów E, I, W jest tak mały w danym przypadku, że wartości podane odnoszą się do wszystkich tych stref. Absorpcja zerowa nie została wzięta pod uwagę przy obliczaniu omawianych natężeń pól. Pola te obliczano w zasadzie według metod podanych w [A. 7],

wprowadzając niewielkie modyfikacje na podstawie informacji z innych źródeł. Podane wartości natężeń pól odpowiadają 1 kW mocy promieniowanej przez dipol półfalowy znajdujący się w wolnej przestrzeni.

W trzeciej części Normy Technicznej B-2 zgromadzono 462 arkusze przedstawiające wartości środkowe natężenia pola fali jonosferycznej wyrażone w dB w odniesieniu do  $1 \mu\text{V/m}$  w zależności od czasu lokalnego. W celu ułatwienia interpolacji każdy arkusz przedstawia krzywe dla 3 odległości, a mianowicie:

albo dla 200, 600 i 1000 km,  
albo dla 1000, 1600 i 2000 km,  
albo dla 2000, 3200 i 4000 km

dla danej częstotliwości, szerokości geograficznej i fazy cyklu słonecznego.

Krzywe są obliczone dla następujących częstotliwości:

4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16 i 20 MHz.

Uwzględniono 7 szerokości geograficznych, z których każda odpowiada punktowi środkowemu trasy, od  $60^\circ \text{ N}$  do  $0^\circ$  co  $10^\circ$ .

Wybrano tylko dwie fazy cyklu słonecznego:

DL (grudzień, liczba Wolfa 5),  
JA (czerwiec, liczba Wolfa 125).

Obecnie rozważa się sprawę rozszerzenia części trzeciej Normy Technicznej B-2 na inne fazy cyklu słonecznego.

Krzywe natężenia pola dla szerokości geograficznej  $0^\circ$  (równik) są prawdziwe zarówno dla grudnia, jak i dla czerwca dla danej liczby Wolfa.

Wszystkie krzywe oznaczone symbolem „North” (Północ) można stosować do połączeń leżących na półkuli południowej, jeśli zamiast fazy JA przyjmujemy fazę DA lub zamiast fazy DL przyjmujemy fazę JL.

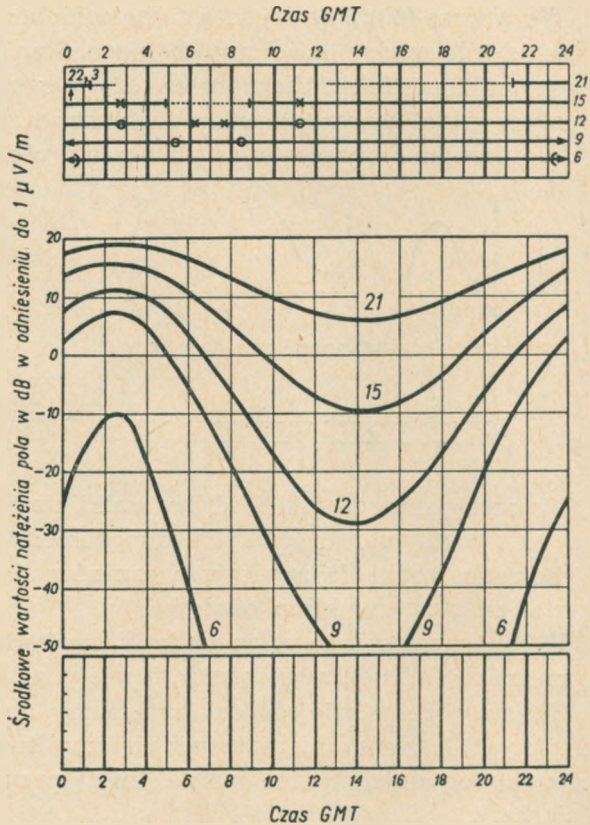
W trzeciej części omawianej normy podano zbiór krzywych natężenia pola bez uwzględniania wpływu obszarów E, I, W. W celu uproszczenia nie uwzględniono również absorpcji w obszarach zorzowych. Tablice korekcyjne uwzględniające warunki propagacji w tej strefie będą opublikowane jako załącznik do Normy B-2.

Krzywe omawiane w części trzeciej tej normy odnoszą się do mocy 1 kW, przyłożonej do anteny nadawczej półfalowej na wolnej przestrzeni.

Norma Techniczna B-2, zawierająca jeszcze cały szereg szczegółowych objaśnień, opracowana została na podstawie następujących źródeł:

- Materiały z Międzynarodowej Konferencji Radiofonii Wielkiej Częstotliwości — *Mexico City*, 1948/49 r.;
- Praca [A. 7];
- Report No. 2 of the U.S. Army Signal Corps Radio Propagation Unit*,

Dla przykładu podano na rys. 49 krzywe środkowych wartości natężenia pola fal jonosferycznych na odległości 7200 km między obszarami 8 ÷ 28, tj. między okolicą Nowego Jorku w Stanach Zjednoczonych Ameryki Północnej a Polską Południową.



Rys. 49. Średnie wartości natężenia pola dla 1 kW mocy promieniowanej dla trasy Stany Zjednoczone Ameryki Pn. — Polska, o długości 7200 km, fazy JA (czerwiec, liczba Wolfa 125), obszary 8 — 28 [A. 28]

## 6.2. Prawdopodobieństwo zaników według Dołuchanowa [A.5]

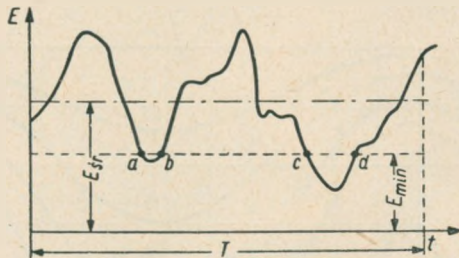
Silne zaniki znacznie utrudniają odbiór na falach krótkich. W celu uzyskania nieprzerwanej radiokomunikacji należy przedsięwziąć szereg środków, które by łagodziły wpływ zaników. Aby powziąć skuteczną walkę z zanikami, trzeba poznać to zjawisko pod względem ilościowym. Interesujące są tu głębokość zaników i ich średni czas trwania.

Głębokość zaników charakteryzuje tzw. prawdopodobieństwo zniekształceń. Pod prawdopodobieństwem zniekształceń  $S$  należy rozumieć stosunek sumy odcinków czasu, w ciągu których wypadkowe natężenie pola spada poniżej poziomu  $E_{min}$ , niezbędnego do zrozumiałego odbioru sygnałów, do całego czasu obserwacji natężenia pola. Pod względem matema-

tycznym prawdopodobieństwo zniekształceń  $S$  wyraża się wzorem (patrz rys. 50):

$$S = \frac{\sum \Delta t}{T} = \frac{ab + cd}{T} \quad (69)$$

We wzorze (69)  $\sum \Delta t$  oznacza sumę odcinków czasu, w ciągu których natężenie pola spada poniżej minimalnego.  $S$  wyraża się zwykle w procentach i przy odbiorze telegraficznym wyraża procentowo liczbę zniekształconych znaków (stąd nazwa prawdopodobieństwo zniekształceń). Przy odbiorze telefonicznym  $S$  oznacza w przybliżeniu procent zniekształconych słów.



Rys. 50. Określanie prawdopodobieństwa zniekształceń sygnałów [A. 5]

Do oceny skuteczności środków walki z zanikami stosowany jest współczynnik równy stosunkowi prawdopodobieństwa zniekształceń, gdy są zastosowane środki do zwalczania zaników, do prawdopodobieństwa zniekształceń przy zwykłym odbiorze.

W celu określenia współczynnika  $S$ , gdy zaniki są wynikiem interferencji  $n$  promieni ( $n > 4$ ), zastosowano teorię prawdopodobieństwa.

Założmy, że w miejscu odbioru mamy do czynienia z  $n$  promieniami o różnych, lecz nie zmieniających się amplitudach. Niech faza każdego z  $n$  promieni zmienia się nieustannie i może przyjmować dowolną wartość od 0 do  $2\pi$ .

Chwilową wartość wypadkowego natężenia pola można wyrazić wzorem:

$$e = \sum_{i=1}^n E_{mi} \cdot \cos(\omega \cdot t - \varphi_i) \quad (70)$$

Wzór (70) można przekształcić w następujący sposób:

$$e = \cos \omega t \sum_{i=1}^n E_{mi} \cdot \cos \varphi_i + \sin \omega t \sum_{i=1}^n E_{mi} \cdot \sin \varphi_i \quad (71)$$

Oznaczając:

$$E_{mi} \cdot \cos \varphi_i = x_i, \quad E_{mi} \cdot \sin \varphi_i = y_i \text{ oraz}$$

$$\sum_{i=1}^n E_{mi} \cdot \cos \varphi_i = x, \quad \sum_{i=1}^n E_{mi} \cdot \sin \varphi_i = y \quad (72)$$

otrzymamy:

$$e = x \cdot \cos \omega t + y \cdot \sin \omega t \quad (73)$$

Wobec tego amplituda pola wypadkowego

$$E_m = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (74)$$

Prawdopodobieństwo, że  $x$  jest zawarte w granicach od  $t_0 \cdot E_{s-k}$  do  $t_1 \cdot E_{s-k}$ , czyli

$$t_0 \cdot E_{s-k} < x < t_1 \cdot E_{s-k} \quad (75)$$

dąży wg *Lapunowa* do granicy

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{t_0}^{t_1} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (76)$$

Podobną zależność można napisać dla zmiennej  $y$ .

W nierówności (75)  $E_{s-k}$  oznacza średnią kwadratową wartość amplitud interferujących promieni. Wartość ta wyraża się wzorem:

$$E_{s-k}^2 = \sum_1^n \frac{E_{m_i}^2}{2} \quad (77)$$

Wzór (75) dla  $x$  i analogiczny wzór dla  $y$  przedstawiają rozkład składowych pola elektrycznego fali, które zmieniają się odpowiednio wg funkcji  $\cos \omega t$  i  $\sin \omega t$ .

Następnym etapem będzie określenie prawdopodobieństwa wartości które przyjmie amplituda pola wypadkowego (wzór 74) przy znanym prawie rozkładu prawdopodobieństwa składowych  $x$  i  $y$ .

Pomijając istnienie związku pomiędzy każdą z wielkości  $x_i$  i  $y_i$ , można dowieść, że sumy  $x$  i  $y$  są w danym przypadku wielkościami statystycznie niezależnymi.

Z teorii wiadomo, że prawdopodobieństwo jednoczesnego zaistnienia dwu niezależnych zdarzeń jest równe iloczynowi prawdopodobieństwa odpowiednich zdarzeń.

Według powyższego twierdzenia prawdopodobieństwo jednoczesnego spełnienia nierówności:

$$\begin{aligned} t'_0 \cdot E_{s-k} < x < t'_1 \cdot E_{s-k} \\ t''_0 \cdot E_{s-k} < y < t''_1 \cdot E_{s-k} \end{aligned} \quad (78)$$

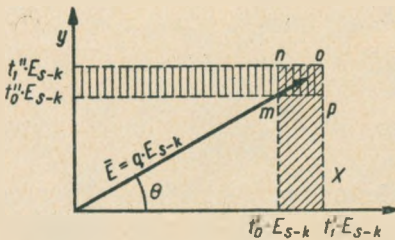
będzie równe iloczynowi odpowiednich prawdopodobieństw, określonych przez wzór (76), czyli prawdopodobieństwo jednoczesnego obserwowania nierówności (78) będzie mniejsze niż

$$Q(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{t'_0}^{t'_1} \int_{t''_0}^{t''_1} e^{-\left(\frac{t'^2}{2} + \frac{t''^2}{2}\right)} dt' \cdot dt'' \quad (79)$$

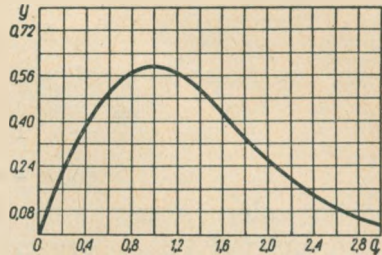


Rysunek 51 przedstawia sposób określania prawdopodobieństwa rozkładu wypadkowej amplitudy.

Jeśli składowe  $x$  i  $y$  mieszczą się w granicach pól zakreskowanych, przy czym prawdopodobieństwo zaistnienia tych zdarzeń określone jest równaniem (79), to to samo równanie określa prawdopodobieństwo tego, że koniec wektora wypadkowego znajdzie się w granicach prostokąta  $m n o p$ .



Rys. 51. Sposób określania prawdopodobieństwa rozkładu amplitudy wypadkowej [A. 5]



Rys. 52. Krzywa różniczkowa rozkładu prawdopodobieństwa dla wypadkowej amplitudy przy interferencji  $n$  promieni [A. 5]

Wprowadźmy biegunowy układ współrzędnych, a więc promień  $q$  i kąt  $\theta$ . Wówczas

$$\left. \begin{aligned} q^2 &= t'^2 + t''^2, \\ dt' \cdot dt'' &\approx q \cdot dq \cdot d\theta \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

$q$  jest tu liczbą oderwaną i przedstawia długość wektora wypadkowego w jednostkach  $E_{s-k}$ ,  $\theta$  zaś przedstawia fazowe przesunięcie w czasie wektora pola wypadkowego

$$x = t' \cdot E_{s-k} \quad \text{i} \quad y = t'' \cdot E_{s-k}$$

Po podstawieniu tych wartości do równania (74) otrzymamy:

$$E_m = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{t'^2 + t''^2} \cdot E_{s-k} \quad (81)$$

Na podstawie równań (80) i (81) otrzymamy:

$$E_m = q \cdot E_{s-k} \quad (82)$$

a na podstawie równań (79) i (80):

$$Q(q) = \frac{1}{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{q_1}^{q_2} q \cdot e^{-\frac{q^2}{2}} dq \cdot d\theta \quad (83)$$

Ponieważ określamy amplitudę wypadkowego pola, a nie jego fazę, to można zmienną  $\theta$  w równaniu (83) wziąć w granicach od 0 do  $2\pi$ .

Po scałkowaniu

$$Q(q) = \int_{q_0}^{q_1} q \cdot e^{-\frac{q^2}{2}} dq \quad (84)$$

Równanie (84) przedstawia rozkład prawdopodobieństwa wartości  $q$ , a przez to i amplitudy  $E_m$  wypadkowego pola. Równanie (84) przedstawia prawdopodobieństwo tego, że wypadkowa amplituda pola znajduje się w granicach od  $q_0 \cdot E_{s-k}$  do  $q_1 \cdot E_{s-k}$ .

Funkcja podcałkowa przedstawia równanie różniczkowe krzywej rozkładu prawdopodobieństwa. Wykres funkcji

$$y = q \cdot e^{-\frac{q^2}{2}} \quad (85)$$

przedstawia rys. 52.

Praktyczne znaczenie różniczkowej krzywej rozkładu prawdopodobieństwa polega na tym, że pozwala ona określić najbardziej prawdopodobną wartość amplitudy pola wypadkowego, tj. wartość odpowiadającą maksimum  $y$ . Rys. 52 wskazuje, że taką wartością będzie  $q = 1$ , tj. najbardziej prawdopodobna wartość amplitudy wypadkowego pola będzie średnią kwadratową wartością interferujących amplitud.

Krzywa całkowa rozkładu prawdopodobieństwa, tj. prawdopodobieństwo tego, że pole wypadkowe będzie zawarte w granicach od 0 do  $E_{s-k}$  lub inaczej — prawdopodobieństwo tego, że pole wypadkowe spada poniżej poziomu  $q \cdot E_{s-k}$ , określa się na drodze całkowania równania (84) w granicach od 0 do  $q$ .

Otrzymamy:

$$S(q) = \int_0^q q \cdot e^{-\frac{q^2}{2}} dq = 1 - e^{-\frac{q^2}{2}} \quad (86)$$

Zależności  $S(q)$  można podać w postaci wykresu.

Jeśli oznaczyć przez  $q = \frac{E_{min}}{E_{s-k}}$  stosunek minimalnej wartości pola, przy którym możliwy jest jeszcze wierny odbiór, do średniej kwadratowej wartości pola i podstawić tę wartość do wzoru (86), to  $S\left(\frac{E_{min}}{E_{s-k}}\right)$  będzie wyrażać prawdopodobieństwo zniekształceń.

Rozkładając  $e^{-\frac{q^2}{2}}$  na szereg

$$e^{-\frac{q^2}{2}} = 1 - \frac{q^2}{2} + \left(\frac{q^2}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{2!} - \left(\frac{q^2}{2}\right)^3 \cdot \frac{1}{3!} + \dots \quad (87)$$

i pozostawiając tylko dwa składniki we wzorze (87), otrzymamy wyrażenie na prawdopodobieństwo zniekształceń

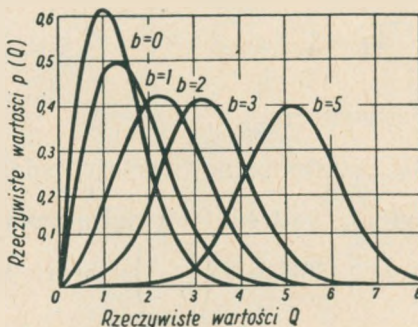
$$S(q) \approx \frac{q^2}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{E_{min}}{E_{s-k}} \right)^2 \quad (88)$$

Równanie (88) ma duże znaczenie praktyczne. Wskazuje ono, że prawdopodobieństwo zniekształceń jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu natężenia pola, wytworzonego przez nadajnik w miejscu odbioru, i wprost proporcjonalne do kwadratu minimalnego natężenia pola, niezbędnego dla pewnego odbioru. Z tego wynika, że dwukrotne zwiększenie natężenia pola zmniejsza czterokrotnie liczbę zniekształconych znaków. Ponieważ natężenie pola w miejscu odbioru jest proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego z mocy wypromieniowanej przez nadajnik, to prawdopodobieństwo zniekształceń jest odwrotnie proporcjonalne do mocy promieniowanej. Stąd wynika, że zwiększenie mocy nadajnika wpływa znacznie więcej na dobroć odbioru niżby to wynikało z zależności między mocą i natężeniem pola. Również bardzo skutecznie wpływa na jakość odbioru podwyższenie progu czułości odbiornika, tzn. zmniejszenie minimalnej wartości natężenia pola, niezbędnego dla pewnego odbioru.

### 6.3. Prawdopodobieństwo zaników według Mc Nicola [B.6]

#### 6.3.1. Wstęp

Zjawisko zaniku jest przeważnie wynikiem interferencji fali jonosferycznej i przyziemnej lub też fal jonosferycznych o różnych drogach i fazach. Niekiedy obserwuje się jednak również zaniki fali pojedynczej, odbi-



Rys. 53. Krzywe prawdopodobieństwa rozkładu amplitudy  $Q$  stałego sygnału plus bezładne zakłócenia [B. 6]

tej od jonosfery. Zjawisko zaniku było badane eksperymentalnie, a następnie opracowano szereg teorii dotyczących prawdopodobieństwa występowania tego zjawiska. Należy tu wymienić m. in. autorów: *J. A. Ratcliffe'a*, *S. N. Mitre*, *R. W. E. Mc Nicola*. Doświadczenia przeprowadzono przy po-

mocy nadajników impulsowych, wysyłających sygnały prostopadle do jonosfery, oraz za pomocą nadajników z falą ciągłą. W wyniku wielu doświadczeń ustalono, że jonosfera zawiera często nierównomierności w płaszczyźnie poziomej, tak że fale odbite zawierają nie tylko składowe o lustrzanym odbiciu, lecz również i szereg składowych będących wynikiem rozproszenia od tych niejednorodności.

Okazuje się, że w przypadku, gdy istnieją tylko fale rozproszone bez odbicia zwierciadlanego, fala odbita od niejednorodności jonosfery może być uważana za zbiór fal o różnych fazach zupełnie przypadkowych. Fale te dodają się tak, że rozkład amplitud odpowiada rozkładowi Rayleigh'a, pokazanemu na rys. 53 dla  $b = 0$ .

Gdy jednak fala w miejscu odbioru zawiera prócz składowych odbitych od nierównomierności jonosfery również składową odbicia zwierciadlanego, to prawdopodobieństwo rozkładu amplitud nie odpowiada już rozkładowi Rayleigh'a, lecz przybiera kształt krzywych dla  $b = 1, 2, 3, \dots$  z rys. 53.

Rysunek 53 jest ważny z tego względu, że na jego podstawie i krzywej prawdopodobieństwa rozkładu amplitud, zdjętej doświadczalnie, możliwe jest określenie, jaki procent mocy odbitej w sposób zwierciadlany znajduje się w fali odbitej od jonosfery. Współczynnik  $b$  określa stosunek sygnału odbitego w sposób zwierciadlany do sygnału odbitego w sposób przypadkowy. Ruchy niejednorodności w jonosferze mogą być trzech rodzajów: ruchy uporządkowane, tzw. wichry jonosferyczne, ruchy bezładne niejednorodności oraz kombinacje obu poprzednich ruchów.

### 6.3.2. Teoria analizy amplitudy

6.3.2.1. Zaniki przypadkowe. Jeśli fala odbierana składa się jedynie z dużej liczby składowych rozproszonych od nierównomierności jonosfery, o prawie takiej samej drodze grupowej, lecz o drogach fazowych różniących się jedna od drugiej o przypadkowy ułamek długości fali, to prawdopodobieństwo rozkładu wypadkowej amplitudy  $R$  obwiedni odpowiada rozkładowi Rayleigh'a

$$p(R) = \frac{R}{\Psi} \cdot e^{-\frac{R^2}{2\Psi}},$$

gdzie:

$R$  — amplituda w danym momencie czasu,

$\Psi$  — parametr, związany ze średnią wartością  $\bar{R}$ , skuteczną wartością  $R_e$  i najbardziej prawdopodobną wartością  $R_m$  za pomocą równań:

$$\bar{R} = \left(\frac{\pi \cdot \Psi}{2}\right)^{1/2}; \quad R_e = (2\Psi)^{1/2}; \quad R_m = \Psi^{1/2}$$

6.3.2.2. Zaniki przypadkowe z uwzględnieniem składowej stałej (odbicie zwierciadlane lub fala przyziemna).

W tym przypadku prawdopodobieństwo rozkładu wypadkowej amplitudy  $Q$  wyraża się wzorem:

$$p(Q) = \frac{Q}{\Psi} \cdot \exp\left(-\frac{Q^2 + B^2}{2\Psi}\right) I_0\left(\frac{QB}{\Psi}\right) \quad (89)$$

gdzie:

$I_0$  — funkcja Bessela rzędu zerowego o argumentie urojonym,

$B$  — amplituda sygnału stałego,

$\Psi$  — jak w 6.3.2.1.

W ogólności  $\overline{Q^2} = B^2 + 2\Psi = B^2 + R_s^2$ , tj. średnia kwadratowa wartość amplitudy wypadkowej jest sumą średnich kwadratowych wartości składowych.

Prawdopodobieństwo  $p(Q)$  można wyrazić w zależności od parametru  $b$ , gdzie:

$$b = \frac{B}{\Psi^{1/2}}$$

Krzywe z równania (89) dla różnych wartości  $b$  podane są na rys. 53.

Gdy  $b < 1$ , to  $p(Q) \approx \frac{2Q}{R_s^2} \cdot \exp\left(-\frac{Q^2}{R_s^2}\right)$

wtedy  $p(Q)$  odpowiada w przybliżeniu rozkładowi Rayleigh'a.

Gdy  $b > 3$ , to  $p(Q) \approx \frac{1}{(2\pi\Psi)^{1/2}} \left(\frac{Q}{B}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{(Q-B)^2}{2\Psi}\right]$  (90)

W tym przypadku mamy do czynienia z rozkładem Gaussa ze standardowym odchyleniem  $\Psi^{1/2}$  od członu zakłócającego  $\left(\frac{Q}{B}\right)^{1/2}$ . Wprowadzając

$$Q_m = (B^2 + \Psi)^{1/2} = [\Psi(b^2 + 1)]^{1/2} \quad (91)$$

można wykazać, że gdy  $p(Q)$  jest duże, to wzór (90) można podać z dokładnością do 1% w postaci uproszczonej

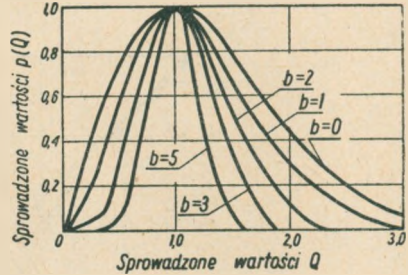
$$p(Q) = \frac{1}{(2\pi\Psi)^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{(Q - Q_m)^2}{2\Psi}\right]$$

Na rysunku 54 podane są sprowadzone do jedności krzywe z rys. 53.

Z rysunku 54 widać, że krzywe są tym węższe, im  $b$  jest większe. Gdy  $b$  jest mniejsze od jedności, to wartości  $p(Q)$  w funkcji  $Q$ , wyznaczone doświadczalnie, nie odbiegają znacznie od rozkładu Rayleigh'a dla  $b = 0$ . Gdy jednak  $b > 2$ , obecność stałego sygnału powinna być oczywista na podstawie analizy krzywych zaniku.

Z rodziny krzywych  $p(Q)$  w zależności od  $Q$  można znaleźć  $Q_m$  i wykreślić  $p(Q)$  w zależności od  $(Q - Q_m)^2$ . W wyniku otrzymuje się linię prostą, z nachylenia której można określić wartość  $\Psi^{1/2}$ . Znając  $Q_m$  i  $\Psi^{1/2}$  można za pomocą równania (91) określić wartość  $b$ .

6.3.2.3. Kombinacja kilku zanikających fal. Dotychczas omawiano pojedynczą falę podlegającą zanikom. W przypadku kilku fal zanikających nie-



Rys. 54. Sprowadzone do jedności krzywe prawdopodobieństwa rozkładu amplitudy  $Q$  stałego sygnału plus beładne zakłócenia [B. 6]

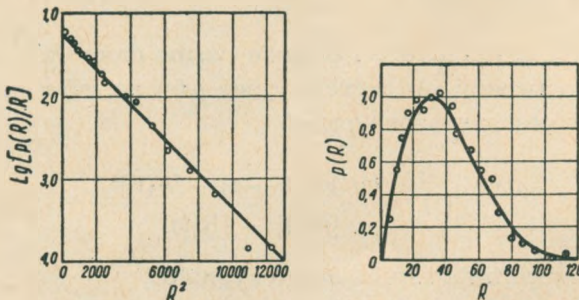
zależnie od siebie prawdopodobieństwo rozkładu amplitudy wypadkowej z  $m$  niezależnie zanikających fal przedstawia się wg de Boer'a następująco:

$$p(R) = \frac{2 R}{mR_1^2} \cdot \exp\left(-\frac{R^2}{mR_1^2}\right), \tag{92}$$

gdzie  $R_1$  — amplituda każdej ze składowych fal;  $p(R)$  jest w tym przypadku rozkładem Rayleigh'a z wartości skutecznej  $mR_1^2$ . Okazuje się, że amplitudy sygnałów fali ciągłej, odbieranych z odległej stacji nadawczej, podlegają takiemu samemu prawdopodobieństwu rozkładu jak fala pojedyncza.

6.3.3. Analiza amplitudy zapisów eksperymentalnych

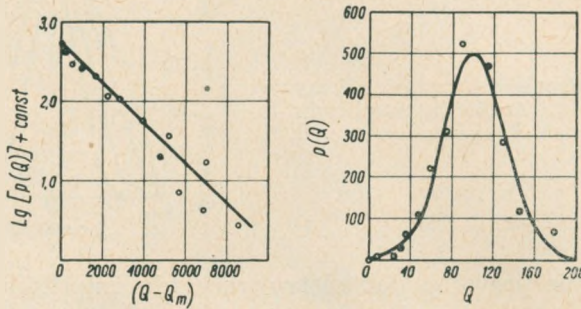
Spośród krzywych zaników na wielkich częstotliwościach przy transmisjach prostopadłych, lub z krzywych zaników na falach średnich przy



Rys. 55. Rozkład amplitudy  $R$  zapisu sygnału wielkiej częstotliwości przy transmisji prostopadłej dla  $b = 0$  (Wykres logarytmiczny i zwykły rozkładu Rayleigh'a) [B. 6]

transmisjach ukośnych, można znaleźć mnóstwo zapisów, których prawdopodobieństwo rozkładu amplitudy ma wartości parametru  $b$  od zera aż do dużych wartości rzędu 10.

Zapisy te ilustrują wszelkie głębokości zaników od bardzo płytkich aż do całkowitych. Wszystkie te prawdopodobieństwa zaników można dopasować do krzywych odpowiadających równaniu (89), o ile użyje się odpowiedniej wartości parametru  $b$ . Przykład analizy podano na rys. 55 i 56.



Rys. 56. Rozkład amplitudy  $Q$  fali średniej przy transmisji ukośnej dla  $b = 3$  (Wykres logarytmiczny i zwykły rozkładu Gaussa) [B. 6]

Na rysunku 55 jest przedstawiony zapis wielkiej częstotliwości odbierany przy transmisji prostopadłej dla parametru  $b = 0$ . Na rys. 56 jest przedstawiony zapis fali średniej odbieranej przy transmisji ukośnej dla parametru  $b = 3$ .

### 6.3.4. Teoria analizy czasu zaników

6.3.4.1. Pasma mocy. Fala padająca w obszar jonosfery ma częstotliwość nadajnika  $f_0$ . Jednak każda z fal składowych, rozpraszanych od poruszających się niejednorodności jonosfery, zmienia swą częstotliwość wskutek zjawisk Dopplera. Wobec tego fala odbita zawiera pasmo częstotliwości skupiające się wokół  $f_0$ .

Według Booker'a, Ratcliffe'a i Shinn'a pasmo mocy fali odbitej  $P(f)$  odniesione jest do funkcji autokorelacyjnej  $\rho(\tau)$  zapisów zaniku. Funkcja autokorelacyjna jest wyrażona przez:

$$\rho_n(\tau) = \frac{R(t)R(t+\tau) - [R(t)]^2}{[R(t)]^2 - [R(t)]^2} \quad (93)$$

gdzie  $R(t)$  jest amplitudą zanikającego sygnału.

Funkcja  $\rho_R(\tau)$  jest w przybliżeniu równa kwadratowi szeregu Fourier'a z wyrażenia  $P(f + f_0)$ .

Na podstawie powyższego można rozważyć, jaki rodzaj pasma mocy będzie odbity od różnych modeli warstw jonosferycznych i w ten sposób przewidzieć rodzaj zaniku.

Wyniki doświadczalne można porównać z przewidywaniami. Rozważone będą trzy różne modele, a mianowicie:

- a) ruchy bezładne niejednorodności jonosfery,
- b) wichry jonosferyczne,
- c) bezładne wzrosty i zmniejszanie się ustabilizowanych niejednorodności.

W rzeczywistości te trzy rodzaje zmian w jonosferze mogą zachodzić jednocześnie.

6.3.4.2. Ruchy bezładne niejednorodności w jonosferze. Według *Ratcliffe'a* przyjmuje się, że niejednorodności w jonosferze mają składowe prędkości  $v$  na linii widzialności, rozłożone wg prawa Gauss'a:

$$p(v) \cdot dv = A \cdot \exp\left(\frac{-v^2}{2v_0^2}\right) dv \quad (94)$$

i że te niejednorodności rozpraszają część mocy, która jest odbierana z przypadkowymi fazami ( $v_e$  — wartość skuteczna prędkości, z jaką porusza się niejednorodność jonosfery). Wskutek zjawiska Dopplera fala o częstotliwości  $f_0$ , odbita od niejednorodności w jonosferze poruszającej się z prędkością  $v$  na linii widzialności, zmienia swą częstotliwość o wartość  $\Delta f$ , gdzie

$$\Delta f = f - f_0 = \frac{2vf_0}{c}$$

W ten sposób pasmo mocy można wyrazić wzorem:

$$P(f) = B \cdot \exp\left[-\frac{\lambda^2(f - f_0)^2}{8v_0^2}\right] \quad (95)$$

Na podstawie wzoru (95) można wyprowadzić, za pomocą rozkładu na szeregi Fourier'a, funkcję autokorelacyjną krzywej zaniku:

$$\varrho_R(\tau) = C \cdot \exp\left[-\frac{16\pi^2 \cdot v_e^2 \tau^2}{\lambda^2}\right] \quad (96)$$

Funkcja ta spada do wartości  $\frac{1}{e}$  po czasie  $\frac{\lambda}{4\pi v_e}$ .

Niekiedy łatwiej jest analizować krzywe zaników metodą różnicy amplitud, opracowaną przez *Fürtha* i *Macdonalda*. Obliczyli oni prawdopodobieństwo  $p(v_r)$ , że amplituda będzie się zmieniała o  $v_r$  w przeciągu czasu  $\tau$ . Jeśli rozkład pasma mocy jest gaussowski ze standardową dewiacją  $\sigma$ , czyli

$$P(f) = \frac{\Psi}{\sigma(2\pi)^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{(f - f_0)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (97)$$



to można wykazać, że dla  $\tau$  małego

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} p(v_\tau) = \frac{e^{-v_\tau^2} dx}{\pi^{1/2}}, \quad (98)$$

gdzie

$$x = \frac{v_\tau}{2\pi \cdot \sigma \cdot \tau (2\Psi)^{1/2}} \quad (99)$$

W założeniu, że  $v_\tau$  ma rozkład wg prawa Gaussa i na podstawie równań (95) i (98)

$$v_0 = \frac{\lambda \cdot \overline{|v_\tau|}}{\tau \cdot R} \quad (100)$$

Dla dużego  $\tau$  Fürth i Macdonald wykazali, że

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} p(v_\tau) = e^{-v^2} \cdot \left[ y \cdot e^{-y^2} + \pi^{1/2} \left( \frac{1}{2} - y^2 \right) (1 - \operatorname{erf} y) \right] \quad (101)$$

$$\text{gdzie: } y = \frac{|v_\tau|}{2\Psi^{1/2}}, \quad \operatorname{erf} y^*) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-y^2} dy$$

$$\text{i } \lim_{\tau \rightarrow \infty} \overline{|v_\tau|} = (2 - \sqrt{2}) \overline{R}, \text{ gdy } \tau \rightarrow \infty$$

6.3.4.3. Obliczenie funkcji autokorelacyjnej. W przypadku prawdopodobieństwa rozkładu amplitudy typu Rayleigha i jeśli rozkład  $p(v_\tau)$  różnic jest typu Gauss'a dla wszystkich wartości  $\tau$ , to

$$\overline{R^2} = \frac{4 \cdot (\overline{R})^2}{\pi} \quad (102)$$

$$\overline{R_1 R_2} = \overline{R^2} - \frac{1}{2} \cdot (\overline{R_1 - R_2})^2 = \overline{R^2} - \frac{\pi}{4} \cdot \overline{|v_\tau|^2}$$

Na podstawie powyższego:

$$\rho_n(\tau) = \frac{\overline{R_1 R_2} - (\overline{R})^2}{\overline{R^2} - (\overline{R})^2} = 1 - \frac{\pi^2}{4 \cdot (4 - \pi)} \cdot \frac{\overline{|v_\tau|^2}}{(\overline{R})^2} \quad (103)$$

Ponieważ  $\overline{|v_\tau|}$  i  $\overline{R}$  łatwo znaleźć z zapisów zaników, to równanie (103) pozwala na proste obliczenie funkcji autokorelacyjnej.

6.3.4.4. Przybliżona metoda obliczania  $v_0$ . Szybki pomiar prędkości zaniku otrzymuje się przez obliczenie liczby maksimum zaniku na sekundę  $N$ . Według Rice'a, jeżeli  $Q$  jest standardowym odchyleniem pasma mocy odbieranego sygnału, to

$$N = 2,52 \sigma$$

\*) Error function  $y$ .

a

$$v_e \approx N \cdot \frac{\lambda}{5}$$

6.3.4.5. Wichry jonosferyczne. Z doświadczenia wynika, że jeżeli obserwować rozkład amplitudy sygnału na powierzchni ziemi w danym momencie czasu, to rozkład ten zmienia się nieregularnie we wszystkich kierunkach. Przypomina to charakterystyki dyfrakcyjne Fresnela wytwarzane przy odbiciu od niejednorodności jonosfery. Funkcja autokorelacyjna  $\varrho_R(x)$  takich charakterystyk przestrzennych, wykreślona w zależności od odległości  $x$  w jednym kierunku od stałego początku, opada w sposób ciągły. Według *Ratcliffe'a* i *Pawsey'a* funkcja ta zmniejsza się w odległości jednej fali do 0,8 wartości początkowej. Jeśli niejednorodności jonosfery, wytwarzające te charakterystyki, będą się poruszały z prędkością  $v_w$ , to charakterystyki dyfrakcyjne będą się poruszały w stosunku do obserwatora na powierzchni ziemi z prędkością  $2v_w$ .

Obserwator stwierdzi autokorelację w czasie, która będzie opadać do wartości 0,8 w przeciągu  $\frac{\lambda}{2v_w}$ .

Jeśli przyjąć dla uproszczenia, że funkcja autokorelacyjna zmienia się w czasie i przestrzeni wg rozkładu Gauss'a i że opada ona do wartości 0,8 w przeciągu  $\frac{\lambda}{2v_w}$ , to spadek jej do wartości  $\frac{1}{e}$  nastąpi w przeciągu  $\frac{2,2\lambda}{2v_w}$ .

Z rozdziału 6.3.4.2. wynika, że przy bezładnych ruchach niejednorodności jonosfery z prędkością skuteczną  $v_e$  funkcja  $\varrho_R(\tau)$  zmniejsza się do wartości  $\frac{1}{e}$  w czasie  $\frac{\lambda}{4\pi v_e}$ . Stąd skuteczna prędkość  $v_e$ , wyprowadzona z krzywej zaników na podstawie hipotezy o ruchach bezładnych, będzie wynosiła w odniesieniu do wichru o prędkości  $v_w$ :

$$v_e = \frac{v_w}{4,4\pi}$$

Możemy przyjąć w tym przypadku, że zanik jest wywołany przez przypadkowy ruch nieregularności, ale fakty takie mogą być wyjaśnione również dobrze na podstawie hipotezy, że zanik jest spowodowany przez stały wicher o prędkości  $v_w \approx 4,4\pi \cdot v_e \approx 14 v_e$ .

6.3.4.6. Przemieszczenie wewnętrzne. Jeśli przyjąć, że zaniki są wytwarzane przez wzrosty i zmniejszenia nieruchomych niejednorodności, to amplituda odbieranego sygnału może być proporcjonalna do pewnej funkcji  $f(t)$ . Każda ze składowych sygnału jest rozłożona bezładnie w czasie. Funkcja autokorelacyjna  $\varrho_R(\tau)$  krzywej zaniku jako całości będzie iden-

tyczna z funkcją autokorelacyjną  $f(t)$ . W założeniu, że obłoki jonizacji tworzą się nagle (np. wskutek przelotu meteorów) i zanikają wg funkcji wykładniczej (wskutek dyfuzji i rekombinacji), funkcja

$$f(t) = 0 \text{ dla } t < 0$$

i

$$f(t) = e^{-at} \text{ dla } t > 0$$

Takie zaburzenie ma pasmo częstotliwości  $\frac{1}{jf+a}$ ; stąd funkcja autokorelacyjna

$$\varrho_R(\tau) = \frac{1}{2a} \cdot e^{-a|\tau|} \quad (104)$$

Szybkość zaniku na danej długości fali powinna być stale ta sama. Jest ona określona tylko przecięciem czasu, w którym obłoki jonizacyjne zanikają po ich uformowaniu się. Ponieważ wyrażenie  $\varrho_R(\tau)$  nie zawiera częstotliwości fali elektromagnetycznej  $f$ , to szybkość zaniku powinna być niezależna od częstotliwości fali.

6.3.4.7. Zaniki w przypadku transmisji ukośnych. W przypadku transmisji ukośnych wzór na zjawisko Dopplera przybiera postać

$$\Delta f = \frac{2 \cdot v_e \cdot f}{c} \cdot \cos \Phi, \quad (105)$$

gdzie  $\Phi$  — kąt między kierunkiem fali i prostopadłą do jonosfery.

Zaniki, będące skutkiem bezładnych ruchów niejednorodności jonosfery, powinny być przy transmisjach ukośnych słabsze w stosunku  $\cos \Phi$  od zaników obserwowanych przy transmisjach prostopadłych. Analogicznie, wichry jonosferyczne również dają przy transmisjach ukośnych zaniki słabsze w stosunku  $\cos \Phi$  od zaników obserwowanych przy transmisjach prostopadłych.

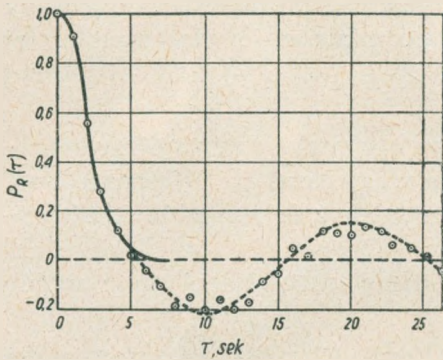
Jedynie wybuchy i zmniejszanie się niejednorodności w jonosferze dają jednakowe prędkości zaników w przypadku transmisji ukośnych i prostopadłych.

### 6.3.5. Analiza czasów zaników zapisów doświadczalnych

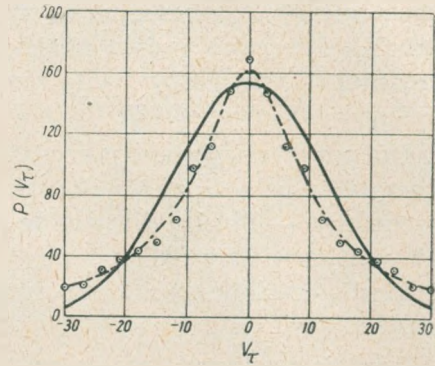
6.3.5.1. Funkcja autokorelacyjna zaników. Rysunek 57 przedstawia zdjętą doświadczalnie krzywą  $\varrho_R(\tau)$ . Początkowa część krzywej aż do  $\tau = 5$  sek odpowiada rozkładowi Gaussa. Część dalsza krzywej ma charakter oscylacyjny.

6.3.5.2. Prawdopodobieństwo rozkładu  $p(v_\tau)$  dla małych  $\tau$ . Rysunek 58 przedstawia krzywą  $p(v_\tau)$  również zdjętą doświadczalnie przez Mitrę.

Krzywa ta zgodnie z teorią powinna odpowiadać rozkładowi Gaussa, który na rysunku jest przedstawiony linią ciągłą. W rzeczywistości jednak krzywa doświadczalna bardziej odpowiada rozkładowi Pearson'a typu VII.

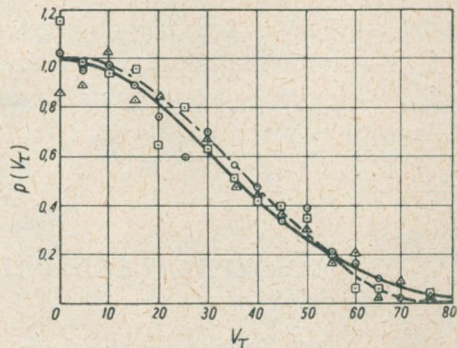


Rys. 57. Funkcja autokorelacyjna zapisu doświadczalnego przy transmisji prostopadłej [B. 6]



Rys. 58. Krzywa rozkładu  $p(v_\tau)$  dla małych wartości  $\tau$ , otrzymana doświadczalnie. Krzywa ciągła — rozkład Gaussa [B. 6]

6.3.5.3. Prawdopodobieństwo rozkładu  $p(v_\tau)$  dla dużych  $\tau$ . Rysunek 59 przedstawia zależność  $p(v_\tau)$  od  $v_\tau$  dla dużych  $\tau$ , zdjętą doświadczalnie. Krzywa przerywana odpowiada rozkładowi Gaussa, krzywa ciągła zaś — rozkładowi teoretycznie przewidywanemu za pomocą równania (101) z rozdziału 6.3.4.2.



Rys. 59. Krzywa rozkładu  $p(v_\tau)$  dla dużych wartości  $\tau$ , otrzymana doświadczalnie. Krzywa przerywana — rozkład Gaussa; krzywa ciągła odpowiada równaniu (101) [B. 6]

## 7. NIEZBĘDNA LICZBA CZĘSTOTLIWOŚCI DLA DANEJ TRASY

W rozdziale tym podana jest zasada umożliwiająca określanie niezbędnej liczby częstotliwości dla danej trasy. Należy tu uwzględnić okres czasu odpowiadający pełnemu cyklowi słonecznemu, którego średnia długość wynosi 11 lat.

W okresie pełnego cyklu słonecznego optymalne częstotliwości robocze będą przybierały wartości od największych do najmniejszych.

Pożądane jest sporządzenie dla każdej trasy krzywych przedstawiających zależności dobowe najkorzystniejszych częstotliwości roboczych dla grudnia i czerwca w dwu alternatywach, a mianowicie: dla najmniejszej średniej rocznej liczby Wolfa równej 5 i dla największej średniej rocznej liczby Wolfa równej 125.

Dla przykładu podano na rys. 35 krzywe optymalnych częstotliwości roboczych w pełnym cyklu słonecznym dla trasy Ameryka Północna (część zachodnia) — Polska. Krzywe te są zaczerpnięte z dokumentów konferencji w Atlantic City 1947 r.

Liczbę częstotliwości koniecznych dla danej trasy oblicza się w sposób następujący.

Zgodnie z zaleceniami konferencji w Atlantic City 1947 r. częstotliwości dla telegrafii o dużej prędkości oraz dla fototelegrafii należy zmieniać w ten sposób, aby między sąsiednimi częstotliwościami zachowany był zawsze stosunek 0,7.

Według wzoru *Manczarskiego* niezbędna liczba częstotliwości dla danej trasy wynosi:

$$n = 1 + \frac{\lg \frac{f_{max}}{f_{min}}}{\lg 1,43} = 1 + 6,4 \lg \frac{f_{max}}{f_{min}} \quad (106)$$

gdzie:

$n$  — liczba niezbędnych częstotliwości,

$f_{max}$  — największa optymalna częstotliwość dla danej trasy,

$f_{min}$  — najmniejsza optymalna częstotliwość dla danej trasy.

Dla telegrafii powolnej i dla tras łatwych można przyjmować  $f_{max} = 0,4 \text{ MUF}_{max}$  i  $f_{min} = 0,85 \text{ MUF}_{min}$ .

## 8. ROZPRASZANIE FAL W JONOSFERZE

### 8.1. Teoria rozpraszania fal jonosferycznych

Analogicznie do fal świetlnych, które ulegają rozpraszaniu wskutek bezładnych fluktuacji współczynnika załamania, również i fale elektromagnetyczne w zakresie częstotliwości radiowych są rozpraszane wskutek bezładnych fluktuacji, wytwarzanych przez turbulencyjne perturbacje zachodzące w jonosferze.

Jedna z teorii rozpraszania fal jonosferycznych, opracowana przez *Villarsa* i *Weisskopfa* [B. 13], podaje zasadnicze pojęcia, a mianowicie:

- podstawowy parametr  $S_n$ , który reprezentuje energię turbulentyjną, rozpraszaną w  $1 \text{ m}^3$  jonosfery w ciągu 1 sekundy,
- przekrój rozpraszania  $\sigma$ ,
- kąt rozpraszania  $\Theta$ ,
- liczbę Reynoldsa  $R$ .

Autorzy wyżej wymienionej teorii dochodzą do następujących interesujących wniosków:

- Przekrój rozpraszania

$$\sigma \sim 2 \left( \sin \frac{1}{2} \Theta \right)^{-\frac{13}{3}} \quad (107)$$

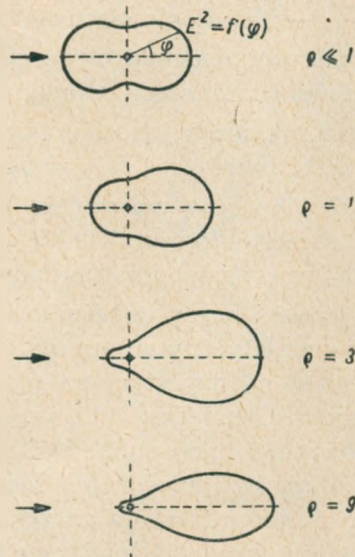
$$2) \quad \frac{L_0}{L_s} = (R)^{\frac{1}{3}} = \left[ \frac{\rho \cdot v_0 \cdot L_0}{\eta} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (108)$$

gdzie:

- $L_0$  — wymiar największego wiru,
- $L_s$  — wymiar najmniejszego wiru,
- $R$  — liczba Reynoldsa,
- $\rho$  — gęstość środowiska,
- $v_0$  — prędkość odpowiadająca największemu wirowi,
- $\eta$  — współczynnik lepkości molekularnej.

Oznacza to, że stosunek wymiaru największego wiru do wymiaru najmniejszego wiru jest równy liczbie Reynoldsa podniesionej do potęgi  $\frac{3}{4}$ .

- $S_n$  jest stałą niezależną od liczby  $n$ , gdzie  $n$  — kolejny numer wiru.



Rys. 60. Charakterystyki rozpraszania światła przez krople (wg Szulejkina). Względny współczynnik załamania

$$n = 1,32 \quad \rho = 2\pi \frac{a}{\lambda}$$

gdzie:

- $a$  — promień kropli,
- $\lambda$  — długość fali.

Energia zasilająca największy wir przenosi się do coraz mniejszych wirów. Źródło zewnętrzne dostarcza wielkiemu wirowi stałej energii na jednostkę objętości w jednostce czasu. Proces podziału energii kończy się przy takich wymiarach wiru, przy których lepkość molekularna jest na tyle wielka, że energia przemienia się w ciepło. Wielkość  $S_n$  jest niezależna od wielkości wiru.

Jeśli chodzi o rozproszenia, to najbardziej nowoczesne ujęcie tej sprawy dał akademik *Szulejkin* (w odniesieniu do światła).

Charakterystyka rozproszenia jest to rozkład energii rozpraszanej przedstawiony w układzie biegunowym. Typowe charakterystyki rozproszenia są podane na rys. 60, z którego widać, że kształt charakterystyki zależy od wymiarów ciała rozpraszającego w stosunku do długości fali.

Spośród ogromnej liczby prac dotyczących propagacji fal rozpraszanych w jonosferze należy wymienić [B. 24], gdzie w sposób bardzo szczegółowy w kilku artykułach ujęto szereg zagadnień omawianego tematu, oraz [B. 31]. W tej ostatniej pracy podano przegląd całości zagadnień propagacyjnych na falach rozproszonych w jonosferze.

## 8.2. Zastosowania praktyczne fal rozproszonych

W ciągu ostatnich lat znacznie pogłębiono prace związane z radiokomunikacją na falach rozproszonych zarówno w jonosferze, jak i w troposferze. Przy użyciu nadajników dużej mocy oraz anten nadawczych i odbiorczych o dużych zyskach energetycznych, uzyskuje się dla celów praktycznych połączenia na falach jonosferycznych rozproszonych o częstotliwościach  $50 \div 60$  MHz na odległościach  $1000 \div 2000$  km.

Fale metrowe, decymetrowe i centymetrowe rozproszone w troposferze pozwalają na odbiór stacji odległych od ok. 200 km do ok. 700 km.

Fale rozpraszane w jonosferze pozwalają na przenoszenie dużo węższego pasma częstotliwości niż fale rozpraszane w troposferze.

W 1957 r. opracowano projekt połączenia radiowego na falach rozproszonych o częstotliwości 500 MHz między Europą i Ameryką. Będzie to linia radiowa o następujących danych charakterystycznych:

1. Moc jednej stacji przekaźnikowej  $25 \div 50$  kW.
2. Zysk energetyczny anteny ok. 1000.
3. Odległość między stacjami przekaźnikowymi (w Anglii, na wyspach Owczych, Grenlandii itd.) ok. 435 km.
4. Liczba stacji przekaźnikowych ok. 15.
4. Pojemność linii większa niż łączna pojemność wszystkich dotychczasowych połączeń transatlantyckich kablowych i krótkofalowych.
6. Możliwość wymiany telewizyjnej między Europą i Ameryką.

7. Długość całkowita linii radiowej 6000 km.
8. Koszt całej linii radiowej około 30 do 50 milionów dolarów.

Główną zaletą połączeń na falach rozproszonych zarówno jonosferycznych, jak i troposferycznych jest bardzo duża pewność ruchu, co potwierdziły doświadczenia prowadzone przez szereg miesięcy bez przerwy.

### 8.3. Aerodynamika jonosfery

Ruchy płynów i gazów, w których odbywa się wewnętrzne przemieszczanie cząsteczek, nazywamy turbulencyjnymi, czyli burzliwymi. Ruchy burzliwe obserwuje się zarówno w przestrzeniach międzyplanetarnych (np. „Problemy kosmiczkiej aerodynamiki” — Moskwa, 1953, [A.11]), gdzie liczba Reynoldsa osiąga wartości do  $10^9$ , jak i na powierzchni ziemi. Każdy wiatr u powierzchni ziemi ma zasadniczo charakter burzliwy, szczególnie zaś taki charakter mają cyklony, huragany, tajfuny, trąby powietrzne itd. Jest więc bardzo prawdopodobne, że i w jonosferze ma się do czynienia z ruchami burzliwymi, zwłaszcza w okresie burz jonosferycznych, jak i w obszarach, gdzie obserwuje się stałe kierunki prądów (wichrów) jonosferycznych.

Doświadczalne badanie ruchów cieczy i gazów w rurach wykazały, że przejście od ruchu laminarnego (warstwowego) do ruchu burzliwego zachodzi przy określonych stosunkach prędkości  $v$  strumienia gazu czy płynu, promienia rury  $a$ , gęstości środowiska  $\rho$  i lepkości molekularnej  $\eta$ . Powstawanie ruchu burzliwego jest uwarunkowane krytyczną wartością liczby Reynoldsa. Liczba Reynoldsa wyraża się następującym wzorem:

$$R = \frac{v \cdot a \cdot \rho}{\eta}, \quad (109)$$

gdzie wszystkie wielkości podane są np. w jednostkach CGS. Na przykład przy ruchu wody w rurze o gładkich ściankach ruch burzliwy powstaje, gdy liczba Reynoldsa jest rzędu 10000 ÷ 20000. Dla gazów wg „Problemy kosmiczkiej aerodynamiki” ruch burzliwy powstaje zawsze, gdy  $R > 1000$ . Według Popowa [A. 10] ruch burzliwy powietrza zaczyna się od krytycznej wartości liczby Reynoldsa  $R = 2300$ . Według Krasilnikowa [A. 9] okazuje się, że liczba Reynoldsa charakteryzuje ruch cieczy i gazów nie tylko w rurach, lecz ma ona znaczenie ogólniejsze. Tak więc, jeśli rozpatrzmy ruch powietrza nad ziemią, to  $a$  będzie reprezentować wysokość punktu nad powierzchnią ziemi, gdzie przeprowadza się obserwacje. Wobec tego można postawić hipotezę, że dla obszaru jonosfery rolę parametru  $a$  we wzorze na liczbę Reynoldsa odgrywa analogicznie wysokość jonosfery  $H$  ponad powierzchnią ziemi. W warunkach atmosfery ziemskiej należy oczekiwać, że liczba Reynoldsa będzie znaczna, a to wskutek małej lepkości i znacz-



nych wymiarów  $a$ . Wobec powyższego jest oczywiste, że każdy ruch powietrza u powierzchni ziemi będzie burzliwy. Liczba Reynoldsa dla jonosfery powinna być, wskutek znacznego rozrzedzenia na dużych wysokościach, mniejsza niż dla troposfery. Przy ruchach burzliwych cząsteczki środowiska, poruszając się ze średnią prędkością w kierunku ruchu strumienia, wykonują ruchy bezładne o skomplikowanych torach. Mówimy, że szybkości cząsteczek pulsują wokół średniej prędkości, która odpowiada średniej prędkości strumienia. Na ogół prędkość pulsacji jest mniejsza od średniej prędkości strumienia. Pulsacje prędkości można zmierzyć specjalnymi metodami.

W ruchu turbulencyjnym obserwuje się pulsacje prędkości w każdym punkcie środowiska.

Ujęcie ruchu turbulencyjnego pod względem matematycznym na podstawie teorii prawdopodobieństwa zostało podane po raz pierwszy przez A. N. Kołmogorowa. W teorii tej wprowadza się w grę nie średnie wartości pulsacji prędkości strumienia, a różnice prędkości w dwu sąsiednich punktach.

Jako jedno z zadań eksperymentalnych dla stacji jonosferycznych należałoby postawić sprawdzenie „prawa  $\frac{2}{3}$ ” Kołmogorowa dla ruchów turbulencyjnych w odniesieniu do jonosfery. „Prawo  $\frac{2}{3}$ ” przedstawia się następująco:

$$\overline{(v_1 - v_2)^2} = C^2 (r_{1,2})^{\frac{2}{3}} \quad (110)$$

gdzie:

$C$  — stała, tzw. „charakterystyka turbulencyjności”,

$r_{1,2}$  — odległość między dwoma punktami, w których zapisuje się prędkości  $v_1$  i  $v_2$ ,

$v_1$  — chwilowa prędkość w punkcie 1,

$v_2$  — chwilowa prędkość w punkcie 2,

kreska nad  $(v_1 - v_2)^2$  oznacza wartość średnią z kwadratu różnicy szybkości.

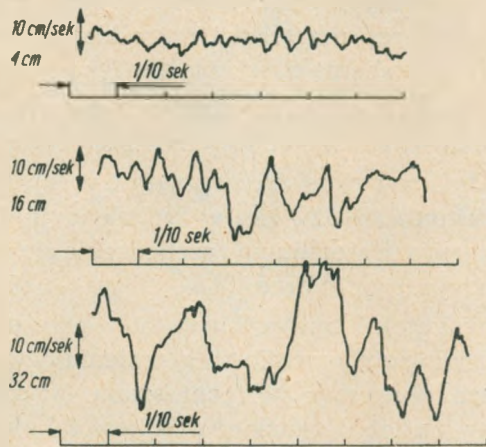
Konieczne jest mierzyć nie pulsację prędkości w jednym punkcie, a różnice prędkości w dwu różnych punktach.

W przypadku dyfuzji molekularnej ruch molekuly jest niezależny od molekuł sąsiednich. W przypadku zaś ruchu turbulencyjnego sąsiednie cząsteczki płynów czy gazów mają tendencje przyjmować te same wartości prędkości, co i rozpatrywana cząsteczka, jeśli tylko odległości pomiędzy nimi są małe.

Jeśli rozpatrywać ruch turbulencyjny jako nakładanie się wirów (pulsacji) różnych wymiarów, to odstęp pomiędzy dwoma bliskimi elementami

środowiska będzie ulegał początkowo zmianom wskutek tylko najmniejszych wirów. Duże wiry zaś będą przenosiły obserwowaną parę elementów jako całość, nie usiłując je rozdzielić. Gdy odległość między elementami środowiska zacznie się zwiększać, oprócz małych wirów zaczynają odgrywać rolę i większe wiry. Dlatego właśnie w ruchu turbulencyjnym środowiska zachodzi nie tylko przemieszczanie się elementów środowiska, ale przede wszystkim zmiana odległości pomiędzy sąsiednimi elementami.

Na rysunku 61 podany jest dla ilustracji zapis pulsacji różnicy prędkości wiatru na wysokości 3 m nad ziemią dla trzech odległości: 4 cm, 16 cm i 32 cm przy średniej prędkości wiatru 5 m/sek. Z zapisu tego widać, że ze wzrostem odległości  $r_{1,2}$  zwiększa się amplituda różnicy pulsacji prędkości.



Rys. 61. Zapis pulsacji różnicy prędkości wiatru na wysokości 3 m nad ziemią dla trzech odległości: 4 cm, 16 cm i 32 cm przy średniej prędkości wiatru 5 m/sek [A. 9]

Niejednorodności wiatru w atmosferze wywołują interesujące zjawiska przy przechodzeniu fal dźwiękowych przez środowisko turbulencyjne. Po pierwsze w stanie turbulencyjnym powietrza rośnie tłumienie dźwięku w porównaniu do tłumienia dźwięku w spokojnym powietrzu. Przypuszczalne wytłumaczenie mechanizmu tego zjawiska jest następujące: prawdopodobnie zwiększanie się tłumienia jest spowodowane rozpraszaniem dźwięku na niejednorodnościach wiatru i temperatury mających wymiary rzędu długości fal dźwiękowych.

Drugim zjawiskiem spowodowanym przez niejednorodności wiatru i temperatury w atmosferze jest tzw. zanik akustyczny. Polega on na tym, że w punkcie odbioru natężenie dźwięku w czasie wiatru nie jest stałe, lecz ulega wahaniom w czasie; zjawisko to jest podobne do migotania gwiazd.

Zanik akustyczny jest tym silniejszy, im większa jest prędkość wiatru, im wyższy jest ton i im większa jest odległość źródła dźwięku od miejsca odbioru. Wyjaśnienie przyczyn powstawania zaniku akustycznego jest następujące: przestrzeń pomiędzy źródłem dźwięku a miejscem odbioru jest

zapełniona w okresie turbulencji atmosfery niejednorodnościami wiatru i temperatury. Te niejednorodności można przedstawić sobie w postaci wirów różnej wielkości. Jeśli wymiary tych wirów są rzędu długości fali, to fale dźwiękowe ulegają rozproszeniu w różnych kierunkach. Jeśli wielkość niejednorodności jest dużo większa niż długość fali dźwiękowej, to fale dźwiękowe ulegają załamaniu. Niejednorodności wiatru można przedstawić sobie w uproszczeniu w postaci wielkiej liczby bezładnie rozrzuconych wypukłych i wklęsłych soczewek różnych wymiarów, natomiast strumień dźwięku — w postaci rurki o pewnym przekroju. Rurka taka trafiając na soczewkę wklęsłą ulega jak gdyby rozszerzeniu, trafiając zaś na „soczewkę” wypukłą — zważeniu. Przekrój rurki ulega więc jak gdyby wahaniom, wskutek czego przez jednostkę powierzchni, prostopadłą do kierunku fali dźwiękowej, przechodzi raz mniej raz więcej energii dźwiękowej, co powoduje wahania natężenia dźwięku w punkcie odbioru.

Również prędkość dźwięku i jego faza ulegają zmianom przy przechodzeniu przez niejednorodności szybkości wiatru i temperatury.

Opis powyższy zaczerpnięty z pracy *Krasilnikowa*, odnoszący się do rozchodzenia się dźwięku w turbulencyjnej atmosferze, można ekstrapolować w pewnym stopniu na rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w turbulencyjnej jonosferze.

Wskutek istniejących w jonosferze niejednorodności, tworzących jakby bezładne zbiorowisko stale zmieniających się soczewek wypukłych i wklęsłych, obserwuje się rozpraszanie fal odbitych od jonosfery i zjawisko zaniku. Podobnie również prędkość fal elektromagnetycznych i ich faza ulegają zmianom po przejściu przez obszar jonosfery. W rzeczywistości zjawisko jest bardziej skomplikowane wskutek ruchów plazmy w jonosferze. Wydaje się, że przy obecnym stanie wiedzy najlepszy pod względem matematycznym obraz zjawiska daje teoria magnetohydrodynamiczna.

Spróbujmy obecnie obliczyć liczbę Reynoldsa dla warstwy *E* i wyciągnąć na podstawie tego odpowiednie wnioski. Warstwa *E* jest najlepiej zbadana ze wszystkich warstw. Co do gęstości tej warstwy jak i ciśnienia mamy dane eksperymentalne, uzyskane za pomocą lotów raketowych. Na podstawie wzoru (109) liczba Reynoldsa

$$R = \frac{v \cdot a \cdot \rho}{\eta} = \frac{v \cdot H \cdot \rho}{\eta}, \quad (111)$$

gdzie  $H = 100 \text{ km} = 10^7 \text{ cm}$ .

Dla tej wysokości  $\rho = 8 \cdot 10^{-10} \text{ g/cm}^3$  — wg *Kallmana*,

$\eta = 2 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm} \cdot \text{sek}$  — wg *Willarsa* i *Weisskopfa* [B. 13].

Wartość  $\eta$  obliczona na podstawie wzoru *Sutherlanda* dla  $H = 100 \text{ km}$  i  $T = 240^\circ \text{K}$  (patrz *Kallman*) wynosi:  $\eta = 1,548 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm} \cdot \text{sek}$ .

Według *Alperta*, *Ginzburga* i *Feinberga* [A. 1] najczęściej obserwowana prędkość stałych prądów w jonosferze wynosi:  $v = 90 \text{ m/sek} = 9 \cdot 10^3 \text{ cm/sek}$ . Wobec tego dla warstwy *E* na wysokości  $H = 100 \text{ km}$  liczba Reynoldsa wynosi najczęściej:

$$R = \frac{v \cdot H \cdot \rho}{\eta} = \frac{9 \cdot 10^3 \cdot 10^7 \cdot 8 \cdot 10^{-10}}{2 \cdot 10^{-4}} = 360000.$$

Wartość ta przekracza wartości krytyczne liczby Reynoldsa zarówno wg „Problemów kosmiczeskiej aerodynamiki”, jak i wg *Popowa*; świadczy to więc bezsprzecznie o burzliwości w stałych prądach w warstwie *E* jonosfery wraz z wszelkimi konsekwencjami, jakie z tego wynikają. Jeśli chodzi o warstwę *F*, to i tam z całą pewnością istnieją ruchy burzliwe. Brak jednak ściślejszych danych dotyczących gęstości i temperatury tej warstwy nie pozwala na razie na przeprowadzenie dla tej warstwy podobnych rozważań co do turbulencyjności, jakie przeprowadzono dla warstwy *E*.

Należy tu ponadto wspomnieć o jeszcze jednym charakterystycznym parametrze z działu aerodynamiki, o liczbie Macha. Liczbę Macha przedstawia się za pomocą wzoru:

$$M = \frac{v_{sr}}{v_{dzw}}, \quad (112)$$

gdzie:

$v_{sr}$  — średnia prędkość wихru jonosferycznego,

$v_{dzw}$  — prędkość dźwięku w jonosferze.

Dla warstwy *E* najczęściej obserwowana prędkość  $v_{sr} = 90 \text{ m/sek}$ , jak to podano poprzednio.

Prędkość dźwięku

$$v_{dzw} = \sqrt{\frac{\gamma \cdot p}{\rho}}, \quad (113)$$

gdzie:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1,4,$$

$\rho = 8 \cdot 10^{-10} \text{ g/cm}^3$  — gęstość jonosfery na wysokości  $H = 100 \text{ km}$ , jak to podano poprzednio,

$$p = 5,6 \cdot 10^{-4} \text{ milibarów} = 5,6 \cdot 10^{-1} \text{ dyn/cm}^2.$$

Wobec powyższego prędkość dźwięku w warstwie *E* na wysokości  $H = 100 \text{ km}$  wynosi:

$$\begin{aligned} v_{dzw} &= \sqrt{\frac{\gamma \cdot p}{\rho}} = \sqrt{\frac{1,4 \cdot 5,6 \cdot 10^{-1}}{8 \cdot 10^{-10}}} \text{ cm/sek} = \\ &= \sqrt{980} \cdot 10^3 \text{ cm/sek} = 31,3 \cdot 10^3 \text{ cm/sek} = 313 \text{ m/sek}. \end{aligned}$$

Liczba Macha dla warstwy  $E$  wynosi więc:

$$M = \frac{v_{\dot{s}r}}{v_{d\dot{z}w}} = \frac{90}{313} = 0,287.$$

Jeśli idzie o liczbę Macha, to jej wartości mogą być znacznie mniejsze od jedności przy istnieniu ruchu turbulencyjnego.

Ostatnio ukazała się m. in. praca uczonych japońskich o turbulencjach w jonosferze, gdzie prócz liczby Reynoldsa wprowadza się jeszcze liczbę Richardsona, uwzględniającą temperaturę środowiska [B. 30].

Na zakończenie należy zauważyć, że występuje analogia ruchów turbulencyjnych w jonosferze do ruchów turbulencyjnych w mgławicach międzygwiazdnych.

## 9. ZJAWISKA ANORMALNE I ICH PRZEWIDYWANIE

### 9.1. Wstęp

Pod zjawiskami anormalnymi w jonosferze należy rozumieć tylko szybkie i znaczne zmiany w stanie jonosfery o charakterze nieperiodycznym, przypadkowym.

Do zjawisk anormalnych w jonosferze zaliczamy:

- a) burze jonosferyczne,
- b) powstawanie warstw sporadycznych,
- c) zjawisko Mögel-Dellingera.

### 9.2. Burze jonosferyczne

Przyczyną burz jonosferycznych jest nagłe zwiększenie się działalności słonecznej, któremu towarzyszą wybuchy strumieni naładowanych korpuskuł. Korpuskuły te, dostając się w sferę działania pola geomagnetycznego, poruszają się po torach krzywoliniowych i skupiają się w pobliżu biegunów magnetycznych ziemi. Strumienie korpuskuł, zagęszczone w rejonach biegunów geomagnetycznych, naruszają ustalony do pewnego stopnia stan jonosfery. Największe zaburzenia wywołują korpuskuły w najwyższej warstwie jonosfery, czyli w warstwie  $F2$ , w rejonach podbiegunowych.

Na podstawie licznych obserwacji stacji jonosferycznych stwierdzono, że w czasie burz jonosferycznych w warstwie  $F2$  zachodzą następujące zjawiska:

- a) wyraźne zmiany koncentracji elektronowej,
- b) wzrost pozornej wysokości warstwy,

- c) zanikanie regularnej struktury warstwy i pojawianie się warstw przejściowych, złożonych z obłoków elektronowych, szybko zmieniających się — a więc burzliwość jonosfery,
- d) zmniejszenie zdolności odbijania fal radiowych przez warstwę  $F_2$  na przeciąg do kilku godzin wskutek rozmycia tej warstwy i wskutek większego tłumienia w warstwie  $D$ . W warstwie  $D$  tłumienie wzrasta wskutek wzrostu koncentracji elektronów.

Wymienione wyżej zjawiska można wyjaśnić jako skutek lokalnego nagrzewania się jonosfery. Jako skutek zmian koncentracji elektronów w czasie burz, częstotliwości krytyczne dla warstwy  $F_2$  również ulegają zmianom.

Zwykle wraz z burzami jonosferycznymi obserwuje się również burze magnetyczne, zorze polarne i prądy ziemne.

Burze magnetyczne są to raptowne zmiany natężenia pola geomagnetycznego.

W czasie silnych burz magnetycznych wahania natężenia pola geomagnetycznego wokół jego wartości średniej dochodzą do 0,01 gausa.

Jako przyczynę burz magnetycznych w czasie burz jonosferycznych podaje się powstawanie nieregularnych prądów w atmosferze. Prądy te są wynikiem strumieni korpuskuł i ruchu mas zjonizowanego powietrza w stałym polu geomagnetycznym.

Masy zjonizowanego, a więc przewodzącego powietrza, odgrywają w tych warunkach rolę twornika „prądnicy atmosferycznej”, której pole wzbudzenia pochodzi z magnetyzmu ziemskiego. Pole magnetyczne prądów atmosferycznych podlega raptownym zmianom i nakładając się na stałe pole geomagnetyczne powoduje zmiany pola wypadkowego.

Zorza polarna jest to zjawisko polegające na świeceniu rozrzedzonego powietrza pod wpływem strumieni naładowanych korpuskuł.

Pole geomagnetyczne, które w czasie burz podlega szybkim zmianom, indukuje w przewodach i skorupie ziemskiej prądy. Prądy te wywołują ostre zakłócenia na liniach telegraficznych szczególnie w obszarach podbiegunowych.

Na podstawie długotrwałych obserwacji burz jonosferycznych i magnetycznych można stwierdzić:

a) Natężenie i częstość pojawiania się burz jonosferycznych zależy od współrzędnych geograficznych. Burze te są częstsze i silniejsze w okolicach biegunów geomagnetycznych. Najsilniejsze burze jonosferyczne, magnetyczne, prądy ziemne i najintensywniejsze zorze polarne obserwuje się na obszarach w promieniu ok. 2500 km od biegunów geomagnetycznych.

b) Istnieje ścisła korelacja między intensywnością i częstością burz jonosferycznych oraz okresem 11-letnim działalności słonecznej, charakteryzowanej liczbą Wolfa. Jak wynika z długoletnich obserwacji, nasilenie i czę-

stość burz jonosferycznych i magnetycznych rośnie wraz ze wzrostem liczby plam słonecznych.

c) Rozróżnia się dwa rodzaje burz jonosferycznych. Burze ogólne, które zachodzą na wielkich obszarach i którym towarzyszą burze magnetyczne na całej ziemi. Początek takich burz obserwuje się prawie jednocześnie na całym świecie. Drugi rodzaj burz to burze jonosferyczne lokalne, obserwowane szczególnie w obszarach podbiegunowych. Burze magnetyczne, towarzyszące tym lokalnym burzom jonosferycznym, mają również charakter miejscowy.

d) Czas trwania burz jonosferycznych waha się od kilku godzin do dwóch dni. Niekiedy obserwuje się szereg burz następujących jedna po drugiej.

e) Oprócz 11-letniego okresu burz, związanego z okresową działalnością słońca, istnieją zmiany związane z porami roku. Nasilenie burz wzrasta w okresie równonocy. Jest to wynikiem tego, że słońce emituje wąskie strumienie korpuskuł prostopadle do powierzchni słońca. Źródłem tych strumieni są obszary zawarte w granicach od  $5^\circ$  do  $20^\circ$  szerokości heliograficznej. Wskutek nachylenia osi ziemi do płaszczyzny ekliptyki najbardziej sprzyjające warunki do wpadania strumieni korpuskuł do atmosfery ziemskiej obserwuje się właśnie w czasie równonocy.

f) Najsilniejsze zaburzenia jonosferyczne mają okres 27-dniowy, związany z obrotem słońca dokoła swej osi. Można to wytłumaczyć w ten sposób, że ogniska korpuskuł na słońcu mogą nieraz zachować swą aktywność przez szereg miesięcy. Wskutek tego co 27 dni źródło korpuskuł przyjmuje to samo położenie w odniesieniu do ziemi. Jeśli więc źródło korpuskuł jest nadal aktywne, to co 27 dni można przewidywać podobne zaburzenia jonosferyczne.

### 9.3. Powstawanie warstw sporadycznych

Dość często powstają w obszarze warstwy *E* lub nieco poniżej, a także w warstwie *F* i między warstwami *E* i *F*, dodatkowe warstwy, tzw. sporadyczne. Warstwy te są dość trwałe, czas ich trwania sięga kilku godzin. Rozciągają się one na obszarach rzędu dziesiątków kilometrów.

Najbardziej regularną z warstw sporadycznych jest warstwa sporadyczna *E*, oznaczona symbolem *Es*. Przyczyna powstawania warstwy *Es* nie jest jeszcze dostatecznie wyjaśniona. Warstwa *Es* jest na pół „przezroczysta” dla fal radiowych, tak że jednocześnie obserwuje się odbicia od warstwy *F* i od obszaru znajdującego się na wysokości normalnej warstwy *E*. Częstotliwość krytyczna dla warstwy *Es* jest znacznie większa od częstotliwości krytycznej fali nadzwyczajnej dla warstwy *E* regularnej. Fakt, że fala odbija się jednocześnie i od warstwy *Es* i od *F* wynika stąd, że warstwa *Es* przepuszcza część energii padającej na nią fali. Zjawisko to można

wyjaśnić w ten sposób, że warstwa *Es* składa się z poszczególnych obłoków o większym stopniu zjonizowania. Wymiary obłoków i ich wzajemne odległości są tego rodzaju, że z jednej strony odbijają one fale padające, a z drugiej strony możliwe jest przenikanie energii do obszarów leżących nad warstwą *Es*. Niekiedy jednak obłoki warstwy *Es* są tak blisko siebie, że ekranują warstwy wyższe. Krytyczne częstotliwości dla warstwy *Es* bywają niekiedy znacznie większe od krytycznych częstotliwości warstwy *F*, co świadczy o tym, że koncentracja elektronów w warstwie *Es* jest wówczas znacznie większa od koncentracji elektronów w warstwie *F*. O tym, że warstwa *Es* ma charakter obłoków elektronowych, świadczy między innymi obserwowane zjawisko rozszczepienia fali na zwyczajną i nadzwyczajną. Obserwacje warstwy *Es* są trudne, gdyż grubość tej warstwy jest nieznaczna.

Niekiedy tworzy się na wysokości 130 ÷ 150 km warstwa *E2*. Struktura tej warstwy jest podobna do struktury regularnej warstwy *E*, tak że i w niej zachodzi podwójne załamanie.

Oprócz warstw *Es* i *E2* tworzą się również warstwy sporadyczne *F* oznaczane symbolem *F<sub>s</sub>*. Warstwa *F<sub>s</sub>* składa się z obłoków o koncentracji elektronowej większej od koncentracji elektronów regularnej warstwy *F2*. Obłoki te są jakby „wkroplone” w regularną warstwę *F2*. Niekiedy obserwowane są obłoki *F<sub>s</sub>* w dwu poziomach. Czas trwania poszczególnych obłoków *F<sub>s</sub>* jest rzędu kilku minut, gdyż obłoki te ulegają dyfuzji. Warstwa *F<sub>s</sub>* jako całość może utrzymywać się czas dłuższy, co można wytłumaczyć w ten sposób, że gdy jedne obłoki zanikają, to na ich miejsce powstają inne. Przyczyny powstawania poszczególnych obłoków warstwy *F<sub>s</sub>* są dotychczas jeszcze niewyjaśnione.

Fakt, że warstwa *F2* wykazuje niekiedy kilka maksimum jonizacji, może być wytłumaczony jeszcze w inny sposób. Może to być np. wywołane ruchami plazmy w całej grubości warstwy *F2*. Bliższych danych o warstwie *F<sub>s</sub>* dotychczas brak. Wiadomo jednak, że najczęściej warstwa *F<sub>s</sub>* tworzy się w nocy zimowe.

#### 9.4. Zjawisko Mögel-Dellingera

Zjawisko Mögel-Dellingera polega na raptownym przerwaniu radiokomunikacji na większości tras. Zjawisko to zachodzi jedynie na oświetlonej połowie kuli ziemskiej. Czas trwania takiego nagłego zaniku wynosi od kilku minut do godziny i dłużej. Zjawisko Mögel-Dellingera obserwuje się wyraźnie w pobliżu równika ziemskiego, przy czym najczęściej zachodzi ono w godzinach południowych. Jako przyczynę tych zaników podaje się



nagle, bardzo intensywne, wytryski ultrafioletowego promieniowania w chromosferze słońca. Zjawisku Mögel-Dellingera towarzyszą burze magnetyczne i nagłe zmiany gradientu elektrycznego pola ziemi.

Z zapisów jonosferycznych wynika, że w czasie raptownych zaników fale radiowe przestają odbijać się od jonosfery. Wysokość pozorna warstw w czasie trwania zjawiska Mögel-Dellingera nie ulega wyraźnej zmianie. Zaniki powstałe prawie na wszystkich częstotliwościach w czasie zjawiska Mögel-Dellingera są spowodowane wzrostem absorpcji tych fal w warstwie D, która pochłania w czasie wytrysków promieni ultrafioletowych fale o długości 1 — 2 Å (fale rentgenowskie).

## 10. ANALIZA PARAMETRÓW URZĄDZEŃ NADAWCZYCH I ODBIORCZYCH Z PUNKTU WIDZENIA ROZCHODZENIA SIĘ FAL JONOSFERYCZNYCH

W rozdziale tym będą omówione następujące parametry:

- a) stosunek sygnału do zakłóceń,
- b) kąty elewacji,
- c) stałość częstotliwości,
- d) zawartość harmonicznych w emitowanych falach,
- e) zyski wielkich anten,
- f) moce promieniowane ze względu na prawdopodobieństwo odbioru.

### 10.1. Stosunek sygnału do zakłóceń

Decydującą rolę przy odbiorze odgrywa nie sama wielkość napięcia sygnału czy zakłóceń, lecz ich wzajemny stosunek, który powinien być zasadniczo możliwie największy. Powiększenie wartości stosunku sygnału do zakłóceń można osiągnąć trzema sposobami:

- a) zwiększając napięcie sygnału przez powiększenie mocy wypromieniowanej i stosowanie anten kierunkowych nadawczych i odbiorczych o dużych zyskach,
- b) obniżając poziom szumów w odbiorniku i eliminując zakłócenia w miejscu odbioru,
- c) stosując środki omówione w punktach a) i b) jednocześnie.

Dla orientacji podaje się dwie tablice zawierające dane dotyczące różnych rodzajów odbioru i różnych dobroci odbioru radiotelefonicznego (wg Rotkiewicza [A. 13]).

Tablica 19

Wymagany stosunek napięcia sygnału do napięcia zakłóceń w zależności od różnego rodzaju odbioru

Rodzaj odbioru	Stosunek napięcia sygnału do napięcia zakłóceń w dB	
	Odbiór ledwie możliwy	Odbiór zupełnie dobry
Odbiór telegraficzny		
a) odbiór na słuch A1	od -5 do +5	od 5 do 10
b) odbiór na aparat zapisujący A1	od 5 do 10	od 10 do 20
c) odbiór na aparat drukujący litery A1	od 15 do 20	od 25 do 30
Odbiór radiotelefoniczny handlowy	od 10 do 15	od 25 do 35
Odbiór radiofoniczny	od 15 do 20	od 30 do 100

Tablica 20

Stosunek napięcia sygnału do napięcia zakłóceń przy różnej dobroci odbioru radiotelefonicznego

Dobroć odbioru	Stosunek napięcia sygnału do napięcia zakłóceń w dB
Odbiór niezrozumiały	0
Odbiór słyszalny, lecz rozmowa niemożliwa	od 1 do 5
Odbiór zrozumiały przy wielu powtarzaniach, niehandlowy	od 6 do 8
Odbiór służbowy, prawie handlowy	od 9 do 18
Odbiór dostateczny	od 18 do 38
Odbiór handlowy dobry	od 58 do 48
Odbiór handlowy bardzo dobry	ponad 48

## 10.2. Kąty elewacji

Kąty wypromieniowania głównych listków anten nadawczych wahają się w granicach od  $10^\circ$  (dla radiokomunikacji dalekosiężnej, np. Europa — Ameryka) do  $30^\circ$  (dla radiokomunikacji na terenie jednego kontynentu, np. w Europie). Kąty elewacji mniejsze od  $10^\circ$  są niekorzystne ze względu na to, że wtedy zbyt silnie uwydatnia się zjawisko Dopplera, co wpływa na niestałość częstotliwości, oraz występują większe straty energii w ziemi. Ostatnio zaczęto stosować anteny nadawcze o dwu głównych listkach promieniowania, z których jeden umożliwia radiokomunikację poprzez warstwę *Es*, drugi — poprzez warstwę *F2*.

Kąty nachylenia jonosfery wahają się w granicach  $\pm 4^\circ$ , z czego wynika, że minimalna szerokość głównych listków charakterystyk anten powinna wynosić  $8^\circ$ .

Jeśli chodzi o kąty padania fal odbitych od jonosfery, to są one zawarte w granicach od  $5^\circ$  do  $30^\circ$  (patrz [B. 33] i [B. 34]). Wobec tego należy stosować anteny odbiorcze o dość szerokich charakterystykach pionowych, bądź też stosować anteny typu MUSA o regulowanych charakterystykach pionowych. Ma to na celu zapobieganie „uciekaniu” sygnału.

### 10.3. Stałość częstotliwości

Stałość częstotliwości radiostacji nadawczych powinna być możliwie największa. Praktycznie utrzymywana jest ona w granicach około 0,005%, co daje np. dla fali o długości 15 m tolerancje częstotliwości  $\pm 1000$  Hz.

Przy występowaniu zjawiska Dopplera kwestia utrzymania stałości częstotliwości schodzi na drugi plan.

### 10.4. Zawartość harmoniczných w falach o częstotliwościach od 10 do 30000 kHz

Poziom radiokomunikacyjnych częstotliwości harmoniczných i innych rodzajów emisji powinien być możliwie najniższy. Moc harmoniczných albo emisji pasożytniczych (dostarczona do anteny) musi być co najmniej o 40 dB mniejsza od mocy podstawowej i nie może w żadnym przypadku być większa od 200 mW.

### 10.5. Zysk wielkich anten

Anteny kierunkowe tym bardziej skupiają energię wypromieniowaną, im większe mają wymiary. A więc im większa jest antena kierunkowa, tym mniejszy może być nadajnik, przy danym natężeniu pola w punkcie odbioru. Ze względów fizycznych istnieje jednak pewna granica w powiększaniu wymiarów anten, której przekraczać nie należy. Okazuje się mianowicie, że kąty padania fali przychodzącej z jonosfery wahają się w płaszczyźnie pionowej pomiędzy  $5^\circ$  i  $30^\circ$ , a w płaszczyźnie poziomej odbiegają one do  $\pm 4^\circ$  od kierunku wielkiego koła (patrz [B. 33] i [B. 34]). Wobec tego antena kierunkowa nie powinna bardziej ogniskować energii niż to podane jest przez wyżej wymienione kąty. Przy silniejszym ogniskowaniu antena nie nadawałaby się chwilami do celów radiokomunikacji.

Zdolność ogniskowania energii przez anteny wyraża się zyskiem energetycznym anteny, tzn. wzmocnieniem energii w kierunku głównego promieniowania. Istnieje związek między kątem przestrzennym  $\omega$  i zyskiem  $g$ , a mianowicie [A.22]:

$$\omega = \frac{27500}{g} \cdot [\square^\circ] \approx \frac{14000}{z} \cdot [\square^\circ] \quad (114)$$

W równaniu (114) wybrano dla przejrzystości jako jednostkę kąta przestrzennego stopień kwadratowy, tzn. płaszczyznę obejmującą kwadrat sferyczny o długości boku równej  $1^\circ$ , z — jest tu liczbą dipoli w antenie ścianowej.

Wprawdzie nie jest rzeczą obojętną sposób ułożenia dipoli w ścianie, jednak wartość zysku  $g$  zmienia się nieznacznie wraz ze zmianą rozkładu dipoli, tak że wzór (114) jest wystarczający do wyceny kąta przestrzennego.

Ponieważ kąt przestrzenny nie powinien na ogół przekraczać wartości  $(8^\circ) \cdot (30^\circ - 5^\circ) = 200 [^\circ]$ , to zysk energetyczny powinien wynosić maksimum 140, a liczba dipoli w ścianie powinna być najwyżej równa 70. Jeśli spełniony będzie powyższy warunek, to ogniskowanie anteny nie będzie zbyt silne.

### 10.6. Moce promieniowane z punktu widzenia prawdopodobieństwa odbioru

Jeśli moc promieniowana przez antenę nadawczą rośnie, to rośnie natężenie pola w miejscu odbioru, a więc zwiększa się stosunek sygnału do zakłóceń, a przez to i prawdopodobieństwo odbioru.

Przeprowadzimy następujące rozważania.

Dla dwóch różnych stosunków sygnału do zakłóceń  $x_1$  i  $x_2$  oraz dla takiego samego rodzaju transmisji  $k$  ( $k$  jest to stosunek najsłabszego rozróżnialnego sygnału do zakłóceń) otrzymujemy przy pojedynczej antenie odbiorczej [B. 7]:

$$\frac{E_2}{E_1} = \sqrt{\frac{\lg \frac{1}{p_1}}{\lg \frac{1}{p_2}}} \quad (115)$$

gdzie:

$E_1$  — natężenie pola elektrycznego w miejscu odbioru, dające prawdopodobieństwo odbioru  $p_1$ ,

$E_2$  — natężenie pola elektrycznego w miejscu odbioru, dające prawdopodobieństwo odbioru  $p_2$ .

Ponieważ zależność natężenia pola od mocy promieniowanej wyraża się za pomocą wzoru

$$E = B \sqrt{P_{pr} \cdot D} \quad (116)$$

gdzie:

$B$  — współczynnik,

$P_{pr}$  — moc promieniowana,

$D$  — zysk anteny nadawczej,

to

$$\left(\frac{E_2}{E_1}\right)^2 = \frac{P_{pr_2}}{P_{pr_1}} = \frac{\lg \frac{1}{P_1}}{\lg \frac{1}{P_2}} \quad (117)$$

Z dyskusji wzoru (117) wynika, że prawdopodobieństwo odbioru  $p_2$  rośnie, gdy odpowiednia moc promieniowana  $P_{pr_1}$  rośnie.

## 11. PROBLEM ZAKŁÓCEŃ PRZEZ INNE STACJE

### 11.1. Wstęp

Jako najważniejsze przyczyny wzajemnych zakłóceń stacji sąsiednich w sensie częstotliwości należy wymienić:

- a) zbyt szerokie pasmo promieniowanych częstotliwości,
- b) zjawisko Dopplera,
- c) niedostateczną stałość częstotliwości nadajników,
- d) niedostateczną selektywność urządzeń odbiorczych.

Z wymienionych czynników nie mamy wpływu jedynie na zjawisko Dopplera.

Spośród pozostałych czynników największe znaczenie ma punkt a), który z tego względu omówimy nieco szerzej.

### 11.2. Szerokość pasma promieniowanego

Aby rozważyć to zagadnienie w odniesieniu do radiotelegrafii, należy wziąć pod uwagę wykres tłumienia filtrów standardowego odbiornika, wg dokumentów międzynarodowej konferencji w Atlantic City 1947 r. (rys. 62). Standardowy odbiornik jest to taki odbiornik, którego selektywność wynosi 30 dB na oktawę. Na rysunku 62 podana jest zależność tłumienia filtrów w funkcji odstepu między sąsiednimi kanałami. Kwestię dostatecznego odstepu częstotliwości sąsiednich stacji zilustruje najlepiej szereg przykładów.

**P r z y k ł a d y.** Znaleźć „odległość” częstotliwości 2 sąsiednich stacji przy równych mocach i tej samej szybkości telegrafowania  $B = 170$  bodów (liczba bodów = liczbie najkrótszych impulsów na sekundę). Rozważamy nadawanie wielokrotne o 4 kanałach alfabetem 7-impulsowym z szybkością 60 słów na minutę i na kanał. Marża ochronna na zaniki wynosi 35 dB.

a) Przypadek najniekorzystniejszy — sygnały prostokątne. Tłumienie, które powinien mieć odbiornik, wynosi:

$$10 \text{ dB} + 35 \text{ dB} = 45 \text{ dB}.$$

Z wykresu (rys. 62) odczytujemy dla tłumienia 45 dB i kropek prostokątnych:

$$\frac{f}{B} = 125$$

gdzie  $f$  — odstęp między sąsiednimi stacjami w Hz.

Stąd  $f = 125 \cdot B = 125 \cdot 170 = 21250$  Hz.

b) Przypadek kropek zaokrąglonych.

Inne warunki — jak poprzednio.

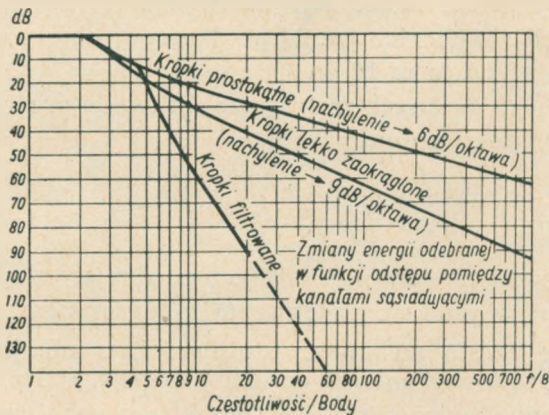
Z wykresu (rys. 62) odczytujemy dla tłumienia 45 dB i kropek prostokątnych:

$$\frac{f}{B} = 27$$

Stąd  $f = 27 \cdot B = 27 \cdot 170 \approx 4600$  Hz.

c) Przypadek kropek filtrowanych.

Inne warunki — jak poprzednio.



Rys. 62. Tłumienie filtrów odbiornika standardowego [A. 12]

Z wykresu (rys. 62) odczytujemy dla tłumienia 45 dB i kropek filtrowanych:

$$\frac{f}{B} = 7,2$$

Stąd  $f = 7,2 \cdot 170 = 1224$  Hz.

Jak widać z powyższego, sprawa stosowania odpowiedniego kształtu znaków jest z punktu widzenia międzynarodowego zagadnieniem niezwykle doniosłym. Praktycznie biorąc kształt znaków znacznie silniej wpływa na wzajemne zakłócenia stacji niż zagadnienie tolerancji stałości fali. Przy obecnym bowiem stanie techniki może być osiągnięta tolerancja stałości

fali rzędu 0,005%, co przy częstotliwości 15 MHz daje wartość 750 Hz; jest to wielkość znacznie mniejsza od wartości 21250 Hz, jaka wypadła w przykładzie z punktu a).

### 11.3. Zjawisko Dopplera

Szybka zmiana długości drogi fali jonosferycznej daje w wyniku efekt analogiczny do zjawiska Dopplera, które obserwuje się w akustyce i optyce. Zmiana długości fali może nastąpić w przypadku zmiany pozornej wysokości warstwy odbijającej. Zmianę częstotliwości wskutek zjawiska Dopplera można wyrazić, przy transmisji prostopadłej i „gładkiej” jonosferze, za pomocą wzoru:

$$\Delta f = \frac{2v}{c} \cdot f_0, \quad (118)$$

gdzie:

- $v$  — prędkość unoszenia się jonosfery,
- $c$  — prędkość światła,
- $f_0$  — częstotliwość radiostacji nadawczej.

Według danych radzieckich [A. 1] prędkości  $v$ , obserwowane przy zjawisku Dopplera, wynoszą od 10 do 500 m/sek.

Przy transmisjach ukośnych zmianę częstotliwości przy „gładkiej” jonosferze można wyrazić wzorem:

$$\Delta f = \frac{2v}{c} \cdot f_0 \cdot \sin \alpha, \quad (119)$$

gdzie  $\alpha$  — kąt wypromieniowania fali (kąt między styczną do powierzchni ziemi w punkcie nadawczym a kierunkiem propagacji fali).

Obserwuje się często zmiany częstotliwości, wynikające ze zjawiska Dopplera, zachodzące w granicach od ułamka do ok. 10 Hz. Według *Böhma* [B. 2] zaobserwowano przy zjawisku Dopplera zmianę częstotliwości wynoszącą nawet do 20 kHz na trasie Geltow (Niemcy)—Buenos Aires (Argentyna); wartość ta budzi jednak poważne zastrzeżenia. Więcej szczegółów na temat zjawiska Dopplera można znaleźć w pracy [B. 32].

Z doświadczeń eksploatacyjnych wynika, że zjawisko Dopplera występuje tym silniej, im kąt elewacji wypromieniowanej fali jest mniejszy.

Klasyczne tłumaczenie zmian częstotliwości przy zjawisku Dopplera, w założeniu „gładkiej” jonosfery — patrz wzór (119), daje przy rzeczywistości obserwowanych prędkościach zmian wysokości powierzchni odbijających znacznie mniejsze wartości  $\Delta f$  od obserwowanych.

Wobec tego należy szukać innego wyjaśnienia tak dużych zmian częstotliwości.

Z dawniejszych prób wyjaśnienia tego zjawiska należy przytoczyć rozumowanie *Eckersleya*. Według niego elektrony znajdujące się na drodze fali radiowej w jonosferze są posuwane wzdłuż drogi fali i osiągają prędkości:

$$v = \frac{A^2}{4\omega^2} \cdot c \quad (120)$$

gdzie:

$v$  — prędkość osiągana przez elektrony w jonosferze pod wpływem fali radiowej,

$c$  — prędkość światła,

$\omega$  — pulsacja fali radiowej,

$$A = \frac{M_0 \cdot e}{m},$$

$M_0$  — amplituda pola magnetycznego fali,

$e$  — ładunek elektronu,

$m$  — masa elektronu.

Według *Eckersleya* elektrony pod wpływem pola fali mogą osiągać prędkość rzędu 0,001 prędkości światła ( $v \approx 0,001 c$ ), a więc odczuwalnych w postaci efektu Dopplera.

Dotychczas brak jest eksperymentalnego potwierdzenia słuszności tej teorii. Ponadto, odwrotna proporcjonalność  $v$  do  $\omega^2$  we wzorze (120) nie odpowiada wynikom obserwacji.

Inną, bardzo prawdopodobną hipotezą jest przypuszczenie, że jonosfera jako powierzchnia „szorstka” powoduje skoki odbijanej fali, co daje w wyniku znaczne efekty Dopplera. Skoki te dają jak gdyby efekt amplifikacyjny zjawiska Dopplera obserwowanego przy odbiciach od jonosfery.

Duże zmiany częstotliwości występujące przy zjawisku Dopplera są nieprzyjemne, gdyż odbiornik, nastrojony na daną częstotliwość, przestaje odbierać pożądaną stację. Oprócz tego zjawisko Dopplera może być przyczyną interferencji stacji, której częstotliwość ulega zmianie, jak również i stacji sąsiednich.

## 12. WNIOSKI

1. Jonosfera nie znajduje się w stanie spoczynku. Poza zjawiskami, w których daje się zauważyć pewną regularność, obserwuje się również w jonosferze ruchy turbulencyjne, które są przyczyną rozprożeń, zaników itp.
2. Według nowych poglądów jonosfera znajduje się w stanie plazmy, której ruchy tłumaczy teoria magnetyczno-hydrodynamiczna.
3. Oprócz ruchów bezładnych obserwuje się w jonosferze uprzywilejowane kierunki wichrów o prędkościach dochodzących do ok. 7000 km/godz.



4. Obserwuje się wyraźne korelacje pomiędzy częstotliwościami krytycznymi a liczbą Wolfa.
5. LUF opracowane przez NBS (National Bureau of Standards USA) są mniej miarodajne niż MUF, a to ze względu na to, że LUF zależą od wielu trudnych jeszcze do uchwycenia parametrów.
6. Obecnie rozróżnia się pojęcie MUF robocze i MUF klasyczne, przy czym MUF robocze jest większe od MUF klasycznego o  $25 \div 40\%$ .
7. Należałoby zrewidować metody wyznaczania LUF i MUF.
8. Rozważane są propozycje zniesienia podziału świata na obszary  $E, I, W$ .
9. Istniejące metody określania natężenia pola dają wartości za duże w porównaniu z wynikami pomiarowymi. Jednakże nie jest jeszcze możliwe stwierdzenie, jakie metody są najlepsze. Na metodach NBS oparte są krzywe natężeń pól oraz MUF i LUF opracowane przez I.F.R.B.
10. Stosowanie układów odbioru zbiorczego znacznie zwiększa prawdopodobieństwo odbioru.
11. Ze względu na ustawiczne zmiany zachodzące w jonosferze niezbędna jest pewna liczba częstotliwości dla danej trasy w celu zapewnienia możliwie pewnych połączeń radiokomunikacyjnych.
12. Fale rozproszone w jonosferze mogą zapewnić dużą pewność połączeń na odległościach  $1000 \div 2000$  km, przy użyciu odpowiednio dużych mocy promieniowanych i anten o znacznych zyskach.
13. Ze względu na to, że burze magnetyczne i jonosferyczne mogą przerwać ciągłość połączeń radiokomunikacyjnych, celowe jest zorganizowanie służby ostrzegawczej. Służby takie dają trafność ok.  $95\%$  przy ostrzeżeniu na 4 godziny naprzód, a około  $65\%$  przy ostrzeżeniu na kilka dni naprzód [B. 15].
14. Kąty przychodzenia fal jonosferycznych ograniczają zyski anten kierunkowych. Kąty te wahają się w płaszczyźnie pionowej od około  $5^\circ$  do około  $30^\circ$ , a w płaszczyźnie poziomej odbiegają o około  $\pm 4^\circ$  (a nawet niekiedy więcej) od kierunku ortodromy.
15. W związku z ogólnoświatowymi badaniami, które były prowadzone w ramach II Międzynarodowego Roku Geofizycznego, celowe byłoby, prócz już wykonywanego sondowania pionowego jonosfery, przystąpić w Polsce do następujących prac w dziedzinie badania propagacji fal jonosferycznych:
  - a) Skośne sondowanie jonosfery.
  - b) Pomiary absorpcji fal w jonosferze.
  - c) Pomiary wichrów jonosferycznych.
  - d) Badania fal rozproszonych w jonosferze.
  - e) Pomiary radiowych zakłóceń atmosferycznych.
  - f) Pomiary zakłóceń radiokomunikacyjnych.

## WYKAZ LITERATURY

## A. Książki

1. *Alpert J. L., Ginzburg W. L., Feinberg E. L.*: Rasprostranienje radiowołn. Moskwa, 1953.
2. *Beckmann B.*: Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. Lipsk, 1948.
3. *Bojew S. P.*: Teorja wierojatnostiej. Moskwa — Leningrad, 1950.
4. *Dlin A. M.*: Matematyčeskaja statistika w tiechnike. Moskwa, 1951.
5. *Dołuchanow M. P.*: Rasprostranienje radiowołn. Moskwa, 1951.
6. *Eigenson M. S., Gniewyszew M. N., Ol A. I., Rubaszew B. M.*: Sołniecznaja aktiwnost' i jejo ziemnyje projawlenja. Moskwa — Leningrad, 1948.
7. *Ionospheric radio propagation.* National Bureau of Standards, Circular 462, 1948.
8. *Kaye G. W. C., Laby T. H.*: Tables of physical and chemical constants. Londyn, Nowy Jork, Toronto, 1948.
9. *Krasilnikow W. A.*: Zwukowyje wołny. Moskwa, 1954.
10. *Popow S. I.*: Niekotoryje zadaczi i metody ekspierimentalnoj aerodinamiki. Moskwa, 1952.
11. *Problemy kosmiczeskoj aerodinamiki (praca zbiorowa).* Moskwa, 1952.
12. *Regulamin radiokomunikacyjny (Atlantic City, 1947).* Warszawa, 1949.
13. *Rotkiewicz W.*: Technika odbioru radiowego, t. II, 1954.
14. *Romanowski B. I.*: Primienienje matematyčeskoj statistiki w opytnom diele. Moskwa — Leningrad, 1947.
15. *Ross W.*: Lateral deviation of radio waves reflected at the ionosphere. Radio Research, Special Report No 19. Londyn, 1949.
16. *Skilling H. H.*: Fale elektromagnetyczne. Warszawa, 1954.
17. *Sprawocznik po radiotechnice (praca zbiorowa pod redakcją B. A. Smirienina).* Moskwa — Leningrad, 1950.
18. *Szczukin A. N.*: Rasprostranienje radiowołn. Moskwa, 1940.
19. *Szifrin K. S.*: Rassiejanje świaeta w mutnoj sriedie. Moskwa — Leningrad, 1951.
20. *Terman F. E.*: Radio Engineer's Handbook. Nowy Jork, Londyn, 1943.
21. *Terman F. E.*: Radiotechnika, t. II. Warszawa, 1952.
22. *Vilbig F., Zenneck J.*: Fortschritte der Hochfrequenztechnik, t. II, Lipsk, 1945.
23. *Drozdowicz L.*: Rozchodzenie się fal radiowych. Łódź — Poznań, 1954.
24. *Jouaust J.*: L'ionosphere. Paryż, 1946.
25. *Wright J. W., Knecht R. W., Davies K.*: Manual on ionospheric vertical soundings for the International Geophysical Year. Boulder, Colorado, 1956.
26. *Annals of the International Geophysical Year. I G Y instruction manual — The ionosphere, t. 3.* Londyn, Nowy Jork, Paryż, 1957.:
  - a) cz. II. *Piggott W. R., Beynon W. J. G., Brown G. M., Little C. G.*: The measurement of ionospheric absorption;
  - b) cz. III. *Briggs B. H., Huxley L. G. H., Greenhow J. S.*: The measurement of ionospheric drifts;
  - c) cz. IV. *Horner F., Morgan M. G., Lovell A. C. B., Forsyth P. A., Harang L., Bowles K. L., Peterson A. M.*: Miscellaneous radio measurements.
27. *I. F. R. B.*: Technical Standards, series A, wyd. 2, U. I. T. Genewa, 1958.
28. *I. F. R. B.*: Technical Standard B-1, tomów 5, wyd. 1, U. I. T., Genewa, 1955.
29. *I. F. R. B.*: Technical Standard B-2, tomów 3, wyd. 1, U. I. T. Genewa, 1955.
30. *I. F. R. B.*: Technical Standard C-1, tomów 10, wyd. 1, U. I. T. Genewa, 1956.

31. Polar Atmospheric Symposium. Londyn, Nowy Jork, Paryż, 1957.
32. *Mitra S. K.*: The upper atmosphere. Kalkuta, 1952.
33. *Rawer K.*: Die Ionosphäre. Groningen (Holandia), 1953.
34. *Burgess E.*: Frontier to Space. Londyn, 1955.
35. Praca zbiorowa pod redakcją *Boyda R. L. F.* i *Seatona M. J.*: Rocket exploration of the upper atmosphere. Londyn, 1954.

#### B. Czasopisma i dokumenty CCIR

1. *Alpert J. L.*: Sowremiennoje sostojanje woprosa ob issledowanjach jonosfiery, Uspiechi fizycznych nauk, t. 38. Moskwa — Leningrad, lipiec 1949.
2. *Böhm O.*: Mehrfachwege und Doppler-Effekt bei der Ausbreitung von kurzen Wellen. Telefunken-Zeitung, t. 10, nr 53, 1929.
3. *Jasiński S.*: Zastosowania danych jonosferycznych w radiokomunikacji. Przegląd Telekomunikacyjny, nr 6-7, 1950.
4. *Jasiński S.*: Naukowe podstawy i organizacja służby informacyjnej o burzach jonosferycznych. Instytut Łączności, Warszawa, 1953.
5. *Jasiński S.*: O wpływie burz jonosferycznych na warunki eksploatacyjne radiostacji nadawczych. Przegląd Telekomunikacyjny, nr 1, 1954.
6. *Mac Nicol R. W. E.*: The fading of radio waves of medium and high frequencies. Proc. of the I. of E. E., Volume 96, Part III, nr 44, 1949.
7. *Manczarski S.*: Materiały do wykładów na Politechnice Warszawskiej, 1954.
8. *Manczarski S.*: Rozpraszanie fal w jonosferze i jego praktyczne wykorzystanie. Prace Instytutu Łączności, r. III, nr 3 (5), 1956.
9. *Mitra S. N.*: Statistical analysis of fading of a single downcoming wave from the ionosphere. Proc. of the I. of E. E., Volume 96, Part III, nr 44, 1949.
10. *Piggott W. R.*: The reflection and absorption of radio waves in the ionosphere. Proc. of the I. of E. E., Volume 100, Part III, nr 64, 1953.
11. *Quäck E. und Mögel H.*: Hörbarkeitsgrenzen und günstigste Verkehrszeiten bei Kurzwellen auf den einzelnen Überseeinlinien, Telefunken-Zeitung, t. 10, nr 52, 1929.
12. *Ratcliffe J. A.*: Diffraction from the ionosphere and the fading of radio waves. Nature, 1948, 162.
13. *Villars F. and Weisskopf V. F.*: The scattering of electromagnetic waves by turbulent atmospheric fluctuation. Physical Review, Volume 94, nr 2, 1954.
14. *Fiesienkow W. G., Kazaczewskij W. M., Tulenkowa L. I.*: O dwiżenjach wołokon tumannostiej NGC 6960 i NGC 6992-5 w sozwiezdii lebieidia. Astronomiczeskij żurnał, tom XXXI, wyd. 3, 1954.
15. *Jasiński S.*: Burze jonosferyczne i zakłócenia radiokomunikacyjne. Prace Instytutu Łączności, r. 5, nr 1 (10), 1958.
16. CCIR: Sprawozdanie nr 65 z VI Komisji Studiów — Zbiór dokumentów z VIII Zgromadzenia Ogólnego w Warszawie, 1956 r., t. I.
17. CCIR: Program Studiów nr 99 z VI Komisji Studiów. — Zbiór dokumentów z VIII Zgromadzenia Ogólnego w Warszawie, 1956 r., t. I.
18. CCIR: Zalecenie nr 177 z VI Komisji Studiów. — Zbiór dokumentów z VIII Zgromadzenia Ogólnego w Warszawie, 1956 r., t. I.
19. CCIR: Zalecenie nr 178 z VI Komisji Studiów. — Zbiór dokumentów z VIII Zgromadzenia Ogólnego w Warszawie, 1956 r., t. I.
20. CCIR: Dokument VI/6 z okresu 1956 ÷ 1958, po VIII Zgromadzeniu Ogólnym w Warszawie w 1956 r.

21. CCIR: Dokument VI/48 z okresu 1956 ÷ 1958, po VIII Zgromadzeniu Ogólnym w Warszawie w 1956 r.
22. CCIR: Dokument VI/72 z okresu 1956 ÷ 1958, po VIII Zgromadzeniu Ogólnym w Warszawie w 1956 r.
23. CCIR: Dokument VI/117 z okresu 1956 ÷ 1958, po VIII Zgromadzeniu Ogólnym w Warszawie w 1956 r.
24. P. I. R. E., t. 43, nr 10, październik 1955 — Scatter propagation issue.
25. Cook A. F.: On the mathematical characteristics of sunspot — variations. *Journal of Geophysical Research*, t. 54, nr 4, grudzień, 1949.
26. Jęgorow G. N.: *Dysertacja*, 1946.
27. Appleton E. V., Naismith R.: *Proc. Phys. Soc.*, t. 59, 1947.
28. Gniwyszew M. N.: *Izwiestja A. N. Z. S. R. R.*, sier. fiz., t. 7, nr 4, 1943.
29. Mojsiejew A. P.: *Priroda*, nr 5, 1950.
30. Matuura N., Nagata T.: Turbulence in the upper atmosphere. Report of ionosphere research in Japan, t. 12, nr 2, 1958.
31. Grosskopf J.: Über den augenblicklichen Stand der Forschung auf dem Gebiet der ionosphärischen Streustrahlung. *NTZ*, t. 9, nr 9, wrzesień 1956.
32. Borowski S., Jasiński S., Manczarski S.: Zjawisko Dopplera w propagacji jonosferycznej. *Archiwum Elektrotechniki*, t. 5, nr 2, 1956.
33. Borowski S., Jarkowski S., Manczarski S.: Ograniczenia parametrów anten kierunkowych w radiokomunikacji jonosferycznej i troposferycznej. *Prace Instytutu Łączności*, r. 3, nr 1 (3), 1956.
34. Borowski S.: Kąty przychodzenia fal jonosferycznych. *Przegląd Telekomunikacyjny*, t. 30 (24), nr 6, 1957.
35. CCIR: Dokument VI/30 z okresu 1956 ÷ 1958, po VIII Zgromadzeniu Ogólnym w Warszawie w 1956 r.

### C. Борovski

#### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

##### Резюме

Целью настоящей работы является представление современного состояния знаний о структуре ионосферы и изложение основных понятий и сведений связанных с распространением ионосферных волн. Она возникла в связи с заданиями Института Связи, который организовал первую в Польше ионосферную станцию. В работе приведены основные понятия и параметры из области распространения волн, как напр.: густота ионизации, ионосферные слои, фазовая и групповая скорость волны, обыкновенная и необыкновенная волна, критические частоты для отдельных слоев, множитель поглощения, число Вольфа, определения максимальных применимых частот (МУФ) и наименьших применимых частот (ЛУФ), а также способы их обозначения. В дальнейшем описаны характеристики трассы в полном солнечном цикле, ежемесячные характеристики для данного места, коэффициенты вероятности перерывов радиосвязи, вероятность возникновения кругосветного эха, а также параметр определяющий влияние географических координат.

Кроме того представлен вопрос критериев разделения мира на зоны из точки зрения распространения волн, самые выгодные длины волн для данной трассы,

поглощение волн в ионосфере, напряженность поля ионосферных волн в точке приема и вероятность замираний этих волн. В дальнейшем обсуждено необходимое количество частот для данной трассы, рассеяние волн в ионосфере, аэродинамику ионосферы а также аномальные явления в ионосфере. После проведения анализа параметров передающих и приемных устройств из точки зрения распространения ионосферных волн, а также после обсуждения вопроса помех производимых другими станциями, приведен в заключении работы, иллюстрированной многими диаграммами, ряд выводов.

В связи с тем, что в последнее время намечаются новые взгляды, м. пр. касающиеся структуры ионосферы, обоснованные на результатах измерений густоты ионизации с помощью ракет, а также касающиеся радиосвязи на рассеянных волнах, помех и т. д., в тексте введены соответственные заметки.

S. Borowski

## PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN THE IONOSPHERE

### S u m m a r y

The objective of the present paper is to present the actual state of knowledge on the structure of the ionosphere, as well as to explain fundamental concepts pertaining to sky-wave propagation. It has been written in connection with the activities of the Institute of Telecommunication where the first ionospheric sounding station in Poland has been established. The paper deals with fundamental notions and parameters in the domain of wave propagation, such as: ion density, layers of the ionosphere, phase and group velocity of the wave, ordinary and extraordinary wave, critical frequencies for particular layers, absorption index, sunspot number, definitions of MUF and LUF, as well as ways of their determination. Median FOT values for maximum and minimum sunspot numbers of the path, monthly median values of critical frequencies and virtual heights as a function of time of day for a given place, probability coefficients of interruptions in radiocommunication, probability of the echoes and the parameter defining the influence of geographical coordinates have been discussed as well.

Beside that, the following problems have been considered: partition of the world into zones from the viewpoint of propagation, optimum wavelengths for a given path, wave absorption in the ionosphere, field strength of incident sky-waves and the probability of fading. Further considerations concerned: the necessary number of frequencies for a given path, scattering of waves in the ionosphere, the aerodynamics and abnormal phenomena in the ionosphere. An analysis of the parameters of transmitting and receiving equipment from the viewpoint of the sky-wave propagation and a discussion of the interference by other stations, illustrated by numerous graphs, is followed by a number of conclusions.

Recent ideas pertaining to the structure of the ionosphere, based on measurements of ion density by means of rockets, to the radiocommunication by means of scatter propagation, atmospheric radio noise etc. have been mentioned in the paper as well.

S. Borowski

## LA DIFFUSION D'ONDES ÉLECTROMAGNETIQUES DANS L'IONOSPHERE

### Résumé

Cette étude nous présente une description d'ensemble de l'état actuel des recherches scientifiques dans le cadre de l'étude de l'ionosphère et met en relief les notions de base et les aspects particuliers ayant rapport à la propagation des ondes ionosphériques. A l'origine de cet ouvrage sont les travaux de l'Institut des Télécommunications qui a mis en marche la première station ionosphérique de Pologne. On expose les notions essentielles et les paramètres relatifs à la propagation des ondes, par exemple: la densité de l'ionisation, les couches ionosphériques, la vitesse de phase et de groupe de l'onde ordinaire et extraordinaire, les fréquences critiques pour couches particulières, l'indice d'absorption le nombre de Wolf, les définitions de MUF et LUF et les méthodes de les préciser. Ensuite sont présentées les caractéristiques des trajets en plein cycle solaire, les caractéristiques mensuelles locales de l'ionosphère, les facteurs de probabilité des interruptions dans la radiocommunication, la probabilité d'échos circulaires et le paramètre définissant l'influence des coordonnées géographiques.

On expose aussi — du point de vue de la propagations des ondes — le problème des critères de la repartition des zones dans le monde, les plus avantageuses longueurs d'ondes pour trajets particuliers, l'absorption des ondes par l'ionosphère, l'intensité du champ d'ondes ionosphériques au point de réception et la probabilité d'évanouissement de ces ondes. Après avoir indiqué le nombre indispensable de fréquences pour un trajet particulier on considère la diffusion des ondes dans l'ionosphère, l'aérodynamique de l'ionosphère et les anomalies des phénomènes ionosphériques. Ayant procédé à une analyse de paramètres, d'appareils émetteurs et récepteurs du point de vue de la propagation d'ondes ionosphériques et de la question des brouillages causés par d'autres stations l'auteur présente — avec l'appui d'une grande quantité de figures — toute une série de propositions.

On a tenu compte et mentionné dans le texte l'évolution subie par les opinions ayant pour objet la structure de l'ionosphère, évolution due aux résultats de mesurage (au moyen des fusées) de la densité de l'ionisation, tout comme des changements survenus dans les cadres de la radiocommunication par diffusion et au sujet des brouillages.

Stefan Borowski

## AUSBREITUNG DER ELEKTROMAGNETISCHEN WELLEN IN DER IONOSPHERE

### Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat zum Zwecke, den aktuellen Stand der Wissenschaft über den Aufbau der Ionosphäre und über die mit der Wellenausbreitung in der Ionosphäre verbundenen Grundauffassungen und Nachrichten darzustellen.

Sie entstand im Zusammenhang mit den Aufgaben des Wissenschaftlichen Forschungsinstitutes für das Nachrichtenwesen der Volksrepublik Polen, das die erste Ionosphärenstation in Polen in Betrieb gesetzt hat.

Zuerst wurden die Grundauffassungen und Parameter aus dem Gebiete der Wellenausbreitung angegeben, wie z. B.: die Elektronendichte, die Ionosphären-Schichten, Phasen- und Gruppengeschwindigkeit, ordentliche und ausserordentliche Welle, kritische Frequenzen der einzelnen Ionosphären-Schichten, Absorptionswert, Sonnenfleckenrelativzahl, Definitionen von MUF (höchste brauchbare Raumwellenfrequenz) und von LUF (niederste brauchbare Raumwellenfrequenz) und ihre Berechnungsmethoden.

Dann wurden besprochen: Tagesgänge (Monatsmittelwerte) der günstigsten Frequenzen (FOT) vom Sonnenfleckenminimum zum Sonnenfleckenmaximum, Tagesgänge (Monatsmittelwerte) der kritischen Frequenzen und der scheinbaren Schichthöhen für gegebenen Ort, Wahrscheinlichkeitskoeffizienten der Funkverbindungspausen, Wahrscheinlichkeit des Auftretens der Rund — um — die — Erde — Echosignale und das den Einfluss der geographischen Koordinaten auffassende Parameter.

In der Reihenfolge wurden dargestellt: das Kryteriumsproblem der Weltverteilung in die Zonen vom Standpunkt der Wellenausbreitung aus, die günstigsten Wellenlängen für gegebene Verkehrslinien, die Wellenabsorption in der Ionosphäre, Feldstärken der Raumwellen an Empfangsstellen und Schwundwahrscheinlichkeit dieser Wellen.

Weiter wurden betrachtet: die notwendige Frequenzzahl für gegebene Verkehrslinie, die Streustrahlung in der Ionosphäre, die Aerodynamik der Ionosphäre, aussergewöhnliche Erscheinungen in der Ionosphäre.

Nach der Durchführung der Analyse von den Parametern der Sende- und Empfangsanlagen vom Standpunkt der Raumwellenausbreitung aus und nach der Untersuchung der Störungen durch andere Sender wurden am Ende der mit vielen Abbildungen versehenen Arbeit zahlreiche Schlüsse gezogen.

Im Zusammenhang mit neueren Ansichten u. a. über den auf den Ergebnissen der Messungen der Elektronendichte mittelst Raketen gegründeten Aufbau der Ionosphäre, über die Streustrahlung — Nachrichtentechnik, über die atmosphärischen Rundfunkstörungen u. s. w. wurden entsprechende Bemerkungen eingeführt.

