

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

PRACE  
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ROK VI

ZESZYT 2 (15)

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 Kędziński*

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. 7,5.  
Ark. druk 7,315/A. Format B5. Papier druk. sat. kl. V, 70 g, 70 × 100/16. Rękopis  
oddano do składania 19.VI.59 r. Podpisano do druku 25.X.1959 r. Druk ukończono  
w październiku 1959 r. Cena zł 35.—

---

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej. Warszawa, Zam. 1071/59. W-68.

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

PRACE  
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ROK VI

ZESZYT 2 (15)

WARSZAWA 1959

INSTYTUT ŁĄCZNOŚCI

## SPIS TREŚCI

1. Zbigniew Godziński — Pojęcie impedancji powierzchniowej w teorii rozchodzenia się fal radiowych . . . . . 3
2. Stefan Jasiński — Ustalenie odpowiedniej dla warunków polskich metody opracowywania mapy skutecznej przewodności gruntów . . . . . 59

## СОДЕРЖАНИЕ

1. З. Годзиньски — Понятие поверхностного импеданса в теории распространения радиоволн . . . . . 3
2. С. Ф. Ясиньски — Определение соответственного в польских условиях метода разработки карты эффективной проводимости почвы . . . . . 59

## CONTENTS

1. Z. Godziński — The Concept of Surface Impedance in the Theory of Propagation of Radio Waves . . . . . 3
2. S. Jasiński — Establishment of a Method of Plotting a Map of Effective Ground Conductivity, Suitable for Polish Conditions . . . . . 59

## SOMMAIRE

1. Z. Godziński — La notion de l'impédance superficielle dans la théorie de la propagation des ondes radioélectriques . . . . . 3
2. S. Jasiński — Établissement d'une méthode de tracer la carte de la conductivité du sol, convenable aux conditions existant en Pologne . . . . . 59

## INHALTSVERZEICHNIS

1. Z. Godziński — Der Begriff der Oberflächenimpedanz in der Theorie der Wellenausbreitung . . . . . 3
2. S. Jasiński — Festlegung einer Methode für die Bearbeitung einer Landkarte der effektiven Bodenleitfähigkeit in Polen . . . . . 59

ZBIGNIEW GODZIŃSKI

621.371

## POJĘCIE IMPEDANCJI POWIERZCHNIOWEJ W TEORII ROZCHODZENIA SIĘ FAL RADIOWYCH

Rękopis dostarczono do IŁ 14.11.58

W pracy wyprowadzono równanie całkowite dla pól elektromagnetycznych wytwarzanych przez elektryczny lub magnetyczny dipol umieszczony nad ziemią, w dowolny sposób niejednorodną i nieregularną. Wykazano, w jaki sposób równania powyższe mogą być rozwiązane w oparciu o pojęcie impedancji powierzchniowej. Przedstawiając pole w ziemi w postaci niejednorodnej fali płaskiej przedyskutowano impedancję powierzchniową dla jednorodnej ziemi płaskiej. Analizę uogólniono następnie na przypadek ziemi płaskiej o poziomym i ukośnym uwarstwieniu. Otrzymane wnioski obejmują również przypadek ziemi kulistej lub łagodnie pofałdowanej; w ogólnych zarysach są one również słuszne dla ziemi rzeczywistej, wykazującej skomplikowaną niejednorodność. Z przeprowadzonej analizy wynikają zarówno wnioski teoretyczne, dotyczące metodyki badań teoretycznych, jak i wnioski praktyczne, wiążące się z problemami namiarów radiowych, pomiarów natężenia pola, pomiarów współczynników elektrycznych ziemi, opracowywania map przewodności ziemi oraz poszukiwań geologicznych na drodze radiowej.

### Wykaz ważniejszych symboli

- $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  — natężenie pola elektrycznego i magnetycznego,  
 $\omega$  — pulsacja,  
 $\lambda$ ,  $\lambda_0$  — długość fali w danych warunkach i przy swobodnym rozchodzeniu się w pustej przestrzeni,  
 $\mu_0$ ,  $\epsilon_0$  — przenikalność magnetyczna i dielektryczna próżni,  
 $\mu$ ,  $\mu_r$  — przenikalność magnetyczna i przenikalność magnetyczna względna ( $\mu = \mu_r \mu_0$ ),  
 $\epsilon$ ,  $\epsilon_r$  — przenikalność dielektryczna i przenikalność dielektryczna względna ( $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ ),  
 $\sigma$  — przewodność właściwa,  
 $\epsilon'$  — zespolona przenikalność dielektryczna  $\left( \epsilon' = \epsilon_r' \epsilon_0 = \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega} \right)$ ,

$\epsilon_r'$  — zespolona względna przenikalność dielektryczna

$$\left( \epsilon_r' = \epsilon_r - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right),$$

$k$  — stała rozchodzenia się fal ( $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon'$ ),

$k_0$  — stała rozchodzenia się fal w pustej przestrzeni

$$\left( k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \right),$$

$Z$  — impedancja falowa ośrodka  $\left( Z = \frac{k}{\omega \epsilon'} = \frac{\omega \mu}{k} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \right)$ ,

$Z_0$  — oporność falowa pustej przestrzeni  $\left( Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 376,7 \Omega \right)$ ,

$Z_s$  — impedancja powierzchniowa,

$(Z_s)_{xy}; (Z_s)_{yx}; \dots$  — impedancje powierzchniowe dla układów:

$$\left( \frac{E_x}{H_y}, -\frac{E_y}{H_x} \right); \dots;$$

$(Z_s)_z; \dots$  — impedancja powierzchniowa w kierunku osi  $z$ ,  
gdy  $(Z_s)_{xy} = (Z_s)_{yx}; \dots$ ;

$\delta$  — głębokość wnikania.

Indeksy oznaczają:  $t$  — składowa styczna wektora,

$a, e$  — dana wielkość odnosi się do atmosfery lub ziemi.

Zależność od czasu przyjęto w postaci  $e^{i\omega t}$ .

Układ jednostek: MKS.

## I. WSTĘP

Współczesny rozwój radiokomunikacji i radionawigacji, wprowadzanie do użytkowania coraz bardziej udoskonalonych typów urządzeń, ustawiczne rozszerzanie stosowanego pasma częstotliwości, jak również odkrywanie i praktyczne stosowanie nowych możliwości przesyłania sygnałów na drodze radiowej, wszystko to czyni niezbędnym prowadzenie obszernych badań w zakresie nauk technicznych i podstawowych. Jedną z głównych dyscyplin jest tu nauka o rozchodzeniu się fal radiowych.

Niektóre zagadnienia propagacyjne są w obecnej chwili opracowane wystarczająco; szereg problemów wymaga jednak jeszcze dalszych badań, tak doświadczalnych jak i teoretycznych, w celu umożliwienia uporządkowania materiału doświadczalnego, przeprowadzenia jego krytycznej oceny i przygotowania wytycznych dla praktyki inżynierskiej.

Teoretyczna analiza rozchodzenia się fal radiowych nad rzeczywistą ziemią przedstawia nadzwyczaj skomplikowane matematycznie zagadnienie.

Rozwiązanie tego problemu metodami klasycznymi wydaje się niemal beznadziejne. Z tego względu dużym postępem było wprowadzenie metod przybliżonych, opartych na przybliżonych warunkach brzegowych *Leontowicza*, czy też na równoważnym im pojęciu impedancji powierzchniowej. Wprowadzenie tych metod pozwoliło na rozwiązanie szeregu ważnych zagadnień dotyczących nie tylko rozchodzenia się fal radiowych nad ziemią, ale również struktury pól elektromagnetycznych wewnątrz falowodów i obwodów wnekowych, jak również właściwości pewnych typów anten.

W niektórych przypadkach, jak np. przy analizie zasięgów stacji radiofonicznych, dokładność obliczeń nie musi być zbyt duża; wystarczy wtedy przyjąć stosunkowo grube przybliżenia. W innych przypadkach, jak np. przy dyskusji o wpływie ziemi na błędy namiarów radiowych, przy pomiarach lokalnych parametrów elektrycznych ziemi lub przy rozważaniu możliwości poszukiwań geologicznych na drodze radiowej, konieczne jest przeprowadzenie bardziej wnikliwej analizy bądź też skontrolowanie konwencjonalnych przybliżeń.

Celem niniejszej pracy jest przeprowadzenie z jednolitego punktu widzenia analizy przybliżonych warunków brzegowych, przyjętych w postaci impedancji powierzchniowej. Krótkie zestawienie podstawowych wyników takiej analizy opublikowano uprzednio w postaci raportu dla CCIR [1].

Za podstawę rozważań przyjęto strukturę fali w obrębie ośrodka przewodzącego. W wielu przypadkach fala ta jest w przybliżeniu falą płaską, co nadzwyczaj ułatwia analizę i wyciągnięcie szeregu ważnych wniosków. Pozwala to również na danie bardzo poglądowego obrazu zachodzących zjawisk.

Przedstawione w pracy wnioski dotyczą nie tylko zagadnień rozchodzenia się fal radiowych nad powierzchnią ziemi, które są w artykule bezpośrednio dyskutowane, ale w ogóle zagadnień pól elektromagnetycznych w otoczeniu dobrych przewodników. Wnioski te mogą więc być zastosowane również w teorii falowodów, obwodów wnekowych i anten.

W pracy omówiono konwencjonalną metodę stosowania przybliżonych warunków brzegowych i spróbowano naszkicować granice jej stosowności, zarówno jeśli chodzi o zakres zjawisk, jak i o błędy, jakie wprowadza się przez różne założenia upraszczające.

Przedstawiono również pewne efekty elektromagnetyczne, powstające w wyniku niejednorodności ziemi. Z rozważań teoretycznych wynikły wnioski praktyczne dotyczące namiarów radiowych, istnienia i pomiarów efektywnych parametrów elektrycznych ziemi, jak również poszukiwań geologicznych na drodze radiowej.

Ze względu na niezwykle skomplikowany charakter niejednorodności i nieregularności ziemi rygorystyczna analiza jest niemożliwa i niezbędna jest znaczna idealizacja zjawisk. Jednym z celów obecnej pracy było m. in. przeprowadzenie próby skonfrontowania uproszczeń, stosowanych w teorii, z warunkami napotykanymi przy rozchodzeniu się fal radiowych nad rzeczywistą ziemią.

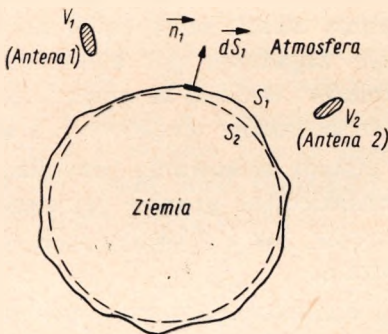
## 2. RÓWNANIE CAŁKOWE DLA POŁA ELEKTROMAGNETYCZNEGO NAD ZIEMIĄ RZECZYWISTĄ

Potrzebę wprowadzenia pojęcia impedancji powierzchniowej można pokazać najprościej w oparciu o pewien specjalny typ równań całkowych dla pola elektromagnetycznego. Równania te wyprowadzimy obecnie stosując nową, niezwykle prostą metodę, opartą na zastosowaniu tzw. wektorowej analogii twierdzenia *Greena*. Jeśli mianowicie  $V$  jest obszarem ograniczonym regularną powierzchnią  $S$ , a  $P$  i  $Q$  są dwiema wektorowymi funkcjami położenia, które wraz ze swymi pierwszymi i drugimi pochodnymi są ciągłe wewnątrz  $V$  i na powierzchni  $S$ , to według *Strattona* [2]:

$$\int_V (\vec{Q} \cdot \text{rot rot } \vec{P} - \vec{P} \cdot \text{rot rot } \vec{Q}) dV = \int_S (\vec{Q} \times \text{rot } \vec{P} - \vec{P} \times \text{rot } \vec{Q}) \vec{dS} \quad (1)$$

We wzorze (1) kierunek  $\vec{dS}$  przyjęto, ze względu na dalsze wyprowadzenia, do wewnątrz  $V$ , a więc odwrotnie niż to się zwykle zakłada.

Powyższe twierdzenie zastosujemy do następującego problemu propagacyjnego (rys. 1).



Rys. 1. Oznaczenia powierzchni i obszarów stosowane przy wyprowadzaniu równań całkowych dla pola elektromagnetycznego nad niejednorodną i nieregularną ziemią

Rzeczywista, tj. w dowolny sposób nieregularna i niejednorodna ziemia o powierzchni  $S_1$  jest otoczona atmosferą, która w ogólnym przypadku może być również niejednorodna. Przenikalność dielektryczna atmo-



sfery  $s_a$  jest w ogólnym przypadku funkcją położenia. Przenikalność magnetyczna atmosfery jest równa  $\mu_0$ .

Krótką antena nadawcza (dipol) znajduje się w  $V_1$ . Aby uniknąć nieciągłości, związanych z granicą metal-powietrze, przyjmiemy formalnie, jak to się zwykle robi, że w obszarze  $V_1$  mamy powietrze oraz pewien system prądów przestrzennych  $\vec{j}_1$ , wywoływanych jakimiś siłami ubocznymi i stanowiących nasze źródło promieniowania, tj. antenę 1. Pola, jakie ta antena 1 wytwarza, oznaczymy przez  $\vec{E}_1$  i  $\vec{H}_1$ .

Do celów pomocniczych wprowadzamy drugi układ, fikcyjny: atmosferę jak poprzednio, pewien zespół prądów ubocznych  $\vec{j}_2$  w małym obszarze  $V_2$  (antena 2, również krótka) i ziemię o powierzchni  $S_2$ , która w żadnym punkcie nie leży na zewnątrz powierzchni  $S_1$ . Właściwości elektryczne tej pomocniczej ziemi  $S_2$  są niemal całkowicie dowolne. Może ona być jednorodna, wykazując dowolne parametry elektryczne, lub też niejednorodna, o dowolnej niejednorodności, nie stojącej w sprzeczności z wymienionymi uprzednio warunkami ciągłości pola.

Kształt tej pomocniczej ziemi  $S_2$  może być dowolny, aby tylko  $S_2$  była powierzchnią regularną. Może to być np. kula, zawarta wewnątrz powierzchni  $S_1$ , bądź powierzchnia częściowo lub nawet całkowicie pokrywająca się z powierzchnią  $S_1$  itp. Pola, jakie antena 2 wytwarzałaby w tych warunkach, oznaczymy przez  $\vec{E}_2$  i  $\vec{H}_2$ .

W podanym uprzednio wzorze (1) przyjmiemy  $\vec{Q} = \vec{E}_1$ ,  $\vec{P} = \vec{E}_2$ ; za obszar  $V$  przyjmiemy obszar na zewnątrz powierzchni ziemi  $S_1$ . Będziemy stosowali układ jednostek MKS, a zależność od czasu przyjmiemy w postaci  $e^{i\omega t}$ .

Pole elektromagnetyczne w powietrzu musi spełniać równania Maxwella:

$$\text{rot } \vec{E} = -i\omega\mu_0\vec{H} \quad (2)$$

$$\text{rot } \vec{H} = i\omega\varepsilon_a\vec{E} + \vec{j} \quad (3)$$

a stąd

$$\text{rot rot } \vec{E} = -i\omega\mu_0 \text{rot } \vec{H} = -i\omega\mu_0(i\omega\varepsilon_a\vec{E} + \vec{j}) \quad (4)$$

Po podstawieniu do wzoru (1) i uwzględnieniu, że prądy  $\vec{j}_1$  oraz  $\vec{j}_2$  płyną odpowiednio tylko w obszarach  $V_1$  i  $V_2$  otrzymujemy:

$$\int_{V_2} \vec{E}_1 \vec{j}_2 dV - \int_{V_1} \vec{E}_2 \vec{j}_1 dV = \oint_{S_1} (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2 - \vec{E}_2 \times \vec{H}_1) d\vec{S}_1 \quad (5)$$

Ze względu na to, że obie anteny założono krótkie (dipole) obszary  $V_1$  i  $V_2$  są stosunkowo małe. W wyniku tego  $\vec{E}_1$  i  $\vec{E}_2$  mogą być przyjęte

wewnątrz  $V_2$  względnie  $V_1$  w przybliżeniu za stałe i mogą być wyciągnięte przed znaki całek. Otrzymane w ten sposób całki objętościowe przedstawiają momenty elektryczne  $\vec{p}_{e1}$  i  $\vec{p}_{e2}$  odpowiednich anten:

$$\int_{V_1} \vec{j}_1 dV = i\omega \vec{p}_{e1}; \quad \int_{V_2} \vec{j}_2 dV = i\omega \vec{p}_{e2} \quad (6)$$

Zakładając, że momenty elektryczne obu anten są równe

$$|\vec{p}_{e1}| = |\vec{p}_{e2}| = p_e \quad (7)$$

otrzymujemy:

$$(E_1)p_{e2} = (E_2)p_{e1} - \frac{i}{\omega p_e} \oint_{S_1} (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2 - \vec{E}_2 \times \vec{H}_1) \cdot d\vec{S}_1 \quad (8)$$

gdzie  $(E_1)p_{e2}$  i  $(E_2)p_{e1}$  oznaczają rzuty natężeń pól  $\vec{E}_1$  i  $\vec{E}_2$ , panujących odpowiednio w obszarach  $V_2$  i  $V_1$ , na kierunki występujących w tych obszarach momentów elektrycznych  $\vec{p}_{e2}$  i  $\vec{p}_{e1}$ , tj. po prostu na kierunki anten 2 i 1. Jeśli np. obie anteny byłyby pionowe, to  $(E_1)p_{e2}$  oraz  $(E_2)p_{e1}$  oznaczałyby pionowe składowe natężenia pola elektrycznego.

Wielkość  $(E_2)p_{e1}$  oznacza rzut na kierunek anteny 1 natężenia pola panującego w obszarze  $V_1$  i wytwarzanego tam przez antenę 2 nad fikcyjną ziemią  $S_2$ . Stosownie do zasady wzajemności  $(E_2)p_{e1}$  jest równe rzutowi na kierunek anteny 2 natężenia pola panującego w obszarze  $V_2$  i wytwarzanego tam przez antenę 1, nadal nad fikcyjną ziemią  $S_2$ . Stosownie do tego równanie całkowe (8) można interpretować następująco:

Antena nadawcza 1, o momencie elektrycznym  $p_e$ , wytwarzałaby w jakimś punkcie nad fikcyjną ziemią  $S_2$  (np. nad jednorodną ziemią kulistą) pole  $(E_2)p_{e1}$ . Ta sama antena, o tym samym momencie elektrycznym, wytwarzałaby nad rzeczywistą ziemią  $S_1$  (w tym samym punkcie jak poprzednio) pole  $(E_1)p_{e2}$ . Różnica pomiędzy tymi dwoma polami, tj. poprawka, jaką powoduje zmiana charakteru ziemi z  $S_2$  na  $S_1$ , jest równa całce powierzchniowej występującej w równaniu (8).

Równanie (8) jest podstawowym równaniem całkowym dla postawionego problemu. Równanie (8) jest całkowicie ściśle. Dopiero w trakcie dalszego jego rozwiązywania — czym nie będziemy się obecnie zajmowali — wprowadza się kolejno szereg uproszczeń i przybliżeń. Powyżej sformułowane założenia są całkowicie ogólne.

Dotychczas, przyjmowano jednak zawsze pomocniczą ziemię  $S_2$  jako jednorodną i regularną (np. płaską lub kulistą), a atmosferę jako jednorodną. W ten sposób można w toku dalszej analizy wprowadzić dobrze znane funkcje tłumienia dla jednorodnej i regularnej ziemi, co nadzwyczaj ułatwia zadanie.

Równanie całkowe (8) okazuje się uogólnieniem równań otrzymanych przez szereg autorów w oparciu o przybliżone warunki brzegowe *Leontowicza* [3÷25] lub o twierdzenie *Ballantine'a* [26÷30]. Duża dowolność w doborze pomocniczej ziemi  $S_2$  pozwoliłaby być może na przeprowadzenie w przyszłości analizy takich zagadnień jak wpływ pojedynczej nieregularności powierzchni ziemi, wpływ niejednorodności terenu w przypadku ziemi nieregularnej itp.

W podobny jak poprzednio sposób można wyprowadzić równanie całkowe dla pola w przypadku, gdy antena nadawcza jest dipolem magnetycznym (antena ramową). Założenia w odniesieniu do ziemi przyjmujemy te same jak poprzednio, jak również w podobny sposób zastępujemy anteny przez pewne systemy prądów  $\vec{j}_1$  oraz  $\vec{j}_2$  płynących w powietrzu. Prądy te są obecnie prądami zamkniętymi; można je zastąpić przez fikcyjne namagnesowanie  $\vec{M}_1$  i  $\vec{M}_2$ , stosownie do wzoru:

$$\vec{j}_1 = \text{rot } \vec{M}_1; \quad \vec{j}_2 = \text{rot } \vec{M}_2 \quad (9)$$

Równania Maxwella dla atmosfery, którą obecnie założymy jednorodną o  $\epsilon_a = \epsilon_0$ , przyjmują postać:

$$\text{rot } \vec{E} = -i\omega\mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (10)$$

$$\text{rot } \vec{H} = i\omega\epsilon_0\vec{E} \quad (11)$$

Wynika stąd, że

$$\text{rot rot } \vec{H} = i\omega\epsilon_0 \text{rot } \vec{E} = i\omega\epsilon_0(-i\omega\mu_0)(\vec{H} + \vec{M}) \quad (12)$$

Przyjmując we wzorze (1)  $\vec{Q} = \vec{H}_1$ ,  $\vec{P} = \vec{H}_2$  otrzymujemy

$$\int_{V_1} \vec{H}_1 \vec{M}_2 dV - \int_{V_1} \vec{H}_2 \vec{M}_1 dV = \frac{i}{\omega\mu_0} \oint_{S_1} (\vec{H}_1 \times \vec{E}_2 - \vec{H}_2 \times \vec{E}_1) d\vec{S}_1 \quad (13)$$

Podobnie jak poprzednio można w przybliżeniu wyłączyć  $\vec{H}_1$  i  $\vec{H}_2$  przed znaki całek objętościowych. Powstałe w ten sposób całki objętościowe są jednak równe momentom magnetycznym  $\vec{p}_{m1}$ ,  $\vec{p}_{m2}$  odpowiednich anten:

$$\int_{V_1} \vec{M}_1 dV = \vec{p}_{m1}; \quad \int_{V_2} \vec{M}_2 dV = \vec{p}_{m2} \quad (14)$$

Zakładając jak poprzednio, że

$$|\vec{p}_{m1}| = |\vec{p}_{m2}| = p_m \quad (15)$$

i zachowując poprzedni sposób oznaczeń, otrzymujemy ostatecznie:

$$(H_1) p_{m2} = (H_2) p_{m1} + \frac{i}{\omega\mu_0 p_m} \oint_{S_1} (\vec{H}_1 \times \vec{E}_2 - \vec{H}_2 \times \vec{E}_1) d\vec{S}_1 \quad (16)$$

Jak autorowi wiadomo, równanie całkowe (16) nie było dotychczas opublikowane w prasie fachowej.

### 3. WPROWADZENIE POJĘCIA IMPEDANCJI POWIERZCHNIOWEJ

Zastosowanie pojęcia impedancji powierzchniowej do problemów rozchodzenia się fal radiowych wiąże się z równaniami całkowymi typu (8, 16). Zilustrujemy to obszerniej w oparciu o równanie całkowe (8). W celu uproszczenia zakładamy, że rozważamy zagadnienie niejednorodnej ziemi kulistej (ziemia  $S_1$ ). Pomocniczą ziemię  $S_2$  przyjmujemy jednorodną i kulistą, o tym samym promieniu jak ziemia  $S_1$ . Atmosferę założymy jednorodną, a obie anteny — pionowe.

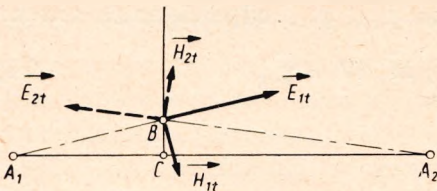
Występujące w równaniu (8) podwójne iloczyny wektorowe sprowadzają się do iloczynów składowych stycznych ( $\vec{E}_t, \vec{H}_t$ ) wektorów pola:

$$\begin{aligned} (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2 - \vec{E}_2 \times \vec{H}_1) d\vec{S}_1 &= (\vec{E}_{1t} \times \vec{H}_{2t} - \vec{E}_{2t} \times \vec{H}_{1t}) d\vec{S}_1 = \\ &= [E_{1t} H_{2t} \sin(\vec{E}_{1t}, \vec{H}_{2t}) - E_{2t} H_{1t} \sin(\vec{E}_{2t}, \vec{H}_{1t})] dS_1 \end{aligned} \quad (17)$$

Wyciągając przed nawias  $H_{1t} \cdot H_{2t}$ , można całkę powierzchniową po powierzchni  $S_1$  przedstawić w postaci:

$$\begin{aligned} \oint_{S_1} (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2 - \vec{E}_2 \times \vec{H}_1) d\vec{S}_1 &= \\ &= \oint_{S_1} H_{1t} H_{2t} \left[ \frac{E_{1t}}{H_{1t}} \sin(\vec{E}_{1t}, \vec{H}_{2t}) - \frac{E_{2t}}{H_{2t}} \sin(\vec{E}_{2t}, \vec{H}_{1t}) \right] dS_1 \end{aligned} \quad (18)$$

Na rysunku 2 pokazano w sposób orientacyjny układ geometryczny wektorów występujących w równaniu (18). Wektory  $\vec{E}_{2t}, \vec{H}_{2t}$ , tj. składowe styczne pola nad jednorodną ziemią kulistą, wykazują szczególnie prosty układ:  $\vec{E}_{2t}$  skierowane jest wzdłuż linii  $A_2B$ , a  $\vec{H}_{2t}$  jest prostopadłe do  $\vec{E}_{2t}$ . Wektory  $\vec{E}_{1t}, \vec{H}_{1t}$ , tj. składowe styczne pola nad niejedno-



Rys. 2. Układ składowych stycznych wektorów fali elektromagnetycznej, rozchodzącej się nad powierzchnią ziemi:

$A_1$  — antena 1, wytwarzająca rzeczywiste pole  $\vec{E}_1, \vec{H}_1$ ;  $A_2$  — antena 2, wytwarzająca fikcyjne pole  $\vec{E}_2, \vec{H}_2$

rodną ziemią, wykazują bardziej skomplikowany układ przestrzenny. W ogólnym przypadku  $\vec{E}_{1t}$  nie jest dokładnie równoległe do linii  $A_1B$  a  $\vec{H}_{1t}$  nie jest dokładnie prostopadłe do  $\vec{E}_{1t}$ . Tak więc wyrażenie  $\frac{E_{2t}}{H_{2t}}$ , występujące w równaniu (18), przedstawia stosunek dwu wzajemnie pro-

stopadłych składowych stycznych pola elektromagnetycznego nad ziemią jednorodną. Stosunek ten nazywa się właśnie impedancją powierzchniową ( $Z_s$ ) [31 ÷ 33]. W rozważanym przez nas przypadku będzie to więc impedancja powierzchniowa  $Z_{s2}$  w danym punkcie naszej fikcyjnej ziemi jednorodnej:

$$\frac{E_{2t}}{H_{2t}} = Z_{s2} \quad (19)$$

W podobny sposób można stosunek  $\frac{E_{1t}}{H_{1t}}$  nazwać impedancją powierzchniową danego punktu rozważanej przez nas powierzchni ziemi niejednorodnej:

$$\frac{E_{1t}}{H_{1t}} = Z_{s1} \quad (20)$$

Wzór (20) jest zgodny z definicją podaną przez *Bookera* [33] (str. 179, tzw. „field impedance”).

Nieco inaczej podchodzi do zagadnienia impedancji *Schelkunoff* [31] (str. 24 i 25). Przytoczymy jego tekst in extenso.

„Pole elektromagnetyczne w ogólnym przypadku może być opisane przez składowe  $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ . Można utworzyć macierz, której składowe można uważać za impedancje:

$$\left\| \begin{array}{ccc} \frac{E_x}{H_x}, & \frac{E_x}{H_y}, & \frac{-E_x}{H_z} \\ \frac{-E_y}{H_x}, & \frac{E_y}{H_y}, & \frac{E_y}{H_z} \\ \frac{E_z}{H_x}, & \frac{-E_z}{H_y}, & \frac{E_z}{H_z} \end{array} \right\| \quad (21)$$

Znaki algebraiczne przed stosunkami składowych z różnymi indeksami stawia się według następujących zasad. Jeśli śrubę prawoskrętną obraca się o  $90^\circ$  od dodatniego kierunku osi, wskazanej przez indeks licznika, do dodatniego kierunku osi, wskazanej przez indeks mianownika, to przesuwa się ona albo w dodatnim, albo w ujemnym kierunku pozostałej osi. W pierwszym przypadku przed stosunkiem daje się znak plus, a w drugim znak minus... W ten sposób dwie impedancje są skojarzone z każdą parą prostopadłych kierunków, np. z osią  $x$  i z osią  $y$ . Impedancje te są równe:

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y}; \quad Z_{yx} = \frac{-E_y}{H_x} \quad (22)$$

Jeśli te dwie impedancje są równe, wtedy definiujemy impedancje w kierunku dodatniej osi  $z$ , jak następuje:

$$Z_z = \frac{E_x}{H_y} = \frac{-E_y}{H_x} \quad (23)$$

Podobne definicje obowiązują dla impedancji w innych kierunkach.

Impedancje według powyższych definicji wykazują cechę kierunkowości, nie są jednak ani wektorami, ani tensorami, ponieważ nie dodają się we właściwy sposób...

Powyższe definicje mogą być rozszerzone na inne układy współrzędnych..."

Jak zobaczymy później, wprowadzone przez *Schelkunoffa* rozróżnienie pomiędzy kilkoma rodzajami impedancji może okazać się istotne w niektórych zagadnieniach propagacyjnych.

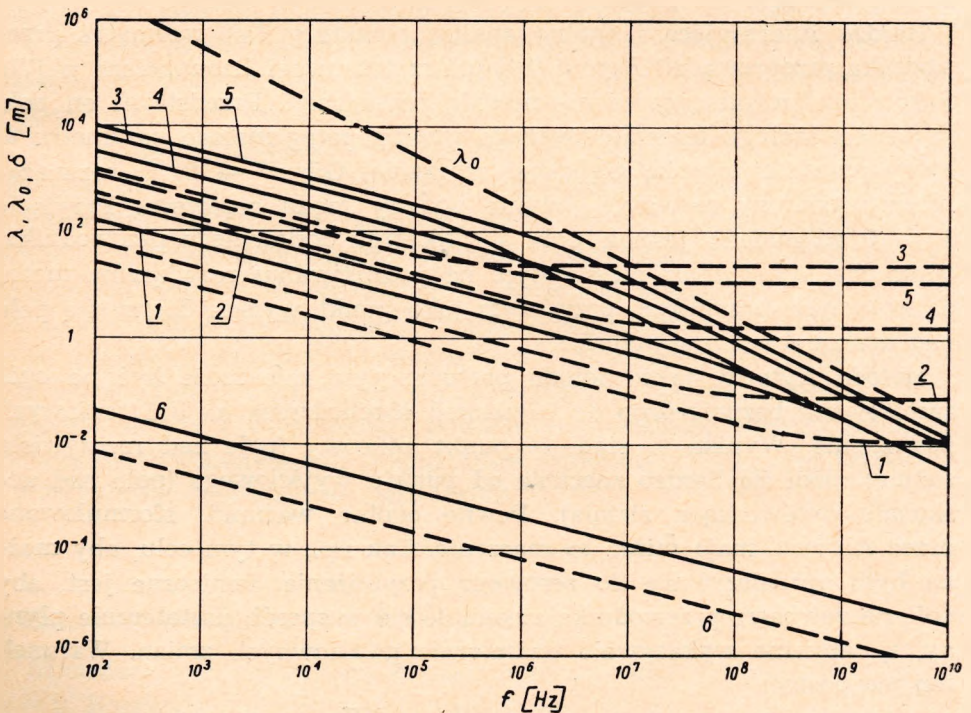
We wzorach (19 i 20) występują składowe styczne wektorów pola w atmosferze. Ze względu na ciągłość składowych stycznych pola elektromagnetycznego są one jednak równe składowym stycznym wektorów pola w ziemi. *Leontowicz* zauważył [3 i 7], że fala rozchodząca się w głąb dobrze przewodzącej jednorodnej ziemi ma w przybliżeniu strukturę fali płaskiej. Odpowiednio do tego  $Z_{s2}$  jest w przybliżeniu stałe, a wielkość jego można określić z góry. W niektórych przypadkach również wielkość  $Z_{s1}$  można w podobny sposób określić z góry. Właśnie ta okoliczność jest decydującym czynnikiem, który umożliwił przeprowadzenie stosunkowo prostej analizy szeregu zagadnień, nastęrczających uprzednio — przy stosowaniu klasycznych metod matematycznych — niezwykle duże trudności.

Rzeczywiście, jeśli  $Z_{s1}$  i  $Z_{s2}$  są znane z góry, to analiza znacznie się upraszcza. W odmiennym przypadku należałoby bowiem uważać  $Z_{s1}$  i  $Z_{s2}$  za wielkości nieznanne, które dopiero w toku rozumowania zostaną określone; utrudniałoby to jednak nadzwyczaj obliczenia. Ponieważ kąty  $(\vec{E}_{1t}, \vec{H}_{2t})$  i  $(\vec{E}_{2t}, \vec{H}_{1t})$  są w przybliżeniu proste, można sinusy tych kątów przyjąć w przybliżeniu jako równe 1. W ten sposób z analizy wypada znowu jedna wielkość z góry nie znana, którą właściwie należałoby dopiero określić w toku obliczeń. Pola  $\vec{E}_1, \vec{H}_1$  i  $\vec{E}_2, \vec{H}_2$  wyrażamy przez funkcje tłumienia; nie znaną dla pierwszego i znaną dla drugiego. W całości powierzchniowej po powierzchni  $S_1$  przeprowadzamy całkowanie w kierunku prostopadłym do ortodromy (wzdłuż linii  $CB$ ), stosując konwencjonalne przybliżenia metody stacjonarnej fazy. W rezultacie otrzymujemy stosunkowo proste jednowymiarowe równanie całkowite dla poszukiwanej funkcji tłumienia.

#### 4. POLE ELEKTROMAGNETYCZNE W OBREBIE ZIEMI I TUŻ NAD JEJ POWIERZCHNIĄ

##### 4.1. Uwagi wstępne

W przypadku dobrych przewodników i nie za dużych częstotliwości długość fali elektromagnetycznej w obrebie przewodnika  $\lambda$  i głębokość wnikania  $\delta$  są znacznie mniejsze od długości fali w swobodnej prze-



Rys. 3. Zależność długości fali w obrebie przewodnika  $\lambda$  i głębokości wnikania  $\delta$  od częstotliwości  $f$ :

— długość fali w obrebie przewodnika  $\lambda$ ; - - - - - głębokość wnikania  $\delta$ ; - - - - - długość fali w pustej przestrzeni  $\lambda_0$ ; 1 — woda morska silnie słona ( $\epsilon_r = 80$ ;  $\sigma = 4 \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 2 — woda morska słabo słona ( $\epsilon_r = 80$ ;  $\sigma = 0,6 \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 3 — woda słodka ( $\epsilon_r = 80$ );  $\sigma = 2 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 4 — średnio wilgotna ziemia ( $\epsilon_r^2 = 10$   $\sigma = 10^{-2} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 5 — sucha ziemia ( $\epsilon_r = 4$ ;  $\sigma = 10^{-3} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 6 — miedź elektrotechniczna ( $\epsilon_r =$  kilka;  $\sigma = 5,5 \cdot 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$ )

strzeni  $\lambda_0$  (rys. 3). W wyniku tego, zmiany fazy fali na powierzchni przewodnika na obszarze o wymiarach rzędu  $\lambda$  są bardzo małe, tak że powierzchnię przewodnika na tym obszarze można uważać w przybliżeniu za ekwifazową.

Jeśli powierzchnia przewodnika nie różni się zbytnio od płaszczyzny, a przewodnik jest jednorodny, to w wyniku tego w głąb przewodnika biegnie fala, którą można aproksymować jednorodną falą płaską, rozchodzącą się w głąb prostopadle do powierzchni przewodnika; to właśnie były założenia *Leontowicza* [3, 5, 7]. Jak wiadomo, dla takiej fali stosunek  $\frac{E}{H}$  jest równy impedancji falowej ośrodka  $Z_e$  (patrz wzór 35). Ze względu na ciągłość składowych stycznych pola taki sam jest stosunek składowych stycznych pola w atmosferze tuż nad powierzchnią przewodnika. Tak więc impedancja powierzchniowa  $Z_s$  jest równa przy tych założeniach  $Z_e$ .

Bardzo interesującą i ogólną analizę struktury fali wewnątrz przewodnika przeprowadził *Rytow* [34] (patrz też uwagi *Leontowicza* w [7]). *Rytow* analizował zagadnienie metodą perturbacji. Przedstawił on pole w postaci szeregu uporządkowanego według potęg małego parametru  $\delta$ , który przedstawia sobą głębokość wnikania. Gdy  $\delta \rightarrow 0$ , w rozwiązaniach wystarczy rozważyć jedynie wyrazy rzędu zerowego. Przyjęcie  $\delta = 0$  odpowiada jednak polu w otoczeniu doskonałego przewodnika. Istota metody *Rytowa* polega więc na poszukiwaniu rozwiązania metodą kolejnych przybliżeń, przy czym jako punkt wyjścia bierze się pole nad doskonałymi przewodnikami.

Metoda *Rytowa*, jako metoda perturbacyjna, nie może być na ogół zastosowana bezpośrednio do zagadnień rozchodzenia się fal radiowych nad ziemią. Wynika to stąd, że punkt końcowy (pole nad rzeczywistą ziemią) różni się bardzo znacznie od punktu wyjściowego (pole nad doskonale przewodzącą ziemią). Pewne ogólne warunki, sformułowane przez *Rytowa*, mają mimo to znaczenie. Tak np., w tym celu, aby można było ograniczyć się do zerowego przybliżenia, konieczne jest, aby pole na zewnątrz przewodnika zmieniało się w sposób dostatecznie płynny, tj. aby nie wykazywało nadmiernie gwałtownych zmian. Warunek ten ma postać:

$$|H_{0x}| \geq \delta^2 \left| \frac{\partial^2 H_{0x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_{0x}}{\partial y^2} \right| \quad (24)$$

gdzie *Rytow* wziął dla przykładu składową  $x$  członu rzędu zerowego ( $H_{0x}$ ). Pozostałe warunki zacytujemy za *Leontowiczem* [7].

„Warunki stosowalności przybliżonych warunków brzegowych (*Leontowicza*) dla ciał pochłaniających są następujące:

Głębokość wnikania fali w ciało  $\delta$  i długość fali w nim  $\lambda$  powinny być małe w porównaniu z długością fali w otaczającej przestrzeni  $\lambda_0$ , w porównaniu z odległościami do źródeł pola i w porównaniu z promieniami krzywizny powierzchni ciała. Zmiany  $\epsilon_r$  w obrębie ciała na odcinku równym  $\lambda$  (lub  $\delta$ ) powinny być małe”.



## 4.2. Aproksymacja pola w obrębie jednorodnej ziemi przez niejednorodną falę płaską

Opisywanie pola w obrębie ziemi przez jednorodną falę płaską, rozchodzącą się prostopadle do powierzchni ziemi, stanowi możliwie najprostsze założenie. Wynika ono, jak wzmiankowano, z założenia, że powierzchnia ziemi jest w przybliżeniu powierzchnią ekwifazową, tj. inaczej z formalnego założenia, że pole w atmosferze jest jednorodną falą płaską, padającą prostopadle na powierzchnię ziemi. Udoskonalenie warunków brzegowych można osiągnąć przez przyjęcie, że pole w atmosferze jest falą płaską, biegnącą stycznie do powierzchni ziemi lub padającą ukośnie na powierzchnię ziemi, zależnie od tego, czy antena nadawcza jest położona tuż nad ziemią, czy też na pewnej wysokości nad nią [12].

W niniejszym rozdziale przyjmiemy inną drogę. Oprzemy się mianowicie na tym, że każde pole można przedstawić w postaci odpowiedniej superpozycji fal płaskich najogólniejszego rodzaju, tj. fal płaskich jednorodnych i niejednorodnych. Dyskusję rozpoczniemy od najprostszego przypadku, gdy można ograniczyć się do jednej takiej fali płaskiej. Rozważania uogólnimy następnie przyjmując kilka (system) takich fal płaskich. Powierzchnię ziemi (przewodnika) przyjmiemy dla prostoty jako płaszczyznę (płaszczyzna  $x, y$ ; oś  $z$  skierowana w stronę atmosfery). Jednorodna ziemia (przewodnik) posiada przenikalność dielektryczną  $\epsilon_e$ , przewodność właściwą  $\sigma_e$  i przenikalność magnetyczną  $\mu_e$ . Jej zespolona przenikalność dielektryczna jest równa

$$\epsilon'_e = \epsilon'_{re}\epsilon_0 = \epsilon_e - i \frac{\sigma_e}{\omega}$$

a stała rozchodzenia się fal  $k_e = \omega \sqrt{\mu_e \epsilon'_e}$

Atmosfera jest scharakteryzowana przez parametry  $\epsilon_0, \mu_0, \sigma$ , przy czym  $\sigma = 0$ . Rozchodzenie się rozważanej fali płaskiej w ziemi określają składowe stałe rozchodzenia  $k_{ex}, k_{ey}, k_{ez}$ , przy tym

$$k_{ex}^2 + k_{ey}^2 + k_{ez}^2 = k_e^2 \quad (25)$$

Współczynniki  $k_{ex}, k_{ey}, k_{ez}$  są, ogólnie biorąc, wielkościami zespolonymi. Przedstawimy je jako sumy wielkości rzeczywistych i urojonych:

$$\left. \begin{aligned} k_{ex} &= (k_{ex})_{Re} - i (k_{ex})_{Im} \\ k_{ey} &= (k_{ey})_{Re} - i (k_{ey})_{Im} \\ k_{ez} &= (k_{ez})_{Re} - i (k_{ez})_{Im} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Wielkości z indeksami  $Re$  oraz  $Im$  można traktować jako składowe dwu wektorów  $\vec{k}_{e,Re}$  i  $\vec{k}_{e,Im}$ . Te dwa wektory wyznaczają pewną płaszczyznę, którą oznaczymy przez  $S_k$ . Wektor  $\vec{k}_{e,Re}$  jest przy tym równoległy do kierunku szybkości fazowej fali, a wektor  $\vec{k}_{e,Im}$  wskazuje kierunek najszybszego maleńia amplitudy fali. Jak wiadomo, przy danych  $\vec{k}_{e,Re}$  i  $\vec{k}_{e,Im}$  możliwe są dwa typy fal płaskich:

a) fala poprzeczna elektryczna, dla której wektor  $\vec{E}_e$  jest prostopadły do płaszczyzny  $S_k$  (tj. jest spolaryzowany liniowo), a wektor  $\vec{H}_e$  jest spolaryzowany eliptycznie w płaszczyźnie  $S_k$ ;

b) fala poprzeczna magnetyczna, dla której wektor  $\vec{H}_e$  jest prostopadły do płaszczyzny  $S_k$  (tj. jest spolaryzowany liniowo), a wektor  $\vec{E}_e$  jest spolaryzowany eliptycznie w płaszczyźnie  $S_k$ .

Dla uproszczenia dalszych rozważań układ współrzędnych  $x, y$  obrócimy tak, aby oś  $x$  była równoległa do krawędzi, wzdłuż której płaszczyzna  $S_k$  przecina się z powierzchnią ziemi. Dla fali poprzecznej elektrycznej wystąpią wtedy tylko składowe styczne  $E_{ey}, H_{ex}, H_{ey}$  ( $E_{ex} = 0$ ). Podobnie, dla fali poprzecznej magnetycznej wystąpią tylko składowe  $H_{ey}, E_{ex}, E_{ey}$  ( $H_{ex} = 0$ ). Można wyprowadzić zależności wiążące ze sobą powyższe składowe. Ze względu na ciągłość składowych stycznych, takie same zależności występują dla składowych stycznych wektorów pola w atmosferze ( $\vec{E}_a, \vec{H}_a$ ) w punktach leżących tuż nad powierzchnią ziemi. Z rotacyjnych równań pola otrzymuje się wtedy natychmiast pozostałe, tj. normalne składowe pola. Otrzymujemy w ten sposób następujące zależności:

a. Fala poprzeczna elektryczna.

Ponieważ  $E_{ex} = E_{ax} = 0$ , więc za podstawową składową przyjmujemy  $E_{ey} = E_{ay}$  i przez nią wyrażamy wszystkie pozostałe składowe:

$$H_{ax} = \frac{1}{Z_e} \frac{1 - g_x^2}{(1 - g_x^2 - g_y^2)^{\frac{1}{2}}} E_{ay} \quad (27)$$

$$H_{ay} = -\frac{1}{Z_e} \frac{g_x g_y}{(1 - g_x^2 - g_y^2)^{\frac{1}{2}}} E_{ay} \quad (28)$$

$$H_{az} = \frac{1}{Z_e} \mu_{re} g_x E_{ay} \quad (29)$$

$$E_{az} = \frac{\epsilon'_{re} g_y}{(1 - g_x^2 - g_y^2)^{\frac{1}{2}}} E_{ay} \quad (30)$$

b. Fala poprzeczna magnetyczna

Za podstawową składową przyjmiemy tutaj  $H_{ay}$ :

$$E_{ax} = -Z_e \frac{1 - g_x^2}{(1 - g_x^2 - g_y^2)^{\frac{1}{2}}} H_{ay} \quad (31)$$

$$E_{ay} = Z_e \frac{g_x g_y}{(1 - g_x^2 - g_y^2)^{\frac{1}{2}}} H_{ay} \quad (32)$$

$$E_{az} = -Z_e \varepsilon'_{re} g_x H_{ay} \quad (33)$$

$$H_{az} = \frac{\mu_{re} g_y}{(1 - g_x^2 - g_y^2)^{\frac{1}{2}}} H_{ay} \quad (34)$$

W powyższych wzorach

$$g_x = \frac{k_{ex}}{k_e}; \quad g_y = \frac{k_{ey}}{k_e}$$

Przez  $Z_e$  oznaczono impedancję falową ziemi:

$$Z = \frac{k_e}{\omega \varepsilon'_e} = \frac{\omega \mu_e}{k_e} = \sqrt{\frac{\mu_e}{\varepsilon'_e}} = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_{re}}{\varepsilon'_{re}}} \quad (35)$$

gdzie  $Z_0$  oznacza oporność falową próżni

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 376,7 \Omega \quad (36)$$

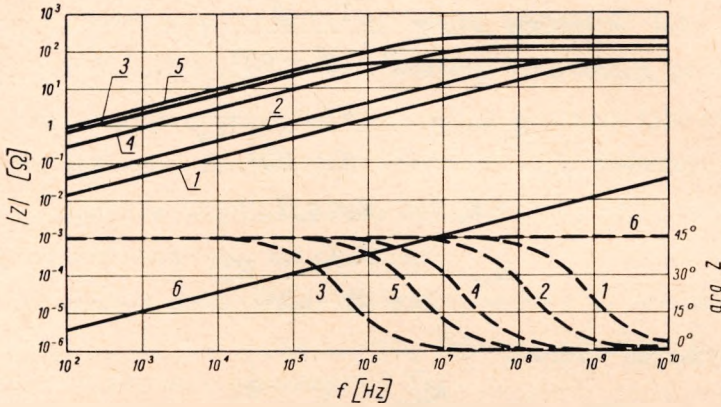
Jednym z podstawowych parametrów w powyższych wzorach jest  $Z_e$ . W przypadku prostopadłego wnikania fali w ziemię, tj. dla rozchodzenia się fali równoległe do osi  $z$ , powierzchnia ziemi jest ekwifazowa, a składowe  $k_{ex}$  i  $k_{ey}$ , a zatem i  $g_x$  oraz  $g_y$  są równe zeru. Fala w ziemi jest wtedy tzw. jednorodną falą płaską, tj. ma tylko składowe poprzeczne. Ich stosunek jest określony jak wiadomo przez impedancję falową  $Z_e$ . Ze względu na ciągłość składowych stycznych stosunek odpowiednich składowych stycznych pola w atmosferze tuż nad powierzchnią ziemi — czyli impedancja powierzchniowa  $Z_s$  — musi być taki sam:

$$Z_s = Z_e \quad (37)$$

Jest to w zgodzie z równaniami (27) i (31).

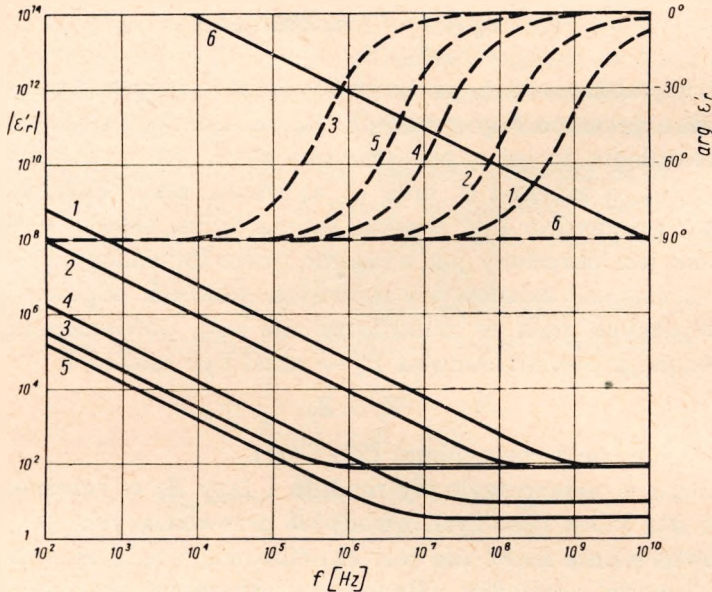
Na rysunku 4 podano wykresy modułu i fazy  $Z_e$  w zależności od częstotliwości dla kilku typowych ośrodków przewodzących.

Jeśli powierzchnia ziemi nie jest ekwifazowa, wtedy zjawisko komplikuje się. Związki pomiędzy składowymi stycznymi wektorów pola nie odpowiadają wtedy prostemu schematowi  $(Z_s)_{xy} = (Z_s)_{yx}$  (patrz wzory 27, 28, 31, 32). W takim przypadku wprowadzenie pewnej jednej wartości dla impedancji powierzchniowej nie jest — ściśle biorąc — możliwe, a jeśli tak postępujemy, to oznacza to pewne przybliżenie. W szeregu przypadków jest to doskonale przybliżenie; jednak niekiedy — o czym



Rys. 4. Zależność modułu i fazy impedancji falowej  $Z$  niektórych przewodników od częstotliwości  $f$ :

— moduł  $Z$ ; - - - kąt fazowy (argument)  $Z$ ; 1 — woda morska silnie słona ( $\epsilon_r = 80$ ;  $\sigma = 4 \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 2 — woda morska słabo słona ( $\epsilon_r = 80$ ;  $\sigma = 0,6 \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 3 — woda słodka ( $\epsilon_r = 80$ ;  $\sigma = 2 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 4 — średnio wilgotna ziemia ( $\epsilon_r = 10$ ;  $\sigma = 10^{-2} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 5 — sucha ziemia ( $\epsilon_r = 4$ ;  $\sigma = 10^{-3} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 6 — miedź elektrotechniczna ( $\epsilon_r = \text{kilka}$ ;  $\sigma = 5,5 \cdot 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$ )



Rys. 5. Zależność modułu i fazy zespolonej przenikalności dielektrycznej względnej  $\epsilon_r'$  niektórych przewodników od częstotliwości  $f$ :

— moduł  $\epsilon_r'$ ; - - - kąt fazowy (argument)  $\epsilon_r'$ ; 1 — woda morska silnie słona ( $\epsilon_r = 80$ ;  $\sigma = 4 \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 2 — woda morska słabo słona ( $\epsilon_r = 80$ ;  $\sigma = 0,6 \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 3 — woda słodka ( $\epsilon_r = 80$ ;  $\sigma = 2 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 4 — średnio wilgotna ziemia ( $\epsilon_r = 10$ ;  $\sigma = 10^{-2} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 5 — sucha ziemia ( $\epsilon_r = 4$ ;  $\sigma = 10^{-3} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); 6 — miedź elektrotechniczna ( $\epsilon_r = \text{kilka}$ ;  $\sigma = 5,5 \cdot 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$ )

będzie mowa nieco później — oznaczałoby to nadmierne uproszczenie, którego dopuszczalność należałoby za każdym razem starannie przedyskutować.

Różnice między  $Z_e$  a impedancjami powierzchniowymi według wzorów 27, 28, 31, 32 są uwarunkowane wielkością współczynników  $g_x$  i  $g_y$ . Oceniając wielkość współczynników  $g_x$  i  $g_y$  należy zauważyć, że ze względu na ciągłość składowych stycznych wektorów pola również i składowe stałej rozchodzenia przenoszą się przez powierzchnię ziemi w sposób ciągły, tj.  $k_{ex} = k_{ax}$ ,  $k_{ey} = k_{ay}$ .

W wielu przypadkach przy rozpatrywaniu lokalnej struktury pola w atmosferze można przyjąć, że w atmosferze nad powierzchnią ziemi fala rozchodzi się w przybliżeniu ze stałą rozchodzenia jak w próżni ( $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ). Jeśli np. fala rozchodziłaby się wzdłuż osi  $x$ , wtedy

$$g_x = \frac{k_{ex}}{k_0} \approx \frac{k_0}{k_e} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_{re}\mu_{re}}}$$

Na rysunku 5 podano wykresy modułu i fazy  $\epsilon'_r$ , co pozwala ocenić rząd wielkości współczynników  $g_x$  i  $g_y$ .

Jeśli chodzi o znaczenie doboru kierunku układu osi  $x$ ,  $y$  względem płaszczyzny  $S_k$  — najlepiej można to wyjaśnić na przykładzie. Rozważmy mianowicie falę, wytwarzaną przez pionowy dipol znajdujący się tuż nad powierzchnią ziemi w początku układu współrzędnych, rozchodzącą się nad jednorodną płaską ziemią. Będziemy badali rozchodzenie się tej fali wzdłuż osi  $x$ .

Periodyczność przestrzenna takiej fali może być określona w pewnym ograniczonym obszarze wzdłuż osi  $x$  w przybliżeniu przez stałe rozchodzenia  $k_{ax} \approx k_0$ ,  $k_{ay} = 0$ . Wynika stąd również, że  $k_{ex} \approx k_0$  i  $k_{ey} = 0$ . Wektor  $\vec{k}_{e,Re}$  leży zatem w płaszczyźnie  $x, z$ , a wektor  $\vec{k}_{e,Im}$  jest równoległy do osi  $z$ . Płaszczyzna  $S_k$  jest więc równoległa do płaszczyzny  $x, z$ .

Ponieważ rozważana przez nas fala ma nad powierzchnią ziemi jedynie składowe  $E_{ax}$  i  $H_{ay}$ , więc takie same składowe  $E_{ex}$ ,  $H_{ey}$  będzie miała fala w obrębie ziemi. Dla tej fali wektor  $\vec{H}$  jest prostopadły do płaszczyzny  $S_k$ , jest to więc fala poprzeczna magnetyczna. Stosownie do poprzednich uwag, przy założeniu ziemi niemagnetycznej ( $\mu_{re} = 1$ ), jest  $g_x^2 = 1/\epsilon'_{re}$ ,  $g_y^2 = 0$ . Z równania (31) otrzymujemy wtedy dla impedancji powierzchniowej  $Z_s$  wyrażenie:

$$Z_s = \frac{E_{ax}}{H_{ay}} = -Z_e \left(1 - \frac{1}{\epsilon'_{re}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (38)$$

Podstawiając  $Z_e$  z równania (35) i pomijając nieistotny tutaj znak minus, otrzymujemy:

$$\begin{aligned}
 Z_s &= Z_e \left(1 - \frac{1}{\epsilon'_{re}}\right)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon'_{re}}} \left(1 - \frac{1}{\epsilon'_{re}}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \\
 &\approx \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon'_{re}}} \left(1 + \frac{1}{\epsilon'_{re}}\right)^{-\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 (\epsilon'_{re} + 1)}} \quad (39)
 \end{aligned}$$

Tak więc poprawka, jaką w impedancję powierzchniową wnosi niekwifazowość powierzchni ziemi, polega w rozważanym przykładzie na zastąpieniu  $\epsilon'_{re}$  przez  $\epsilon'_{re} + 1$ . Wynik ten, tzn. takie właśnie udoskonalenie pierwotnych przybliżonych warunków brzegowych Leontowicza, otrzymali badacze radzieccy na innej drodze (patrz np. *Feinberg* [12], str. 95, 96). Wielkość tej poprawki jak również zakres częstotliwości, dla którego można tę poprawkę w przybliżeniu pomijać, można łatwo ocenić na podstawie rys. 5.

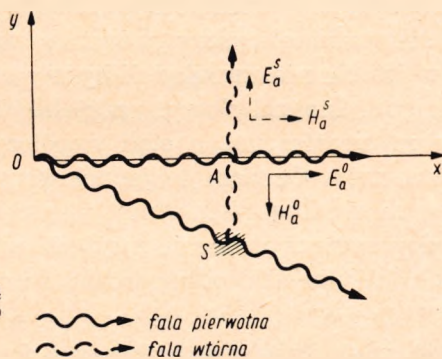
Jak już poprzednio wzmiankowano, w ogólnym przypadku  $(Z_s)_{xy} \neq (Z_s)_{yx}$ . Uniemożliwia to w zasadzie wprowadzenie jednoznacznej wartości impedancji powierzchniowej i bardzo poważnie utrudnia analizę. Trudności tej można uniknąć przez przyjęcie w przybliżeniu  $g_x = g_y = 0$ ; wtedy  $(Z_s)_{xy} = (Z_s)_{yx} = -Z_e$ . Założenie takie oznacza przyjęcie ziemi w przybliżeniu za ekwifazową, tj. jest równoważne przyjęciu przybliżonych warunków brzegowych stosownie do pierwotnej propozycji *Leontowicza*. Innymi słowy oznacza to rezygnację z udoskonalień, o których mówiono poprzednio. W niektórych przypadkach stosunkowo prosta struktura pola (np. istnienie tylko jednej pary wzajemnie prostopadłych składowych  $E_{nt}$ ,  $H_{nt}$ ) umożliwia wprowadzenie udoskonalonych warunków brzegowych. W wielu bardziej skomplikowanych zagadnieniach prawdopodobnie będzie jednak konieczne zrezygnowanie z tych udoskonalień.

Wyniki otrzymane dotychczas oparte były na założeniu określonej struktury fali w obrębie ziemi. Przyjmowano przy tym, że w obrębie ziemi rozchodzi się tylko jedna fala płaska. W takim jednak przypadku wszystkie składowe wszystkich wektorów pola w obrębie ziemi mają te same składowe stałej rozchodzenia ( $k_{ex}$ ,  $k_{ey}$ ). Ze względu na ciągłość składowych stycznych wszystkie składowe styczne wektorów pola w atmosferze, tuż nad powierzchnią ziemi, muszą wykazywać takie same i jednakowe stałe rozchodzenia  $k_{ax} = k_{ex}$ ,  $k_{ay} = k_{ey}$ .

W rzeczywistości składowe wektorów pola nie są wykładniczymi funkcjami  $x$  i  $y$ . Rzeczywiste zależności można jednak rozwinąć w otoczeniu rozważanego punktu powierzchni ziemi w szereg i porównując otrzymaną zależność z odpowiednim rozwinięciem składowych pola w ziemi przypisać polu w atmosferze pewne zastępcze  $k_{ax}$  i  $k_{ay}$ . Aby taka procedura była dopuszczalna, oba rozwinięcia muszą być w przybliżeniu równoważne na obszarze o wymiarach rzędu długości fali w ziemi (patrz

rozd. 4.1). Należy więc oczekiwać znacznych czy nawet zasadniczych błędów przedstawionej metody w przypadku gwałtownych zmian czy to amplitudy, czy też fazy pola w atmosferze, a więc np. w przypadku ostrych załamań terenu (grzbiety górskie), czy w bezpośrednim sąsiedztwie terenu o wybitnej niejednorodności.

Drugą okolicznością, którą należy rozważyć, jest żądanie, aby wszystkie składowe wektorów pola w atmosferze wykazywały te same  $k_{ax}$  i  $k_{ay}$ . W szeregu ważnych przypadków tak jest lub z dostatecznym przybliżeniem można tak założyć. W ogólnym jednak przypadku każda ze składowych będzie określona inną parą współczynników  $k_x$ ,  $k_y$  i pole w obrębie ziemi nie może być aproksymowane przez jedną falę płaską, ale trzeba przyjąć istnienie dwu układów poprzecznych fal elektrycznych i magnetycznych, każdy z inną parą współczynników  $k_x$ ,  $k_y$ . W ten sposób jest 8 wielkości niewiadomych; a mianowicie cztery współczynniki  $k'_x$ ,  $k'_y$ ,  $k''_x$ ,  $k''_y$  i cztery podstawowe składowe pola prostopadłe do odpowiednich płaszczyzn  $S_k$ , które określają całkowicie dany typ fali płaskiej. Jeśli wypiszemy różniczki dla wszystkich czterech składowych stycznych rzeczywistego pola, to otrzymamy w istocie osiem niezależnych warunków (np.  $dE_x = \frac{\partial E_x}{\partial x} dx + \frac{\partial E_x}{\partial y} dy$  przedstawia dwa warunki ze względu na niezależność od siebie  $dx$  i  $dy$ ), a zatem dostatecznie dużo na to, aby



Rys. 6. Pole wypadkowe nad ziemią jako nałożenie się pola pierwotnego i pól wtórnych

przez wypisanie identycznych różniczek dla pola wypadkowego, utworzonego przez układ poszukiwanych czterech fal płaskich, móc wyznaczyć te fale.

W celu zilustrowania powyższych uwag rozważymy przypadek z rys. 6. W punkcie 0 znajduje się pierwotne źródło promieniowania, wysyłające fale pierwotne ( $\vec{E}_0^o$ ,  $\vec{H}_0^o$ ) we wszystkich kierunkach. W punkcie S znajduje się niejednorodność lub nieregularność terenu, która pod wpływem fali pierwotnej staje się wtórnym źródłem promieniowania i wysyła falę wtórną  $\vec{E}_a^s$ ,  $\vec{H}_a^s$ . Wypadkowe pole w punkcie A jest superpozycją tych

dwu fal. Jeśli przyjmiemy dla prostoty, że fale rozchodzą się ze stałą rozchodzenia  $k_0$ , to składowe pola wypadkowego w punkcie  $A$  wykażą następujące współczynniki:

$$1) E_{ax}: k'_{ax} \approx k_0; k'_{ay} = 0;$$

$$2) E_{ay}: k''_{ax} = 0; k''_{ay} \approx k_0;$$

$$3) H_{ax}: k'''_{ax} = 0; k'''_{ay} \approx k_0;$$

$$4) H_{ay}: k''''_{ax} \approx k_0; k''''_{ay} = 0$$

Tak więc rzeczywiście składowe stałej rozchodzenia dla poszczególnych składowych wektorów pola są różne.

W ogólnym przypadku pole jest superpozycją dużej (lub nieskończenie wielkiej) liczby pól wtórnych i pola pierwotnego. Odpowiednio do tego obraz struktury pola jest jeszcze bardziej złożony.

Wyznaczenie układu fal płaskich w obrębie ziemi jest w zasadzie możliwe chociaż dość skomplikowane. Celowość takiego postępowania wydaje się jednak wątpliwa nie tylko dlatego, że komplikuje ono bardzo analizę matematyczną, ale również i z tego względu, że rzeczywista ziemia jest na ogół w bardzo skomplikowany sposób niejednorodna. Stosowanie bardzo pracochłonnych obliczeń do wielce wyidealizowanego zagadnienia nie wydaje się w tych warunkach celowe, wyjąwszy być może niektóre prostsze zagadnienia, np. tego typu jak układ z rys. 6.

Jeśli pominęlibyśmy powyższe udoskonalenia warunków brzegowych, to w istocie nie uwzględnilibyśmy struktury fazowej pola na powierzchni ziemi. Innymi słowy, przyjęlibyśmy powierzchnię ziemi w przybliżeniu za ekwifazową, a stąd współczynniki  $g_x, g_y$  we wzorach 27÷34 za równe zero. Oznacza to jednak przyjęcie przybliżonych warunków brzegowych według pierwotnej propozycji *Leontowicza*, z tą tylko różnicą, że dopuszczamy obecnie możliwość wnikania w głąb ziemi dwu jednorodnych fal płaskich, odpowiednio ze składowymi  $(E_x, -H_y)$  i  $(E_y, H_x)$ .

Okoliczność ta, jak się wydaje, nie była dotąd zauważona, pomimo że może mieć duże znaczenie przy dyskusowaniu błędów namiarów radiowych. Jest to związane z polaryzacją składowych stycznych wektorów pola. Wprawdzie w ogólnym przypadku, nawet przy przyjęciu jednej fali płaskiej w obrębie ziemi, składowe styczne pola są spolaryzowane eliptycznie (patrz równania 27, 28, 31, 32), jednakże odstępstwa od polaryzacji liniowej są bardzo małe. Natomiast obecność w obrębie ziemi dwu fal płaskich, obróconych względem siebie geometrycznie o  $90^\circ$  i poprzesuowanych wzajemnie w fazie, może być przyczyną znacznej polaryzacji eliptycznej. Jak wynika z rys. 6, sytuacja taka może zająć np. w przypadku znacznych niejednorodności czy nieregularności terenu z boku trasy fal radiowych lub w zasadniczo pokrewnym przypadku



tw. refrakcji brzegowej, gdy granica dwu terenów (np. granica ląd — morze), nie jest prostopadła do trasy fal radiowych. Jest interesujące, że Senior analizując na zupełnie innej drodze zagadnienie refrakcji brzegowej otrzymał właśnie eliptycznie spolaryzowane składowe styczne pola magnetycznego [35].

Reasumując poprzednie uwagi dochodzi się do wniosku, że w przypadku refrakcji brzegowej, czy ogólniej przy namiarach radiowych, mogą wystąpić dwa zjawiska:

a) błędy namiarów radiowych, związane — wyrażając się poglądowo — ze zmianą kierunku fali wskutek pojawienia się fal wtórnych;

b) pogorszenie minimum wskazań radiogoniometru wskutek wystąpienia wyraźnej eliptycznej polaryzacji składowych stycznych wektorów pola.

Druga grupa ogólnych wniosków dotyczy zjawisk, jakie występują w przypadku szybkich zmian pola w atmosferze, np. w wyniku nieciągłej zmiany właściwości elektrycznych terenu. Wnioski te są następujące:

a. Jeśli zmiany pola nie są nadmiernie gwałtowne i odpowiednio do tego pole w ziemi może ciągle jeszcze być przedstawione w przybliżeniu w postaci fali płaskiej, to współczynniki  $g_x$ ,  $g_y$  mogą być znaczne; zmieniają się one wtedy poza tym od punktu do punktu. Tak więc impedancja powierzchniowa  $Z_s$  może wtedy różnić się znacznie od impedancji falowej przewodnika  $Z_e$ ;  $Z_s$  poza tym nie jest stałe, ale zmienia się od punktu do punktu, w zależności od struktury fali w atmosferze. W ten sposób ginie jednak podstawowa zaleta całej metody, jaką stanowiła możliwość określenia  $Z_s$  jeszcze przed rozwiązaniem zadania. Wyjściem stąd mogłoby być przyjęcie w pierwszym przybliżeniu  $Z_s = \text{const}$ , obliczenie pola przy tym założeniu, skorygowanie  $Z_s$  w oparciu o obliczone pole i poszukiwanie rozwiązania w drugim przybliżeniu — obecnie już w oparciu o poprawione wartości  $Z_s$ , zmienne od punktu do punktu. Tego rodzaju analiza związana byłaby z poważnymi trudnościami matematycznymi. W przypadku rezygnacji z korygowania  $Z_s$  należałoby jednak przeprowadzić przynajmniej dodatkową dyskusję dla oszacowania dokładności oraz granic stosowalności wyników otrzymanych przy założeniu stałego  $Z_s$ .

b. Jeśli zmiany pola w atmosferze byłyby bardzo gwałtowne, to przyjęcie fali w obrębie ziemi w przybliżeniu jako fali płaskiej mogłoby być w ogóle niedopuszczalne. W takim przypadku nie byłoby możliwe stosowanie metody impedancji powierzchniowej, bowiem  $Z_s$  można by określić ewentualnie dopiero ze znajomości pola, tj. dopiero po rozwiązaniu zagadnienia. W niektórych przypadkach pomija się takie efekty uważając, że zjawisko będzie dotyczyło tylko stosunkowo małych obszarów ziemi, a więc wpływ jego będzie niewielki. Stanowisko takie wymaga

jednak starannego uzasadnienia, gdyż np. nieciągła zmiana właściwości gruntu, wywołująca pewne osobliwości pola (patrz praca Waita [29]), może spowodować pojawienie się np. liniowych prądów czy ładunków. Takie prądy czy ładunki są skoncentrowane wprawdzie w bardzo małym (nieskończenie małym) obszarze, ale ich wpływ na pole może być istotny. Tymczasem w konwencjonalnej analizie istnienie takich prądów lub ładunków nie jest w ogóle brane pod uwagę. Przybliżenie, jakim było zastosowanie w takim przypadku stałego  $Z_s$ , wymaga zatem co najmniej dyskusji po otrzymaniu rozwiązania, w celu upewnienia się o wielkości błędu i granicach, w jakich otrzymany wynik może być stosowany.

c. W obu poprzednich przypadkach należy liczyć się poza tym ze zjawiskiem refrakcji, a w wyniku — w ogólności — eliptycznej polaryzacji składowych stycznych wektorów pola. Komplikacje teoretyczne, jakie to zjawisko powoduje, są bardzo znaczne; wynika to jasno z dotychczasowej dyskusji.

Uwagi zamieszczone w niniejszym rozdziale, uwagi *Leontowicza* w końcu rozdziału 4.1 oraz rys. 3 i 5 wskazują wreszcie, że w miarę wzrostu częstotliwości pogarszają się warunki do zastosowania przybliżonych warunków brzegowych, gdyż rosną równocześnie  $\frac{\delta}{\lambda_0}$ ,  $\frac{\lambda}{\lambda_0}$  oraz współczynniki  $g_x$ ,  $g_y$ . Jest to związane z faktem, że dla dużej częstotliwości ziemia przestaje być przewodnikiem i staje się w przybliżeniu dielektrykiem. Znika wtedy wielki kontrast, jaki dla małych częstotliwości istniał pomiędzy stałymi rozchodzenia i współczynnikami tłumienia ziemi i atmosfery, co właśnie warunkowało wprowadzenie przybliżonych warunków brzegowych. Niemniej, przybliżone warunki brzegowe mogą być stosowane nawet przy dość dużych częstotliwościach, jeśli tylko zagadnienie jest na tyle proste, że okazuje się wystarczające wprowadzenie poprawek uprzednio omawianego typu (patrz np. *Feinberg* [12], str. 94÷96).

### 4.3. Struktura pola w przypadku niejednorodności ziemi

Ziemia rzeczywista wykazuje bardzo skomplikowaną niejednorodność. Zmienność parametrów elektrycznych ziemi zarówno wskutek czynników geologicznych, jak i działalności ludzkiej jest bardzo wielka. Złożoność zjawiska powoduje, że przy obliczaniu natężenia pola fal radiowych nad ziemią należy zachować właściwą proporcję pomiędzy teorią, rzeczywistymi warunkami propagacji i potrzebami praktyki.

Najprostszym przypadkiem ziemi niejednorodnej jest ziemia płaska, złożona z szeregu jednorodnych równoległych warstw. Powierzchnię ziemi przyjmijmy za płaszczyznę  $x, y$ ; granice między warstwami są więc

równoległe do płaszczyzny  $x, y$ . Oś  $z$  skierowujemy w stronę atmosfery. Pole elektromagnetyczne w obrębie takiej ziemi składa się z fali wnika-  
jącej i fali odbitej. Fale te, stosownie do uwag z rozdz. 4.2, można aproksymować przez pojedynczą falę płaską lub system kilku takich fal. Padając na granicę niejednorodności fale te odbijają się, a współczynnik odbicia zależy nie tylko od częstotliwości i parametrów elektrycznych obu warstw, ale i od nachylenia fali.

Stosownie do poprzednich uwag można w obecnym przypadku zastosować gorszą aproksymację i przyjąć dla prostoty, że fale w obrębie ziemi są jednorodnymi falami płaskimi, rozchodzącymi się prostopadle do powierzchni warstw, tj. równoległe do osi  $z$ . Dla takich fal wektory leżą w płaszczyznach równoległych do płaszczyzny  $x, y$  i są wzajemnie do siebie prostopadle, a ich stosunek jest równy impedancji falowej warstwy  $\left(\frac{E_e}{H_e} = Z_e\right)$ . Pole wypadkowe tuż pod powierzchnią ziemi jest superpozycją fali wnika-  
jącej  $(\vec{E}'_e, \vec{H}'_e)$  i odbitej  $(\vec{E}''_e, \vec{H}''_e)$ . Jeśli przyjmiemy falę wnika-  
jącą o składowych  $E'_{ey}, H'_{ez}$ , to składowe fali odbitej będą równe  $E''_{ey} = \zeta E'_{ey}, H''_{ez} = -\zeta H'_{ez}$ ;  $\zeta$  oznacza tutaj pewien zespolony współczynnik, który można by nazwać wypadkowym współczynnikiem odbicia od wnętrza ziemi, policzonym dla punktów leżących tuż pod powierzchnią ziemi, przy czym

$$|\zeta| < 1 \quad (40)$$

Sumując falę wnika-  
jącą i odbitą otrzymujemy pole wypadkowe tuż pod powierzchnią ziemi, a po uwzględnieniu ciągłości składowych stycznych wektorów pola również tuż nad powierzchnią ziemi. Dla impedancji powierzchniowej dostajemy stąd zależność:

$$Z_s = \frac{E_{ey}}{H_{ez}} = \frac{(1 + \zeta) E'_{ey}}{(1 - \zeta) H'_{ez}} = \frac{1 + \zeta}{1 - \zeta} Z_{e,1} \quad (41)$$

Indeks 1 przy  $Z_e$  oznacza, że symbol dotyczy impedancji falowej dla pierwszej (tj. górnej) warstwy ziemi. Również i w dalszych wzorach indeks 1 będzie oznaczać wielkości związane z warstwą górną.

Przy przyjętych przybliżeniach,  $Z_s$  stosownie do (41) nie zależy od struktury pola nad ziemią. Jest to więc sytuacja analogiczna jak w przypadku przybliżonych warunków brzegowych *Leontowicza* dla ziemi jednorodnej; fakt ten w decydujący sposób ułatwia analizę. Granice stosowalności względnie źródła błędu wynikają z oczywistego uogólnienia dyskusji z rozdz. 4.1 i 4.2.

Dla celów praktycznych otrzymany wynik wygodnie jest interpretować tak, że daną ziemię zastępuje się przez pewną fikcyjną ziemię jednorodną o tak dobranych współczynnikach, aby otrzymać to samo  $Z_s$ . Jeśli

założymy  $\mu_{e,1} = \mu_0$ , wtedy tzw. skuteczne współczynniki ziemi ( $\epsilon'_{re,sk}$ ;  $\epsilon_{re,sk}$ ;  $\sigma_{e,sk}$ ) otrzymamy z zależności (por. wzory 35 i 36):

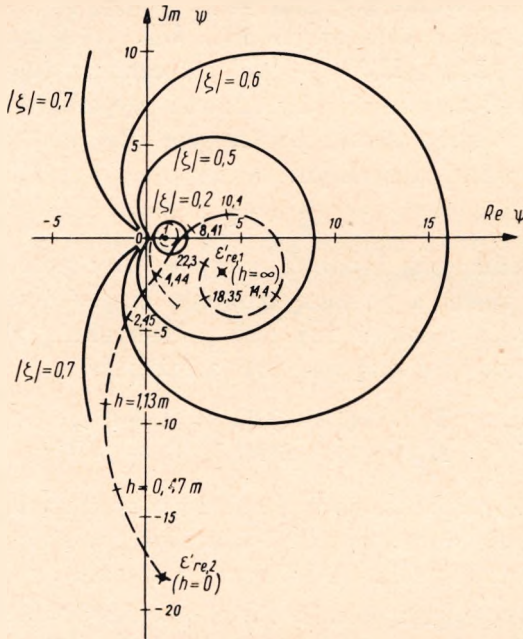
$$Z_s^2 = \frac{1}{\epsilon'_{re,sk}} \frac{\mu_0}{\epsilon_0} = \frac{Z_0^2}{\epsilon'_{re,sk}} = \left( \frac{1 + \zeta}{1 - \zeta} \right)^2 \frac{Z_0^2}{\epsilon_{re,1}} \quad (42)$$

a stąd

$$\begin{aligned} \epsilon'_{re,sk} &= \epsilon_{re,sk} - i \frac{\sigma_{e,sk}}{\omega \epsilon_0} = \left( \frac{Z_0}{Z_s} \right)^2 = \left( \frac{1 - \zeta}{1 + \zeta} \right)^2 \epsilon_{re,1} = \\ &= \left( \frac{1 - \zeta}{1 + \zeta} \right)^2 \left( \epsilon_{re,1} - i \frac{\sigma_{e,1}}{\omega \epsilon_0} \right) \end{aligned} \quad (43)$$

Na rysunku 7 linią ciągłą są przedstawione wykresy biegunowe współczynnika

$$\psi = \frac{(1 - \zeta)^2}{(1 + \zeta)^2}$$



Rys. 7. Zależność skutecznych współczynników elektrycznych ziemi warstwowej od wielkości fali odbitej:

- a) — wykresy biegunowe współczynnika  $\psi = \frac{(1 - \zeta)^2}{(1 + \zeta)^2}$  dla  $|\zeta| = \text{parametr}$
- b) ziemia płaska dwuwarstwowa; warstwę górną o grubości  $h$  metrów tworzy woda słodka ( $\epsilon_{r1} = 80$ ;  $\sigma_1 = 2 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); podłożem jest wilgotna ziemia ( $\epsilon_{r2} = 15$ ;  $\sigma_2 = 2 \cdot 10^{-2} \Omega^{-1} m^{-1}$ ); Częstotliwość  $f = 1$  MHz.
- wykres biegunowy  $\psi = \frac{(1 - \zeta)^2}{(1 + \zeta)^2} = f(h)$
- wykres biegunowy  $\epsilon'_{re,sk} = f(h)$

dla  $|\zeta| =$  parametr. Z wykresów tych widać, że jeśli fala odbita jest dostatecznie silna w punktach tuż pod powierzchnią ziemi, wtedy  $\epsilon'_{re,sk}$  może różnić się znacznie od  $\epsilon'_{re,1}$  zarówno co do modułu jak i charakteru fazowego. Oznacza to jednak, że skuteczna przenikalność dielektryczna względna ziemi ( $\epsilon_{re,sk}$ ) i skuteczna przewodność właściwa ziemi ( $\sigma_{e,sk}$ ) mogą nie tylko znacznie różnić się od  $\epsilon_{re,1}$  i  $\sigma_{e,1}$  co do wielkości, ale mogą być nawet ujemne.

Dla ilustracji obliczono przebieg  $\psi$  i  $\epsilon'_{re,sk}$  w funkcji grubości górnej warstwy dla pewnego szczególnego przypadku ziemi dwuwarstwowej (rys. 7, krzywe przerywane). Obliczenia takie można przeprowadzić dwojako:

a) licząc zespolony współczynnik odbicia od dolnej warstwy, tłumienie fali i przesunięcie fazy fali w czasie przebiegu przez górną warstwę, a stąd z kolei zespolony współczynnik  $\psi$  — i wreszcie  $\epsilon'_{re,sk}$  według (43);

b) licząc impedancję wejściową układu (która jest równa w naszym przypadku impedancji powierzchniowej na powierzchni ziemi  $Z_s$ ) według znanych wzorów dla ośrodków warstwowych, a następnie  $\epsilon'_{re,sk}$  według (42).

W rozważanym przypadku płaskiej ziemi dwuwarstwowej, złożonej z warstwy górnej o grubości  $h$  i parametrach  $\mu_{re,1} = 1$ ;  $\epsilon'_{re,1}$ ;  $k_{e1}$ ;  $Z_{e1}$  oraz podłoża o parametrach  $\mu_{re,2} = 1$ ;  $\epsilon'_{re,2}$ ;  $k_{e2}$ ;  $Z_{e2}$ , impedancja wejściowa (tj. u nas  $Z_s$ ) dla prostopadłego padania fali na powierzchnię jest dana przez wzór:

$$Z_s = Z_{e1} \frac{Z_{e2} + Z_{e1} \operatorname{tgh}(ik_1 h)}{Z_{e1} + Z_{e2} \operatorname{tgh}(ik_1 h)} \quad (44)$$

Wzór (44) może być łatwo uogólniony na przypadek płaskiej ziemi, składającej się z dowolnej liczby warstw [36, 38].

Krzywa  $\epsilon'_{re,sk} = f(h)$  na rys. 7 jest spiralą, która rozpoczyna się dla  $h = 0$  z punktu  $\epsilon'_{re,sk} = \epsilon'_{re,2}$  (co odpowiada przypadkowi ziemi jednorodnej o parametrach podłoża), a dla  $h \rightarrow \infty$  owija się wokół punktu  $\epsilon'_{re,1}$  (co wynika stąd, że w miarę wzrostu  $h$  wpływ odbić od podłoża staje się coraz mniejszy wskutek rosnącego tłumienia fali odbitej). W rozważanym na rys. 7 przypadku skuteczne parametry elektryczne są w miarę wzrostu  $h$  kolejno następujące:

- |                             |                       |                             |                       |
|-----------------------------|-----------------------|-----------------------------|-----------------------|
| a) $\epsilon_{re,sk} > 0$ ; | $\sigma_{e,sk} > 0$ ; | b) $\epsilon_{re,sk} < 0$ ; | $\sigma_{e,sk} > 0$ ; |
| c) $\epsilon_{re,sk} > 0$ ; | $\sigma_{e,sk} > 0$ ; | d) $\epsilon_{re,sk} > 0$ ; | $\sigma_{e,sk} < 0$ ; |
| e) $\epsilon_{re,sk} > 0$ ; |                       | $\sigma_{e,sk} > 0$ .       |                       |

W przypadkach d) i e)  $\epsilon_{re,sk}$  może być przy tym większe od 80, tj. od względnej przenikalności dielektrycznej czystszej wody.

Otrzymany przebieg nie jest typowy i w ogólnym przypadku zależność skutecznych parametrów od grubości górnej warstwy może być inna. Zależy to od wartości współczynnika odbicia od podłoża oraz wielkości tłumienia i prędkości fazowej w obrębie górnej warstwy, gdyż czynniki te decydują z jakim natężeniem i przesunięciem fazowym dociera do powierzchni ziemi fala odbita.

Tak więc zarówno skuteczna przenikalność dielektryczna, jak i skuteczna przewodność w ziemi warstwowej mogą być zarówno dodatnie, jak i ujemne. Mogą też zajść przypadki, że  $\epsilon_{re,sk}$  jest znacznie większe niż jest to możliwe dla jakiegokolwiek jednorodnego gruntu. Skuteczne parametry ziemi warstwowej są więc jedynie pewnymi formalnymi wielkościami, decydującymi o wpływie danej ziemi warstwowej na rozchodzenie się fal elektromagnetycznych. Nie są to jednak jakieś średnie wartości ze współczynników poszczególnych warstw, jak to niekiedy próbowano przyjmować.

Otrzymane powyżej wnioski potwierdzane są przez doświadczenie. *Grosskopf* przeprowadzał obszerne pomiary skutecznych parametrów elektrycznych ziemi metodą badania kształtu elipsy polaryzacji pola. Podał on przy tym przypadki ujemnych współczynników  $\epsilon_{re,sk}$  lub  $\sigma_{e,sk}$  [39÷42]. W przypadku metody stosowanej przez *Grosskopfa*, na wyniki pomiarów może jednak mieć wpływ również niejednorodność ziemi w kierunku poziomym (patrz rozdz. 7).

Na rysunku 7 pokazano przykład zależności  $\epsilon_{re,sk}^*$  od grubości górnej warstwy ziemi. W podobny sposób można by rozważyć również zależność  $\epsilon_{re,sk}^*$  od częstotliwości, przy jakiejś określonej budowie ziemi. Zagadnienie to ma duże znaczenie praktyczne zarówno dla problemów rozchodzenia się fal radiowych, jak i w związku z poszukiwaniami geologicznymi. Jeśli chodzi o problemy propagacyjne, to z poprzednich uwag wynika ważny wniosek, że skuteczne parametry elektryczne ziemi, decydujące o tłumieniu fal radiowych nad danym terenem, mogą w ogólnym przypadku zależeć od częstotliwości. Przy opracowywaniu map przewodności powinno się brać to pod uwagę. Należy jednak przy tym uwzględnić również wpływ warunków atmosferycznych czy pory roku. Oddziałują one na rozchodzenie się fal zarówno wskutek zmian szaty roślinnej na powierzchni ziemi jak i w wyniku zmian skutecznych parametrów elektrycznych ziemi, spowodowanych niestałością poziomu wody gruntowej, tworzeniem się pokrywy śnieżnej, zamarzaniem gruntów itp. [43, 44]. Istniejące mapy przewodności wymaganiom tym niestety nie odpowiadają.

W przypadku poszukiwań geologicznych budowa ziemi nie jest znana i naszym zadaniem jest jej określenie. W celu uproszczenia zakładamy, że ziemia składa się z szeregu jednorodnych i równoległych warstw,

oraz staramy się określić grubości i parametry elektryczne warstw w oparciu o szereg pomiarów  $\epsilon'_{re,sk}$  dokonanych przy różnych częstotliwościach [45, 46, 40, 47]. Ze względu na duże trudności rachunkowe, występujące przy przyjęciu większej liczby warstw, proponuje się zakładać najczęściej ziemię o najprostszym uwarstwieniu, tj. dwuwarstwową. Założenie takie może być w niektórych przypadkach rzeczywiście dopuszczalne, chociaż wyniki sondowań ziemi przeprowadzone przez *Smith-Rose'a* [48] pokazują, że zmienność parametrów elektrycznych ziemi wraz z głębokością jest często bardzo kapryśna.

Wpływ niejednorodności ziemi w kierunku poziomym (patrz niżej), który się całkowicie pomija, jest okolicznością, która w szeregu przypadków uczyniłaby dokładniejsze liczenie (tj. przyjęcie większej ilości warstw) praktycznie bezprzedmiotowym. W tych warunkach zakładanie dwuwarstwowej ziemi może być rzeczywiście nieraz dopuszczalne, pomimo że daje wyniki bardzo przybliżone.

Omawiana metoda jest ograniczona w oczywisty sposób wskutek stosunkowo niewielkiej głębokości wnikania fal elektromagnetycznych w głąb ziemi (patrz rys. 3). Należy również pamiętać o tym, że parametry elektryczne ziemi w rzeczywistości nie są stałe, jak to zakłada się z reguły we wzorach dla ziemi warstwowej, ale w pewnym stopniu zależą od częstotliwości. Tak np. pomiary *Smith-Rose'a* [48] zdają się wskazywać na duży wzrost względnej przenikalności dielektrycznej ziemi w miarę zmniejszania się częstotliwości. Zagadnienie to należy jednak ciągle jeszcze uważać za niewystarczająco wyjaśnione i pewien wpływ mogą tu wywierać efekty polaryzacyjne [46, 47]. W każdym razie, w przypadku gdy prąd przesunięciowy w obrębie ziemi może być pominięty wobec prądu przewodnościowego, okoliczność powyższa jest nieistotna. Jedynym parametrem wówczas, jakim interesujemy się — i jaki otrzymujemy w wyniku pomiarów — jest przewodność właściwa ziemi. Najistotniejszą jednak trudnością, z jaką musimy liczyć się przy stosowaniu omawianej metody w praktyce, jest wpływ niejednorodności ziemi w kierunku poziomym na strukturę pola elektromagnetycznego nad powierzchnią ziemi. Zagadnienie to będzie omówione obszerniej w rozdz. 7.

Wpływ ziemi na rozchodzenie się fal elektromagnetycznych zależy od impedancji powierzchniowej  $Z_s$ , ziemi (patrz rozdz. 2), czy też skutecznej zespolonej przenikalności dielektrycznej ziemi  $\epsilon'_{re,sk}$  związanej z  $Z_s$  zależnością (42). W przypadku ziemi płaskiej prowadzi to do stosowania pewnej skutecznej odległości liczbowej. Przy przyjętych przybliżeniach (założono, że fala rozchodzi się w głąb ziemi prostopadle do jej powierzchni jako jednorodna fala płaska) — w przypadku, gdy źródłem pola jest pionowy dipol znajdujący się tuż nad powierzchnią ziemi, o pa-

rametrach  $\mu_{re} = 1$ ,  $\epsilon'_{re,sk}$  a odbiornik, odległy od nadajnika o  $r$ , znajduje się również tuż nad powierzchnią ziemi, otrzymujemy następujące wyrażenie na odległość liczbową  $q$ :

$$q = -\frac{i\pi}{\lambda_0 \epsilon'_{re,sk}} r = -\frac{i\pi}{\lambda_0} \left( \frac{Z_s}{Z_0} \right)^2 r \quad (45)$$

Zagadnienie rozchodzenia się fal radiowych nad ziemią warstwową badało kilku autorów zarówno metodami klasycznymi jak i przy użyciu przybliżonych warunków brzegowych. Bliższe szczegóły dotyczące metod obliczeniowych, wykresy funkcji tłumienia, dane o strukturze pola nad ziemią oraz wnioski znaleźć można w oryginalnych publikacjach [39, 50, 36, 37, 47, 51–58].

Jednym z podstawowych warunków, przy spełnieniu którego stosowanie pojęcia impedancji powierzchniowej staje się korzystne, jest to, aby zmiany pola wzdłuż powierzchni ziemi nie były zbyt gwałtowne (patrz rozdz. 4.2). Warunek ten nie jest spełniony w tak ważnych obszarach, jakie stanowi bezpośrednie otoczenie źródła pola i odbiornika (patrz uwagi Leontowicza na końcu rozdz. 4.1), co dotyczy zarówno ziemi jednorodnej, jak i uwarstwionej.

Przy analizie metodami konwencjonalnymi nie uwzględnia się tego zastrzeżenia. Ponadto przybliżenia metody stacjonarnej fazy wykazują właśnie w obszarach w pobliżu nadajnika lub odbiornika największe błędy. Uzasadnienie pomijania tych okoliczności wynika z tego, że w przypadku jednorodnej ziemi zastosowanie przybliżonych warunków brzegowych i analizy metodami konwencjonalnymi dało wyniki równoważne wynikom ścisłej analizy [5, 6, 8, 9, 19, 12]. Niemniej jednak nie może to być uważane za ogólnie ważne potwierdzenie konwencjonalnej metody.

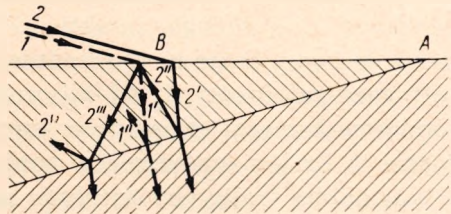
Dotychczas rozważaliśmy najpierw ziemię jednorodną, a następnie ziemię złożoną z szeregu jednorodnych poziomych warstw. Dalszym uogólnieniem problemu jest przyjęcie, że właściwości elektryczne ziemi są dowolną funkcją głębokości, np. zmieniają się w kierunku pionowym według dowolnej funkcji ciągłej. Taki ciągły przebieg parametrów ziemi można uważać za przypadek graniczny, gdy liczba jednorodnych warstw zwiększana byłaby nieograniczenie, a różnice parametrów elektrycznych sąsiednich warstw malałyby do zera. Odpowiednio do tego ogólne wnioski fizyczne są takie same jak w przypadku ziemi zbudowanej z kilku oddzielnych warstw. Otrzymanie wzorów końcowych dla impedancji powierzchniowej staje się natomiast bardzo skomplikowanym zagadnieniem matematycznym. Nawet przy założeniu, że fala w obrębie ziemi wykazuje najprostszą postać (tj. że jest jednorodną falą płaską, rozchodzącą się w kierunku pionowym), otrzymano dotychczas rozwiązania jedynie dla



kilku najprostszych przypadków. Rozwiązania te są przy tym na ogół bardzo skomplikowane. Doskonały przegląd zagadnienia można znaleźć w monografii *Briechowskicha* [38].

W praktyce, jak już uprzednio wzmiankowano, ziemia wykazuje najczęściej bardzo dużą niejednorodność zarówno w kierunku pionowym, jak i poziomym. Jeśli dla uproszczenia przyjmiemy model ziemi o poziomym uwarstwieniu, to oznacza to najczęściej bardzo grube przybliżenie. Wyniki, jakie przy takim modelu otrzymamy, muszą być w konsekwencji obarczone na ogół znacznymi błędami. W tych warunkach stosowanie złożonych i pracochłonnych metod matematycznych wydaje się z praktycznego punktu widzenia bezprzedmiotowe. Odpowiednio do tego nie wydaje się, aby problem poziomego uwarstwienia ziemi z ciągłą zmianą parametrów wymagał dalszej dyskusji, szczególnie, że jakościowo zjawiska są podobne jak w poprzednio omawianym przypadku ziemi złożonej z kilku równoległych warstw.

Obecnie rozważymy przypadek ukośnego uwarstwienia ziemi (rys. 8). Jest to w istocie skomplikowane zagadnienie dyfrakcji na klinie. W po-



Rys. 8. Pole wypadkowe w przypadku ukośnego uwarstwienia ziemi jako superpozycja fali wnikającej i fal odbitych

blizu krawędzi klina (rys. 8, punkt A) struktura pola w ziemi odbiega znacznie od struktury fali płaskiej. W pewnej odległości od punktu A pole w ziemi można w przybliżeniu przedstawić jako superpozycję kilku fal płaskich. Teoretycznie wystąpią wtedy wielokrotne odbicia fal, ze względu jednak na silne tłumienie fal w obrębie ziemi wystarczy na ogół rozważyć tylko pierwszą falę odbitą.

Struktura pola w ziemi, a więc i impedancja powierzchniowa  $Z_s$ , będzie wynikiem nałożenia się odpowiednich kilku fal płaskich w ziemi (rys. 8, fale  $2''$ ,  $2'''$  i  $1'$ ). W miarę oddalania się od punktu A fala odbita (rys. 8, fale  $2''$  i  $2'''$ ) jest coraz słabsza. Zmienia się również przesunięcie fazowe pomiędzy falą wnikającą (rys. 8, fala  $1'$ ) a falą odbitą. W wyniku tego wystąpią odpowiednie zmiany  $Z_s$ . Na stosunkowo niewielkiej odległości od punktu A fala odbita jest już tak słaba, że można ją pominąć. Impedancja powierzchniowa  $Z_s$  przybiera wtedy wartość charakterystyczną dla ziemi jednorodnej. Tak więc zmiany  $Z_s$  rozciągają się jedynie na stosunkowo niewielkiej części powierzchni ziemi w pobliżu miejsca, gdzie ukośna warstwa wychodzi na powierzchnię.

Impedancja powierzchniowa  $Z_s$  zależy przy tym od kierunku, w jakim rozchodzi się fala nad ziemią. Po pierwsze chodzi tu o zmiany kierunku fali w obrębie ziemi w zależności od zmian kierunku fali w atmosferze. Jeśli jednak częstotliwość nie jest zbyt wielka, a przewodność właściwa ziemi nie jest zbyt mała, to fala wnikaćca rozchodzi się w przybliżeniu pionowo, a więc stale w tym samym kierunku. Istotna jest natomiast druga okoliczność — że nałożeniu wzajemnemu podlegają różne „promienie” (rys. 8, „promienie” ( $2''$ ,  $2'''$ ) oraz ( $I'$ ) pochodzące od „promieni” 2 i 1). Różnica faz pomiędzy nimi, a stąd i  $Z_s$ , zależy od kierunku rozchodzenia się fali w powietrzu. Niezależnie od tego współczynnik odbicia od ukośnej granicy oraz wzajemny układ geometryczny wektorów, które dodają się tworząc wypadkowe pole, zależą od tego, w jakiej płaszczyźnie jest spolaryzowana fala wnikaćca. W ten sposób z jednej strony zależność  $Z_s$  od kierunku rozchodzenia się fali może być uwarunkowana jeszcze i tym mechanizmem; z drugiej strony widać stąd, że  $Z_s$  może być różne dla różnych par składowych stycznych wektorów pola. Otrzymujemy stąd końcowy wniosek, że w ogólnym przypadku niejednorodnej ziemi impedancja powierzchniowa może nie być wielkością w jednoznaczny sposób określoną dla danego punktu. Z dotychczasowych rozważań wynika jasno, że komplikuje to w zasadniczy sposób analizę teoretyczną. Wnioski dotyczące zależności  $Z_s$  od kierunku fali są potwierdzane przez wyniki pomiarów kształtu elipsy polaryzacji pola nad niejednorodną ziemią [41]; będzie to krótko omówione w rozdz. 7.

Fala odbita<sup>1</sup> trafia powierzchnię ziemi ukośnie. Powoduje to, że w płaszczyźnie powierzchni ziemi pojawia się składowa pola o przestrzennej periodyczności określonej odcinkiem znacznie mniejszym od  $\lambda_0$ . W wyniku tego stałe  $k_x$ ,  $k_y$ , opisujące zmienność przestrzenną wypadkowego pola w płaszczyźnie powierzchni ziemi, mogą różnić się od wartości, jakie przybierają one w przypadku jednorodnych obszarów. Poza tym fala odbita (rys. 8, fala  $2''$ ) biegnie ukośnie. Odpowiednio do tego różne składowe wektorów pola tworzą odmiennie układy geometryczne i stąd sumują się w odmienny sposób. Prowadzi to do tego, że poszczególne składowe wektorów pola mogą mieć różne współczynniki  $k_x$ ,  $k_y$ , tj. mogą wykazywać odmienną zmienność w płaszczyźnie powierzchni ziemi.

Zasadniczo identyczne zjawiska zachodzą przy ukośnym uwarstwieniu o ciągłej zmianie współczynników elektrycznych. Jediną różnicą w porównaniu z przypadkiem poprzednim jest bardziej łagodna zmienność pola w obszarze odpowiadającym punktowi A na rys. 8.

Zagadnienie przybliżonych warunków brzegowych w przypadku niejednorodnej ziemi analizowali autorzy radzieccy. Rytow [34] (patrz też Leontowicz [7]), przedstawiając pole w ziemi w postaci pewnego szeregu asymptotycznego, otrzymał w zerowym przybliżeniu falę w przybliżeniu

optyki geometrycznej (patrz rozdz. 4.1). Poprawki, jakie pojawiają się u niego przy następnym, lepszym przybliżeniu, zależą jedynie od zmian właściwości elektrycznych ziemi w kierunku pionowym. Tak więc wzory podane przez Rytowa pokazują wpływ poziomego uwarstwienia ziemi, nie uwzględniają natomiast niejednorodności ziemi w kierunku poziomym. Jeśli chodzi o pracę *Feinberga* z tego zakresu, to będzie ona omówiona krótko w rozdz. 5.1.

W przypadku dowolnej zmienności parametrów elektrycznych ziemi zagadnienie staje się pod względem matematycznym nadzwyczaj skomplikowane. Poprzednia dyskusja pozwala jednakże zdać sobie sprawę z zachodzących zjawisk. Wielkość impedancji powierzchniowej  $Z_s$  zmieniać się będzie wzdłuż powierzchni ziemi. Może ona znacznie różnić się od wartości, jaką otrzymano by w przypadku ziemi jednorodnej, o parametrach, jakie wykazuje ziemia w danym punkcie swej powierzchni. Impedancja powierzchniowa zależy może przy tym od kierunku rozchodzenia się fali nad powierzchnią ziemi oraz może być różna dla różnych par składowych stycznych wektorów pola. Może ona zatem nie być wielkością charakteryzującą w jednoznaczny sposób dany element powierzchni ziemi.

W pobliżu niejednorodności terenu współczynniki  $k_x$  i  $k_y$ , określające przestrzenną zmienność pola wzdłuż powierzchni ziemi, mogą różnić się znacznie od wartości, jakie przybierają one nad jednorodną ziemią. Poszczególne składowe pola mogą przy tym wykazywać różne współczynniki  $k_x$ ,  $k_y$ . Oznacza to po prostu, że pole elektromagnetyczne w takich obszarach ma skomplikowaną budowę; jest to związane ze złożonymi zjawiskami dyfrakcji pola na niejednorodnościach terenu.

Niejednorodność terenu powoduje jednak nie tylko lokalną zmianę struktury pola, ale jest poza tym wtórnym źródłem promieniowania, wysyłającym wtórne fale elektromagnetyczne (patrz rys. 6). Sprawia to, że w ogólnym przypadku pole elektromagnetyczne w pewnym miejscu powierzchni ziemi może mieć nie tylko te składowe, które uwarunkowane są polem pierwotnym, ale i inne składowe, powstałe pod wpływem niejednorodności terenu.

#### 4.4. Struktura pola w przypadku nieregularnej powierzchni ziemi

Poprzednie wyniki mogą być łatwo przeniesione na przypadek ziemi kulistej lub o nieregularnej powierzchni. Rzeczywiście, jeśli tylko promień krzywizny powierzchni ziemi jest duży w stosunku do długości fali w obrębie ziemi  $\lambda_e$ , to wyprowadzenia przybliżonych warunków brzegowych i wszystkie poprzednie wnioski pozostają w przybliżeniu nadal słuszne. Wniosek ten jest intuicyjnie zrozumiały. Wynika on jed-

nak również ze ścisłej analizy (patrz uwagi *Leontowicza* przy końcu rozdz. 4.1.) Ponieważ impedancja powierzchniowa jest stosunkiem składowych stycznych wektorów pola, więc w ogólnym przypadku nieregularnej powierzchni ziemi kierunkiem odniesienia jest kierunek normali do powierzchni, a nie kierunek pionu. Wniosek ten jest potwierdzany przez doświadczenia. *Smith-Rose* i *Barfield* [59] i *Grosskopf* [60, 61], przeprowadzając pomiary elipsy polaryzacji pola w nierównym terenie, stwierdzili mianowicie, że nachylenie elipsy polaryzacji zmienia się razem z nachyleniem terenu.

Uogólnienie wniosków, otrzymanych dla ziemi płaskiej, na przypadek ziemi kulistej czy łagodnie pofałdowanej, nie przedstawia żadnych trudności. Wnioski, otrzymane dla ziemi płaskiej, są zatem często słuszne i w przypadku ziemi kulistej lub łagodnie pofałdowanej. Z tego powodu również i w dalszych rozważaniach będziemy często zakładali dla prostoty ziemię płaską.

Zasadnicze trudności występują natomiast w przypadku ostrych nieregularności terenu, jak skaliste grzbiety górskie itp. Nie są wtedy spełnione obydwa założenia, których wynikiem było istnienie w obrębie ziemi fal płaskich: zarówno promień krzywizny powierzchni ziemi nie jest znacznie większy od  $\lambda_e$ , jak i pole w atmosferze wykazuje w pobliżu takich nieregularności terenu bardzo dużą niejednorodność. Zagadnienia takie są w istocie skomplikowanymi problemami dyfrakcyjnymi i muszą być traktowane jako takie.

## 5. INNE FORMY PRZYBLIŻONYCH WARUNKÓW BRZEGOWYCH

W poprzednich rozważaniach wprowadzono pojęcie impedancji powierzchniowej i wykazano, że odgrywa ono rolę przybliżonych warunków brzegowych dla pola elektromagnetycznego na powierzchni ziemi. Istotą tych warunków brzegowych jest przyjęcie określonego charakteru pola elektromagnetycznego w obrębie ziemi. Założenie to może jednak być sformułowane nie tylko w postaci impedancji powierzchniowej, ale i w postaci warunków brzegowych dla wektora  $\vec{E}$ , wektora Hertza  $\vec{H}$ , bądź skalarnej funkcji Hertza  $II$  [3÷5, 7, 11÷14]. Te warunki brzegowe będą obecnie wyprowadzone w inny sposób, biorąc za punkt wyjścia pojęcie impedancji powierzchniowej. W ten sposób można będzie całą dyskusję w tej pracy oprzeć na pojęciu impedancji powierzchniowej, bez potrzeby osobnego rozpatrywania innych form przybliżonych warunków

brzegowych. Przy wyprowadzeniach będzie zwrócona szczególna uwaga na uproszczenia, jakie się przyjmuje, i na wynikające stąd ograniczenia stosowalności otrzymanych zależności.

Aby uniknąć powtarzania się, można już obecnie wskazać na to, że przybliżone warunki brzegowe z rozdz. 5.1., 5.2, i 5.3 (wzory 54, 71, 82) nie są słuszne w bezpośrednim sąsiedztwie anteny. Jest to spowodowane gwałtownością zmian pola w bezpośredniej bliskości anteny. To samo zagadnienie było już omawiane uprzednio w rozdz. 4.1 i 4.3 w związku z dyskusją impedancji powierzchniowej.

### 5.1. Przybliżone warunki brzegowe dla wektora $\vec{E}$

Dla prostoty przyjmijmy powierzchnię ziemi za płaską. Osi  $x, y$  umieścimy w płaszczyźnie powierzchni ziemi, a oś  $z$  skierujemy w stronę atmosfery. Przy założeniu, że atmosfera jest jednorodna, otrzymujemy następujące równania pola w atmosferze:

$$\text{rot } \vec{H}_a = i\omega\varepsilon_0\vec{E}_a \quad (46)$$

$$\text{div } \vec{E}_a = 0 \quad (47)$$

Wynika stąd, że

$$i\omega\varepsilon_0 E_{az} = \frac{\partial H_{ay}}{\partial x} - \frac{\partial H_{ax}}{\partial y} \quad (48)$$

$$\frac{\partial E_{ax}}{\partial x} + \frac{\partial E_{ay}}{\partial y} + \frac{\partial E_{az}}{\partial z} = 0 \quad (49)$$

W ogólnym przypadku dowolnej niejednorodności terenu związki pomiędzy składowymi wektorów są skomplikowane i impedancje powierzchniowe dla różnych par składowych stycznych wektorów pola mogą nie być jednakowe:

$$\frac{E_{ax}}{H_{ay}} = -Z'_s; \quad \frac{E_{ay}}{H_{ax}} = Z''_s \quad (50)$$

Założymy jednak dla prostoty, że

$$Z'_s = Z''_s = Z_s \quad (51)$$

Wzór (51) można przyjąć w przypadku ziemi jednorodnej lub ziemi poziomo uwarstwionej. Jest on również w przybliżeniu słuszny w przypadku niejednorodności ziemi, nie różniącej się znacznie od poziomego uwarstwienia. Przyjmując równanie (51) otrzymujemy z (48):

$$i\omega\varepsilon_0 E_{az} = -\frac{1}{Z_s} \left( \frac{\partial E_{ax}}{\partial x} + \frac{\partial E_{ay}}{\partial y} \right) + \frac{1}{Z_s^2} \vec{E}_a \text{ grad } Z_s \quad (52)$$

a po podstawieniu (49):

$$\frac{\partial E_{az}}{\partial Z} = i\omega\epsilon_0 Z_s E_{az} - \frac{1}{Z_s} \vec{E}_a \text{ grad } Z_s \quad (53)$$

Dla dobrze przewodzącej ziemi jednorodnej o zespolonej przenikalności dielektrycznej względnej  $\epsilon'_{re}$  i przenikalności magnetycznej  $\mu_0$ , dla nie za dużych częstotliwości i dla nie za małych odległości od źródła pola, można na miejsce  $Z_s$  podstawić wartości według wzorów (37, 35); wówczas

$$\frac{\partial E_{az}}{\partial z} \approx \frac{ik_0}{\sqrt{\epsilon'_{re}}} E_{az} \quad (54)$$

Równanie (54) przedstawia właśnie tę postać warunków brzegowych, jaka stosowana była często w pracach badaczy radzieckich. Warunki brzegowe (54) mogą być udoskonalone przez przyjęcie dla  $Z_s$  lepszego przybliżenia niż według (37).

Jeśli równanie (37) przyjąlibyśmy w przybliżeniu również dla ziemi niejednorodnej, wtedy równanie (53) przechodzi we wzór podany w pracy *Feinberga* [12]:

$$\frac{\partial E_{az}}{\partial z} = \frac{ik_0}{\sqrt{\epsilon'_{re}}} E_{az} + \frac{1}{2\epsilon'_{re}} \vec{E}_a \text{ grad } \epsilon'_{re} \quad (55)$$

Otrzymany wynik wydaje się w pierwszej chwili niezrozumiały. Założyliśmy przecież dla  $Z_s$  identyczne wyrażenie jak dla ziemi jednorodnej, czyli przybliżone warunki brzegowe, wyrażone w postaci impedancji powierzchniowej, przyjęliśmy jako niezależne od kierunku rozchodzenia się fali wzdłuż powierzchni ziemi. Tymczasem, przybliżone warunki brzegowe, wyrażone w postaci wzoru (55), okazują się zależne od kierunku rozchodzenia się fali. Wyjaśnienie można otrzymać w prosty sposób, jeśli w oparciu o równania całkowite (8, 16) wykreślimy na powierzchni ziemi strefy Fresnela i rozważymy udział poszczególnych elementów powierzchni ziemi w tworzeniu wypadkowego pola. Otrzymujemy wtedy w wyniku przebieg stref Fresnela, a więc i wpływ poszczególnych elementów powierzchni ziemi na pole, a stąd również na  $\frac{\partial E_{az}}{\partial z}$ , zależny od kierunku rozchodzenia się fal. Konsekwencją tego jest właśnie zależność  $\frac{\partial E_{az}}{\partial z}$  od kierunku rozchodzenia się fali wzdłuż powierzchni ziemi. Należy jednak podkreślić, że zarówno w analizie *Feinberga* jak i w obecnej pracy poczyniono szereg uproszczeń, stąd zagadnienie to wymaga jeszcze dalszej dyskusji. Dotyczy to szczególnie zagadnień rozchodzenia się fal nad niejednorodną ziemią, kiedy impedancje powierzchniowe  $Z'_s$  i  $Z''_s$  z równania (50) mogą być różne i zależne przy tym od kierunku rozchodzenia się fal.

Omówione powyżej przybliżone warunki brzegowe są używane w tych przypadkach, gdy stosuje się twierdzenie *Greena*, bezpośrednio do wektora  $\vec{E}$ . Wadą tej metody, podobnie zresztą jak i metody impedancji powierzchniowej, jest to, że na małych odległościach od anteny — przy przechodzeniu od obszaru promieniowania do obszaru indukcyjnego — pole elektromagnetyczne ma skomplikowaną strukturę. Powoduje to konieczność wprowadzenia w trakcie analizy pewnych uproszczeń. Tak np. dla natężenia pola przyjmuje się wyrażenie zawierające funkcję tłumienia w postaci, jaka w istocie jest dopuszczalna dopiero dla większych odległości.

## 5.2. Przybliżone warunki brzegowe dla wektora Hertza $\vec{H}$

W wielu przypadkach wygodnie jest prowadzić analizę w oparciu o wektor Hertza  $\vec{H}$ . Obecnie rozważymy pole elektromagnetyczne w jednorodnej atmosferze o przenikalności dielektrycznej  $\epsilon_a = \epsilon_0$ . Założymy, że pole można określić za pomocą tzw. elektrycznego wektora Hertza. Przyjmiemy przy tym, że wektor ten ma tylko jedną składową wzdłuż osi  $z$  ( $H_z$ ). W obszarze poza źródłami pola wektory pola związane są z wektorem Hertza zależnościami:

$$\vec{E} = \text{rot rot } \vec{H} \quad (56)$$

$$\vec{H} = i\omega\epsilon \text{ rot } \vec{H} \quad (57)$$

Obliczając wzory (56, 57) w układzie współrzędnych walcowych  $z, r, \varphi$  otrzymujemy:

$$E_z = \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} - \nabla^2 H_z \quad (58)$$

$$E_r = \frac{\partial^2 H_z}{\partial z \partial r} \quad (59)$$

$$E_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_z}{\partial z \partial \varphi} \quad (60)$$

$$H_z = 0 \quad (61)$$

$$H_r = i\omega\epsilon_0 \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \quad (62)$$

$$H_\varphi = -i\omega\epsilon_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \quad (63)$$

Rozważymy obecnie dwie pary wzajemnie prostopadłych składowych stycznych pola w punktach tuż nad powierzchnią ziemi i odpowiadające im impedancje powierzchniowe  $Z'_s$  (przypadek a)) i  $Z''_s$  (przypadek b)). Powierzchnię ziemi przyjmiemy, jak poprzednio, jako płaszczyznę  $z = 0$ .

$$\text{a) } \frac{-E_r}{H_\varphi} = Z'_s \quad (64)$$

Podstawiając wzory (59) i (63) w (64) otrzymujemy:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial \Pi_z}{\partial z} \right) = i\omega\varepsilon_0 Z'_s \frac{\partial \Pi_z}{\partial r} \quad (65)$$

W ogólnym przypadku niejednorodnej ziemi  $Z'_s$  zmienia się od punktu do punktu. Na razie jednak założymy dla uproszczenia, że  $Z'_s = \text{const}$ . Wykonując całkowanie po  $r$  otrzymujemy:

$$\frac{\partial \Pi_z}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0 Z'_s \Pi_z \quad (66)$$

b)

$$\frac{E_\varphi}{H_r} = Z''_s \quad (67)$$

Podstawiając wzory (60) i (62) w (67) otrzymujemy:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{\partial \Pi_z}{\partial z} \right) = i\omega\varepsilon_0 Z''_s \frac{\partial \Pi_z}{\partial \varphi} \quad (68)$$

Zakładając i tutaj dla uproszczenia  $Z''_s = \text{const}$  otrzymujemy podobnie jak poprzednio:

$$\frac{\partial \Pi_z}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0 Z''_s \Pi_z \quad (69)$$

W przypadku gdy  $Z'_s$  i  $Z''_s$  są stałe, ziemia jest jednorodna lub poziomo uwarstwiona. W takim przypadku, tak jak w rodz. 5.1,  $Z'_s \approx Z''_s$ . Jeśli ziemia jest jednorodna, wtedy  $Z'_s$  i  $Z''_s$  są w przybliżeniu równe  $Z_s$ , danemu przez równania (37, 35), a stąd

$$i\omega\varepsilon_0 Z_s \approx \frac{ik_0}{\sqrt{\varepsilon'_{re}}} \quad (70)$$

Oba równania (66) i (69) dają wtedy identyczną zależność:

$$\frac{\partial \Pi_z}{\partial z} = \frac{ik_0}{\sqrt{\varepsilon'_{re}}} \Pi_z \quad (71)$$

Przybliżone warunki brzegowe (71) stosowane były w szeregu prac teoretycznych. Podobnie jak warunki brzegowe (54), również i one mogą być udoskonalone, przy tych samych zastrzeżeniach jak poprzednio.



W przypadku gdy impedancja powierzchniowa nie jest stała, tj. gdy rozważamy ogólny przypadek ziemi niejednorodnej, zagadnienie komplikuje się. W takich przypadkach  $Z'_s$  nie musi być równe  $Z''_s$ . Poza tym, impedancja powierzchniowa, jako wielkość zmienna, nie może być obecnie wciągnięta pod znaki pochodnych we wzorach (65) i (68). W rezultacie, zależności końcowe dla  $\frac{\partial II_z}{\partial z}$  stają się bardziej skomplikowane i co więcej — inne w obu przypadkach. Jest to trudność o podstawowym charakterze. W związku z powyższym należy jeszcze zwrócić uwagę na to, że przy użyciu pionowego wektora Hertza pionowa składowa natężenia pola magnetycznego musi być równa zero (równanie 61); stanowi to niewątpliwie poważne zawężenie ogólności metody.

### 5.3. Przybliżone warunki brzegowe dla skalarnej funkcji Hertza $II$

W przypadku ziemi kulistej można prowadzić analizę w oparciu o radialny wektor Hertza  $\vec{r} II$ . Wprowadzamy wtedy tzw. skalarną funkcję Hertza  $II$ . Wzory dla  $\vec{E}$  i  $\vec{H}$  są identyczne jak wzory (56, 57), tyle tylko, że zamiast  $II$  należy podstawić  $\vec{r} II$ . W układzie współrzędnych biegunowych  $r, \vartheta, \varphi$  otrzymujemy dla składowych wektorów pola w atmosferze wyrażenia:

$$E_r = -\frac{1}{r \sin \vartheta} \left[ \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial II}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial^2 II}{\partial \varphi^2} \right] \quad (72)$$

$$E_\vartheta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \vartheta} (r II) \quad (73)$$

$$E_\varphi = \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial II}{\partial \varphi} \right) \quad (74)$$

$$H_r = 0 \quad (75)$$

$$H_\vartheta = i\omega \varepsilon_0 \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial II}{\partial \varphi} \quad (76)$$

$$H_\varphi = -i\omega \varepsilon_0 \frac{\partial II}{\partial \vartheta} \quad (77)$$

Podobnie jak poprzednio rozważymy dwie pary wzajemnie prostopadłych składowych pola dla punktów tuż nad powierzchnią ziemi kulistej o promieniu  $r = a$ :

$$\frac{-E_\vartheta}{H_\varphi} = Z'_s; \quad \frac{E_\varphi}{H_\vartheta} = Z''_s \quad (78)$$

Jeśli jak poprzednio założymy

$$Z'_s \approx Z''_s \approx Z_s \quad (79)$$

to rozumując identycznie jak poprzednio otrzymamy z obu równań (78) jeden warunek brzegowy:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial r} = \left( i\omega \varepsilon_0 Z_s - \frac{1}{a} \right) \Pi \quad (80)$$

Podstawiając na miejsce  $Z_s$  wyrażenie jak poprzednio, można przekonać się (patrz np. *Feinberg* [12], str. 221), że we wszystkich praktycznych problemach  $|\omega \varepsilon_0 Z_s| \gg 1/a$ . Pomijając więc  $1/a$  otrzymujemy stąd:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial r} = i\omega \varepsilon_0 Z_s \Pi \quad (81)$$

co po zastosowaniu zależności (70) daje:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial r} = \frac{ik_0}{\sqrt{\varepsilon'_e}} \Pi \quad (82)$$

Wzór (82) podaje przybliżone warunki brzegowe dla  $\Pi$  w ich konwencjonalnej postaci. Jeśli chodzi o udoskonalenie tych warunków brzegowych, to słuszne są te same uwagi i zastrzeżenia jak w poprzednich przypadkach. Również uwagi z końca poprzedniego rozdziału zachowują i obecnie swą ważność.

## 6. ZALEŻNOŚĆ POLA OD WYSOKOŚCI NAD POWIERZCHNIĄ ZIEMI

Omówimy obecnie krótko sprawę zmian pola z wysokością nad powierzchnią ziemi. Stosownie do równania (49)

$$\frac{\partial E_{az}}{\partial z} = - \frac{\partial E_{ax}}{\partial x} - \frac{\partial E_{ay}}{\partial y} \quad (83)$$

Tak więc zmiana pola z wysokością, dla niewielkich wysokości nad powierzchnią ziemi, zależy od lokalnej struktury składowych stycznych wektorów pola.

W przypadku ziemi jednorodnej w kierunku poziomym  $\frac{\partial E_{az}}{\partial z}$  zależy stosownie do (53) od wartości impedancji powierzchniowej w bezpośrednim sąsiedztwie rozważanego punktu. Jest to zgodne z poprzednimi uwagami.

Na większych wysokościach nad powierzchnią ziemi zmienność pola z wysokością zaczyna zależeć od właściwości terenu na coraz większym obszarze. Uzasadnienie tego jest podobne jak w rozdz. 5.1. Również obecnie można poprowadzić na powierzchni ziemi strefy Fresnela i rozważyć zmiany wpływu poszczególnych elementów powierzchni ziemi w miarę podnoszenia punktu odbioru. Początkowo kształt stref Fresnela nie ulega praktycznie zmianie, zmienia się natomiast znacznie jedynie odległość do najbliższej położonych części powierzchni ziemi. Stosownie do tego zmiany pola z wysokością będą w tym zakresie wysokości zależały od bezpośredniego sąsiedztwa rozważanego punktu. Jest to w zgodzie z wzorami na  $\frac{\partial E_{az}}{\partial z}$  wykazującymi zależność od lokalnych właściwości terenu.

Przy dalszym zwiększaniu wysokości zaczynają występować znacznie większe zmiany kształtu stref Fresnela. Oznacza to, że zmiany pola z wysokością stają się rzeczywiście zależne od właściwości terenu w coraz dalszym otoczeniu danego punktu.

W związku z powyższą dyskusją należy krótko omówić interesującą propozycję Waita [47] wykorzystania zależności natężenia pola od wysokości nad powierzchnią ziemi — do celów badań geologicznych. Stosownie do poprzednich uwag metoda ta nie mogłaby być stosowana, przynajmniej w swej prostej formie, w przypadku ziemi niejednorodnej w kierunku poziomym. Tak więc okazuje się słuszne przypuszczenie Waita, że metoda ta może być stosowana jedynie w przypadku, gdy ziemia jest jednorodna w kierunku poziomym na dużym obszarze w otoczeniu detektora.

## 7. KSZTAŁT ELIPSY POLARYZACJI POLA NAD POWIERZCHNIĄ ZIEMI

W przypadku gdy pole w obrębie ziemi można przedstawić w przybliżeniu w postaci fali płaskiej, struktura pola w atmosferze tuż nad powierzchnią ziemi dana jest wzorami (27–34). Jeśli rozważylibyśmy ten sam (jak w rozdz. 4.2) przykład fali rozchodzącej się w kierunku osi  $x$  nad jednorodną ziemią i wytwarzanej przez pionowy dipol znajdujący się tuż nad powierzchnią ziemi, to podstawiając we wzory (31, 33)  $g_x^2 = \frac{1}{\epsilon'_{re}}$ ,  $g_y = 0$  otrzymujemy:

$$\frac{E_{ax}}{E_{az}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_{re}}} \sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon'_{re}}} \quad (84)$$

Tak więc wektor  $\vec{E}_a$  zatacza pewną elipsę w płaszczyźnie  $x, z$ , tj. w płaszczyźnie prostopadłej do powierzchni ziemi. Kształt tej elipsy dany jest przez równanie (84). Otrzymany wynik jest identyczny z wzorem (108) z pracy Nortona [62] i praktycznie taki sam jak u *Feinberga* [12] (s. 99÷104). W cytowanych pracach można znaleźć dyskusję kształtu elipsy polaryzacji oraz pożyteczne wykresy.

Otrzymany wynik jest słuszny w przypadku ziemi jednorodnej w kierunku poziomym (patrz wzór 92). W przypadku ziemi niejednorodnej w kierunku poziomym struktura pola komplikuje się, a kształt elipsy polaryzacji — jak zobaczymy dalej — ulega zmianie. Jednakże nawet w przypadku, gdy ziemia w pewnym obszarze jest jednorodna, obecność oddalonych niejednorodności może zmienić strukturę pola (patrz rys. 6). W wyniku tego składowe styczne wektorów pola będą spolaryzowane eliptycznie a nie liniowo, a wektory pola będą w konsekwencji zataczały w przestrzeni elipsy, leżące obecnie w pewnych płaszczyznach ukośnych.

W ogólnym przypadku dowolnie niejednorodnej ziemi można za punkt wyjścia przyjąć równanie (48) dla pionowej składowej wektora natężenia pola elektrycznego. Aby uzyskać interesujące nas wnioski, wystarczy rozważyć ten sam jak poprzednio szczególny przypadek, a mianowicie falę rozchodzącą się w kierunku osi  $x$ . Założymy przy tym dla prostoty, że  $E_{ay} = H_{ax} = 0$  i wprowadzimy impedancję powierzchniową

$$\frac{E_{ax}}{H_{ay}} = -Z_s$$

Równanie (48) daje wtedy:

$$i\omega\varepsilon_0 E_{az} = -\frac{1}{Z_s} \frac{\partial E_{ax}}{\partial x} + \frac{E_{ax}}{Z_s^2} \frac{\partial Z_s}{\partial x} \quad (85)$$

Pole panujące w danym punkcie oznaczymy indeksem „0” ( $E_{az,0}$ ;  $E_{ax,0}$ ). Składową styczną  $E_{ax}$  można w okolicy danego punktu przedstawić w postaci:

$$E_{ax} = E_{ax,0} e^{-i(k_{ax}x + k_{ay}y + \gamma)} \quad (86)$$

gdzie  $\gamma$  uwzględnia odchylenie od przebiegu ściśle wykładniczego. Opuszczając indeksy „0” jako obecnie już niepotrzebne, otrzymujemy stąd:

$$\frac{\partial E_{ax}}{\partial x} = -i \left( k_{ax} + \frac{\partial \gamma}{\partial x} \right) E_{ax} \quad (87)$$

a stąd

$$E_{az} = \frac{k_{ax}}{\omega\varepsilon_0 Z_s} \left( 1 + \frac{1}{k_{ax}} \frac{\partial \gamma}{\partial x} - \frac{i}{k_{ax} Z_s} \frac{\partial Z_s}{\partial x} \right) E_{ax} \quad (88)$$

Dla ziemi jednorodnej w kierunku poziomym  $Z_s = \text{const}$ ,  $\gamma \approx 0$ ,  $k_{ax} \approx k_0$ , stąd

$$E_{az} \approx \frac{k_0}{\omega \epsilon_0 Z_s} E_{ax} = \frac{Z_0}{Z_s} E_{ax} \quad (89)$$

Podstawiając dla ziemi jednorodnej zamiast  $Z_s$  wyrażenie (39) otrzymujemy, jak należy, wzór (84).

W oparciu o wzór (88) i definicję  $Z_s$  można obliczyć stosunek  $\frac{E_{az}}{H_{ay}}$ . Otrzymujemy dla niego zależność:

$$\frac{E_{az}}{H_{ay}} = -\frac{k_{ax}}{\omega \epsilon_0} \left( 1 + \frac{1}{k_{ax}} \frac{\partial \gamma}{\partial x} - \frac{i}{k_{ax} Z_s} \frac{\partial Z_s}{\partial x} \right) \quad (90)$$

W przypadku ziemi jednorodnej w kierunku poziomym otrzymujemy przy tych samych założeniach jak poprzednio:

$$\frac{E_{az}}{H_{ay}} \approx -\frac{k_0}{\omega \epsilon_0} = -Z_0 \quad (91)$$

Jest to taki sam wynik, jaki otrzymuje się w przypadku, gdy w próżni rozchodzi się jednorodna fala płaska w kierunku osi  $x$ .

Wnioski praktyczne, jakie wypływają z powyższych rozważań, są dwójakie.

Po pierwsze, z wzorów (90, 91) wynika, że przy pomiarze natężenia pola elektrycznego za pomocą anteny ramowej mogą wystąpić błędy w przypadku terenu niejednorodnego. Antena ramowa reaguje bowiem na natężenie pola magnetycznego fali, a natężenie pola elektrycznego oblicza się stosownie do zależności (91). W przypadku ziemi niejednorodnej w kierunku poziomym związek między  $E_{az}$  i  $H_{ay}$  dany jest tymczasem inną zależnością, a mianowicie wzorem (90).

Drugim zagadnieniem jest obliczanie właściwości elektrycznych terenu z pomiaru kształtu elipsy polaryzacji pola elektromagnetycznego nad powierzchnią ziemi [59, 63, 62, 64, 46, 60, 39, 65–67, 61, 40, 68, 41, 42]. Dla ziemi jednorodnej w kierunku poziomym (np. dla ziemi o poziomym uwarstwieniu) kształt elipsy polaryzacji pola określa wzór (89). Jeśli do wzoru tego podstawimy na miejsce  $Z_s$  przybliżoną wartość według wzoru (42), to otrzymamy:

$$E_{az} \approx \frac{Z_0}{Z_s} E_{ax} = \sqrt{\epsilon'_{re,sk}} E_{ax} \quad (92)$$

Równanie (92) wykazuje, że w przypadku ziemi jednorodnej w kierunku poziomym kształt elipsy polaryzacji zależy od tych samych parametrów ( $Z_s$  lub  $\epsilon'_{re,sk}$ ), które decydują o wpływie terenu na tłumienie fali (patrz rozdz. 4.3). Wynika stąd, że odwrotnie w oparciu o pomiar

kształtu elipsy polaryzacji można w takim przypadku obliczyć impedancję powierzchniową czy też skuteczne parametry elektryczne ziemi, a więc te współczynniki, które są ważne w zagadnieniach propagacyjnych. Obliczenia takie można przeprowadzić w zasadzie tak samo, jak w przypadku ziemi jednorodnej (patrz uwagi po wzorze 84). Dużo wskazówek znaleźć można też w zacytowanych powyżej pracach Grosskopfa.

W ogólnym przypadku dowolnej niejednorodności ziemi kształt elipsy polaryzacji pola określony jest wzorem (88), a więc inną zależnością niż poprzednio. Jeśli w tym przypadku przeprowadzilibyśmy pomiar kształtu elipsy polaryzacji, a następnie obliczalibyśmy np.  $Z_s$  nadal w oparciu o wzór (92), to otrzymalibyśmy dla  $Z_s$  wartości błędne, tj. różne od tych, które charakteryzują wpływ danego fragmentu powierzchni ziemi na rozchodzenie się fal.

W związku z tym należy omówić krótko wyniki interesujących pomiarów Grosskopfa kształtu elipsy polaryzacji nad terenem niejednorodnym [41], które wydają się potwierdzać nasze wnioski. Grosskopf wybrał trasę wykazującą dużą niejednorodność i przeprowadził dwie serie pomiarów, ustawiając antenę nadawczą raz na jednym, a drugi raz na drugim końcu trasy. Kształt elipsy polaryzacji w tych samych punktach terenu był w obu przypadkach różny. Wydaje się, że można to wyjaśnić następująco. Impedancja powierzchniowa  $Z_s$  może zależeć od kierunku rozchodzenia się fali (patrz rozdz. 4.3); to samo dotyczy zatem zmian  $Z_s$  wzdłuż powierzchni ziemi (wzór (88):  $\frac{\partial Z_s}{\partial x}$ ). Stosownie do wzoru (88) kształt elipsy polaryzacji może więc zależeć od kierunku rozchodzenia się fali. W konkretnym przypadku pomiarów Grosskopfa teren wykazywał ukośne uwarstwienie; wydaje się więc, że tłumaczenie powyższe jest uzasadnione.

Różnica pomiędzy wzorami (92) i (88) zależy od stopnia zmienności  $Z_s$  wzdłuż powierzchni ziemi. Jak wskazują wyniki pomiarów [48, 69, 41, 42], parametry elektryczne ziemi często różnią się znacznie w punktach odległych nawet o kilkanaście metrów. Jest to zrozumiałe, jeśli się zważy, że właściwości elektryczne gleby zależą bardzo m.in. od jej wilgotności, która może zmieniać się w dużych granicach w zależności od budowy i zagospodarowania powierzchni ziemi, przepuszczalności gleby, przepuszczalności i budowy głębszych warstw ziemi itp.

W tych warunkach nasuwa się pytanie, czy pomiary parametrów elektrycznych ziemi metodą badania kształtu elipsy polaryzacji mają w ogóle sens praktyczny. Pomiary takie mogą na pewno dać wynik właściwy w przypadkach małych niejednorodności terenu w kierunku poziomym. Można się jednak o tym przekonać tylko w ten sposób, że przeprowadzi się dostatecznie dużo pomiarów w odpowiednio dobranych punktach.

Jeśli pomiary takie dają identyczne lub zbliżone wyniki, wtedy wolno uważać otrzymane wartości za właściwe. Postępowanie takie jest jednak bardzo pracochłonne.

Jeśli pomiary wykazują znaczne rozrzuty lub gdy liczba punktów pomiarowych jest niewielka, wtedy na podstawie takich pomiarów nie można — przynajmniej na razie — określić ważnych dla propagacji właściwości elektrycznych terenu, w sposób należyście wiarygodny. Zagadnienie to warto by przeanalizować w przyszłości zarówno z punktu widzenia teorii, jak i wniosków z praktyki pomiarowej. Należałoby tu rozważyć, czy możliwe jest obliczenie właściwych wartości średnich na podstawie szeregu pomiarów w różnych punktach powierzchni ziemi. Jeśli tak, to jak takie obliczenie należy przeprowadzać, jak rozmieszczać punkty pomiarowe i jakie środki ostrożności należy przestrzegać. Trzeba by przy tym wziąć pod uwagę, że pomiary wykonuje się z reguły przy określonym kierunku rozchodzenia się fali. Tymczasem  $Z_s$  zależy od kierunku fali i dla innego kierunku niż przyjęty w czasie pomiarów może przybierać odmienne wartości. Jest to istotne dlatego, że pomiary mają dać wartości pewnych skutecznych współczynników terenu, którymi można by się posługiwać przy dowolnym kierunku rozchodzenia się fali. Należałoby się też zastanowić nad pracochłonnością i wiarygodnością pomiarów przeprowadzanych tą metodą w zestawieniu z potrzebami praktyki i w porównaniu z innymi metodami.

Przy pomiarze kształtu elipsy polaryzacji pola mierzy się kąt nachylenia elipsy oraz stosunek osi elipsy, tj. wielkość maksymalnego i minimalnego napięcia, indukowanego w krótkiej antenie dipolowej w dwu wzajemnie prostopadłych jej położeniach. Ponieważ pomiar napięć jest kłopotliwy i stosunkowo mało dokładny, należy krótko omówić interesującą propozycję Grosskopfa zastąpienia go przez pomiar kątów [66, 40, 42]. Zasadę propozycji Grosskopfa zilustrujemy na przykładzie fali rozchodzącej się nad płaską i jednorodną ziemią w kierunku osi  $x$ . Antenę dipolową ustawiamy w płaszczyźnie padania fali (w płaszczyźnie  $x, z$ ), tak aby otrzymać minimalne wychylenie wskaźnika. Następnie obracamy antenę wokół osi pionowej o kąt  $90^\circ$ ; wówczas znajdzie się ona w płaszczyźnie  $y, z$ . W płaszczyźnie tej obracamy antenę w taki sposób, aby otrzymać to samo wychylenie wskaźnika co poprzednio. Ze znajomości kątów, jakie w obu tych położeniach tworzy antena z płaszczyzną poziomą, można łatwo obliczyć stosunek osi elipsy. Metoda ta oparta jest na założeniu liniowej polaryzacji składowych stycznych wektorów pola. Założenie takie jest słuszne w przypadku ziemi jednorodnej w kierunku poziomym, natomiast w przypadku niejednorodnej ziemi, jak już było wzmiankowane uprzednio (patrz np. rys. 6), składowe styczne

mogą być spolaryzowane eliptycznie, co może spowodować zafalszowanie wyników pomiaru.

Elipsa polaryzacji nachylona jest w określony sposób nie względem pionu, ale względem normalnej do powierzchni ziemi (patrz rozdz. 4.4). W terenie nierównym określenie tego kierunku nie jest łatwe. W związku z tym pomiar parametrów elektrycznych ziemi metodą badania kształtu elipsy polaryzacji może być w takim przypadku bardzo utrudniony, a wyniki, jakie się otrzymuje, problematyczne.

Niejednorodność powierzchni ziemi wpływa zarówno na amplitudę i fazę rozchodzącej się nad ziemią fali, jak i na kształt elipsy polaryzacji pola. Zmiany amplitudy i fazy fali zachodzą stopniowo, niejako nawarstwiając się. W rezultacie, dopiero po przebiegnięciu pewnej odległości nad odmiennym terenem zaczynają występować zauważalne różnice natężenia i fazy pola (patrz np. [22]). Kształt elipsy polaryzacji pola jest natomiast związany z lokalnymi właściwościami terenu (patrz wzór 88). Badanie kształtu elipsy polaryzacji stanowi najczulszy sposób wykrywania niejednorodności terenu. Wniosek ten potwierdzają wyniki doświadczeń *Grosskopfa*. Na jednorodnej ziemi rozłożył on siatkę z drutu i mierzył, jak wpływa ona na wielkość natężenia pola i kształt elipsy polaryzacji pola [61].

## 8. WNIOSKI

W rozdziale niniejszym zestawione są zwięzłe wnioski o charakterze teoretycznym i praktycznym.

### 8.1. Wnioski teoretyczne

a. Stosowanie impedancji powierzchniowej  $Z_s$  jest szczególnie korzystne, gdy  $Z_s$  jest z góry znane. Zachodzi to np. dla ziemi jednorodnej w kierunku poziomym, w przypadku gdy przyjmuje się przybliżenie *Leontowicza* lub gdy rozważa się falę płaską w powietrzu, biegnącą równoległe do powierzchni ziemi.

b. W ogólnym przypadku należy liczyć się z tym, że  $Z_s$  nie jest stałe wzdłuż powierzchni ziemi;  $Z_s$  może ponadto zależeć od struktury pola w atmosferze i od kierunku rozchodzenia się fali. Niejednorodność terenu może spowodować, że pole w obrębie ziemi należałoby w przybliżeniu przedstawiać w postaci sumy dwu fal przesuniętych wzajemnie



w fazie i obróconych przestrzennie. Impedancje powierzchniowe dla tych dwu fal mogą być przy tym różne; mogą one również zależeć od kierunku rozchodzenia się fali. Współczynniki  $k_x$ ,  $k_y$ , określające zmienność pola wzdłuż powierzchni ziemi, mogą w ogólnym przypadku niejednorodnej ziemi być niejednakowe dla poszczególnych składowych wektorów pola. W niektórych przypadkach (np. przy małych zmianach  $Z_s$ , związanych ze zmianą struktury pola w atmosferze) można by szukać rozwiązania metodą kolejnych przybliżeń, zakładając początkowo  $Z_s$  stałe, a następnie korygując wielkość  $Z_s$  stosowanie do otrzymanych wyników. Przy pominięciu takiej korekcji należałoby w każdym razie oszacować dokładność lub zakres stosowalności otrzymanego w takich przypadkach przybliżonego rozwiązania.

c. W przypadku nieciągłej zmiany właściwości elektrycznych ziemi należy liczyć się z możliwością wystąpienia, na styku dwu różnych terenów, prądów i ładunków, które mogą spowodować deformację pola.

d. Stosowanie impedancji powierzchniowej w bezpośrednim sąsiedztwie anteny jest bardzo utrudnione ze względu na gwałtowne zmiany pola. Również przybliżenia stosowane w konwencjonalnej analizie są błędne w tym obszarze. Okoliczności powyższe są szczególnie ważne w przypadku analizy pola w obszarze przejściowym pomiędzy dwoma różnymi terenami; zagadnienie to należy ciągle jeszcze uważać za nierozwiązane (patrz punkt c).

e. Warunki do stosowania  $Z_s$  pogarszają się w miarę wzrostu częstotliwości.

f. Stosowanie pojęcia impedancji powierzchniowej może być pożyteczne zarówno w przypadku ziemi płaskiej, jak i kulistej lub łagodnie pofałdowanej. Zasadnicze trudności występują natomiast w przypadku gwałtownych nieregularności.

## 8.2. Wnioski praktyczne

**a. Namiary radiowe.** Pole wypadkowe nad niejednorodną ziemią jest superpozycją pola pierwotnego i pól wtórnych, wytwarzanych przez niejednorodności terenu; różni się więc ono budową od pola pierwotnego. W wyniku tego mogą wystąpić błędy namiarów radiowych (refrakcja brzegowa) oraz spłylenie minimum wskazań radiogoniometrów.

**b. Pomiary przenikalności dielektrycznej i przewodności właściwej ziemi.** W przypadku ziemi jednorodnej w kierunku poziomym pomiar kształtu elipsy polaryzacji pola pozwala na obliczenie skutecznych współczynników elektrycznych, które określają wpływ terenu na tłumienie

fal radiowych. Jeśli w pewnym obszarze szereg pomiarów daje zbliżone wyniki, wtedy oznacza to, że na tym obszarze ziemia jest w przybliżeniu jednorodna w kierunku poziomym. Jeśli jednak wyniki pomiarów wykazują znaczniejsze rozrzuty, to w chwili obecnej nie jest wiadomo jak należy wyliczać wartość współczynników elektrycznych ziemi. Ze względu na zależność  $Z_s$  od struktury pola w atmosferze pomiary nie powinny być przeprowadzane w zbyt bliskim sąsiedztwie anteny nadawczej. Metoda może być stosowana również w przypadku łagodnie pofałdowanej powierzchni ziemi, jednakże występują wtedy trudności związane z potrzebą dokładnego określenia kierunku normali do terenu.

**c. Poszukiwania geologiczne.** Skuteczne współczynniki elektryczne ziemi warstwowej zależą od budowy ziemi i od częstotliwości. Pozwala to określać uwarstwienie ziemi na podstawie kilku pomiarów elipsy polaryzacji pola, dokonanych przy różnych częstotliwościach. Ze względu na uwagi w punkcie b) pomiary takie są wiarygodne wtedy, jeśli wynika z nich, że dany obszar jest w przybliżeniu jednorodny w kierunku poziomym. Otrzymane w takim przypadku wyniki mają na ogół jedynie charakter orientacyjny. Jest to konsekwencją tego, że przy pomiarach zakłada się najczęściej, iż ziemia składa się z dwu jednorodnych poziomych warstw. W rzeczywistości zmienność właściwości terenu ze zmianą głębokości jest najczęściej bardziej skomplikowana. Występują też niejednorodności w kierunku poziomym. Poza tym współczynniki elektryczne ziemi (w szczególności przenikalność dielektryczna) zależą od częstotliwości, a tymczasem przy obliczeniach zakłada się je jako stałe. Jeśli ziemia jest niejednorodna, wtedy pomiar kształtu elipsy polaryzacji pola nie pozwala na proste określenie budowy terenu; może on być jednak wykorzystany jako czuły wskaźnik niejednorodności ziemi.

Jeśli ziemia na pewnym obszarze jest jednorodna w kierunku poziomym, wtedy jej uwarstwienie można określić z zależności pola od wysokości; im większe wysokości bierzemy pod uwagę, tym większy musi być obszar jednorodny.

**d. Mapy przewodności.** Skuteczne współczynniki elektryczne ziemi zależą od częstotliwości fali i od budowy ziemi. Wynika stąd, że stan wilgotności gleby, poziom wody gruntowej, charakter szaty roślinnej, pokrywa śnieżna itp. są również czynnikami wpływającymi na skuteczne współczynniki elektryczne ziemi. Tak więc współczynniki te mogą zmieniać się nie tylko z częstotliwością, ale również zależnie od warunków atmosferycznych i pory roku. Okoliczności powyższe powinny być brane pod uwagę przy opracowywaniu map przewodności ziemi dla celów propagacyjnych.

e. **Pomiary natężenia pola elektrycznego.** Pomiary natężenia pola elektrycznego za pomocą przyrządów zaopatrzonych w antenę ramową mogą dać błędne wyniki nad miejscami z dużą niejednorodnością terenu.

## WYKAZ LITERATURY

1. *Godziński Z.*: Surface Impedance Concept in the Theory of Radio Wave Propagation. CCIR Geneva, 1958. Document IV/17.
2. *Stratton J. A.*: Electromagnetic Theory (McGraw-Hill Book Co., New York, 1941), s. 250.
3. *Leontowicz M. A.*: Nie opublikowana praca, przeprowadzona w 1940 r. w Instytucie Fizycznym Akademii Nauk ZSRR.
4. *Grinberg G. A.*: O bieriegowej riefrakcji radiowołn. J. Phys. USSR, 1942, t. 6, s. 185.
5. *Leontowicz M. A.*: Ob odnom mietodie rieszenja zadacz rasprostranienja radiowołn po powierzchni ziemli. Izw. A. N. ZSRR, Sier. fiz., 1944, t. 8, s. 16÷22.
6. *Leontowicz M. A., Fok W. A.*: Rieszenje zadaczi o rasprostranienii elektromagnitnych wołn wdol powierzchni ziemli po mietodu paraboliczeskiego urawnienija. ŽETF, 1946, t. 16, s. 557÷573.
7. *Leontowicz M. A.*: O pribliżonnych granicznych usłowjach dla elektromagnitnogo pola na powierzchni choroszo prowadiaszczich tieł (Issledowanja po rasprostranienju radiowołn. Sbornik 2, pod riedakc. B. A. Wwiedenskogo, Izd. A. N. ZSRR, Moskwa-Leningrad, 1948) s. 5÷12.
8. *Leontowicz M. A., Fok W. A.*: Rieszenje zadaczi o rasprostranienii elektromagnitnych wołn wdol powierzchni ziemli po mietodu paraboliczeskiego urawnienija. Jak wyżej, s. 13÷39.
9. *Fok W. A.*: Rasprostranienje priamoj wołny wokrug ziemli pri uczołie diffrakciji i riefrakcji. Jak wyżej, s. 40÷68.
10. *Grinberg G. A., Fok W. A.*: K teorii bieriegowej riefrakcji elektromagnitnych wołn. Jak wyżej, s. 69÷96.
11. *Feinberg J. Ł.*: Rasprostranienje radiowołn wdol riealnoj powierzchni. Jak wyżej, s. 97÷215.
12. *Feinberg J. Ł.*: Teorja rasprostranienja radiowołn wdol ziemnoj powierzchni (priamaja wołna). (*Alpert J. Ł., Ginzburg W. Ł., Feinberg J. Ł.*: Rasprostranienje radiowołn, GITTE, Moskwa, 1953), cz. I, rozdz. IX, s. 184÷216.
13. Ground Wave Propagation over Mixed Paths (A Brief Review of the Present Situation). Dokument opracowany przez delegację radziecką. CCIR. Warszawa, 1956. Document 501.
14. *Feinberg E. Ł.*: Theory of Mixed Path Propagation of Radiowaves and Engineering Methods of Calculation. CCIR. Warszawa, 1956. Document 563.
15. *Trieniew N. G.*: Difrakcja powierzchniowych elektromagnitnych wołn na impiedansnoj stupienkie. Radiot. i Elektron., 1958, t. 3, s. 27÷37.
16. *Trieniew N. G.*: Difrakcja powierzchniowych elektromagnitnych wołn na połubieskoniecznoj impiedansnoj płoskosti. Jak wyżej, 1958, t. 3, s. 163—171.
17. *Kalinin J. K.*: Wozmuszczenje pola płoskoj radiowołny nieodnorodnostiami ziemnoj powierzchni. Jak wyżej, 1958, t. 3, s. 557÷561.

18. *Boczarow W. G., Bass F. G.*: O rassiejaniu elektromagnitnych wołn statisticeskij nieodnorodnoj powierchnostju. Jak wyżej, 1958, t. 3, s. 557—578.
19. *Hufford G. A.*: An Integral Equation Approach to the Problem of Wave Propagation over an Irregular Surface. *Quart. Appl. Math.*, 1952, t. 9, s. 391÷404.
20. *Bremmer H.*: The Extension of Sommerfeld's Formula for the Propagation of Radio Waves over a Flat Earth to Different Conductivitiss of the Soil. *Physica*, 1954, t. 20, s. 441÷460.
21. *Godziński Z.*: Extension of Feinberg's Theory to the Case of Electromagnetic Wave Propagation over an Inhomogeneous Spherical Earth and Introduction of an Approximate Method of Computation Based on Equivalent Secondary Sources. CCIR. Warszawa, 1956. Document 454.
22. *Godziński Z.*: The Use of Equivalent Secondary Sources in the Theory of Ground-Wave Propagation over an Inhomogeneous Earth. *Proc. IEE, Part C*, 1958, t. 105, s. 448—464.
23. *Godziński Z.*: Uogólnienie teorii Feinberga na przypadek rozchodzenia się fal elektromagnetycznych nad niejednorodną ziemią kulistą i wprowadzenie przybliżonej metody obliczeniowej w oparciu o zastępcze źródła wtórne. *Prace Instytutu Łączności*, 1958, t. 5, s. 73÷111.
24. *Kalinin J. K., Feinberg J. L.*: Rasprostranienje ziemnoj wołny nad nieodnorodnoj sfiericzeskoj powierchnostju ziemi. *Radiot. i Elektron.*, 1958, t. 3, s. 1122÷1132.
25. *Kalinin J. K.*: K woprosu o diffrakcji radiowołn nad nieodnorodnoj sfiericzeskoj powierchnostju ziemi. Jak wyżej, 1958, t. 3, s. 1274÷1279.
26. *Monteath G. D.*: Application of the Compensation Theorem to Certain Radiation and Propagation Problems. *Proc. IEE, Part IV*, 1951, t. 98, s. 23—30.
27. *Wait J. R.*: Mixed Path Ground Wave Propagation: 1. Short Distances. *J. Res. N.B.S.*, 1956, t. 57, s. 1÷15.
28. *Wait J. R., Householder J.*: Mixed-Path Ground-Wave Propagation: 2. Larger Distances. Jak wyżej, 1957, t. 59, s. 19÷26.
29. *Wait J. R.*: Amplitude and Phase of the Low-Frequency Ground-Wave Near a Coastline. Jak wyżej, 1957, t. 58, s. 237—242.
30. *Wait J. R.*: On the Theory of Propagation of Electromagnetic Waves along a Curved Surface. *Canad. J. Phys.*, 1958, t. 36, s. 9÷17.
31. *Schelkunoff S. A.*: The Impedance Concept and Its Application to Problems of Reflection, Refraction, Shielding and Power Absorption. *Bell Syst. Techn. J.*, 1938, t. 17, s. 17÷48.
32. *Schelkunoff S. A.*: *Electromagnetic Waves* (D. Van Nostrand Co., New York, 1943), s. 482÷484.
33. *Booker H. G.*: The Elements of Wave Propagation Using the Impedance Concept. *J. IEE, Part III*, 1947, t. 94, s. 171÷202.
34. *Rytow S. M.*: Raszczot skin-effiekta mietodom wozmusczenij. *Z.E.T.F.*, 1940, t. 10, s. 180÷189.
35. *Senior T. B. A.*: Radio Propagation over a Discontinuity in the Earth's Electrical Properties — II. Coastal Refraction. *Proc. IEE, Part C*, 1957, t. 104, s. 139÷147.
36. *Wait J. R.*: Radiation from a Vertical Electric Dipole over a Stratified Ground. *Trans. IRE*, 1953, vol AP-1, s. 9÷11.
37. *Wait J. R., Fraser W. C. G.*: Radiation from a Vertical Dipole over a Stratified Ground (Part II). Jak wyżej, 1954, vol. AP-3, s. 144÷146.

38. *Briechowskich Ł. M.*: Wołny w słoistych sriedach. Izd. A. N. ZSRR, Moskwa, 1957.
39. *Grosskopf J.*: Das Strahlungsfeld eines vertikalen Dipolenders über geschichtetem Boden. Hochfr. El. Ak., 1942, t. 60, s. 136÷141.
40. *Grosskopf J.*: Über Bodenleitfähigkeitsmessungen in Schleswig-Holstein. F.T.Z., 1949, t. 2, s. 211÷218.
41. *Grosskopf J., Vogt K.*: Der Einfluss von Bodeninhomogenitäten auf die Funkbeschickung. N. T. Z., 1956, t. 9, s. 349÷355.
42. *Grosskopf J.*: Determination of the Electrical Characteristics of the Surface of the Earth. CCIR. Geneva, 1958. Document IV/3.
43. *Gerber W., Werthmüller A.*: Über die vegetabile Absorption der Bodenwelle. Techn. Mittlg. Schweiz. Telegr.-Teleph. Verw., 1945, t. 23, s. 12÷19.
44. *Kappelhoff K. H.*: Zeitliche Schwankungen der Bodenwellenfeldstärke. Fernmeldetechnisches Zentralamt Deutsch. Bundespost. Techn. Ber. No 5511, 14. 6. 1955.
45. *Cairns J. E. I.*: Experimental Confirmation of the Influence of a Low-Resistivity Layer Subsoil on the Forward Inclination of Radio Waves. J. Washington Acad. Sci., 1927, t. 17, s. 264÷269.
46. *Grosskopf J., Vogt K.*: Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit bei geschichtetem Boden. Hochfr. El. Ak., 1941, t. 58, s. 52÷57.
47. *Wait J. R.*: Theory of Electromagnetic Surface Waves over Geological Conductors. Geofisica Pura e Applicata, 1954, t. 28, s. 47÷56.
48. *Smith-Rose R. L.*: Electrical Measurements on Soil with Alternating Currents. J. IEE, 1934, t. 75, str. 221÷237.
49. Determination of the Electrical Characteristics of the Surface of the Earth. Dokument opracowany przez delegację brytyjską CCIR. Geneva, 1958. Document IV/4.
50. *Briechowskich Ł. M.*: O pole toczecznego izluczatiela w słoisto-nieodnorodnoj sriedie. Izw. A. N. ZSRR. Sier. fiz., 1949, t. 13, s. 505÷548.
51. *Wait J. R.*: Propagation of Radio Waves over a Stratified Ground. Geophysics, 1953, t. 18, s. 416÷422.
52. *Wait J. R.*: The Fields of a Line Source of Current over a Stratified Conductor. Appl. Sci. Res., Sec. B. 1953, t. 3, s. 279÷292.
53. *Wait J. R.*: On Anomalous Propagation of Radio Waves in Earth Strata. Geophysics, 1954, t. 19, s. 342÷343.
54. *Wait J. R.*: Radiation from a Vertical Antenna over a Curved Stratified Ground. J. Res. N. B. S., 1956, t. 56, s. 237÷244.
55. *Brick D. B.*: The Radiation of a Hertzian Dipole over a Coated Conductor. Proc. IEE, Part C, 1955, t. 102, s. 104÷121.
56. *Pawinskij P.P., Kozulin J. N.*: Pole wertikalnogo magnitnogo dipola nad dwuchsłojnoj sriedoj. Geofizika. Izd. Leningradskogo Uniw., 1956, s. 134÷157.
57. *Kozulin J. N.*: Pole wertikalnogo magnitnogo dipola nad dwuchsłojnoj sriedoj. Wycislenje funkcji  $T_{\mu}$  ( $p, z$ ). Jak wyżej, s. 158÷167.
58. *Lowndes J. S.*: A Transient Magnetic Dipole Source above a Two-Layer Earth. Quart. J. Mech. Appl. Math., 1957, t. 10, s. 79÷89.
59. *Smith-Rose R. L., Barfield R. H.*: On the Determination of the Directions of the Forces in Wireless Waves at the Earth's Surface. Proc. Roy. Soc. A, 1925, t. 107, s. 587÷601.

60. Grosskopf J., Vogt K.: Technische Anwendungen eines Bodenleitfähigkeitsmessers. T.F.T., 1941, t. 30, s. 352÷353.
61. Grosskopf J., Vogt K.: Das Zennecksche Drehfeld im Bereich von Rückstrahlern. Jak wyżej, 1943, t. 32, s. 102÷104.
62. Norton K. A.: The Propagation of Radio Waves over the Surface of the Earth and in the Upper Atmosphere, Part II, The Propagation from Vertical, Horizontal and Loop Antennas over a Plane Earth of Finite Conductivity. Proc. IRE, 1937, t. 25, s. 1203÷1236.
63. Feldman C. B.: The Optical Behavior of the Ground for Short Radio Waves. Jak wyżej, 1933, t. 21, s. 764÷801.
64. Grosskopf J., Vogt K.: Über die Messung der Bodenleitfähigkeit. T.F.T., 1940, t. 29, s. 164÷172.
65. Grosskopf J.: Über das Zennecksche Drehfeld im Bodenwellenfeld eines Senders. Hochfr. El. Ak., 1942, t. 59, s. 72÷78.
66. Grosskopf J., Vogt K.: Zur Messung der Bodenleitfähigkeit. T.F.T., 1942, t. 31, s. 22÷23.
67. Grosskopf J., Vogt K.: Die Messung des elektrischen Drehfeldes im Nahfeld eines Senders. Hochfr. El. Ak., 1942, t. 59, s. 70÷72.
68. Gill E. W. B.: A Simple Method of Measuring Electrical Earth-Constants. Proc. IEE, Part III, 1949, t. 96, s. 141÷144.
69. Grosskopf J., Vogt K.: Ausbreitungsmessungen über inhomogenem Boden. Hochfr. El. Ak., 1942, t. 60, s. 97÷99.

### 3. Godziński

## ПОНЯТИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА В ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

### Резюме

Целью работы являются:

- а) анализ, на основании теории, приближённых береговых условий в виде поверхностного импеданса,
- б) сопоставление теоретических положений с действительными условиями, выступающими в случае распространения радиоволн над землёй,
- в) составление на основании проведенного анализа, имеющих практическое значение, положений.

На основании векторной аналогии теоремы Грина выводится в работе интегральное уравнение для электромагнитных полей, создаваемых электрическим или магнитным диполем над землёй, произвольным образом неоднородной и нерегулярной. Приближённые береговые условия вводятся в виде поверхностного импеданса. Показано, каким образом они могут быть применены для решения полученных прежде интегральных уравнений и когда применение их может быть целесообразным.

Возможность введения приближённых береговых условий в вопросы распространения волн возникает из-за относительно простой структуры поля внутри земли; согласно работам Леонтовича и Рытова можно в приближении принять, что поле внутри земли имеет структуру однородной плоской волны, рас-

пространяющейся в перпендикулярном по отношению к поверхности земли направлении. Приближённые береговые условия, которые получаются в результате такого положения, можно, как это показал ряд исследователей, усовершенствовать. В работе это усовершенствование производится следующим образом: электромагнитное поле земли аппроксимируется плоской волной в самом общем виде, то есть неоднородной плоской волной. Из-за непрерывности касательных составляющих векторов поля структура этой плоской волны и отсюда величина поверхностного импеданса зависит от структуры поля в атмосфере. В работе обсуждено в каких условиях вышеуказанное усовершенствование имеет практический смысл, а когда оно становится нецелесообразным. В этом втором случае можно принять аппроксимацию поля в земле по Леонтовичу, с тем однако, что следует допустить возможность наличия двух систем плоских волн с разными фазами и геометрически находящихся взаимно под углом в  $90^\circ$ . Это обстоятельство должно быть учтено в теоретическом анализе береговой рефракции. Отсюда можно сделать практический вывод, что в случае неоднородности территории не только получится изменение направления распространения волн (береговая рефракция, погрешности измерений), но также может сглаживаться минимум показаний радиогониометра. Зависимость  $Z_s$  от структуры поля в атмосфере может в некоторых случаях потребовать **введения** некоторых изменений в общепринятый анализ. Так напр., в случае скачкообразного изменения электрических параметров земли, могут выступить особенности поля связанные с зарядами или же с токами, возникающими на границе двух территорий; это явление до сих пор не учитывалось.

Действительная земля имеет очень сложную неоднородность; в этих условиях точный анализ невозможен. С целью получения картины происходящих явлений принимается горизонтальное, а также наклонное наслоение земли и исходя из того делаются некоторые общие выводы. В случае горизонтального наслоения земли можно вывести некоторые эффективные электрические коэффициенты, которые решают так затухание волны распространяющейся над землёй, как и о структуре поля в атмосфере, то есть о форме эллипса поляризации. В случае наклонного наслоения зависимости усложняются. Нельзя тогда применять формулы правильные для земли однородной в горизонтальном направлении; то же самое можно сказать о случае реальной земли со сложной неоднородностью. Это обстоятельство является существенным затруднением в случае измерений коэффициентов земли методом исследования формы эллипса поляризации, а также в случае геологических исследований основанных на измерении формы эллипса поляризации или на измерении хода зависимости поля от высоты; это обстоятельство может быть причиной погрешностей измерений напряжённости поля с помощью рамочной антенны. Из анализа получается также, что неоднородность территории сильно влияет на местную структуру поля, а значительно меньше на величину напряжённости поля, или же на ход эквифазных поверхностей. Учитывая вышеуказанное, измерение формы эллипса поляризации является очень чувствительным методом выявления неоднородностей территории. Все вышеуказанные выводы получены полагая плоскую землю; обобщение их в случае сферической земли или с небольшими неравномерностями поверхности не представляет большего затруднения.

Эффективные электрические коэффициенты зависят от структуры земли; возникает отсюда зависимость от атмосферных условий и времени года. Эти

коэффициенты также зависят от частоты. При разработке карт проводимости земли следует учесть эти обстоятельства.

На основании понятия поверхностного импеданса выведены и обсуждены в работе остальные формы приближённых береговых условий: приближённые береговые условия для вектора напряжённости электрического поля, для вектора Герца, а также для скалярной функции Герца. Таким образом обсуждение вопроса приближённых береговых условий приведено к анализу поверхностного импеданса и избегнута необходимость произведения анализа для каждого рода приближённых береговых условий в отдельности.

Z. Godziński

## THE CONCEPT OF SURFACE IMPEDANCE IN THE THEORY OF PROPAGATION OF RADIO WAVES

### S u m m a r y

The present paper includes:

- a) a theoretical discussion of approximate boundary conditions in form of surface impedance,
- b) a comparison of theoretical premises with real conditions of wave propagation over the earth's surface,
- c) practical conclusions.

Starting from the vector analogue of Green's theorem integral equations are derived for the electromagnetic fields of electric or magnetic dipoles placed over the surface of the earth, inhomogeneous and irregular in any way. Approximate boundary conditions are introduced in terms of surface impedance. Their application in solving the above mentioned equations is explained and their range of application defined. The possibility of introducing approximate boundary conditions in propagation problems is due to the rather simple field configuration inside the earth. According to Leontovich and Rytov it may be assumed that the structure of this field is substantially that of a plane wave propagating perpendicularly to the earth surface. Approximate boundary conditions resulting from this assumption may be still improved, as it has been pointed out by many authors. In the present paper this improvement is realized by approximating the electromagnetic field inside the earth by a plane wave of the most general kind, i.e. by an inhomogeneous plane wave. Owing to the continuity of the tangential components of the field vectors the structure of this plane wave, and thus that of the surface impedance depends on the structure of the field in the atmosphere. It is indicated under what conditions this improvement is of practical value and when this is not the case. In the latter instance the field inside the earth may be approximated as suggested by Leontovich, considering, however the possibility of the existence of two systems of plane waves, shifted in phase and displaced to each other geometrically by  $90^\circ$ . This circumstance should be taken into account in the theoretical analysis of the coastal refraction. There follows also a practical conclusion that in case of an inhomogeneous ground, there is not only a variation in the direction of propagation of the wave (boundary refraction, errors in direction finding) but also the minimum deflection of the goniometer may become



blurred. The effect of the field structure in the atmosphere on the  $Z_s$  may, in some cases, require some changes in the conventional analysis. In case of discontinuous changes in the electrical parameters of the earth, for instance, field singularities may appear at the boundary of two domains, this being connected with corresponding line currents and charges. This phenomenon so far has not been allowed for.

The real earth is inhomogeneous in a very intricate manner which makes any rigorous analysis impossible. In order to approach real conditions, the earth is taken as consisting of horizontal or slanting layers which leads to some general conclusions. In case of horizontal layers some electric effective coefficients can be introduced. These determine the wave propagation over the earth and the field structure inside the atmosphere as well, i. e. the shape of the polarization ellipse. In case of oblique layers the relations become rather complex. The formulae for horizontally homogeneous earth are no more valid. The same applies to real earth inhomogeneous in a complicated manner. This presents a considerable difficulty in measuring earth coefficients by the method of polarization ellipse, as well as in geological prospecting based on the shape of polarization ellipse or on the dependence of the field on height. It can also involve errors in measuring the intensity of electric field by means of a loop antenna. It is shown that the inhomogeneity of ground affects mainly the local field structure, and is by far less important as regards field strength or the shape of the surfaces of constant phase. The investigation of the shape of the polarization ellipse furnishes therefore a very sensitive method for detecting the inhomogeneity of the ground. All above conclusions have been obtained on the assumption of a plane earth. However, they can be easily generalized to the cases of spherical or slightly irregular earth surface.

The effective electrical coefficients depend on the earth structure and therefore on the atmospheric conditions and on the season of the year. They depend on the frequency as well. In plotting a map of ground conductivity these circumstances should be considered.

In terms of the surface impedance other forms of approximate boundary conditions have been derived and discussed, viz.: for the vector of the electric field strength, for the Hertzian vector and for the Hertz scalar function. The problem of approximate boundary conditions has been thus reduced to that of surface impedance, avoiding the necessity of separate analysis of different kinds of approximate boundary conditions.

Z. Godziński

## LA NOTION DE L'IMPÉDANCE SUPERFICIELLE DANS LA THEORIE DE LA PROPAGATION DES ONDES RADIOÉLECTRIQUES

### Résumé

Le présent ouvrage a pour l'objet:

- a) un examen théorique des conditions approximatives aux limites sous la forme de l'impédance superficielle,
- b) une comparaison des hypothèses théoriques avec les conditions réelles existant dans le cas de la propagation des ondes radioélectriques au-dessus de la surface de la terre,
- c) des conclusions pratiques.

Sur la base de l'analogie vectorielle du théorème de Green sont dérivées les équations intégrales du champ électromagnétique provenant d'un doublet électrique ou magnétique, placé au-dessus de la terre, non homogène et irrégulière d'une façon quelconque. On introduit les conditions aux limites sous la forme de l'impédance superficielle. Est indiqué le mode de leur application à la résolution des équations intégrales ci-mentionnées, ainsi que les cas où leur application paraît profitable. La possibilité d'introduction des conditions aux limites approximatives aux problèmes de propagation repose sur la structure assez simple du champ à l'intérieur de la terre. Selon les travaux de Léontovitch et Rytov on peut admettre approximativement que le champ à l'intérieur de la terre correspond à une onde plane qui se répand dans le sens perpendiculaire à la surface de la terre. Les conditions approximatives aux limites qui en résultent peuvent être perfectionnées, comme cela est indiqué dans bien des contributions. Ce perfectionnement-ci est effectué dans le présent ouvrage par l'approximation du champ à l'intérieur de la terre par une onde plane de caractère le plus général, c'est-à-dire par une onde non homogène. Du fait de la continuité de la composante tangente du vecteur du champ la structure de cette onde et en même temps la valeur de l'impédance superficielle dépendent de la configuration du champ dans l'atmosphère. Sont indiquées les conditions dans lesquelles le perfectionnement qui vient d'être mentionné est justifié au point de vue pratique, ainsi que les cas où celui-ci devient sans objet. Dans ce cas-là on peut se servir de l'approximation du champ à l'intérieur de la terre selon Léontovitch à condition qu'on admette la possibilité de l'existence de deux systèmes des ondes planes, déphasées et déplacées réciproquement de  $90^\circ$ . Cette circonstance doit être prise en considération dans l'analyse théorique de la réfraction aux bords. Il en résulte aussi une conclusion pratique, et notamment que dans le cas de non-homogénéité du terrain il se produit une variation du sens de propagation de l'onde (réfraction aux bords, erreurs de mesure) ce qui peut être accompagné d'une réduction de la netteté du minimum d'indication du radiogoniomètre. L'influence de la configuration du champ dans l'atmosphère sur  $Z_s$  peut exiger dans certains cas des modifications du mode conventionnel de l'analyse. Il se peut, par exemple, que la discontinuité des paramètres de la terre provoque au bord d'un domaine des singularités du champ, correspondant aux courants ou charges électriques qui s'y manifestent, ce phénomène étant jusqu'ici négligé.

La terre réelle présente une non-homogénéité de caractère très compliqué, ce qui échappe à une analyse précise. Pour s'approcher des conditions réelles on considère une terre composée des couches horizontales ou obliques ce qui permet d'obtenir des conclusions générales. Dans le cas des couches horizontales on peut introduire certains coefficients électriques effectifs déterminant aussi bien l'amortissement de l'onde au-dessus de la terre que la configuration du champ dans l'atmosphère, c'est-à-dire la forme de l'ellipse de polarisation. Dans le cas des couches obliques la dépendance devient plus compliquée. Les équations pour une terre homogène dans le sens horizontal ne sont plus valables, de même que dans le cas de la terre réelle présentant une non-homogénéité compliquée. Cela entraîne une difficulté importante dans le cas de la mesure des coefficients de la terre par la méthode de l'ellipse de polarisation, ainsi qu'aux recherches géologiques basées sur l'examen de l'ellipse de polarisation ou bien sur la dépendance entre la champ et l'hauteur. Ceci peut aussi donner lieu aux erreurs dans des mesures de l'intensité du champ électrique au moyen d'une antenne en cadre. On peut aussi conclure que la non-homogénéité du terrain influence le plus fort la configura-

tion locale du champ, son influence sur la valeur de l'intensité du champ ou sur l'allure des surfaces de phase constante étant beaucoup plus faible. Il en résulte que l'examen de l'ellipse de polarisation présente une méthode très sensible de la détection de la non-homogénéité du terrain. Toutes ces conclusions reposent sur l'hypothèse d'une terre plane. Leur généralisation aux cas de la terre sphérique ou légèrement inégale ne présente pas de difficulté. Les coefficients électriques effectifs dépendent de la structure de la terre, et en même temps des conditions atmosphériques et de la saison. Ils dépendent aussi de la fréquence. Les circonstances ci-mentionnées doivent être considérées au cours de la préparation d'une carte de la conductivité du sol.

Se servant de la notion de l'impédance superficielle on a exposé et examiné d'autres formes des conditions approximatives aux limites, à savoir: pour le vecteur de l'intensité du champ électrique, pour le vecteur de Hertz ainsi que pour la fonction scalaire de Hertz. C'est ainsi qu'on a ramené le problème des conditions approximatives aux limites à celui de l'impédance superficielle, tout en évitant la nécessité de traiter séparément tous les différents cas des conditions aux limites.

Z. Godziński

## DER BEGRIFF DER OBERFLÄCHENIMPEDANZ IN DER THEORIE DER WELLENAUSBREITUNG

### Zusammenfassung

Die vorliegende Abhandlung umfasst:

- a) eine theoretische Diskussion der angenäherten Randwertbedingungen in der Gestalt von Oberflächenimpedanz,
- b) eine Gegenüberstellung der theoretischen Voraussetzungen mit reellen Verhältnissen im Fall der Wellenausbreitung über der Erdoberfläche,
- c) praktische Schlussfolgerungen.

Auf Grund der vektoriellen Analogie des Greenschen Satzes werden Integralgleichungen abgeleitet für die über einer in beliebiger Weise inhomogenen und nicht regulären Erde vom elektrischen oder magnetischen Dipol erzeugten elektromagnetischen Felder. Die angenäherten Randwertbedingungen werden in der Form der Oberflächenimpedanz aufgestellt. Es wird weiterhin gezeigt, wie diese Randwertbedingungen bei der Lösung erwähnter Integralgleichungen berücksichtigt werden und wann sie mit Vorteil verwendet werden können.

Die Möglichkeit der Einführung der angenäherten Randwertbedingungen in die Ausbreitungsprobleme beruht auf einer verhältnismässig einfachen Struktur des Feldes im Inneren der Erde. Auf Grund der Beiträge von Leontowitsch und Rytow kann man näherungsweise annehmen, dass dieses Feld im Wesentlichen einer homogenen, senkrecht zur Erdoberfläche sich ausbreitender Welle entspricht. Die mit dieser Annahme zusammenhängenden angenäherten Randwertbedingungen können, wie aus mehreren Forschungsarbeiten zu ersehen ist, weitgehend verbessert werden. Dies wird in vorliegender Arbeit in der Weise durchgeführt, dass das elektromagnetische Feld im Erdinneren mittels einer ebenen Welle von

möglichst allgemeiner Natur, d. h. einer inhomogenen Welle angenähert wird. Infolge der Stetigkeit der Tangentialkomponenten der Feldvektoren hängt die Struktur dieser Welle, und somit auch die Grösse der Oberflächenimpedanz, von der Struktur des Feldes in der Atmosphäre ab. Es wird gezeigt, unter welchen Umständen die erwähnte Verbesserung praktisch sinnvoll ist und wann sie belanglos wird. Im letzteren Fall kann die Annäherung nach Leontowitsch vorgenommen werden, jedoch unter Berücksichtigung der Möglichkeit des Auftretens von zwei Wellensystemen, die gegeneinander zeitlich und räumlich, um  $90^\circ$ , verschoben sind. Auf diesen Umstand muss bei der theoretischen Behandlung der Randbrechung Rücksicht genommen werden. Für die Praxis kann man daraus schliessen, dass im Fall eines inhomogenen Bodens nicht nur die Richtung der Wellenausbreitung geändert wird (Randbrechung, Peilfehler), sondern auch die Schärfe des Anzeigeminimums des Peilgerätes vermindert werden kann. Die Abhängigkeit der  $Z_s$  von der Struktur des Feldes in der Atmosphäre kann gegebenenfalls zu gewissen Veränderungen der üblichen Analyse führen. Es können z. B. im Falle der Unstetigkeiten der elektrischen Parameter des Bodens Singularitäten am Rande eines Bereiches auftreten, was bisher ausser Acht gelassen wurde.

Die reelle Erde weist sehr komplizierte Inhomogenität auf, deren strenge Berücksichtigung unmöglich ist. Um den reellen Verhältnissen näher zu kommen, wird die Erde als aus horizontal oder schief verlaufenden Schichten bestehend aufgefasst, was zu gewissen Schlüssen allgemeiner Natur führt. Im Fall der horizontal verlaufenden Schichten können gewisse effektive elektrische Koeffizienten ermittelt werden, die für die Dämpfung der über der Erdoberfläche sich ausbreitenden Welle, sowie für die Struktur des Feldes in der Atmosphäre, d. h. für die Gestalt der Polarisationsellipse massgebend sind. Im Fall der schief gerichteten Schichten werden die Verhältnisse bedeutend kompliziert. Die Formeln für die horizontal homogene Erde treffen hier nicht mehr zu, sowie im Fall der reellen in komplizierter Weise inhomogenen Erde. Dies bietet eine wesentliche Schwierigkeit bei der Messung der Koeffizienten des Bodens nach der Methode der Polarisationsellipse, sowie auch bei geologischen Untersuchungen auf Grund der Polarisationsellipse oder der Abhängigkeit des Feldes von der Höhe. Dasselbe kann auch bei der Feldstärkemessung mit Hilfe einer Rachmenantenne Fehler zur Folge haben. Weiterhin kann man schliessen, dass die Inhomogenität des Bodens die Nahstruktur des Feldes stark beeinflusst, die Feldstärke dagegen und den Verlauf der Flächen gleicher Phase bedeutend schwächer. Die Untersuchung der Polarisationsellipse bietet somit eine hochempfindliche Methode zur Feststellung der Inhomogenität des Bodens. Allen obigen Ergebnissen liegt die Voraussetzung einer ebenen Erde zugrunde. Sie können jedoch ohne Schwierigkeiten auf die Fälle einer kugelförmigen oder gefalteten Erde verallgemeinert werden.

Die effektiven elektrischen Koeffizienten sind vom Aufbau der Erde abhängig; mithin hängen sie auch von atmosphärischen Verhältnissen und von der Jahreszeit ab. Sie weisen auch Frequenzabhängigkeit auf. Diese umstände sind bei der Bearbeitung von Landkarten der Leitfähigkeit des Bodens zu berücksichtigen.

Mit Hilfe des Begriffes der Oberflächenimpedanz wurden sonstige Formen der angenäherten Randwertbedingungen abgeleitet und erläutert, und zwar: für den Vektor der elektrischen Feldstärke, für den Hertzschen Vektor und für die skalare Hertzsche Funktion. Somit wurde das Problem der angenäherten Randwertbedingungen auf dasjenige der Oberflächenimpedanz zurückgeführt und die getrennte Behandlung der Randwertbedingungen verschiedener Art vermieden.

STEFAN JASIŃSKI

621.317.331:550.372

## USTALENIE, ODPOWIEDNIEJ DLA WARUNKÓW POLSKICH, METODY OPRACOWYWANIA MAPY SKUTECZNEJ PRZE- WODNOŚCI GRUNTÓW

Rękopis dostarczono do IŁ 31.1.1958

Celem pracy jest ustalenie szczegółowych wymagań dla mapy skutecznej przewodności gruntów Polski. Metody, którymi posiłkowano się dotychczas, są niezadowalające ponieważ wymagają subiektywnej interpretacji. Wynikła więc potrzeba ustalenia praktycznej analitycznej metody pomiarów i obliczeń opartej na znanych, możliwie prostych zasadach i wzorach teoretyczno-empirycznych.

Na początku omówiono elektryczne właściwości gruntów niejednorodnych, przeprowadzono przegląd i dyskusję stosowanych w praktyce głównych metod określania skutecznej przewodności gruntów oraz zaproponowano metodę opracowania mapy stosując zasadę zastępczej liczby odległościowej.

Wielką zaletą wspomnianej metody jest jej prostota i zgodność z wynikami pomiarów w określonych granicach zastosowania oraz jej niezależność od subiektywnych dowolności. Przy zastosowaniu wykresów funkcji osłabienia w zależności od liczby odległościowej uzyskuje się dodatkowo możliwość graficznej interpolacji przewodności i wyraźnego określenia granic obszarów o różnej przewodności, co wobec rozrzutów wyników pomiarowych jest bardzo korzystne. Ponieważ omawiana metoda jest przybliżona, proponuje się w określonych przypadkach sprawdzanie obliczeń metodą zastępczej przewodności skutecznej oraz metodą Millingtona.

Wreszcie, przeprowadzono przegląd kilku wykonanych przez różne kraje map skutecznej przewodności gruntów oraz sprecyzowano szczegółowe warunki, którym powinna odpowiadać mapa polska.

### WSTĘP

Znajomość przewodności elektrycznej gruntu jest niezbędna do określenia rozkładu natężenia pola przy różnych częstotliwościach, przy różnych mocach promieniczenia i rozmaitych typach stosowanych anten. Określony rozkład natężenia pola pozwala przewidywać obszar zasięgu nadajników lub projektowanych radiostacji.

Do tego właśnie celu służą mapy ilustrujące rozkład przewodności elektrycznej gruntów niektórych obszarów. Obecnie powstała konieczność sporządzenia podobnej mapy dla całego terytorium Polskiej Rzeczypospolitej Ludowej. Omówiona mapa ma służyć przede wszystkim celom polskiej radiofonii i radiokomunikacji na falach o częstotliwościach do 1,5 MHz oraz może być pożyteczna dla geologów i geofizyków.

Metody, którymi posiłkowano się dotychczas przy sporządzaniu map skutecznej przewodności gruntów, są według naszego zdania niezadowalające. Wadą ich jest szacowanie parametrów odcinków tras niejednorodnych, dające szerokie pole do subiektywnych interpretacji.

Korzystanie z teoretycznie ściślejszych wzorów jest niestety w praktyce niemożliwe ze względu na dużą pracochłonność obliczeń i konieczność dokonywania dużej liczby pomiarów.

Celem pracy jest ustalenie dogodnej w zastosowaniu analitycznej metody pomiarów oraz obliczeń skutecznej przewodności niejednorodnych gruntów, opartej na znanych prostych zasadach i wzorach teoretyczno-empirycznych. Wzory te powinny jednak zapewniać, w określonych granicach zastosowania, dostatecznie dokładne dla naszych potrzeb wyniki, niezależne od subiektywnych dowolności. Ponadto będą szczegółowo omówione wymagania kartograficzne stawiane wspomnianej mapie.

## 2. SKUTECZNA PRZEWODNOŚĆ ELEKTRYCZNA GRUNTU

Wektor składowej elektrycznej fali spolaryzowanej pionowo jest przy powierzchni ziemi nachylony nieco w kierunku rozchodzenia się fali. Wskutek tego wektor ten oprócz składowej pionowej ma również niewielką składową poziomą, równoległą do powierzchni ziemi. Ta składowa pozioma powoduje powstawanie prądu płynącego przez ziemię.

Gęstość wspomnianego prądu i głębokość wnikania jego w głąb ziemi zależą od częstotliwości oraz od przewodności i przenikalności dielektrycznej gruntu. Wnikając do ziemi prądy słabną wraz z głębokością wnikania o wartość zależną od stałych gruntu i od częstotliwości. Sposób zmniejszania się gęstości prądu w zależności od głębokości określa się [16] zależnością:

$$\frac{j_d}{j_p} = \exp \left[ -\frac{x B}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{(\sigma 10^9)^2}{B^2}} - 1 \right) d \right] \quad (1)$$

w której:

$j_d$  — gęstość prądu na głębokości  $d$ ,

$j_p$  — gęstość prądu na powierzchni gruntu,

- $d$  — głębokość w cm,  
 $x$  —  $0,008 \pi^2 f$ ,  
 $f$  — częstotliwość w MHz,  
 $B$  —  $0,556 \cdot 10^{-6} \epsilon f$ ,  
 $\epsilon$  — przenikalność dielektryczna gruntu,  
 $\sigma$  — przewodność gruntu w j.e.m. CGS.

Głębokość wnikania jest tym większa im mniejsza jest częstotliwość, przenikalność dielektryczna i przewodność gruntu. Prąd wnika na ogół na znaczną głębokość. I tak np. przy  $\epsilon = 5$  i  $\sigma = 2,2 \cdot 10^{-14}$  j.e.m. CGS, głębokość, na której wartość prądu równa się 0,25 jego wartości przy powierzchni gruntu — wynosi 6,5 m przy 10 MHz i 14 m przy 1 MHz. Dlatego też przyjmuje się, że przy częstotliwościach w zakresie 550 ÷ ÷1500 kHz głębokość wnikania wynosi zazwyczaj ok. 15 m lub nawet więcej na falach dłuższych.

Można wreszcie dodać za *Grosskopfem* [19], że na częstotliwości 300 kHz i przy  $\sigma = 11,1 \cdot 10^{-14}$  j.e.m. CGS, głębokość, na której spadek amplitudy wynosi  $1/e$  ( $\approx 0,37$ ), równa się 8,7 m, a przy  $\sigma = 1,1 \cdot 10^{-14}$  j.e.m. CGS równa się 28 m.

Jak wynika z powyższych rozważań, przy falach krótkich tylko najbardziej zewnętrzne warstwy gruntu wpływają na propagację tych fal, natomiast przy falach długich na propagację wpływają również warstwy zalegające głębiej.

Z powyższych względów parametry gruntu nie zależą w dużym stopniu od warunków istniejących u samej powierzchni, jak np. od opadów. Pomimo to jednak przewodność na danej trasie może zmieniać się, jak wykazało doświadczenie, w dość szerokich granicach zależnie od umiejscowienia, pory roku, pogody itd.

Jeżeli grunt jest jednorodny, wówczas parametry gruntu są stałe dla wszystkich wchodzących w grę częstotliwości. Przy gruncie pionowo niejednorodnym parametry gruntu stają się funkcjami częstotliwości i pionowej budowy gruntu.

Parametry elektryczne gruntu zmieniają się z głębokością i na ogół są rozłożone warstwowo. I tak np. przy zbliżaniu się do poziomu wód gruntowych przewodność gruntu zwiększa się.

Znaczna głębokość wnikania prądu w głąb ziemi nie pozwala na stosowanie klasycznych metod pomiaru próbek gruntu. Wobec tego określa się przewodność z osłabienia (tłumienia z odległością), któremu ulega fala radiowa nad danym gruntem. Przewodność określona w ten sposób ze średnich warunków gruntu i rozkładu prądu w warstwie przewodzącej prąd jest skuteczną przewodnością gruntu dla danej częstotliwości.

Innymi słowy, przewodność skuteczna, w omówionym sensie, jest wartością przewodności, która przy końcu rozpatrywanego odcinka trasy

zapewnia medialne (średkowe) natężenie pola, zgodne ze standardowymi krzywymi natężenia pola fali przyziemnej w funkcji odległości. Jako standardowe krzywe przyjmować będziemy odpowiednie wykresy zalecone przez VIII Zjazd CCIR [5] lub inne równorzędne krzywe [7].

Skuteczne wartości parametrów gruntu nie zależą od częstotliwości w stosunkowo szerokim zakresie częstotliwości.

Fale radiowe rozchodzące się ponad lasem ulegają pochłanianiu wskutek napotykania na swej drodze uziemionych anten z materiału półprzewodzącego, jakim są gałęzie i pnie drzew.

Oczywiście mechanizm pochłaniania fal przez las nie jest związany z przewodnością gruntu, lecz można wyobrazić sobie grunt o gładkiej powierzchni i takich parametrach, że pochłanianie fal przez ten grunt jest takie same, jak przez dany grunt zalesiony. Powyższe rozumowanie odnosi się również i do obszarów zabudowanych.

Typowe wartości przewodności elektrycznej  $\sigma$  i przenikalności dielektrycznej  $\epsilon$  podane są w tabl. 1. Jak widać, dużym wartościom  $\sigma$  odpowiadają duże wartości  $\epsilon$  i odwrotnie.

Tablica 1

**Typowe wartości przewodności elektrycznej i przenikalności dielektrycznej w USA [16]**

Rodzaj	Przenikalność dielektryczna	Przewodność mS/m *)
Woda morska	80	5000
Woda słodka rzek i jezior	80	1 ÷ 24
Woda słodka średnio	80	ok. 1
Grunt wilgotny	10 ÷ 30	3 ÷ 30
Grunt wilgotny średnio	10	10
Teren równinny, bagnisty, gęsto zalesiony	12	7,5
Pastwiska, niskie pagórki — żyzna gleba	14 ÷ 20	10 ÷ 30
Pastwiska, średnie pagórki, zalesienia, ciężka gleba gliniasta	13	4
Grunt suchy	3 ÷ 4	0,011 ÷ 2,0
Grunt suchy średnio	4	1
Teren piaszczysty, suchy, równinny, typowy dla terenów nadbrzeżnych	10	2
Lasy	—	1
Teren skalisty ze stromymi wzgórzami	14	2
Tereny górskie	—	0,75
Miasta i obszary przemysłowe, o średnim tłumieniu	5	1
Miasta i obszary przemysłowe, o dużym tłumieniu	3	0,1

\*) Milisimens na metr =  $10^{-14}$  j.e.m. CGS.



Największe przewodności wykazuje wilgotny ił, najmniejszą zaś mają grunty skaliste i piaszczyste. Wartości przewodności ziemi rzędu od 5 do 10 mS/m uważane są za średnie; wartości większe od 10 mS/m liczy się za bardzo duże, a przewodność rzędu 1 mS/m — za bardzo małą.

Skuteczna przewodność ziemi jest mniejsza przy nierównych powierzchniach (np. w obszarach górzystych lub pagórkowatych). Skuteczna przewodność zmniejsza się także na powierzchniach zalesionych i obszarach zabudowanych.

Okazuje się, że ocena przewodności gruntu na podstawie jego charakteru zewnętrznego jest bardzo zawodna. W zasadzie o przewodności decyduje rodzaj podglebia. Grunty zewnętrznie podobne mogą mieć zasadniczo inne parametry, gdy ich podglebia są różne. Szczegółowe badanie podglebi, w celu znalezienia korelacji pomiędzy rodzajem podglebia a zmierzoną przewodnością trasy, doprowadziło w USA do ustalenia 144 podglebi typowych pod względem elektrycznym.

Określono, że przy pewnym typie podglebia logarytm zmierzonej przewodności skutecznej jest rozłożony dookoła średniej w rozkładzie normalnym. W przybliżeniu  $2/3$  pomierzonych przewodności tras dla typowego podglebia leży w zakresie od  $1/1,85$  do  $1,85$  pomnożone przez środkowe (mediana) przewodności gruntu. Grupując zaś typy podglebi w pokrewne grupy gruntowe otrzymano tak duże odchylenia standardowe, że musiano zrezygnować ze wspomnianych przybliżeń.

### 3. WYZNACZENIE PRZEWODNOŚCI Z KRZYWYCH PROPAGACYJNYCH

W celu określenia obszarów równoprzewodnościowych dużego terenu dokonuje się pomiarów natężenia pola jednego lub kilku nadajników radiotelegraficznych czy radiofonicznych o dość dużej mocy. Pomiar natężenia pola są dokonywane w wielu punktach na różnych dostępnych do pomiarów częściach terenu. Na podstawie pomierzonych wartości natężeń pól wykreśla się na mapie geograficznej krzywe równych natężeń pól, sprowadzonych do mocy promieniowanej wytwarzającej w odległości 1 km pole niefluimione o natężeniu  $300 \text{ mV/m}^2$ . Wymienione krzywe są krzywymi zamkniętymi dookoła mierzonej radiostacji nadawczej.

Dla różnych kierunków (promieni) wychodzących z podstawy anteny wyznacza się wreszcie krzywe natężenia pola elektrycznego w funkcji odległości, przez interpolację pomiędzy krzywymi równego natężenia. Liczba tych promieni może być większa lub mniejsza w zależności od regularności przebiegu linii równego natężenia pola.

\*) Takie pole wytwarza moc 1 kW promieniowaną przez antenę elementarną.

Mając określony przebieg natężenia pola wzdłuż różnych promieni, czyli tras, można wyznaczyć na każdej trasie odcinki równoprzewodnościowe metodą graficzną lub analityczną. Prowadząc linie przez punkty graniczne odpowiednich odcinków równoprzewodnościowych na różnych trasach otrzymujemy na mapie granice obszarów równoprzewodnościowych.

Metoda wyznaczania przewodności oparta jest na porównywaniu krzywej natężenia pola w funkcji odległości, otrzymanej z pomiarów, ze standardowymi krzywymi propagacji fal w dzień nad jednorodnym gruntem i ziemią płaską dla różnych przewodności.

Jako wzór tego rodzaju krzywych mogą służyć krzywe [7] przedstawione na rys. 1 dla częstotliwości  $f = 240$  kHz i  $\epsilon = 15$ . Można wykazać, że zmiany przenikalności dielektrycznej  $\epsilon$  wywierają nieznaczny wpływ na rozkład natężenia pola dla częstotliwości poniżej 5 MHz i są do pominięcia.

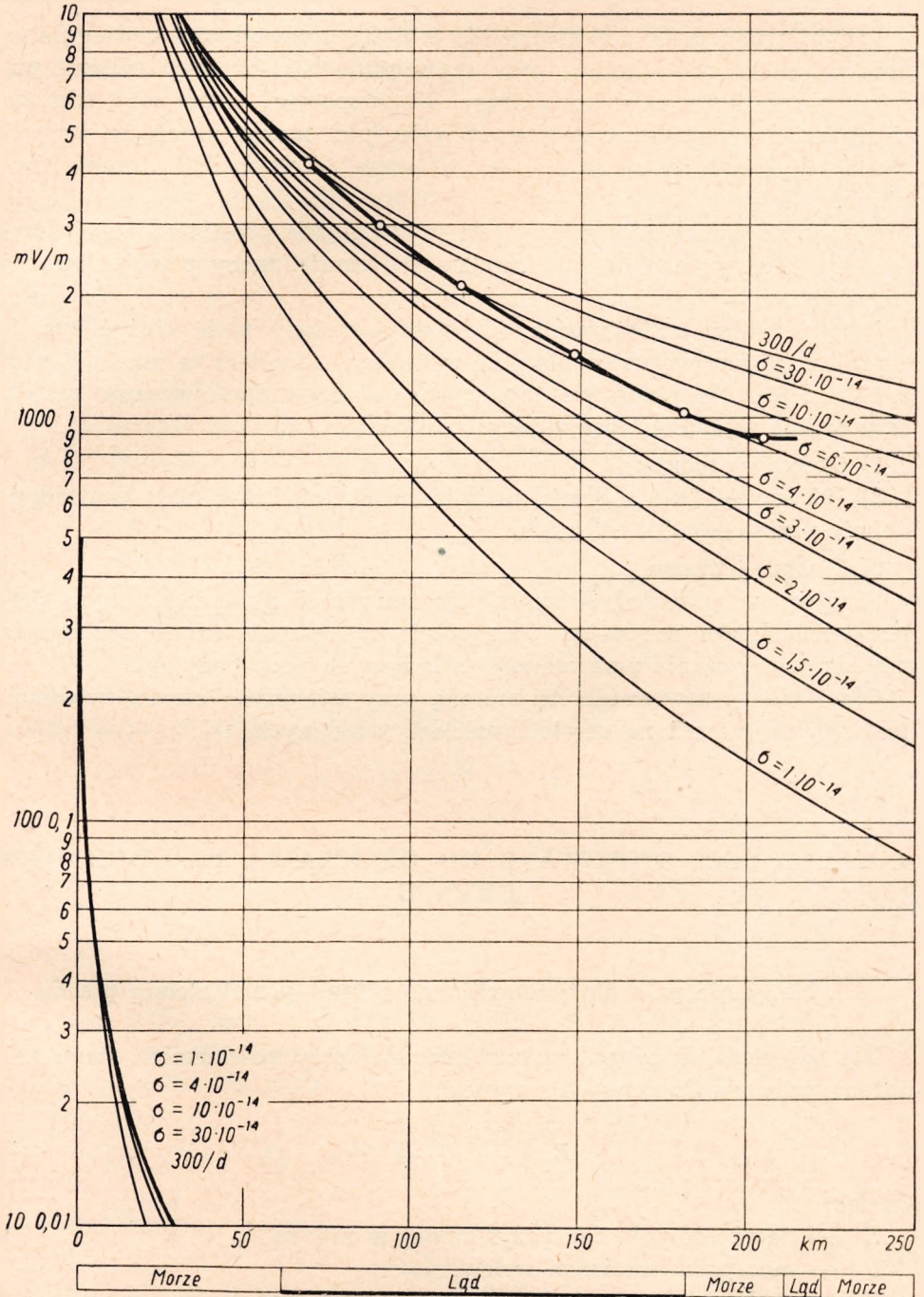
Gdyby przewodność była stała wzdłuż trasy i gdyby moc promieniowana nie różniła się od założonej przy obliczeniach standardowych krzywych propagacyjnych, wykreślona krzywa natężenia pola pokrywałaby się ze standardową krzywą odpowiadającą szukanej przewodności.

Gdyby przewodność była stała wzdłuż trasy, a moc promieniowana i antena nadajnika nie odpowiadały mocy i antenie założonej przy obliczeniach standardowych krzywych propagacji fal, to wykreślona krzywa natężenia pola byłaby przesunięta względem standardowej krzywej odpowiadającej tej samej przewodności, ponieważ krzywe są wykreślone na siatce logarytmicznej. Obydwie krzywe można doprowadzić do wzajemnego pokrycia przez proste przesunięcie równoległe do osi natężenia pola.

W przypadku trasy o niezbyt wielkiej niejednorodności wykreślona krzywa natężenia pola wzdłuż trasy będzie mogła być doprowadzona do pokrycia za pomocą przesuwania równoległe do osi natężenia pola i przymierzona odcinkami z tą lub inną ze standardowych krzywych propagacyjnych. Poszukiwane przewodności będą w poszczególnych obszarach przewodnościami odpowiadającymi standardowym krzywom propagacyjnym, które będą się pokrywały na poszczególnych odcinkach.

Opisaną czynność wykonuje się w praktyce za pomocą kalek, na których są wykreślone krzywe natężenia pola na poszczególnych trasach. Samo przymierzanie jest czynnością delikatną i wymaga dużej uwagi, staranności i pewnego doświadczenia, aby nie pomylić się w ocenach.

Przeciw opisaney metodzie można wysunąć zarzuty przy trasach niejednorodnych, na których jak wiadomo przebiegi natężenia pola nie są proste.



Rys. 1. Wykres krzywych propagacyjnych fali przyziemnej o częstotliwości 240 kHz dla natężenia pola (nie osłabionego) na jednym kilometrze 300 mV/m, nad ziemią jednorodną o przenikalności dielektrycznej  $\epsilon = 15$  i różnych przewodnościach skutecznych [6]

Przyjmując jednak pod uwagę, że zmiany przewodności w terenie są przeważnie bardzo łagodne, przy czym same różnice przewodności pomiędzy sąsiednimi odcinkami trasy — nieznaczne, a pomiary odnoszą się raczej do stosunkowo większych odległości, można uznać, że dopuszczone uchybienia nie są zbyt duże, zwłaszcza, jeżeli chodzi o tereny równinne.

Zasadniczą zaletą tej metody jest jej względna prostota oraz okoliczność, że nie wymaga ona w zasadzie znajomości mocy promieniowanej przez antenę.

Jako przykład zastosowania opisywanej metody może służyć rys. 1, z naniesioną krzywą natężenia pola w funkcji odległości na częstotliwości 240 kHz [6]. Na podstawie tego rysunku przewodność gruntu została oszacowana w sposób następujący:

- 1) 60 km — morze;
- 2) 122 km — 2 ÷ 4 mS/m z wyjątkiem 20 km, które mają prawdopodobnie przewodność 4 ÷ 8 mS/m;
- 3) 28 km — morze.

Przytoczony przykład odnosi się do trasy o skrajnie raptownym skoku przewodności morze-łąd, szczególnie niekorzystnym do stosowania metody wyznaczania przewodności z krzywych propagacyjnych.

Określanie przewodności tą metodą przy większych częstotliwościach jest trudniejsze niż na częstotliwościach mniejszych.

#### 4. ZALEŻNOŚCI STOSOWANE DO OBLICZANIA PRZEWODNOŚCI GRUNTU

##### 4.1. Natężenie pola dla jednorodnego gruntu ponad ziemią płaską

Dla odległości  $D$  od anteny umieszczonej przy powierzchni ziemi natężenie pola wg *Sommerfelda* wynosi:

$$E = \frac{300 \sqrt{PZ_{et}}}{D} |A| \quad (2)$$

gdzie:

- $E$  — natężenie pola fali przyziemnej w  $\text{mV} \cdot \text{m}^{-1}$ ,
- $P$  — moc promieniowana w kW,
- $Z_{et}$  — zysk anteny względem anteny elementarnej,
- $D$  — odległość od anteny w km,
- $A$  — współczynnik osłabienia.

Przybliżoną wartość bezwzględną współczynnika osłabienia można wyrazić wg *V. der Pohla* zależnością:

$$|A| \approx \frac{2 + 0,3g}{2 + [g + 0,6g^2]} \quad (3)$$

przy czym  $g$  jest liczbą odległościową Sommerfelda w postaci rzeczywistej, która przy dostatecznie małym  $f$  wynosi dla polaryzacji pionowej:

$$g \approx K \cdot f^2 \frac{d}{\sigma} \quad (4)$$

gdzie:

$f$  — częstotliwość w MHz,

$\sigma$  — przewodność gruntu w  $S \cdot m^{-1}$ ,

$d$  — długość odcinka trasy równoprzewodnościowej w km,

$K = 0,58 \cdot 10^{-3}$ .

#### 4.2. Obliczenie liczb odległościowych nad niejednorodnym gruntem

Jeżeli odcinek niejednorodnego gruntu składa się z dwóch odcinków jednorodnych o długościach  $d_1$  i  $d_2$ , to dla każdego z odcinków jednorodnych można określić liczbę odległościową ze wzoru (4):

$$g_1 = \frac{Kf^2 d_1}{\sigma_1} \quad (5)$$

oraz

$$g_2 = \frac{Kf^2 d_2}{\sigma_2} \quad (6)$$

Dla niezbyt dużych odległości można przyjąć, że liczba odległościowa  $g_{t_2}$  całej trasy, złożonej z dwóch odcinków o parametrach  $\sigma_1 d_1$  i  $\sigma_2 d_2$ , równa się w dostatecznym przybliżeniu sumie liczb odległościowych odcinków składowych, czyli

$$g_{t_2} = g_1 + g_2 = \frac{Kf^2 d_1}{\sigma_1} + \frac{Kf^2 d_2}{\sigma_2} \quad (7)$$

skąd ogólnie:

$$g_{tn} = \sum_n g_n \quad (8)$$

Z powyższego wynika, że  $g_{tn}$  obliczone z równania (8) jest zastępczą (efektywną) liczbą odległościową całej trasy.

Wszystkie rozważania oparte na wzorach *Sommerfelda* — *Van der Pohla* są słuszne dla ziemi płaskiej. Granica zastosowania wspomnianych wzorów, ze względu na krzywiznę ziemi, zależy od częstotliwości i może być wyrażona wzorem\*).

$$D = \frac{80}{\sqrt[3]{f[\text{MHz}]}} \text{ [km]} \quad (9)$$

#### 4.3. Wpływ liczb odległościowych na krzywą tłumienia natężenia pola

Wyrażenie (8) pokazuje, że krzywa tłumienia dla pewnego jednorodnego odcinka trasy  $d_x$ , o przewodności  $\sigma_x$ , nie zależy od parametrów następných odcinków trasy, natomiast zależy od parametrów odcinków poprzednich oraz od częstotliwości. Mówiąc innymi słowami, krzywa tłumienia zależy od liczb odległościowych odcinków poprzednich.

Krzywe teoretyczne wskazują, że duża zmiana przewodności występująca na części trasy może powodować dość znaczną modyfikację w przebiegu krzywej tłumienia natężenia pola. W rezultacie, przy wyznaczaniu przewodności gruntu konieczne jest brać pod uwagę poszczególne wartości przewodności odcinków poprzednich.

#### 4.4. Przewodność zastępcza

Dla dwóch odcinków trasy  $d_1$  i  $d_2$  o przewodnościach  $\sigma_1$  i  $\sigma_2$  i dla odległości  $D_2 = d_1 + d_2$  można stosownie do równania (7) napisać:

$$g_{t2} = \frac{Kf^2 D_2}{\sigma_e} = \frac{Kf^2 d_1}{\sigma_1} + \frac{Kf^2 d_2}{\sigma_2} \quad (10)$$

gdzie  $\sigma_e$  jest przewodnością zastępczą odległości  $D_2$ . Z powyższego równania wynika, że  $\sigma_e$  trasy niejednorodnej  $D_2$  wynosi:

$$\sigma_e = \frac{D_2}{\frac{d_1}{\sigma_1} + \frac{d_2}{\sigma_2}} \quad (11)$$

lub w przypadku ogólnym:

$$\sigma_e = \frac{D}{\sum_n \frac{d_n}{\sigma_n}} \quad (12)$$

\*) [14] str. 562 rys. 3.

Przewodność zastępczą można zdefiniować jako przewodność gruntu jednorodnego na całej trasie pomiędzy nadajnikiem i odbiornikiem, która zapewnia na końcu trasy to samo natężenie pola, co rzeczywisty grunt niejednorodny.

Koncepcja przewodności zastępczej może być użyteczna do sprawdzania wyników otrzymanych inną metodą oraz pozwala na określenie przewodności odcinka przez podstawienie znanych przewodności odcinków i przewodności zastępczej do wzoru (12).

Metoda zastępczej przewodności daje zadowalające wyniki na odległościach do 100 km. W przypadku tras lądowo-morskich dłuższych od 100 km omawiana metoda może dać zbyt duże błędy.

#### 4.5. Obliczenie natężenia pola tras niejednorodnych metodą Millingtona — Sudy

*P. Eckersley* zaproponował w swoim czasie empiryczną wykreślną metodę obliczania natężenia pola trasy złożonej z dwóch odcinków o różnej przewodności, w niesłusznym założeniu, że na drugim odcinku osłabienie fali (tłumienie wraz z odległością) nie zależy od osłabienia na odcinku pierwszym i nosi taki charakter, jak gdyby cała trasa miała właściwości drugiego odcinka. Do utrzymania ciągłości przebiegu pola na granicy obu odcinków, przyjmuje się na drugim odcinku przebieg pola dla nadajnika o odpowiednio zmienionej mocy [10].

Obliczenie natężenia pola przeprowadza się za pomocą standardowych wykresów propagacji fal (rys. 1) o logarytmicznej skali natężenia pola w funkcji odległości, wskutek czego zmiana mocy sprowadza się tylko do odpowiedniego przesunięcia krzywej w kierunku pionowym.

Na rysunku 2 przedstawiony jest przebieg pola według omawianej metody na trasie morze-ład i ład-morze. W przypadku np. trasy morze-ład pole zmienia się do punktu *A* wzdłuż krzywej dla morza, dalszy przebieg pola następuje wzdłuż krzywej *AC* uzyskanej przez przesunięcie w górę odcinka *DG* krzywej dla jednorodnego ładu o odpowiedniej przewodności.

Metoda zastępczej mocy nie przewiduje możliwości wzrostu natężenia pola przy przejściu na teren o znacznie większej przewodności.

Aby uzyskać zgodność z zasadą wzajemności, *C. Millington* zaproponował następującą modyfikację omawianej metody.

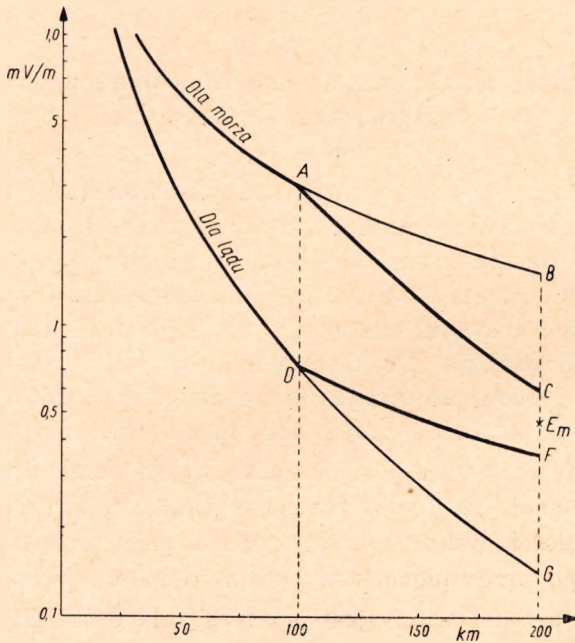
Natężenie pola oblicza się metodą zastępczej mocy dwukrotnie: po raz pierwszy w kierunku od nadajnika do odbiornika ( $E_C$ ) i po raz drugi

w kierunku odwrotnym ( $E_F$ ). Żądane natężenie pola ( $E_m$ ) otrzymuje się z zależności:

$$E_m = \sqrt{E_C E_F} \quad (13)$$

Na logarytmicznym wykresie natężenia pola (rys. 2) punkt  $E_m$  leży w połowie odcinka  $FC$ .

K. Suda [15], aby uzyskać dokładniejsze wyniki na trasach lądowo-morskich przekraczających 100 km, połączył metodę zastępczej przewodności z metodą Millingtona.



Rys. 2. Wyznaczenie natężenia pola metodą Millingtona na trasie złożonej ze 100 km morza i 100 km lądu o przewodności 1 mS/m oraz przy antenie wytwarzającej na jednym kilometrze pole nie osłabione o natężeniu 300 mV/m

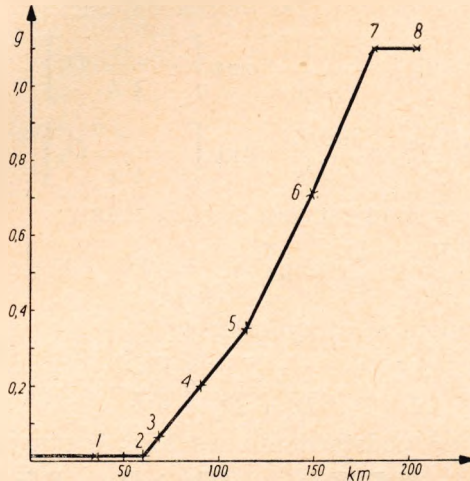
Według tej zmodyfikowanej metody Millingtona oblicza się najpierw przebieg pola dla pierwszej części trasy, o długości ok. 100 km, metodą zastępczej przewodności, po czym dalszy przebieg pola oblicza się dotychczasową metodą Millingtona, przyjmując pierwszą część trasy za jednorodną o przewodności zastępczej  $\sigma_e$ .

Zaletą zmodyfikowanej metody Millingtona jest jej stosunkowo mała pracochłonność, natomiast wadą jej jest potrzeba posiadania odpowied-



niego standardowego wykresu propagacji fal (np. jak na rys. 1) dla częstotliwości nadajnika.

Obliczenie natężenia pola metodą Millingtona, zmodyfikowaną przez Sudę, umożliwia sprawdzenie obliczonych przewodności trasy. W przy-



Rys. 3. Liczba odległościowa  $g$  w funkcji odległości  $D$  na trasie morze (0÷2) — ląd (2÷7) — morze (7÷8)

padku poprawnego wyznaczenia rozkładu przewodności na trasie, natężenie pola obliczone za pomocą powyższej metody powinno się pokrywać z natężeniem pola zmierzonym w terenie.

#### 4.6. Wyznaczenie mocy równoważnej

Natężenie pola fali przyziemnej nad jednorodną ziemią płaską może być wyrażone 17 wzorem:

$$E = \frac{300 \sqrt{P_e}}{D} \exp \left[ - \frac{\alpha}{\sqrt{\lambda}} D \right] [\text{mV} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (14)$$

gdzie:

$P_e$  — moc równoważna w kW,

$$P_e = P_{pr} Z_{el}$$

$P_{pr}$  — moc promieniowana w kW,

$Z_{el}$  — zysk anten w danym kierunku względem anteny elementarnej,

$\lambda$  — długość fali w km,

$D$  — odległość od anteny w km,

$\alpha$  — współczynnik tłumienia.

Natężenie pola wyznacza się z pomiaru w dwóch punktach leżących na wymaganym promieniu (kierunku) od anteny i znajdujących się poza obszarem indukcyjnym anteny.

Niech  $E_1$  i  $E_2$  są wspomnianymi natężeniami pola w  $\text{mV} \cdot \text{m}^{-1}$ , a  $D_1$  i  $D_2$  odpowiednimi odległościami od anteny w km (przy czym  $D_1 > 3 \lambda$ ), wówczas na podstawie wzoru (14) można napisać:

$$E_1 = \frac{300 \sqrt{P_e}}{D_1} \exp \left[ -\frac{a}{\sqrt{\lambda}} D_1 \right] \quad (15)$$

$$E_2 = \frac{300 \sqrt{P_e}}{D_2} \exp \left[ -\frac{a}{\sqrt{\lambda}} D_2 \right] \quad (16)$$

Dzieląc pierwsze równanie przez drugie, mamy:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{D_2}{D_1} \exp \left[ +\frac{a}{\sqrt{\lambda}} (D_2 - D_1) \right] \quad (17)$$

a rozwiązując względem  $a$ , otrzymujemy:

$$a = \frac{\sqrt{\lambda}}{D_2 - D_1} \ln \frac{E_1 D_1}{E_2 D_2} \quad (18)$$

Z iloczynu  $E_1 E_2$  po podstawieniu wartości  $a$  otrzymujemy:

$$P_e = \frac{E_1 D_1 E_2 D_2}{300^2} \exp \left[ \frac{D_1 + D_2}{D_2 - D_1} \ln \frac{E_1 D_1}{E_2 D_2} \right] \quad (19)$$

Zakładając dla uproszczenia, że

$$a = E_1 D_1 \quad \text{i} \quad b = E_2 D_2$$

otrzymujemy ostatecznie:

$$P_e = 11 \cdot 10^{-6} ab \exp \left[ \frac{D_2 + D_1}{D_2 - D_1} \ln \frac{a}{b} \right] [\text{kW}] \quad (20)$$

Wyznaczona w powyższy sposób moc równoważna nie jest jednakowa w różnych kierunkach ze względu na rzeczywistą charakterystykę promieniowania anteny.

Powyższe wzory są słuszne w założeniu, że  $a$  jest stałe na całej odległości  $D_2$ .

## 5. WYZNACZANIE PRZEWODNOŚCI GRUNTU

### 5.1. Sposób postępowania

Na zadanym kierunku (promieniu) dla szeregu odległości od anteny  $D_1, D_2, D_3$ , wyznacza się wartości natężenia pola  $E_1, E_2, E_3 \dots$  odpowiadające natężeniu pola nietłumionego na jednym kilometrze —  $300 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$ . Takie natężenie pola wytwarzane jest przez antenę elementarną umieszczoną w pobliżu ziemi i promieniującą 1 kW mocy.

W praktyce przy obliczeniach mocy promieniowanej należy uwzględnić zysk danej anteny względem anteny elementarnej. Zysk anteny elementarnej względem anteny izotropowej wynosi jak wiadomo  $Z_{iz} = 1,5$ , a względem dipola  $Z_{dip} = 0,91$ .

Korzystając ze wzoru (2) można łatwo obliczyć dla różnych wartości  $D$  wartość  $|A|$ , podstawiając odpowiednią moc równoważną  $P_e = PZ_{et}$ . Następnie, ze znanych wartości  $|A|$  określa się za pomocą wzoru (3) lub też posiłkując się wykresem\*) określa się dla każdego  $D$  odpowiednie wartości  $g_t$ . Wyznaczone w powyższy sposób dane zestawia się w tabelicy z następującymi rubrykami:

D	E	A	$g_t$

Aby wyznaczyć obszary o stałej przewodności, sporządza się dla danej kierunku (promienia) wykres  $g = f(D)$  na podstawie powyższej tablicy. Jeżeli  $\sigma = \text{const}$ , punkty powyższe funkcji będą leżały w zasadzie na linii prostej. Zmiana kierunku linii będzie wskazywała na zmianę  $\sigma$ .

Oznaczając przez 1 i 2 skrajne punkty pewnego prostoliniowego odcinka, a przez  $g_{t1}$  i  $g_{t2}$  odpowiednio liczby odległościowe trasy od anteny do punktu 1 i 2, szukaną wartość  $g_2$  (tzn. dla odcinka 1—2) można określić posiłkując się równaniem (4):

$$g_2 = g_{t2} - g_{t1} = \frac{K}{\sigma_2} f^2 d_2 = 0,58 \cdot 10^{-3} f^2 \sigma_2^{-1} d_2$$

skąd przewodność gruntu na odcinku 1—2:

$$\sigma_2 = \frac{0,58 \cdot 10^{-3} f^2 [\text{MHz}] d_2 [\text{km}]}{g_2} [\text{S} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (21)$$

## 5.2. Przykład obliczenia

W celu zilustrowania sposobu wyznaczania przewodności metodą analityczną przeliczymy przewodności gruntów na pewnej trasie w Danii, które były oszacowane przez porównanie ze standardowymi krzywymi propagacyjnymi na częstotliwości 240 kHz [6].

\* [16] str. 676, rys. 2 lub [14] str. 561, rys. 2, krzywa  $A = f(p)$  dla parametru  $b = 0^\circ$ . Dokładny wykres  $g = f\left(\frac{A}{\sigma}\right)$  podany jest w [12] rys. 2.

Punkty pomiarowe i odpowiednie natężenia pola są naniesione na wykresie przedstawionym na rys. 1.

Przebieg trasy jest następujący:

60 km morza, 122 km lądu, 28 km morza, 11 km lądu.

Do obliczeń wybieramy punkty pomiarowe oraz dogodnie dla nas ze względu na linie brzegowe punkty na krzywej. Wybrane punkty są następujące:

Nr	<i>D</i>	<i>E</i>
	km	$\frac{\text{mV}}{\text{m}}$
1	35	8,4
2	60	4,9
3	68	4,2
4	90	2,95
5	114	2,15
9	148	1,44
7	181	1,02
8	205	0,9

### Wyznaczenie równoważnej mocy promieniowanej

Przyjmujemy do obliczeń punkty 1 i 2. Wobec tego mamy:

$$E_1 = 8,4 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}; \quad D_1 = 35 \text{ km};$$

$$E_2 = 4,9 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}; \quad D_2 = 60 \text{ km}$$

Podstawiamy do równania (20)

$$a = 8,4 \cdot 35 = 294;$$

$$b = 4,9 \cdot 60 = 294;$$

$$P_e = 11 \cdot 10^{-6} \cdot 294^2 \exp\left[\frac{95}{25} \ln 1\right];$$

$$P_e = 0,96 \exp[0] = 0,96 \text{ kW}$$

Uzyskany wynik potwierdza twierdzenie [6], że wszystkie wyniki pomiarów podane na rys. 1 zostały zredukowane do 1 kW mocy promieniowanej.

### Obliczenie przewodności gruntów trasy

Przed wszystkim obliczamy odpowiednie współczynniki *A* ze wzoru (2), a mianowicie:

$$E = \frac{300 \sqrt{0,96}}{D} |A|$$

skąd

$$|A| = \frac{ED}{294}$$

Posiłkując się wykresem  $g = f(A)$  wyznacza się odpowiednie wartości  $g_i$ . Wyniki obliczeń podane są w tabl. 2.

Tablica 2

**Współczynniki osłabienia i liczby odległościowe dla mierzonej trasy**

Nr	D	E	A	$g_i$
	km	$\frac{mV}{m}$		
1	35	8,4	1	0,01
2	60	4,9	1	0,01
3	68	4,2	0,98	0,06
4	90	2,95	0,90	0,20
5	114	2,15	0,86	0,35
6	148	1,44	0,72	0,71
7	181	1,02	0,64	1,10
8	205	0,90	0,64	1,10

Sporządzamy wykres (rys. 3) liczby odległościowej trasy  $g_i$  w funkcji długości trasy  $D$  wg danych tabl. 2.

Z wykresu wynika, że na trasie mamy pięć odcinków o gruncie jednorodnym, a mianowicie:

Odcinek	Rodzaj
1 — 2	morze
2 — 5	łąd
5 — 6	łąd
6 — 7	łąd
7 — 8	morze

Przewodność poszczególnych odcinków obliczać będziemy wg wzoru (21). Podstawiając odpowiednie dane, mamy:

$$\sigma_1 = \frac{0,58 \cdot 0,24^2 d_1 [\text{km}]}{g_1} = \frac{0,0334 d_1 [\text{km}]}{g_1} [\text{mS/m}]$$

Obliczamy przewodność poszczególnych odcinków:

$$d_2 = 60 - 35 = 25 \text{ km} \quad \text{woda morska wg tabl. 1 } \sigma_2 = 5000 \text{ mS/m}$$

$$d_{3 \div 5} = 114 - 60 = 54 \text{ km} \quad g_{3-5} = 0,35 - 0,01 = 0,34$$

$$\sigma_{3 \div 5} = \frac{0,0334 \cdot 54}{0,34} = 5,3 \text{ mS/m}$$

$$d_6 = 148 - 114 = 34 \text{ km} \quad g_6 = 0,71 - 0,35 = 0,36$$

$$\sigma_6 = \frac{0,0334 \cdot 34}{0,36} = 3,15 \text{ mS/m}$$

$$d_7 = 181 - 148 = 33 \text{ km} \quad g_7 = 1,10 - 0,71 = 0,39$$

$$\sigma_7 = \frac{0,0334 \cdot 33}{0,39} = 2,83 \text{ mS/m}$$

$$d_8 = 205 - 181 = 24 \text{ km} \quad \text{woda morska jak } d_2$$

$$\sigma_8 = 5000 \text{ mS/m}$$

W celu sprawdzenia wyznaczmy natężenie pola za pomocą przewodności zastępczej, obliczonej na podstawie określonych przez nas przewodności odcinków.

Biorąc pod uwagę, że zgodnie ze wzorem (9) granica „ziemi płaskiej” dla częstotliwości 240 kHz wynosi:

$$D = \frac{80}{\sqrt[3]{0,24}} = 130 \text{ km}$$

wyznaczmy natężenie pola dla punktu 5 na odległości  $D = 114 \text{ km}$ .

Zgodnie z równaniem (12) mamy dla odcinka 0—5:

$$\sigma_e = \frac{114}{\frac{60}{5000} + \frac{54}{5,3}} = 11,1 \text{ mS/m}$$

Według krzywych propagacyjnych CCIR [5] dla anteny wytwarzającej na odległości jednego kilometra falę nietłumioną o natężeniu 300 mV/m natężenie pola na odległości 114 km nad gruntem jednorodnym o przewodności 11,1 mS/m wynosi 67 dB powyżej 1 mikrowolta na metr.

Natomiast zmierzone natężenie pola w punkcie 5 wg rys. 1 wynosi 2,15 mV/m = 66,7 ≈ 67 dB.

Jak widać, obliczone przez nas przewodności gruntów oraz wyznaczone odcinki równoprzewodnościowe trasy na odległości mieszczącej się w granicy dla „ziemi płaskiej” dały przewodność zastępczą zapewniającą przy końcu trasy natężenie pola pokrywające się z pomiarem.

Rozszerzając nasze obliczenia aż do punktu 8 otrzymujemy wyniki zestawione w tabl. 3.

Tablica 3

Zmierzone i obliczone natężenie pola oraz przewodności odcinków, jak również przewodności skuteczne trasy

Nr	$D$	$\sigma$	$\sigma_e$	$E$	$E$	$E$
	km	mS/m	mS/m	zmierzone dB	metodą $\sigma_e$ dB	metodą Sudy dB
2	60	5000	5000			
3 — 5	114	5,3	11,1	67	67	
6	148	3,15	7,0	63	61	
7	181	2,83	5,6	60	58	
8	205	5000	6,3	59	55	59

### 5.3. Metoda bezpośredniego pomiaru przewodności

Stosując częstotliwość dostatecznie małą, tak aby

$$(\epsilon f)^2 \ll (1,8 \cdot 10^4 \sigma)^2$$

oraz ograniczając się do obszaru liczb odległościowych

$$0 < g < 2,7$$

można określić w terenie obszary o stałej przewodności na podstawie pomiarów natężenia pola i odległości [1].

Z pomierzonych danych układu się równania:

$$\left. \begin{aligned} \frac{E_1 D_1}{E_2 D_2} &= \frac{E_2 D_2}{E_3 D_3} \\ \frac{E_2 D_2}{E_3 D_3} &= \frac{E_3 D_3}{E_4 D_4} \\ \frac{E_{n-1} D_{n-1}}{E_n D_n} &= \frac{E_n D_n}{E_{n+1} D_{n+1}} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Obszary, na których powyższe równania są spełnione, mają  $\sigma = \text{const}$ . Przewodność obliczamy posługując się wzorem:

$$\sigma = \frac{0,213 \cdot 10^{-3} f^2 [\text{MHz}]}{K} [\text{S} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (23)$$

Do wzoru tego podstawiamy  $K$  odpowiedniego obszaru o stałej przewodności:

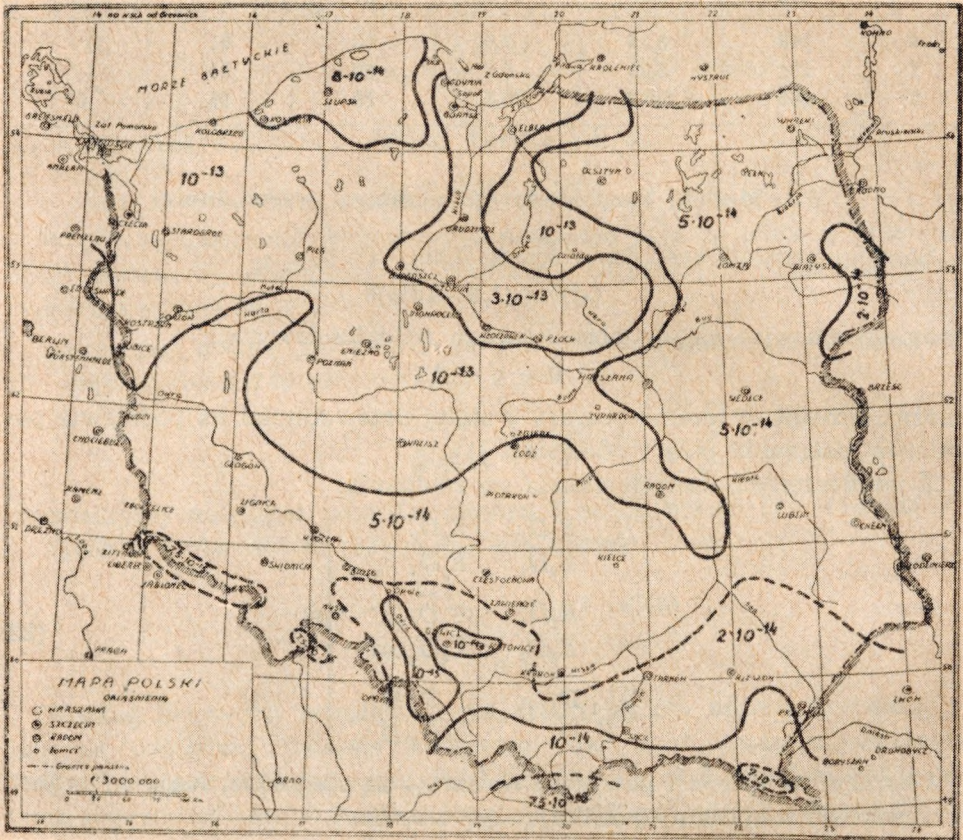
$$K = \frac{1}{D_{n+1} - D_n} \ln \frac{E_n D_n}{E_{n+1} D_{n+1}} \quad (24)$$

W praktyce, w przypadku stosowania częstotliwości od 500 do 1500 kHz oraz przy przewodnościach gruntu od 100 do 0,1 mS·m<sup>-1</sup>, powyższa metoda może mieć zastosowanie przy odległościach mniejszych od 100 km.

## 6. PRZEGLĄD ISTNIEJĄCYCH MAP PRZEWODNOŚCI GRUNTU

Różne kraje wydały na potrzeby radiofonii i radiokomunikacji mapy przewodności skutecznej gruntów swojego terytorium.

Przed wszystkim, na bliżej nam nieznanych podstawach, została sporządzona po drugiej wojnie światowej mapa „Przewodności ziemi na terenach Polski” wg OIR Nr 1076\*). Mapa ta (rys. 4) w skali 1 : 3 000 000



Rys. 4. Mapa skutecznej przewodności gruntów w Polsce w mS/m (wg OIR nr 1076)

ma siatkę kartograficzną, a treść jej obejmuje większe miasta, w grubszych zarysach granice obszarów równoprzewodnościowych oraz liczbowe oznaczenia klasy przewodności. Przyjęta została 6-stopniowa klasyfikacja przewodności, a mianowicie: 0,75, 2, 5, 8, 10 i 30 mS/m. Według przeprowadzonych doświadczeń treść mapy nie odpowiada rzeczywistości.

\*) Przegl. Telekom. nr 9—10, 1948.



ZSSR posiada mapę przeglądową przewodności elektrycznej europejskiej części swoich terytoriów. Mapa nie ma systematycznej klasyfikacji przewodności w ścisłym znaczeniu tego słowa, natomiast podane są w ogólnych zarysach olbrzymie obszary, które charakteryzuje z grubsza odpowiednim zakresem przewodności właściwej. Zakresów tych jest 10, a mianowicie:

	0,2 mS/m <sup>3</sup>	15 ÷ 50 mS/m <sup>3</sup>
	0,2 ÷ 0,5 „	25 ÷ 50 „
	0,5 ÷ 3 „	30 ÷ 100 „
	3 ÷ 15 „	100 ÷ 200 „
	10 ÷ 25 „	200 ÷ 400 „

Mapa ta ma siatkę kartograficzną, a treść jej obejmuje większe miasta i obszary przewodnościowe (zakreskowane) oraz liczbowe oznaczenia zakresu przewodności.

Włochy mają mapy ilustrujące rozkład elektrycznej przewodności skutecznej gruntów dla następujących obszarów: Włochy północne, Włochy centralne, Włochy południowe, Sycylia i Sardynia w skali 1 : 125 000 oraz jedną kolorową mapę przeglądową przewodności skutecznej gruntów całego terytorium włoskiego w skali ok. 1 : 4 000 000 [9]. Powyższe mapy wykonane były w 1948 r. na podstawie ok. 3000 pomiarów natężenia pola w zasięgu bezpośrednim stacji radiofonicznych.

Mapa przeglądowa ma 11-stopniową klasyfikację przewodności, a mianowicie: 0,3, 0,7, 1, 2, 5, 10, 15, 25, 40, 60, 100 mS/m. Mapa ta wykonana jest bez siatki kartograficznej, a treść jej obejmuje większe miasta i obszary równoprzewodnościowe w 11 kolorowych odcieniach.

Przewodności skuteczne zostały wyznaczone przez porównanie krzywych natężenia pola w funkcji odległości dla różnych tras z krzywymi standardowymi natężenia pola dla różnych przewodności [7]. Próby wykazały, że obliczone wartości mają dokładność  $\pm 15\%$  dla zakresu częstotliwości 0,5 ÷ 1,6 MHz.

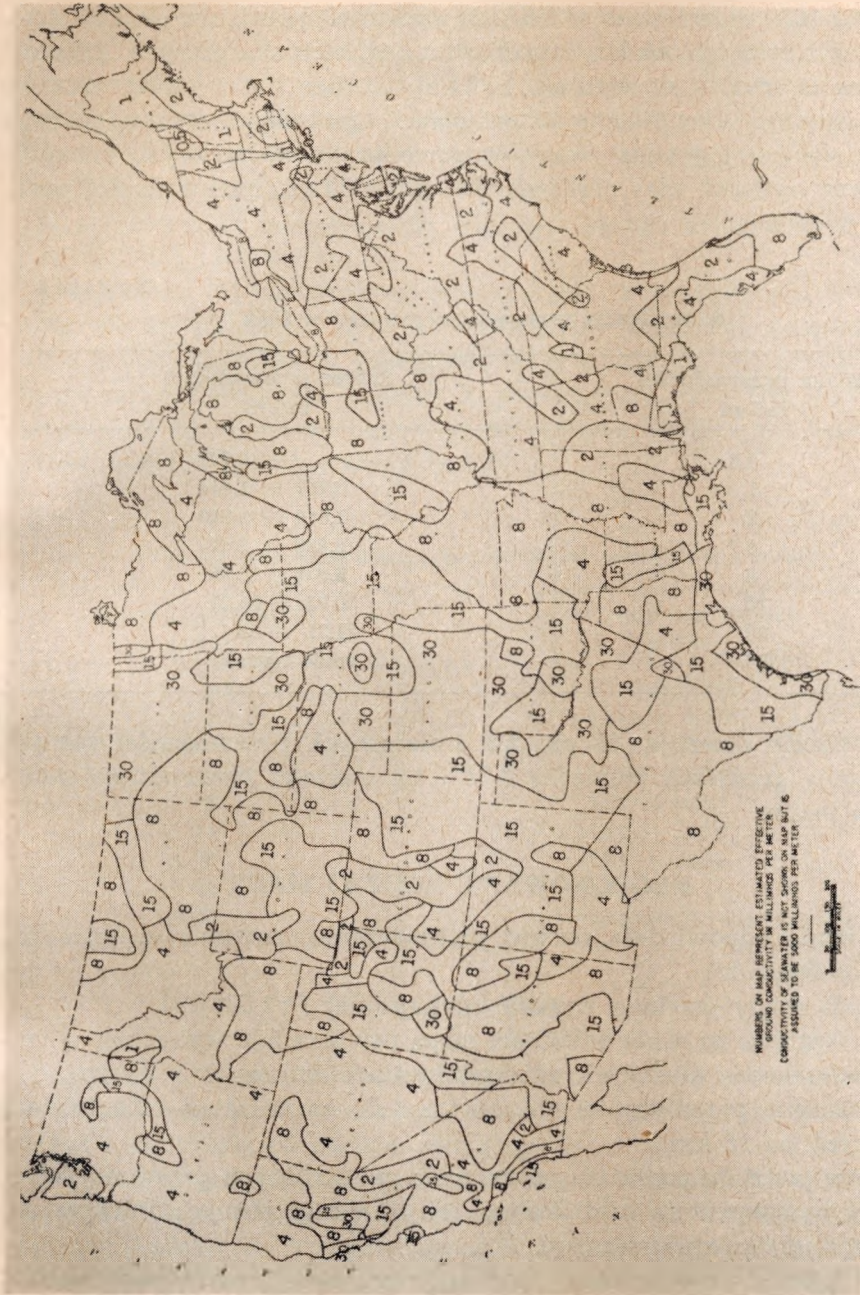
W USA istnieje mapa skutecznej przewodności gruntów z 1938 r., wykonana na podstawie stosunkowo niewielkiej liczby pomierzonych tras oraz przy uwzględnieniu rodzajów gleby [11]. Mapa (rys. 5) ma 13-stopniową klasyfikację przewodności, a mianowicie: 1, 1,5, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 15, 20 i 30 mS/m.

Na mapie są oznaczone granice poszczególnych stanów i podane ich nazwy, a obszary równoprzewodnościowe są odpowiednio zakreskowane. Późniejsze pomiary pokazały, że w wielu miejscach USA oszacowane przewodności znacznie miały się z rzeczywistością.

Istotnie również inna wersja tej samej mapy, na której granice obszarów równoprzewodnościowych są obrysowane [3].



Rys. 5. Mapa skutecznej przewodności gruntów w USA w mS/m z 1938 r. wg [11]



Rys. 6. Mapa skutecznej przewodności gruntów w USA w mS/m z 1954 r. wg [8]

W roku 1954 opracowano w USA, na podstawie pomiarów ok. 7000 tras, mapę oszacowanych elektrycznych przewodności skutecznych gruntów [8]. Mapa ta (rys. 6) w skali ok. 1 : 2 500 000 (bez siatki kartograficznej) ma 7-stopniową klasyfikację przewodności, naniesione granice poszczególnych stanów i granice obszarów równoprzewodnościowych z bardzo wyraźnymi cyframi klas przewodności. Klasyfikacja przewodności podana jest w tabl. 4.

Tablica 4

**Klasyfikacja przewodności gruntów w USA**

Klasa przewodności mS/m	Zakres przewodności mS/m
0,5	0,707
1	0,707 ÷ 1,414
2	1,414 ÷ 2,828
4	2,828 ÷ 5,657
8	5,657 ÷ 10,95
15	10,95 ÷ 21,21
30	21,21 ÷ 45
5000	woda morska

Amerykanie oceniają, że ok. 2/3 zmierzonych przewodności różnych tras leży w granicach pomiędzy 0,71 i 1,4 wartości przewodności podanych na mapie.

## 7. PROPONOWANY RODZAJ MAPY

Aby mapa odpowiadała swemu przeznaczeniu, powinna spełniać następujące warunki:

1. Skala mapy powinna wynosić co najmniej 1 : 2 500 000.
2. Ze względu na skalę odległości mapa powinna być wykonana w rzucie o stosunkowo niedużych zniekształceniach liniowych i kątów.
3. Wskazane przewodności nie powinny się zmieniać na odległościach mniejszych od 15 km.
4. Linie podziału pomiędzy powierzchniami o różnych przewodnościach powinny być wyraźnie zdefiniowane, aby uniknąć różnych interpretacji tras przez użytkowników mapy.
5. Określenie przewodności poszczególnych powierzchni powinno być takiego rodzaju, aby była widoczna siatka kartograficzna oraz treść mapy w postaci rzek i głównych miast.

W praktyce stwierdzono [8], że pomiary przewodności tras na tym samym obszarze często różnią się więcej niż 2 do 1, zależnie od kierunku,

częstotliwości, interpretacji uchybów instrumentalnych itp. Ponieważ ponadto zmierzone przewodności skuteczne zmieniają się w wielu przypadkach więcej niż powyższa wartość, a odchylenie standardowe dla typów podglebi, jak było wspomniane, wynosi 1,85 do 1, więc nie ma podstaw do wymagania, aby mapa przewodności skutecznych miała klasyfikację gęstsza niż 2 do 1.

W konsekwencji proponuje się więc klasyfikację gruntów: 0,5, 1, 2, 4, 8, 15, 30, 60 i 1500 mS/m.

Stwierdzono [8], że głośność dźwięku jest w przybliżeniu proporcjonalna do lg. natężenia pola, a wspomniany logarytm natężenia pola jest z kolei, dla krótkich odległości, w przybliżeniu proporcjonalny do logarytmu przewodności gruntu. Z powyższych względów najkorzystniejsze jest zgrupowanie przewodności proporcjonalnie do logarytmów przewodności w sposób podany w tabl. 5.

Tablica 5

**Proponowana klasyfikacja przewodności gruntów dla Polski**

Klasa przewodności mS/m	Zakres przewodności mS/m
0,5	do 0,707
1	0,707 ÷ 1,414
2	1,414 ÷ 2,828
4	2,828 ÷ 5,657
8	5,657 ÷ 10,95
15	10,95 ÷ 21,21
30	21,21 ÷ 42,43
60	42,43 ÷ 85
1500	woda morska (Bałtyk [20])

## 8. WNIOSKI

Pomiarów natężenia pola należy dokonywać w porze dziennej ze względu na nieobecność w tym czasie składowej jonosferycznej, która jak wiadomo nie zależy od parametrów gruntu.

W pewnych przypadkach przewodność gruntu może wykazywać bardzo duże różnice, nierzadko dochodzące do 1 : 10 na odcinku kilku setek metrów. Dlatego też pomiaru natężenia jednego „punktu” należy dokonywać w kilku miejscach odległych od siebie o kilkadziesiąt metrów i obliczać średnią arytmetyczną w celu zmniejszenia wpływów miejscowych.

Ponieważ naszym celem jest przedstawienie warunków przewodnościowych na większych obszarach, należy więc przy wyborze punktów

pomiarowych zwracać uwagę, aby były one reprezentatywne dla dalszego otoczenia.

Zgodnie z zaleceniem CCIR [18] miejsce pomiaru powinno być w miarę możliwości płaskie i jednorodne na dużej powierzchni.

Nie powinno się wybierać punktu pomiarowego w pobliżu przedmiotów odpromieniowujących, odbijających lub w inny sposób zniekształcających równomierny rozkład natężenia pola, jak np. przewody linii telekomunikacyjnych i energoelektrycznych, anten, ogrodzeń metalowych jak również podziemnych kabli i przewodów wodociągowych, kolei, dróg, budowli, pojedynczych drzew i skał, powierzchni wodnych i strumieni, parowów i nizin rzecznych. Na przykład błędem byłoby dokonywanie pomiaru w punkcie znajdującym się w niewielkim obszarze gliniastym, gdy nieco dalsze otoczenie na dużych obszarach składa się z gruntów piaszczystych, lub też w jakimkolwiek bądź punkcie różniącym się w sposób widoczny od otoczenia.

Według poczynionych w Polsce doświadczeń [20], dążenie do dokładności pomiaru natężenia pola lepszej od 20% nie jest uzasadnione wobec wpływów lokalnych niejednorodności terenu w kierunku pionowym i poziomym oraz wpływu wilgotności zmieniającej się w czasie. Należy również zaznaczyć, że wahania natężenia pola spowodowane zmianami głębokości modulacji leżą poniżej dokładności miernika. Pomimo to jednak, zaleca się dokonywanie pomiarów przy braku modulacji.

Zgodnie z zaleceniem CCIR [18] każdy pomiar powinien być zaopatrzone w szczegółowy opis przeszkód terenowych lub opis braku jednorodności otoczenia w różnych kierunkach (budowle, sieci przewodów, kable, drzewa, skały, koleje, drogi, powierzchnie wodne lub strumienie itd.), jak również powinny być podane szczegóły dotyczące przewodów podziemnych i nieregularności gruntu, a ponadto charakter terenu i jego stan wilgotnościowy.

Sposób oznaczania terenu oraz prowadzenia wykazów (dzienników) pomiarowych może być wzorowany na metodzie przyjętej w pracy *T. Tomankiewicza* [20].

Do pomiarów zaleca się stosowanie przewoźnych nadajników pomiarowych. Ponadto do pomiarów można wykorzystywać również krajowe nadajniki radiofoniczne.

W związku z niejednorodnością pionową terenu pomiary powinny być dokonywane w zakresie fal kilometrowych (pasmo 5)\* i hektometrycznych (pasmo 6) w celu uzyskania wiarogodnych wyników dla tego całego zakresu.

\*) Według klasyfikacji CCIR (Warszawa, 1946 r.)

Z pasma 5 może być wykorzystana częstotliwość Warszawy — 227 kHz, a z pasma 6 — częstotliwości rzędu 1300 kHz. Granice rozpiętości wyników uzyskanych dla różnych częstotliwości zadecydują o właściwym sklasyfikowaniu danego obszaru pod względem przewodności skutecznej.

Skuteczna moc promieniowania powinna być zmierzona dla odpowiednich kierunków, zależnie od charakterystyki anteny.

Obliczenia przewodności należy prowadzić metodą zastępczych liczb odległościowych. Uzyskane wyniki powinny być sprawdzane metodą *Sudy*, czyli zmodyfikowaną metodą *Millingtona*. Na trasach jednorodnych lub trasach o małych zmianach natężenia pola i częstotliwościach rzędu 300 kHz można, w celu sprawdzenia wyników, stosować metodę porównania z krzywymi propagacyjnymi. „Promienie” od anteny nadawczej można, zależnie od częstotliwości, „ciągnąć” do 200 km, jednak wyniki uzyskane dla odległości przekraczających odległość graniczną dla ziemi płaskiej należy starannie sprawdzać za pomocą metody *Sudy*.

Dla głównych nadajników w kraju należy sporządzić wykresy standardowe metodą opartą na układzie *Nortona* (12), uwzględniające krzywe dla przewodności odpowiadających klasom przewodności mapy. Wykresy te powinny być wykonane z logarytmiczną skalą natężenia pola i liniową skalą odległości, podobnie do wykresu podanego na rys. 1.

Sama mapa pod względem kartograficznym oraz treści powinna odpowiadać dezyderatom omówionym w p. 7 niniejszej pracy.

## WYKAZ LITERATURY

1. *Argirowić M.*: Méthode générale de calcul des conductivités du sol hétérogène. Ann. Télécommun., t. 8, z. 6, 1953, s. 212÷224.
2. *Argirowić M.*: Influence de la température et de l'humidité sur les constantes électriques du sol Ann. Télécommun., t. 10, z. 5, 1955, s. 113—116.
3. *Bond D.*: Radio Direction Finders. New York, 1944.
4. CCIR. Documents de la VIIe Assemblée Plénière, Londre 1953. Rapport du Rapporteur Principal de la Commission d'Études No IV, Annexe. I. Sur la conductivité équivalente dans les trajets mixtes. Union Internationale des Télécommunications. Genève.
5. CCIR. Documents de la VIII-e Assemblée Plénière, Varsovie 1956. Avis No 52. Courbe de propagation pour l'onde de sol, aux fréquences inférieures à 10 Mc/s. Union Internationale des Télécommunications. Genève.
6. CCIR. Mesures de la propagation de l'onde de sol sur des trajets partiellement terrestres et maritimes. V-e Assemblée Plénière, Stockholm 1948. Doc. 148.
7. Federal Communications Commission Standard of good Engineering. Practice concerning Standard Broadcast Stations (550÷1600 kHz). F.C.C. Washington, 1947.
8. *Fine H.*: An effective ground conductivity map for continental united States. Proc. Inst. Radio Eng., t. 42, z. 9, 1954, s. 1405÷1408.

9. *Galligioni G.*: Relièvo della conduttività del terreno in Italia. *Alta Frequenza*, t. 20, z. 3—4, 1951, s. 119÷127.
10. *Godziński Z.*: Rozchodzenie się fal elektromagnetycznych nad terenem niejednorodnym. *Rozprawy Elektrot.*, t. 2, z. 4, 1956, s. 471÷556.
11. *Henney K.*: *Radio Engineering Handbok*. New York, Toronto, London 1950.
12. *Norton K. A.*: The calculation of ground wave intensity over a finitely conducting spherical earth. Report read before the Federal Communications Commission on the March 18, 1940.
13. *Różycki J.*: *Krótki zarys teorii odwzorowań kartograficznych*. Warszawa, 1950. PWT.
14. *Smirenin B. A.*: *Sprawocznik po radiotechnikie*. Moskwa — Leningrad, 1950.
15. *Suda K.*: Field — strength calculation. *Wir Eng.*, t. 31, z. 9, 1954, s. 249÷251.
16. *Terman F. E.*: *Radio Engineers Handbook*. New York and London 1948.
17. *Vilbig F.*: *Hochfrequenz-Messtechnik*. München, 1953.
18. CCIR. Documents de la VIII-e Assemblée Plénière, Varsovie 1956. Avis No 171. Mesures du champ. Union Internationale des Télécommunications. Genève.
19. *Grosskopf J.*: Über Bodenleitfähigkeitsmessungen in Schleswig — Holstein. *Fernmeldetechnische Zeitschr.*, t. 2, z. 7, 1949, s. 211÷218.
20. *Tomankiewicz T.*: Wyniki pomiarów i obliczeń natężenia pola fali przyziemnej nad terenem niejednorodnym w okolicy Zalewu Szczecińskiego. *Prace IŁ*, z. 3(5), 1956, s. 1÷24.

C. Ф. Ясиньски

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СООТВЕТСТВЕННОГО В ПОЛЬСКИХ УСЛОВИЯХ МЕТОДА РАЗРАБОТКИ КАРТЫ ЭФФЕКТИВНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПОЧВЫ

##### Резюме

Целью работы является определение подробных требований к карте эффективной проводимости почвы в Польше. Методы, применяемые до сих пор, неудовлетворительны, так как они требуют субъективной интерпретации. Потому возникла потребность определения практического аналитического метода измерений и расчётов основанного на известных, возможно простых положениях и теоретически-эмпирических формулах.

В начале описаны электрические свойства неоднородной почвы, проведен обзор и анализ применяемых на практике основных методов определения эффективной проводимости почвы, а также предложен метод разработки карты с применением принципа эквивалентного численного расстояния. Большим достоинством указанного метода является несложность и согласованность результатов измерений в определённых границах применения, а также его независимость от произвольных субъективных оценок. Применяя диаграммы функции ослабления в зависимости от численного расстояния получается добавочно возможность графического интерполирования проводимости и наглядного определения границ областей с различной проводимостью, что, из-за разбросов измерительных результатов, является весьма выгодным. Так как указанный метод является приближенным, предлагается, в определённых случаях, проверка расчётов методом эквивалентной эффективной проводимости и методом Миллингтона.



Наконец, проведен обзор нескольких, изготовленных разными странами, карт эффективной проводимости почвы, а также уточнены подробные требования к польской карте эффективной проводимости почвы.

*S. Jasiński*

#### ESTABLISHMENT OF A METHOD OF PLOTTING A MAP OF EFFECTIVE GROUND CONDUCTIVITY, SUITABLE FOR POLISH CONDITIONS

##### Summary

The subject of the present paper is the establishment of detailed requirements relative to a map of effective ground conductivity in Poland. Methods used so far turn out to be not quite satisfactory, as they imply subjective interpretation. This gave rise to a necessity of establishing a practical analytic method of measurements and computations, based on well known and possibly simple principles and formulae, theoretical and empirical ones.

To begin with, electrical properties of non-homogeneous ground have been discussed, along with methods employed in practice for the determination of the effective ground conductivity. A pertinent method suggested is based on numerical distance.

A particular advantage of this method is its simplicity and good agreement with the results of measurements within its range of application, as well as its independence of subjective interpretation. The application of graphs representing the dependence of attenuation on the numerical distance presents as well a possibility of graphical interpolation of conductivity. This is especially useful in view of considerable dispersion of the results of measurements. This method being approximative, it is suggested to check, in some cases, the results of computations by the method of equivalent effective conductivity and by the Millington method.

In conclusion, several maps of ground conductivity from different countries have been examined and conditions have been set up for the Polish map of ground conductivity.

*S. Jasiński*

#### ÉTABLISSEMENT D'UNE MÉTHODE DE TRACER LA CARTE DE LA CONDUCTIVITÉ DU SOL, CONVENABLE AUX CONDITIONS EXISTANT EN POLOGNE

##### Résumé

L'objet du présent article est l'établissement des conditions auxquelles devrait satisfaire la carte de la conductivité effective du sol en Pologne. Les méthodes utilisées jusqu'au présent sont insuffisantes puisqu'elles exigent une interprétation subjective. Par conséquent, il s'est présenté la nécessité d'une pratique méthode analytique de mesure et de calcul, basée sur des principes et des formules de caractère théorique et empirique, déjà connues et aussi simples que possible.

Pour commencer, on a présenté les propriétés électriques du sol non homogène et on a discuté les méthodes le plus souvent employées en pratique pour déter-

miner la conductivité effective du sol. Ensuite on a proposé une méthode d'élaboration d'une carte, basée sur le principe des distances numériques.

Un avantage particulier de la méthode en question est sa simplicité et son accord avec les résultats de mesure dans le domaine de son application, aussi bien que son indépendance d'une interprétation subjective. L'application des graphiques de l'amortissement en fonction de la distance numérique présente en outre la possibilité d'une interpolation graphique de la conductivité et d'une définition distincte des domaines des différentes valeurs de la conductivité, ce qui est très utile vu la dispersion importante des résultats de mesure. La méthode considérée étant approximative, on propose de vérifier, dans certains cas, les résultats des calculs par la méthode de la conductivité effective équivalente et par celle de Millington.

Finalement on a examiné un certain nombre des cartes de la conductivité effective du sol provenant des divers pays et on a précisé les conditions détaillées auxquelles devrait satisfaire la carte polonaise.

S. Jasiński

#### FESTLEGUNG EINER METHODE FÜR DIE BEARBEITUNG EINER LANDKARTE DER EFFEKTIVEN BODENLEITFÄHIGKEIT IN POLEN

##### Zusammenfassung

Der vorliegende Aufsatz betrifft die Aufstellung von ausführlichen Bedingungen für eine Landkarte der Leitfähigkeit des Bodens in Polen. Die bisher angewandten diesbezüglichen Methoden sind als unbefriedigend zu bezeichnen indem sie auf subjektiver Beurteilung beruhen. Es hat sich somit als notwendig erwiesen eine praktische analytische Mess- und Berechnungsmethode festzulegen unter Zugrundelegung von bekannten, möglichst einfachen, theoretischen und empirischen Prinzipien und Formeln.

Zunächst wurden elektrische Beschaffenheiten des inhomogenen Bodens besprochen, sowie die praktisch wichtigsten Methoden der Bestimmung von Bodenleitfähigkeit. Unter Zuhilfenahme des Prinzips des numerischen Abstandes wurde eine Methode für die Bearbeitung einer Landkarte der effektiven Leitfähigkeit des Bodens vorgeschlagen.

Ein besonderer Vorteil der genannten Methode ist ihre Einfachheit, sowie gute Übereinstimmung mit Messergebnissen im bestimmten Anwendungsbereich und Unabhängigkeit von subjektiver Beurteilung. An Hand von Kurven der Abschwächung als Funktion des numerischen Abstandes ist es darüber hinaus möglich eine grafische Interpolation der Leitfähigkeitswerte vorzunehmen und die Bereiche verschiedener Leitfähigkeitswerte scharf gegeneinander abzugrenzen, was mit Rücksicht auf die Streuung der Messergebnisse sehr vorteilhaft ist. Es wird empfohlen die mit der vorgeschlagenen Methode erhaltenen angenäherten Ergebnisse nötigenfalls mit der Methode der äquivalenten effektiven Leitfähigkeit oder mit der Millingtonschen Methode nachzuprüfen.

Zum Abschluss werden einige aus verschiedenen Ländern herrührende Landkarten der effektiven Bodenleitfähigkeit besprochen und ausführliche Bedingungen für eine polnische Landkarte festgelegt.

Cena zł 35.—