

Jarosław Szóstka

FALE I ANTENY



*Wydawnictwa Komunikacji i Łączności
Warszawa*

Opiniodawca: *prof. dr inż. Zdzisław Kachlicki*

Okładkę projektował: *Dariusz Litwiniec*

Redaktor merytoryczny: *mgr inż. Elżbieta Gawin*

Redaktor techniczny: *Jerzy Korpalski*

Korekta: *Alina Podmiotko*

621.396.67

Książka zawiera systematyczny, prowadzony od podstaw wykład z podstaw elektromagnetyzmu, techniki antenowej i propagacji fal radiowych. Omówiono w niej równania Maxwella, właściwości fali płaskiej, teorię linii transmisyjnych, podstawy techniki mikrofalowej, parametry anten i ich pomiary, dokonano przeglądu anten wykorzystywanych we współczesnych systemach radiokomunikacyjnych oraz opisano propagację fal radiowych. Przedstawiono również wstępne informacje dotyczące kompatybilności elektromagnetycznej oraz zaprezentowano wpływ prądu elektrycznego i pól elektromagnetycznych na organizm człowieka wraz z obowiązującymi przepisami BHP.

Odbiorcy: studenci dzienni i zaoczeni kierunku Elektronika i Telekomunikacja, uczniowie techników o specjalnościach Radiokomunikacja, Radiotechnika i Telewizja oraz pokrewnych, inżynierowie i technicy zajmujący się projektowaniem i eksploatacją systemów radiokomunikacyjnych, radioamatorzy i krótkofalowcy.

Strona internetowa autora <http://www.et.put.poznan.pl/~szostka>

Książka sponsorowana przez Polską Telefonię Cyfrową sp. z o.o.

ISBN 83-206-1414-7

Wydawnictwa Komunikacji i Łączności sp. z o.o.

Warszawa 2000, 2001.

Wydawnictwa Komunikacji i Łączności sp. z o.o.

ul. Kazimierzowska 52, 02-546 Warszawa

tel. (0-22) 849-27-51; fax (0-22) 849-23-22

Dział handlowy tel./fax (0-22) 849-23-45

tel. (0-22) 849-27-51 w. 555

Prowadzimy sprzedaż wysyłkową książek

Księgarnia firmowa w siedzibie wydawnictwa

tel. (0-22) 849-20-32, czynna pon.–pt. w godz. 10⁰⁰–18⁰⁰

e-mail: wkl@wkl.com.pl

Pełna oferta WKŁ w INTERNECIE <http://www.wkl.com.pl>

Wydanie 2. Warszawa 2001.

Spis treści

WSTĘP	9
1. PODSTAWY ELEKTROMAGNETYZMU	11
1.1. Elektrostatyka	11
1.2. Magnetostatyka	15
1.3. Równania Maxwella	17
1.3.1. Postać całkowa	17
1.3.2. Postać różniczkowa i zespolona	21
1.4. Polaryzacja elektryczna i magnetyczna. Rodzaje ośrodków	22
2. FALA PŁASKA	27
2.1. Wyprowadzenie równania falowego dla próżni	27
2.2. Postać ogólna równania falowego. Fala płaska w dielektryku stratnym	33
2.3. Fala płaska w przewodniku. Zjawisko naskórkowości	36
2.4. Polaryzacja fali płaskiej	40
3. ZALEŻNOŚCI ENERGETYCZNE W POLU ELEKTROMAGNETYCZNYM	43
3.1. Energia magazynowana w polu elektrycznym i magnetycznym	43
3.2. Twierdzenie Poyntinga	44
3.3. Moc pochłaniana przez dobry przewodnik	48
4. FALA NA GRANICY DWÓCH OŚRODKÓW	50
4.1. Warunki brzegowe dla pól elektromagnetycznych	50
4.2. Fala padająca prostopadle na granicę dwóch ośrodków	54
4.3. Fala padająca ukośnie na granicę dwóch ośrodków	63
5. LINIE TRANSMISYJNE TEM	73
5.1. Rodzaje linii transmisyjnych	73
5.2. Równania linii transmisyjnej	74
5.3. Linia transmisyjna jako czwórnik	79
5.4. Parametry jednostkowe linii transmisyjnych	80
5.5. Linie bezstratne	82

5.5.1.	Parametry linii bezstratnych	82
5.5.2.	Linia nieskończona	83
5.5.3.	Przypadek ogólny linii o skończonej długości	84
5.5.4.	Linia zwarta na końcu	88
5.5.5.	Linia rozwartą na końcu	88
5.5.6.	Połączenie dwóch linii transmisyjnych	91
5.5.7.	Transformator ćwierćfalowy	92
5.5.8.	Analiza niedopasowania generatora i obciążenia	94
5.6.	Model linii transmisyjnych dla ośrodków wielowarstwowych	97
5.7.	Linie transmisyjne stratne	100
5.7.1.	Linia niezniesztalająca	103
5.7.2.	Linia stratna obciążona	104
5.8.	Wykres Smitha	109
5.9.	Analiza czasowa przebiegów w linii transmisyjnej	113
5.10.	Uwagi praktyczne dotyczące stosowania linii transmisyjnych	115
6.	PODSTAWY TECHNIKI MIKROFALOWEJ	119
6.1.	Rodzaje falowodów	119
6.2.	Zarys analizy falowodów	121
6.3.	Podstawowe parametry falowodów	123
6.4.	Bierne podzespoły falowodowe	124
6.5.	Kuchenka mikrofalowa	126
7.	WSTĘP DO TECHNIKI ANTENOWEJ	129
7.1.	Antena jako źródło promieniowania	129
7.2.	Potencjały	132
7.3.	Dipol idealny	135
7.4.	Parametry anten	144
7.4.1.	Charakterystyka promieniowania	144
7.4.2.	Kierunkowość	149
7.4.3.	Zysk energetyczny	153
7.4.4.	Impedancja wejściowa	156
7.4.5.	Szerokość pasma pracy	160
7.4.6.	Apertura maksymalna i powierzchnia skuteczna	161
7.4.7.	Polaryzacja anteny	164
7.4.8.	Długość skuteczna	165
7.4.9.	Zastępcza temperatura szumowa i współczynnik przydatności	166
7.5.	Zasada wzajemności	168
7.6.	Antena w torze radiowym	172
8.	PROSTE STRUKTURY PROMIENIUJĄCE	176
8.1.	Dipol krótki	176
8.2.	Dipol półfalowy	178
8.3.	Anteny nad doskonale przewodzącą płaszczyzną (ziemią doskonałą)	181

8.4.	Unipole	184
8.5.	Małe anteny pętlowe	186
9.	ANTENY PROSTOLINIOWE	193
9.1.	Dipole	193
9.1.1.	Dipole proste	193
9.1.2.	Dipol pętlowy	202
9.2.	Zasilanie anten prostoliniowych	206
9.2.1.	Dopasowanie impedancyjne	206
9.2.2.	Symetryzacja	209
9.3.	Anteny Yagi	214
9.4.	Anteny nad ziemią rzeczywistą	219
10.	UKŁADY ANTENOWE	225
10.1.	Współczynnik układu dla układów liniowych	225
10.2.	Sterowanie wiązką główną i układy fazowane	236
10.3.	Zjawisko superkierunkowości	239
10.4.	Zasada przemnażania charakterystyk	240
10.5.	Impedancja wzajemna	241
11.	PRZEGLĄD NAJCZĘŚCIEJ STOSOWANYCH ANTEN	248
11.1.	Duże anteny pętlowe	248
11.2.	Anteny z falą bieżącą	252
11.3.	Anteny szerokopasmowe	256
11.3.1.	Anteny śrubowe (helikalne)	256
11.3.2.	Anteny dwustożkowe	262
11.3.3.	Anteny spiralne	269
11.3.4.	Anteny logarytmicznie periodyczne	273
11.4.	Anteny aperturowe	280
11.4.1.	Promieniowanie apertury prostokątnej i kołowej	280
11.4.2.	Anteny tubowe	285
11.4.3.	Anteny reflektorowe	286
11.5.	Anteny szczelinowe	294
11.6.	Anteny mikropaskowe	302
11.6.1.	Stosowane struktury i metody zasilania	302
11.6.2.	Modele analityczne	307
11.7.	Anteny soczewkowe	312
12.	ANTENY W SYSTEMACH RADIOKOMUNIKACYJNYCH	317
12.1.	Nadawcze i odbiorcze anteny RTV	317
12.1.1.	Anteny na zakres fal długich i średnich	317
12.1.2.	Anteny na zakres fal krótkich	321
12.1.3.	Nadawcze anteny TV i UKF	327
12.1.4.	Odbiorcze anteny TV i UKF	330
12.2.	Anteny w łączach mikrofalowych	334

12.3.	Anteny w radiokomunikacji ruchomej lądowej	343
12.3.1.	Anteny stacji bazowych	344
12.3.2.	Anteny terminali ruchomych	358
12.4.	Uwagi praktyczne dotyczące montażu i konserwacji anten	362
13.	PROPAGACJA FAL RADIOWYCH	365
13.1.	Klasyfikacja sposobów rozchodzenia się fal	365
13.2.	Podstawowe zależności propagacyjne	367
13.2.1.	Propagacja w wolnej przestrzeni	367
13.2.2.	Strefy Fresnela	368
13.2.3.	Kryterium Rayleigha	369
13.3.	Rozchodzenie się fali przyziemnej	370
13.3.1.	Fala powierzchniowa	370
13.3.2.	Przypadek dwóch anten podniesionych	373
13.4.	Wpływ troposfery na rozchodzenie się fal radiowych	376
13.5.	Wpływ jonosfery na rozchodzenie się fal radiowych	383
13.6.	Rozchodzenie się fal radiowych w różnych zakresach częstotliwości	394
13.6.1.	Rozchodzenie się fal długich, średnich i pośrednich	394
13.6.2.	Rozchodzenie się fal krótkich	396
13.6.3.	Rozchodzenie się fal ultrakrótkich i mikrofal	400
13.7.	Projektowanie systemów radiokomunikacyjnych	403
13.7.1.	Pojęcia podstawowe	403
13.7.2.	Modele propagacyjne	405
14.	POMIARY ANTEN	410
14.1.	Wprowadzenie	410
14.2.	Charakterystyka promieniowania	411
14.3.	Zysk energetyczny	413
14.4.	Impedancja wejściowa i WFS	415
14.5.	Pomiary zmniejszonych modeli anten	417
15.	KOMPATYBILNOŚĆ ELEKTROMAGNETYCZNA	419
15.1.	Zakres badań kompatybilności elektromagnetycznej	419
15.2.	Kompatybilność systemów radiokomunikacyjnych	421
15.3.	Działanie prądu elektrycznego na organizm ludzki i BHP podczas pracy z urządzeniami pod napięciem	425
15.4.	Wpływ pola elektromagnetycznego na organizm człowieka	431
15.5.	Ochrona przed promieniowaniem i obowiązujące przepisy BHP	433
	DODATEK	439
	SŁOWNIK POLSKO-ANGIELSKI	464
	SŁOWNIK ANGIELSKO-POLSKI	469
	SKOROWIDZ	474

Wstęp

Systemy radiokomunikacyjne towarzyszą człowiekowi od początku XX w. Mają one jedną wyróżniającą cechę, jaką jest brak bezpośredniego przywiązania do ośrodka transmisyjnego (kabel lub światłowód). Ta szczególna zaleta powoduje, że systemy radiokomunikacyjne cieszyły się i zawsze cieszyć się będą ogromnym powodzeniem wśród użytkowników. Wynika stąd potrzeba przekazania przyszłym inżynierom telekomunikacji gruntownej wiedzy dotyczącej zasad działania, projektowania i użytkowania tych systemów.

Niezbędnym elementem każdego systemu radiokomunikacyjnego jest antena. Poznanie podstawowych zagadnień teoretycznych i praktycznych dotyczących tego ważnego elementu pozwala na jego świadome i prawidłowe wykorzystanie. Stara prawda głoszona przez specjalistów w dziedzinie radiokomunikacji mówi, że o jakości działania systemu decyduje przede wszystkim właśnie antena. Fala elektromagnetyczna wytwarzana przez antenę rozchodzi się bądź to w atmosferze ziemskiej, bądź też na drodze satelita — Ziemia. Potrzebne są zatem informacje na temat sposobu rozchodzenia się fal elektromagnetycznych o częstotliwościach wykorzystywanych w różnorodnych systemach, takich jak radiofonia, telewizja naziemna i satelitarna, radiotelefonii ruchoma lądowa i satelitarna, linie radiowe czy radiolokacja.

Niniejsza książka zawiera wiadomości przekazywane studentom podczas wykładów zgodnie z programem nauczania przedmiotu Fale i Anteny. Początkowe rozdziały są poświęcone podstawowym zagadnieniom elektromagnetyzmu i ruchu falowego, niezbędnych do zrozumienia zasady działania anten oraz rozchodzenia się fal radiowych w przestrzeni i w liniach transmisyjnych. W środkowej części podręcznika omówiono podstawy techniki antenowej i zawarto przegląd najczęściej stosowanych typów anten wraz z ich zastosowaniami praktycznymi. W końcowej części przedstawiono zagadnienia związane z propagacją fal radiowych. Znajduje się w niej również zarys metod pomiarów parametrów anten, a także problemy dotyczące kompatybilności elektromagnetycznej i wpływu pola elektromagnetycznego na organizm człowieka. Bardzo duży nacisk położono na interpretację fizyczną zjawisk oraz na zagadnienia praktyczne napotymane w pracy przez inżynierów radiokomunikacji. Starano się ograniczyć opis formalny zjawisk do niezbędnego minimum, wskazując jednocześnie powiązania między wzorami matematycznymi a zjawiskami fizycznymi. Na końcu każdego rozdziału zamieszczono spis publikacji wykorzystywanych w pracy oraz będących źródłem dodat-

kowych informacji dla osób zainteresowanych omawianą tematyką. W podręczniku znajduje się też słownik podstawowych terminów w języku angielskim. Zakłada się, że Czytelnik ma opanowane elementarne wiadomości z zakresu fizyki (elektrostatyka i magnetostatyka) oraz matematyki (rachunek całkowy i różniczkowy, algebra wektorów). Dla ułatwienia zamieszczono krótkie przypomnienie najważniejszych zagadnień w rozdziale 1. i w dodatku. Założeniem autora jest, aby Czytelnik po przebyciu kursu rozumiał podstawowe zagadnienia fizyczne związane z polem elektromagnetycznym, liniami transmisyjnymi, antenami i propagacją fal, świadomie umiał korzystać z literatury fachowej i katalogów oraz był przygotowany do dalszego studiowania książek poświęconych projektowaniu systemów radiokomunikacyjnych, radiokomunikacji ruchomej lądowej, techniki mikrofalowej i kompatybilności elektromagnetycznej, a także do działalności praktycznej w radiokomunikacji.

Książka „Fale i anteny” jest próbą zapełnienia istniejącej w chwili obecnej luki na rynku podręczników akademickich w języku polskim poświęconych podstawom pola elektromagnetycznego, liniom transmisyjnym, a przede wszystkim antenom i propagacji. Ważne było umieszczenie tych obszarów wiedzy (tradycyjnie często kojarzonych jako całość) w jednej książce, co powinno znacznie ułatwić studiowanie przedmiotu. Istnieje wiele doskonałych pozycji poświęconych antenom w języku angielskim, lecz ze względu na ich niewielką dostępność (cena) i wciąż słabą znajomość języka są one bardzo rzadko czytane przez studentów. W podręczniku podjęto próbę połączenia wiedzy praktycznej przydatnej inżynierom i technikom, jak i teorii przydatnej osobom chcącym poznać głębiej teorię zjawisk elektromagnetycznych. Wiedza dotycząca fal i anten jest ogromna i nie jest możliwe (a także celowe) napisanie książki, która poruszałaby wszystkie interesujące Czytelnika zagadnienia. Powinny one być przedmiotem własnych studiów. Autor ma nadzieję, że podręcznik będzie stanowił pomoc dla studentów studiów dziennych i zaocznych, zarówno tych zainteresowanych, jak i nie zainteresowanych przedmiotem, oraz ułatwi odkryć jakże fascynujący świat anten i fal radiowych. Z podręcznika mogą korzystać inżynierowie radiokomunikacji, a po pominięciu niektórych bardziej skomplikowanych wyprowadzeń matematycznych również technicy, uczniowie techników elektronicznych oraz radioamatorzy i krótkofalowcy.

Oddając niniejszy podręcznik do rąk Czytelników autor liczy na wyrozumiałe potraktowanie dostrzeżonych błędów i będzie wdzięczny za ich wskazanie, jak i za wszelkie propozycje i uwagi, które mogą przyczynić się do ulepszenia podręcznika. Autor pragnie bardzo serdecznie podziękować recenzentowi książki, Panu prof. Zdzisławowi Kachlickiemu, za wnikliwe uwagi dotyczące tekstu, a także wszystkim osobom, dzięki którym wydanie tej książki było możliwe, w szczególności Panu Prezesowi Janowi Kołodziejczakowi z Elektrimu, Panu Dyrektorowi Bogusławowi Kułakowskiemu z Polskiej Telefonii Cyfrowej Sp. z o.o. oraz Panu Krzysztofowi Wiśniewskiemu z Wydawnictw Komunikacji i Łączności. Ogromne wyrazy wdzięczności za okazaną pomoc i wsparcie należą się też Koleżankom i Kolegom z firm TELE-COM i ELSAT z Poznania.

1. Podstawy elektromagnetyzmu

1.1. Elektrostatyka

Pola elektryczne mają swoje źródło w **ładunkach elektrycznych** — elektronach i jonach. Jeśli ładunki te pozostają niezmiennie w czasie, mówimy o **polach statycznych**. Z zagadnieniami **quasi-statycznymi** mamy do czynienia wtedy, jeśli przestrzenny rozkład ładunków jest zbliżony do przypadku statycznego, nawet gdy rzeczywiste pole elektryczne zmienia się szybko w czasie. Doświadczenie wskazuje, że w wielu ważnych z praktycznego punktu widzenia przypadkach nie jest konieczne uwzględnianie struktury atomowej ciał. Zakładamy wtedy, że ładunek jest nieruchomy i rozłożony w ciele w sposób ciągły. Oznacza to, że ładunki elektryczne możemy traktować jako nieskończenie podzielne, a ponadto pozwala wprowadzić pojęcie **gęstości ładunku**. Rozróżniamy trzy typy tej gęstości:

- jeśli ładunek q jest rozłożony w przestrzeni V , to mówimy o **przestrzennej gęstości ładunku**, zdefiniowanej jako

$$\rho = \frac{dq}{dV} \quad (1.1)$$

a sam ładunek możemy wyrazić jako

$$q = \int_V \rho dV \quad (1.2)$$

- jeśli ładunek q jest rozłożony na powierzchni S , to mówimy o **powierzchniowej gęstości ładunku**

$$\xi = \frac{dq}{dS} \quad (1.3)$$

$$q = \int_S \xi dS \quad (1.4)$$

- jeśli ładunek q jest rozłożony wzdłuż krzywej L , definiujemy **liniową gęstość ładunku**

$$\tau = \frac{dq}{dL} \quad (1.5)$$

$$q = \int_L \tau dl \quad (1.6)$$

Jeśli rozmiary geometryczne naładowanego ciała są znacznie mniejsze od odległości pomiędzy tym ciałem a punktem, w którym rozpatruje się pole, to mamy do czynienia z ładunkiem punktowym o nieskończenie wielkiej gęstości punktowej.

Dwa ładunki jednoimienne się odpychają, a różnoimienne przyciągają. Siłę odpychania można obliczyć z doświadczalnie wyznaczonego **prawa Coulomba**. Jeżeli mamy dwa jednoimienne ładunki punktowe q_1 i q_2 , to siła, z jaką działa q_1 na q_2 , wynosi

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon r^2} \hat{r} \quad (1.7)$$

r oznacza odległość między ładunkami, a $\hat{r}$ jest wersorem o kierunku leżącym na prostej łączącej oba ładunki i zwrocie od q_1 do q_2 . Stałą ϵ , zwaną **bezwzględna przenikalnością elektryczną**, możemy dalej rozpaść jako

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad (1.8)$$

ϵ_r zwiemy **względna przenikalnością elektryczną** (lub rzadziej względną stałą dielektryczną) o wartości zależnej od materiału, w którym znajdują się ładunki. Stałą ϵ_0 zwiemy **przenikalnością elektryczną próżni**. Jej wartość, wyznaczona doświadczalnie, jest równa (wszystkie wymiary wielkości fizycznych w książce są zawsze podawane w układzie SI)

$$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \approx \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \frac{F}{m}$$

Jeśli ładunek elektryczny jest nieruchomy, to pole elektryczne, którego wyrazem jest oddziaływanie sił przyciągania lub odpychania na ładunek próbny, jest nazywane **polem elektrostatycznym**. Pole takie jest opisane ilościowo przez wielkość zwaną **natężeniem pola elektrycznego** i definiowaną jako granica stosunku siły działającej na próbny ładunek do wartości tego ładunku

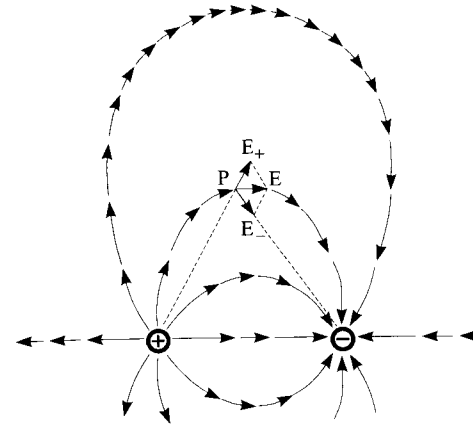
$$\vec{E} = \lim_{q \rightarrow 0} \frac{\vec{F}}{q} \quad (1.9)$$

Jednostką natężenia pola elektrycznego jest V/m. Dla ładunku punktowego q_1 natężenie pola wynosi

$$\vec{E} = \frac{q_1}{4\pi\epsilon r^2} \hat{r} \quad (1.10)$$

Jeśli mamy N punktowych źródeł, to natężenie pola elektrycznego jest sumą wektorową natężeń pól pochodzących od każdego ze źródeł (rys. 1.1):

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_N \quad (1.11)$$



Rys. 1.1. Pole elektryczne wokół dwóch ładunków różnoimiennych

W przypadku pól wytwarzanych przez ciągły rozkład ładunków wypadkowe natężenie pola elektrycznego jest całką z wkładów wnoszonych przez poszczególne ładunki zajmujące elementy objętości, powierzchni lub linii. Obliczanie rozkładu natężenia pola elektrycznego wytwarzanego przez określone źródło jest zwykle jednym z głównych zadań teorii pola elektromagnetycznego.

Ponieważ na ładunek znajdujący się w pobliżu innego ładunku działa siła, zatem jego przesunięcie powoduje wykonanie pracy. Załóżmy, że mamy umieszczony w przestrzeni dodatni ładunek q_1 . Chcąc przesunąć dodatni ładunek próbny z nieskończoności do punktu P musimy użyć siły równoważącej siłę wzajemnego odpychania obu ładunków. Przesuwając ładunek wzdłuż odcinka $d\vec{l}$ wykonamy pracę równą

$$dW = -\vec{F} \cdot d\vec{l} \quad (1.12)$$

Całkowita praca, jaką należy wykonać przesuwając ładunek z nieskończoności do punktu P, wynosi zatem

$$W = -\int_{\infty}^P \vec{F} \cdot d\vec{l} = -q \int_{\infty}^P \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (1.13)$$

Pole elektrostatyczne jest **polem zachowawczym**, co oznacza, że praca wykonana w polu nie zależy od drogi ładunku (drogi całkowania), ale od końcowego położenia ładunku w przestrzeni, a także **polem bezwirowym**, tzn. jego rotacja jest równa zero:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 \Rightarrow \text{rot } \vec{E} = 0 \quad (1.14)$$

Ponieważ pole elektrostatyczne jest bezwirowe, możemy wyznaczyć taką funkcję skalarną Φ , której gradient (ze znakiem $+$ lub $-$) równa się natężeniu pola:

$$\text{grad } \Phi = \pm \vec{E} \quad (1.15)$$

W teorii pola przyjmuje się znak $-$ w celu zaznaczenia, że zwrot natężenia pola elektrycznego pokazuje kierunek spadku potencjału. Gradient wskazuje kierunek

najwyższych zmian pola elektrycznego. Funkcję skalarną Φ nazywa się **potencjałem**. Jego jednostką jest volt. Potencjał w dowolnym punkcie pola wyznaczyć można z zależności

$$\Phi = -\int \vec{E} \cdot d\vec{l} + \text{const} \quad (1.16)$$

Stałą całkowania wyznacza się poprzez zadanie punktu, w którym potencjał jest równy zeru. Potencjał w punkcie P pochodzący od kilku źródeł punktowych jest sumą algebraiczną (superpozycją) potencjałów wytwarzanych przez poszczególne źródła. **Napięciem** nazywamy różnicę potencjałów między dwoma punktami:

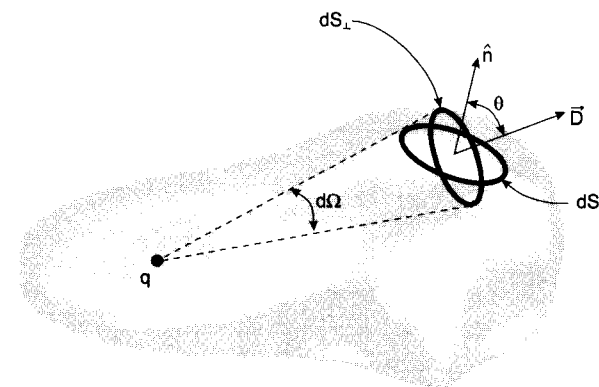
$$U = \Phi_1 - \Phi_2 = \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (1.17)$$

Pole elektrostatyczne można przedstawić graficznie za pomocą **linii pola elektrycznego**, zdefiniowanych jako linie styczne do wektora pola elektrycznego w każdym punkcie przestrzeni. Można je również przedstawić za pomocą **powierzchni ekwipotencjalnych**, które są określone równaniem $\Phi = \text{const}$. Tam, gdzie linie pola lub powierzchnie ekwipotencjalne są umieszczone blisko siebie, natężenie pola elektrycznego szybko się zmienia. W polu elektrostatycznym linie pola są krzywymi otwartymi i mają swój początek na ładunkach dodatnich, a kończą się na ładunkach ujemnych.

Wektor indukcji elektrycznej (lub krótko indukcja elektryczna) jest zdefiniowany następująco:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (1.18)$$

Wymiarem wektora indukcji jest C/m^2 . Indukcja elektryczna wywołana jest ładunkami swobodnymi. Jeśli do wzoru (1.18) podstawimy zależność (1.10) to okaże się, że dla ładunku punktowego wektor indukcji nie zależy od własności środowiska. Jednym z podstawowych twierdzeń elektrostatyki jest **twierdzenie Gaussa**. Zgodnie z tym twierdzeniem strumień wektora indukcji elektrycznej wypływający przez zamkniętą powierzchnię S (rys. 1.2) jest równy algebraicznej



Rys. 1.2. Ładunek q otoczony dowolną powierzchnią S

sumie ładunków znajdujących się w obszarze ograniczonym tą powierzchnią. Matematyczny zapis twierdzenia jest następujący:

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{s} = \int_V \rho dv \quad (1.19)$$

W przypadku prostych konfiguracji pola elektrycznego można je wyznaczyć korzystając z metody superpozycji i zależności określających natężenie pola elektrycznego i potencjał elektryczny od ładunku punktowego lub wykorzystując twierdzenie Gaussa. W przypadkach bardziej skomplikowanych obliczenie pola polega na rozwiązaniu pewnych szczególnych typów równań różniczkowych. Pierwszym z nich jest **równanie Laplace'a** o postaci

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (1.20)$$

Równanie to jest słuszne w obszarze, w którym nie ma ładunków. Jeśli w badanym obszarze ładunki występują, to wykorzystujemy **równanie Poissona**:

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (1.21)$$

1.2. Magnetostatyka

Podstawową własnością **stacjonarnego pola magnetycznego** jest oddziaływanie na poruszające się w tym polu naładowane ciała, jak i na znajdujące się w polu nieruchome przewodniki z prądem. Pole magnetyczne ma określony kierunek, jest więc, podobnie jak pole elektrostatyczne, polem wektorowym. Wielkością charakteryzującą pole magnetyczne w każdym jego punkcie jest **wektor indukcji magnetycznej** $\vec{B}$. Wektor ten jest zwykle definiowany za pomocą siły, z jaką pole magnetyczne działa na przewodnik z prądem. Rozpatrzmy w tym celu przewodnik z prądem stałym I umieszczony w polu o indukcji $\vec{B}$. Na mały element przewodnika o długości dl , przez który przepływa prąd, działa siła dF , która wynosi

$$dF = I \cdot dl \cdot B \sin \theta \quad (1.22)$$

gdzie θ jest kątem pomiędzy wektorami $d\vec{l}$ i $\vec{B}$. Kierunek siły określa reguła śruby prawoskrętnej. Wzór (1.22) można zapisać używając iloczynu wektorowego jako

$$d\vec{F} = I \cdot (d\vec{l} \times \vec{B}) \quad (1.23)$$

Siła $\vec{F}$ zależy od wartości prądu, wymiarów przewodnika i jego położenia w polu magnetycznym. Indukcję magnetyczną mierzymy w teslach (T).

Pole magnetyczne może być również opisane za pomocą **wektora natężenia pola magnetycznego**:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} \quad (1.24)$$

Wektor ten, niezależny od własności magnetycznych środowiska, ma wymiar A/m. Stałą μ , zwaną **bezwzględną przenikalnością magnetyczną** środowiska, możemy rozpisać jako

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (1.25)$$

gdzie μ_r oznacza **względą przenikalność magnetyczną**, a μ_0 **przenikalność magnetyczną próżni**, która wynosi $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

Każdy prąd elektryczny wytwarza wokół siebie pole magnetyczne, opisywane przez wyznaczone doświadczalnie **prawo Biota-Savarta**:

$$\vec{B} = \oint_L \frac{\mu_0 \mu_r I (d\vec{l} \times \hat{r})}{4\pi r^2} \quad (1.26)$$

gdzie I oznacza natężenie prądu, $d\vec{l}$ — element długości przewodnika z prądem, $\hat{r}$ — wersor kierunku położony na prostej między elementem długości a punktem, w którym wyznaczamy pole, natomiast r jest odległością między elementem prądu a punktem obserwacji (rys. 1.3).

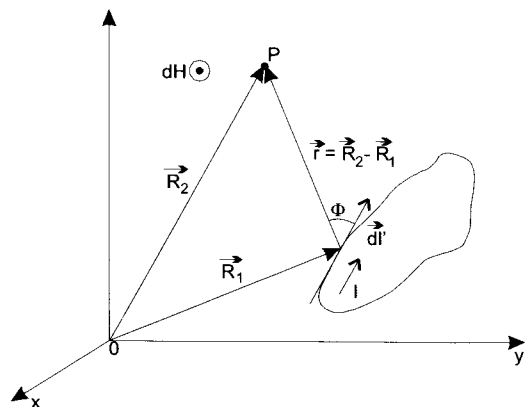
Jednym z najbardziej znanych i użytecznych praw jest **prawo przepływu** (zwane czasami obwodowym prawem Ampere'a):

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \vec{J} \cdot d\vec{s} = I \quad (1.27)$$

Z prawa tego widać, że cyrkulacja wektora pola magnetycznego jest równa prądowi przepływającemu przez powierzchnię ograniczoną drogą całkowania. Dodatni znak przy prądzie jest związany ze zwrotem drogi całkowania zgodnie z regułą śruby prawoskrętnej.

Strumieniem magnetycznym nazywamy całkę o następującej postaci

$$\Phi_m = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (1.28)$$



Rys. 1.3. Pole magnetyczne wytwarzane przez element prądu

Jednostką strumienia magnetycznego jest weber (Wb). Indukcję magnetyczną można określić jako gęstość strumienia magnetycznego, czyli liczbę linii sił pola magnetycznego na jednostkę powierzchni. Doświadczalnie stwierdzono, że strumień magnetyczny przenikający przez powierzchnię zamkniętą jest zawsze równy zeru:

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (1.29)$$

Pole magnetyczne nie ma źródeł i dlatego zwane jest **polem beźródłowym**. Obraz graficzny pola magnetycznego jest przedstawiany za pomocą linii wektora indukcji magnetycznej lub natężenia pola magnetycznego. Linie magnetyczne są zawsze liniami zamkniętymi lub przechodzą do nieskończoności, a ich zwrot jest zgodny z ustawieniem się północnego bieguna igły magnetycznej wprowadzonej do pola.

1.3. Równania Maxwella

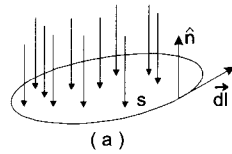
1.3.1. Postać całkowa

Przejdziemy teraz do wyprowadzenia fundamentalnych dla teorii pola elektromagnetycznego równań Maxwella. Równania te zostały opublikowane po raz pierwszy w r. 1873 i były oparte na wielu doświadczeniach z zakresu elektromagnetyzmu. Istnienie fal elektromagnetycznych przewidzianych przez J.C. Maxwella eksperymentalnie potwierdził H. Hertz w r. 1888. Sformułujemy najpierw podstawowe założenia leżące u podstaw klasycznej teorii pola.

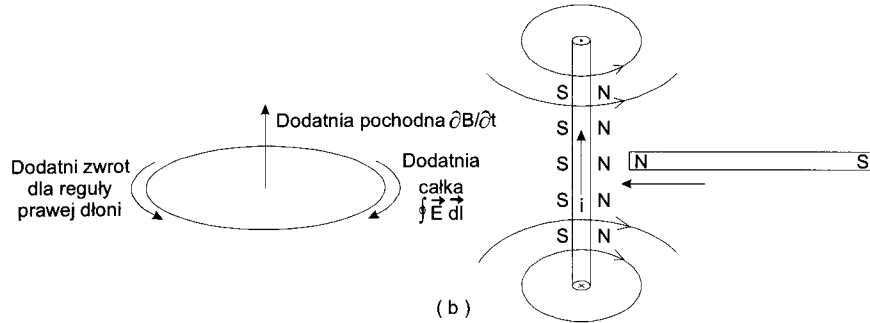
- **Materia jest traktowana jako ośrodek ciągły, a nie zbudowany z cząsteczek.**
- **Zależność wszystkich rozważanych wielkości od czasu jest zdeterminowana, a energia rozchodzi się w postaci fal.**

Przyjęcie pierwszego założenia oznacza w praktyce, że obszary, w których będziemy obliczać pola, powinny być znacznie większe niż rozmiary podstawowych elementów struktury materii. Punkt w klasycznej teorii pola oznacza obszar o bardzo małej objętości, na tyle jednak dużej, aby mieściło się w niej bardzo dużo cząstek materii. Z kolei fizyka kwantowa uczy nas, że energia elektromagnetyczna rozchodzi się w postaci dyskretnych porcji zwanych fotonami. Założenie drugie oznacza, że energia elektromagnetyczna rozchodzi się w postaci fal, czyli jest w sposób ciągły rozłożona w przestrzeni. Mamy zatem do czynienia z chmurami fotonów podlegających prawom statystycznym, co pozwala także na przyjęcie założenia o zdeterminowanej zależności rozważanych wielkości od czasu. Klasyczną teorię pola stosujemy począwszy od częstotliwości, dla których zawodzi klasyczna teoria obwodów (gdy rozmiary obwodów stają się porównywalne z długością fali), aż do częstotliwości odpowiadających światłu (analiza światłowodów). Dla wyższych częstotliwości stosujemy kwantową teorię pola.

Rozważmy na początku **prawo Faradaya** mówiące o tym, że pod wpływem zmian strumienia magnetycznego indukuje się w ramce przewodzącej siła elektromotoryczna równa co do wartości szybkości zmian strumienia, a jej zwrot jest taki, że zaindukowany prąd wywołuje pole magnetyczne przeciw-



(a)



(b)

Rys. 1.4. Ilustracja: a) prawa Faradaya, b) reguły Lenza

działające zmianom pola zewnętrznego (**reguła Lenza**, rys. 1.4). Indukowana SEM wynosi

$$U = - \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (1.30)$$

SEM powstająca w ramce pod wpływem zmian strumienia magnetycznego można wyrazić także jako całkę (cyrkulację) po zamkniętym konturze L:

$$U = \oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (1.31)$$

Z kolei strumień magnetyczny możemy przedstawić jako całkę po powierzchni S ograniczonej krzywą L ze składowej normalnej wektora indukcji

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot \hat{n} ds \quad (1.32)$$

Zakładając, że przyczyną zmian strumienia jest zmiana wektora indukcji, a nie położenia lub wielkości konturu, znak różniczkowania z (1.30) możemy przenieść pod całkę. Otrzymamy wtedy **pierwsze równanie Maxwella**:

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \hat{n} ds \quad (1.33)$$

gdzie $\hat{n}$ jest wersorem normalnym do powierzchni S i skierowanym na zewnątrz niej. Równanie to jest słuszne dla dowolnego konturu i bywa często uzupełniane po prawej stronie o dodatkowy składnik $(-\oint_S \vec{M} \cdot d\vec{s})$ związany z **prądem magnetycznym**. Chociaż prąd magnetyczny nie istnieje w rzeczywistości, czasami wygodnie jest go wprowadzić do celów obliczeniowych. Prąd ten definiuje się jako

$$\vec{M} = \vec{E} \times \hat{n} \quad (1.34)$$

Z pierwszego równania Maxwella widać, że zmienne w czasie pole magnetyczne wytwarza zmienne w czasie pole elektryczne.

Przypomnijmy sobie teraz prawo przepływu:

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I = \int_S \vec{J} \cdot \hat{n} ds \quad (1.35)$$

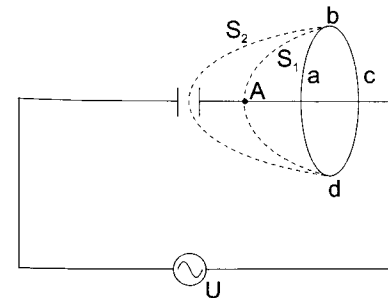
$\vec{J}$ w równaniu (1.35) oznacza sumę **prądu przewodzenia** J_c polegającego na ruchu ładunków w przewodnikach, **prądu unoszenia** J_u polegającego na mechanicznym ruchu naładowanych ciał, np. jonów w cieczy, oraz **prądu przesunięcia** J_d związanego ze zmianami indukcji elektrycznej w czasie. Prąd przewodzenia i unoszenia możemy obliczyć z następujących wzorów:

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (1.36)$$

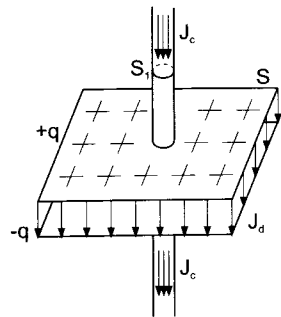
$$\vec{J}_u = \rho \vec{v} \quad (1.37)$$

Pojęcie prądu przesunięcia wymaga nieco szerszego komentarza. Załóżmy, że mamy obwód elektryczny składający się ze źródła napięcia prądu zmiennego oraz kondensatora (rys. 1.5). Chcemy oszacować wartość całki z pola magnetycznego po drodze a-b-c-d-a. Z magnetostatyki wiemy, że wynikiem całki jest prąd elektryczny przepływający wewnątrz powierzchni ograniczonej drogą całkowania. Jeśli wybierzemy taką drogę, że powierzchnia utworzona przez jej krawędzie przecina przewód w punkcie A (droga S_1), to otrzymamy skończoną wartość całki. Wybierzmy teraz drogę całkowania tak, że powierzchnia nie przecina przewodu, lecz przebiega między okładkami kondensatora (droga S_2). Jeżeli założymy, że w obwodzie występuje tylko prąd przewodzenia, to okaże się, że przez powierzchnię S_2 nie płynie żaden prąd i wynik całki wynosi 0. Pomimo że w obu przypadkach droga całkowania ma taki sam kształt, otrzymujemy dwa różne wyniki. Aby zachować **zasadę ciągłości prądu** między okładkami kondensatora, wprowadzamy prąd przesunięcia $\vec{J}_d$. Jego wprowadzenie powoduje, że wynik całkowania po powierzchniach S_1 i S_2 jest taki sam. Wyrazimy teraz prąd przesunięcia za pomocą wzoru. Do okładek ładującego się kondensatora (rys. 1.6) dopływa prąd I równy

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (1.38)$$



Rys. 1.5. Ilustracja prądu przesunięcia w obwodzie elektrycznym z kondensatorem



Rys. 1.6. Ilustracja ciągłości prądu w kondensatorze płaskim przy wykorzystaniu prądu przesunięcia

Jeśli założymy, że między okładkami również płynie prąd związany ze zmianami wektora indukcji elektrycznej w czasie ładowania kondensatora i o tej samej wartości, co w przewodach przyłączonych do okładek, to korzystając z prawa Gaussa otrzymujemy wartość ładunku zgromadzonego w kondensatorze:

$$\iint_S \vec{D} \cdot \hat{n} dS = DS = q \quad (1.39)$$

Biorąc pod uwagę (1.38) dostajemy wzór na gęstość prądu przesunięcia:

$$\vec{J}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.40)$$

Jednostką gęstości prądu przesunięcia jest **amper na metr kwadratowy**. Prąd przesunięcia jest zwykle pomijany dla małych częstotliwości. Dla dobrych przewodników jego wartość jest znacznie mniejsza od prądu przewodzenia nawet dla częstotliwości odpowiadających światłu.

Wróćmy teraz do równania (1.35). Wprowadzając prąd przesunięcia do tego wzoru otrzymujemy **drugie równanie Maxwella** w postaci całkowej:

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{s} \quad (1.41)$$

gdzie $\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_u$. Widać z niego, że **zmienny w czasie prąd lub pole elektryczne jest źródłem zmiennego pola magnetycznego**. Poniżej podano jeszcze raz równania Maxwella w postaci całkowej z dołączonymi prawami Gaussa dla indukcji elektrycznej i magnetycznej:

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \hat{n} dS - \int_S \vec{M} \cdot d\vec{s} \quad (1.42a)$$

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{s} \quad (1.42b)$$

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{s} = \int_V \rho dv \quad (1.42c)$$

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (1.42d)$$

Z otrzymanych równań widać, że **zmiennemu w czasie polu elektrycznemu zawsze towarzyszy zmienne w czasie pole magnetyczne, źródłem zaś pola elektrycznego są ładunki elektryczne**.

1.3.2. Postać różniczkowa i zespolona

Stosując do wzorów (1.42ab) twierdzenie Stokesa, a do równań (1.42cd) twierdzenie Gaussa-Ostrogradzkiego (patrz dodatek), otrzymujemy **postać różniczkową równań Maxwella**:

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{M} \quad (1.43a)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (1.43b)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (1.43c)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (1.43d)$$

Często równania te są uzupełniane o zależność, z której widać, że **źródłem pola gęstości prądów jest zmiana ładunku w czasie** (można ją otrzymać zapisując we wzorze (1.38) ładunek jako całkę objętościową z gęstości ładunku i stosując twierdzenie Gaussa-Ostrogradzkiego):

$$\text{div } \vec{J} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1.44)$$

Z równania (1.43c) widać, że **źródłem pola indukcji elektrycznej są ładunki elektryczne**, natomiast (1.43d) opisuje beźródłowość pola indukcji magnetycznej.

Równania (1.43) i (1.44) nie są od siebie niezależne, od strony matematycznej nie jest zatem konieczne podawanie wszystkich pięciu równań. Tradycyjnie jednak zapisujemy je w takiej właśnie postaci. Z praktycznego punktu widzenia korzystnie jest czasami zastosować zapis zespolony tych równań. Metoda wskazów zespolonych powinna być znana Czytelnikowi z teorii obwodów. Dlatego ograniczymy się tu tylko do określenia konwencji zapisu stosowanej w tej pracy. Stosując rachunek zespolony zakładamy, że mamy do czynienia z polami harmonicznymi zmiennymi w czasie. Zakładamy ponadto stan ustalony tych pól oraz liniowość ośrodka, co implikuje liniowość równań Maxwella. Wobec tych założeń rzeczywisty wektor pola elektrycznego o postaci

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \hat{x} A(x, y, z) \cos(\omega t + \phi) \quad (1.45)$$

gdzie A jest rzeczywistą amplitudą, ω pulsacją przebiegu, a ϕ fazą początkową dla $t = 0$, może być zapisany w postaci zespolonej jako

$$\vec{E}(x, y, z) = \hat{x}A(x, y, z) e^{j\phi} e^{j\omega t} \quad (1.46)$$

Przebiegiem odniesienia jest tu funkcja kosinus. Zwróćmy uwagę, że przy zamianie na postać zespoloną nie zamieniamy amplitudy na wartość skuteczną. Czynniki $e^{j\omega t}$ będzie zwykle umieszczany w równaniach. Wektory zespolone nie mają żadnej interpretacji fizycznej ani geometrycznej. Chcąc stwierdzić własności fizyczne i geometryczne pól należy zawsze przejść na wektory rzeczywiste.

Stosując zapis zespolony otrzymujemy następujący układ równań Maxwella:

$$\text{rot } \vec{E} = -j\omega \vec{B} - \vec{M} \quad (1.47a)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + j\omega \vec{D} \quad (1.47b)$$

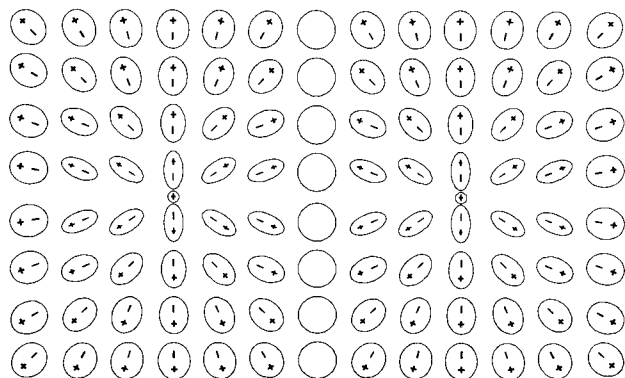
$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (1.47c)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (1.47d)$$

$$\text{div } \vec{J} = -j\omega \rho \quad (1.47e)$$

1.4. Polaryzacja elektryczna i magnetyczna. Rodzaje ośrodków

W środowisku nieprzewodzącym natężenie pola elektrycznego pochodzącego od ładunku punkowego jest ϵ_r razy mniejsze niż w próżni (wzór 1.10). Ta zmiana natężenia pola jest wywołana **polaryzacją** dielektryka. Polaryzacja może odbywać się w różny sposób w zależności od budowy dielektryka. W przypadku braku zewnętrznego pola elektrycznego dielektryk można traktować jako elektrycznie obojętny. W momencie pojawienia się pola zewnętrznego dielektryk polaryzuje się, przy czym polaryzacja może zachodzić zarówno na poziomie atomów, jak i cząsteczek. Widok takiego spolaryzowanego ośrodka jest przedstawiony na rys. 1.7. Ładunki powstające w czasie polaryzacji są związane z cząsteczkami i mogą tylko nieznacznie przemieszczać się wewnątrz nich. Ładunki te zwiemy **ładunkami związanymi**. Wytwarzają one pole skierowane w taki sposób, aby przeciwdziałać



Rys. 1.7. Polaryzacja atomów w dielektryku

polu zewnętrznemu, dlatego wypadkowe natężenie pola jest mniejsze niż natężenie pola zewnętrznego. Wyróżniamy także **ładunki swobodne**, które możemy przenosić z jednego ciała na drugie. Stopień polaryzacji dielektryka opisuje **wektor polaryzacji** $\vec{P}_e$, który wynosi

$$\vec{P}_e = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (1.48)$$

Bezwymiarową wielkość χ_e nazywamy **podatnością elektryczną** dielektryka. Wypadkowy wektor indukcji elektrycznej w dielektryku jest równy

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon \vec{E} \quad (1.49)$$

Przenikalność elektryczna ϵ ma w przypadku pól szybkozmiennych charakter zespolony

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (1.50)$$

co oznacza, że fazy wektorów $\vec{P}$ i $\vec{E}$ są różne (dla pól wolnozmiennych oba wektory są w przybliżeniu w fazie). Część urojona odpowiada za straty ciepłne w ośrodku wynikłe z ruchu drgających dipoli elektrycznych. Z uwagi na zasadę zachowania energii część urojona musi mieć ujemny znak (ϵ'' jest dodatnie). Straty w materiale dielektrycznym mogą być rozpatrywane jako straty w zastępczym przewodniku. W materiale o konduktywności σ obowiązuje tzw. **wektorowe prawo Ohma**:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (1.51)$$

gdzie $\vec{J}$ oznacza powierzchniową gęstość prądu przewodzenia. Wstawiając (1.51) do drugiego równania Maxwella otrzymujemy taką jego postać, w której straty wynikające z polaryzacji dielektryka ($\omega\epsilon''$) są w zapisie matematycznym podobne do strat wynikających z istnienia niezerowej konduktywności:

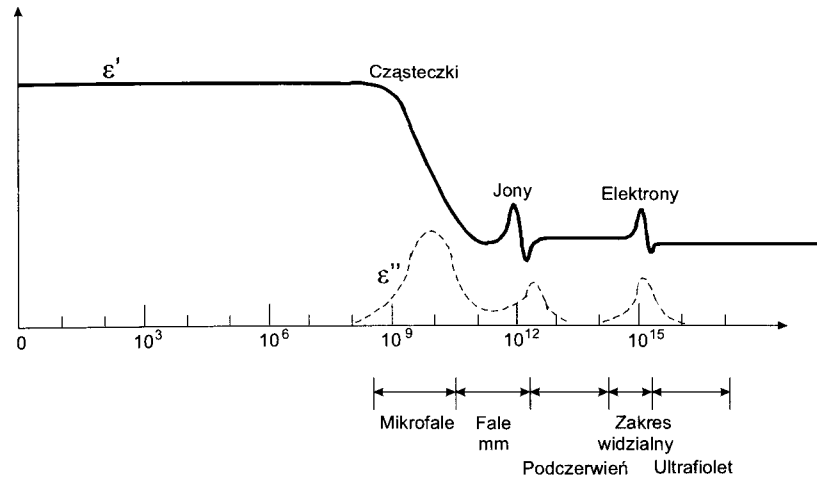
$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= j\omega \vec{D} + \vec{J} = j\omega \epsilon \vec{E} + \sigma \vec{E} = j\omega \epsilon' \vec{E} + (\omega\epsilon'' + \sigma) \vec{E} = \\ &= j\omega \left(\epsilon' - j\epsilon'' - j \frac{\sigma}{\omega} \right) \vec{E} \end{aligned} \quad (1.52)$$

Wyrażenie $\omega\epsilon'' + \sigma$ może być zatem traktowane jako wypadkowa konduktywność efektywna ośrodka. Bardzo ważnym parametrem jest **tangens kąta stratności** δ , zdefiniowany jako

$$\text{tg } \delta = \frac{\omega\epsilon'' + \sigma}{\omega\epsilon'} \quad (1.53)$$

Materiały używane w zakresie mikrofalowym (np. laminat do wykonywania obwodów drukowanych) są zwykle scharakteryzowane w katalogach poprzez podanie rzeczywistej przenikalności ośrodka $\epsilon' = \epsilon_r \epsilon_0$ oraz tangensa kąta stratności. Przy małych częstotliwościach, kiedy nie występuje zjawisko opóźnienia polaryzacji elektrycznej, można stosować rzeczywistą przenikalność elektryczną. Wzór (1.35) upraszcza się wtedy do postaci

$$\text{tg } \delta \approx \frac{\sigma}{\omega\epsilon'} \quad (1.54)$$



Rys. 1.8. Zmiana zespolonej przenikalności elektrycznej dielektryka w funkcji częstotliwości

Jeśli $\text{tg} \delta \gg 1$, to ośrodek można traktować jako dobry przewodnik, jeśli zaś $\text{tg} \delta \ll 1$, to ośrodek uważamy za dobry dielektryk. Warto zauważyć, że rozwiązując pewne zagadnienia w teorii pola przy założeniu dielektryka bezstratnego możemy potem łatwo wprowadzić we wzorach materiał stratny poprzez zastąpienie rzeczywistej przenikalności elektrycznej przez przenikalność zespoloną:

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon'(1 - j\text{tg} \delta) \quad (1.55)$$

Wykres zespolonej przenikalności elektrycznej typowego dielektryka jest pokazany na rys. 1.8.

Analogiczna sytuacja występuje w przypadku ośrodków magnetycznych. Gdy pojawia się zewnętrzne pole magnetyczne, domeny magnetyczne ustawiają się wzdłuż linii pola i wytwarzają **polaryzację magnetyczną** $\vec{P}_m$. Wektor indukcji magnetycznej w ośrodku jest wtedy równy

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{P}_m) = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} = \mu\vec{H} \quad (1.56)$$

gdzie (dla ośrodków liniowych)

$$\vec{P}_m = \chi_m \vec{H} \quad (1.57)$$

Bezwymiarowy współczynnik χ_m zwiemy **podatnością magnetyczną**. W przypadku ogólnym ma ona również charakter zespolony, podobnie jak przenikalność magnetyczna ośrodka. Część urojona odpowiada za straty wynikające z występowania polaryzacji ośrodka.

Ośrodki dzielimy na materialne oraz próżnię. Ośrodki materialne można dalej podzielić pod względem elektrycznym biorąc pod uwagę zależności między wektorami $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{H}$, $\vec{B}$ i $\vec{J}$. Zależności te da się zapisać w postaci **równań materiałowych**:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (1.58)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (1.59)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (1.60)$$

Jeżeli wartości ε , μ i σ nie zależą od współrzędnych punktu w przestrzeni, to ośrodek nazywamy **jednorodnym**. Jeśli co najmniej jeden parametr charakteryzujący ośrodek zależy od współrzędnych punktu, to taki ośrodek nazywamy **niejednorodnym**. Przykładem ośrodka niejednorodnego może być np. ośrodek warstwowy, składający się z kilku jednorodnych warstw. Jeżeli parametry charakteryzujące ośrodek nie są zależne od natężeń pól, to wtedy ośrodek zwiemy **liniowym**. Jeśli przynajmniej jeden z parametrów zależy od natężeń pól, to mamy do czynienia z ośrodkiem **nieliniowym**. Nieliniowość ośrodka pojawia się zwykle przy bardzo dużych natężeniach pola elektrycznego lub magnetycznego. Jeśli parametry ośrodka zależą od częstotliwości, to mówimy o ośrodkach **dyspersyjnych**. Równania materiałowe mają wtedy sens tylko w przypadku sinusoidalnej zależności pól od czasu. W pozostałych przypadkach równania te są słuszne dla transformat Fouriera wektorów $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{H}$, $\vec{B}$ i $\vec{J}$. Jeśli parametry ośrodka nie zależą od kierunku pola, to ośrodek zwiemy **izotropowym**, w przeciwnym zaś razie mamy ośrodek **anizotropowy**. W tym drugim przypadku parametry ośrodka są zapisywane za pomocą **tensorów** rzędu drugiego. Rozpatrzmy dokładniej równanie (1.58). Wektor natężenia pola elektrycznego traktujemy teraz jako macierz kolumnową, podobnie jak wektor indukcji:

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (1.61)$$

Jeżeli tensor jest symetryczny, to mówimy wtedy o **anizotropii zwykłej**. Jeśli własności ośrodka zależą od kierunku pola w stosunku do jednej, wyróżnionej osi (np. z), to taki ośrodek zwiemy **żyotropowym**. Tensor przenikalności elektrycznej nie zmienia się wtedy przy obrocie układu współrzędnych wokół wyróżnionej osi:

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & j\varepsilon_{xy} & 0 \\ -j\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (1.62)$$

Przykładem ośrodka żyotropowego jest plazma w stałym polu elektrycznym. Ośrodkiem żyotropowym jest też jonosfera. W technice mikrofalowej bardzo popularne są **ferryty** umieszczone w stałym polu magnetycznym. Stają się one również ośrodkami żyotropowymi. Jeśli tensor ma następującą prostą formę, to mówimy wtedy o **anizotropii jednoosiowej**:

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (1.63)$$

Parametry ośrodka mogą zależeć także od czasu, temperatury czy prędkości ruchu ośrodka. **Ośrodkiem bianizotropowym** nazywamy taki ośrodek, w którym wektory

indukcji zależą jednocześnie od wektorów natężenia pola elektrycznego i magnetycznego:

$$\vec{D} = \underline{\epsilon} \vec{E} + \underline{\zeta} \vec{H} \quad (1.64)$$

$$\vec{B} = \underline{\nu} \vec{E} + \underline{\mu} \vec{H} \quad (1.65)$$

Ze względu na parametry magnetyczne rozróżniamy trzy typy ośrodków: **diamagnetyczne**, w których magnetyczna przenikalność względna jest nieznacznie mniejsza od jedności, **paramagnetyczne**, w których przenikalność jest nieznacznie większa od jedności oraz **ferromagnetyczne**, w których przenikalność względna jest znacznie większa od jedności. W obliczeniach parametrów materiałów nie będących ferromagnetykami przyjmujemy zawsze wartość $\mu_r = 1$.

Literatura

1. W. Gwarek, T. Morawski. *Teoria pola elektromagnetycznego*. WNT, Warszawa 1985
2. D. Halliday, R. Resnick. *Fizyka*, tom II. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1996
3. R.F. Harrington. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. McGraw-Hill Book Company, New York 1961
4. S.D. Kupalan. *Teoria pola elektromagnetycznego*. WNT, Warszawa 1967
5. D. Pozar. *Microwave Engineering*. Addison-Wesley Publishing Comp., New York 1990
6. S. Ramo, R. Whinnery, T. Van Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. John Wiley & Sons, London 1988
7. L. Róžański. *Pole i fale elektromagnetyczne*. Wydawnictwo Politechniki Poznańskiej, Poznań 1997

2. Fala płaska

2.1. Wyprowadzenie równania falowego dla próżni

Zajmiemy się teraz zagadnieniem rozwiązywania równań Maxwella. Analityczne rozwiązanie tych równań dla dowolnej zależności od czasu, w dowolnych ośrodkach i przy pewnych ogólnych warunkach brzegowych nie zawsze jest możliwe. Stosuje się wtedy dość wyrafinowane metody numeryczne. W tym rozdziale pokażemy rozwiązania równań Maxwella dla najprostszych przypadków. Zapoznajmy się przedtem z pewnymi pojęciami związanymi z ruchem falowym, których będziemy używać w przyszłości. **Falą elektromagnetyczną** nazywamy zaburzenie pola elektrycznego i magnetycznego, które rozchodzi się w próżni lub ośrodku materialnym. **Powierzchnią ekwiampplitudową** nazywamy zbiór punktów, w których w ustalonej chwili amplitudy wektorów pola elektrycznego lub magnetycznego przyjmują takie same wartości. **Powierzchnia ekwifazowa** to zbiór wszystkich punktów, w których fazy wektorów pola elektrycznego lub magnetycznego przyjmują takie same wartości. Powierzchnia ekwiampplitudowa lub ekwifazowa może przyjąć postać płaszczyzny prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali. Jeśli rodzina płaszczyzn ekwifazowych pokrywa się z rodziną płaszczyzn ekwiampplitudowych, to taką falę nazywamy **jednorodną falą płaską**, w przeciwnym przypadku mamy do czynienia z **falą płaską niejednorodną**. Powierzchnia ekwiampplitudowa lub ekwifazowa może mieć postać kuli (mówimy wtedy o **fali kulistej** lub **sferycznej**) lub poboczniczy walca (mówimy wtedy o **fali cylindrycznej**). W wielu przypadkach falę kulistą lub cylindryczną można pod pewnymi warunkami przybliżyć falą płaską, stąd też wynika jej znaczenie praktyczne. Fala płaska jest jednocześnie najprostsza do analizy i dlatego postaramy się dość dokładnie przeanalizować jej własności.

W celu ułatwienia analizy przyjmijmy następujące założenia upraszczające:

- rozważania prowadzimy dla przestrzeni nieograniczonej;
- ośrodek jest liniowy, jednorodny, izotropowy, niedyspersyjny, bezstratny ($\sigma = 0$);
- rozważany ośrodek jest wolny od ładunków i prądów ($\vec{J} = 0$, $\rho = 0$).

Biorąc pod uwagę podane założenia równania Maxwella przyjmują postać:

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1a)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.1b)$$

$$\text{div } \vec{D} = 0 \quad (2.1c)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (2.1d)$$

Ponieważ ośrodek jest liniowy i nie zmienia się w czasie, możemy wyciągnąć parametry charakteryzujące ośrodek przed operator różniczkowania zarówno względem czasu, jak i zmiennych przestrzeni, otrzymując w rezultacie:

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.2a)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.2b)$$

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (2.2c)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (2.2d)$$

Poddając równanie (2.2a) obustronnie rotacji i wykorzystując równanie (2.2b) dostajemy

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{H} = -\mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.3)$$

Przekształcimy teraz lewą stronę (2.3) korzystając z tożsamości wektorowej

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = \text{grad}(\text{div } \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (2.4)$$

i faktu, że dywergencja pola elektrycznego wynosi zero. Otrzymujemy ostatecznie równanie

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.5)$$

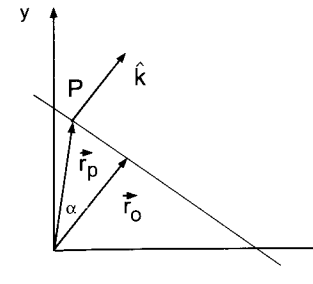
zwane **równaniem falowym** lub **wektorowym równaniem Helmholtza** i opisujące falę płaską rozchodzącą się w nieograniczonym i bezstratnym ośrodku. Postępując analogicznie możemy otrzymać równanie falowe spełniane przez wektor $\vec{H}$:

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.6)$$

Każde rozwiązanie równań Maxwella (uwzględniając podane założenia) spełnia równanie falowe, natomiast nie każde rozwiązanie równania falowego spełnia równania Maxwella.

Poszukamy teraz rozwiązania równania falowego dla wektora pola elektrycznego. **Równanie płaszczyzny stałej fazy** można zapisać w postaci (rys. 2.1)

$$\hat{k} \cdot \vec{r} = \text{const} \quad (2.7)$$



Rys. 2.1. Płaszczyzna stałej fazy

gdzie $\hat{k}$ jest wersorem kierunku prostopadłym do płaszczyzny ekwifazowej, a $\vec{r}$ oznacza wektor łączący początek układu współrzędnych z punktem w przestrzeni. Przyjmijmy dla uproszczenia, że płaszczyzna ekwifazowa jest prostopadła do osi z. Zgodnie z rys. 2.1 dla dowolnego punktu P należącego do tej płaszczyzny jest spełniona zależność

$$\vec{r}_P \cdot \hat{k} = |\vec{r}_P| \cos \alpha |\hat{k}| = r_0 \quad (2.8)$$

$\vec{r}_P$ oznacza wektor między punktem P a początkiem układu współrzędnych, α jest kątem między wektorami $\vec{r}_P$ i $\hat{k}$, a r_0 jest długością najkrótszego z wektorów punktów należących do płaszczyzny S. Wektory możemy rozisać względem składowych x, y i z:

$$|\hat{k}|^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = 1 \quad (2.9a)$$

$$\vec{r} = \hat{x} \cdot x + \hat{y} \cdot y + \hat{z} \cdot z \quad (2.9b)$$

Powierzchnia ekwifazowa fali płaskiej porusza się z prędkością v, a więc powinna spełniać równanie

$$\hat{k} \cdot \vec{r} - vt = \text{const} \quad (2.10a)$$

jeśli porusza się w kierunku wskazywanym przez $\hat{k}$ lub

$$\hat{k} \cdot \vec{r} + vt = \text{const} \quad (2.10b)$$

gdy porusza się w przeciwną stronę. Zastosujemy teraz metodę przewidywań i założymy, że rozwiązanie równania Helmholtza ma postać

$$\vec{E} = \vec{F}(\hat{k} \cdot \vec{r} - vt) + \vec{\Phi}(\hat{k} \cdot \vec{r} + vt) \quad (2.11)$$

gdzie $\vec{F}$ i $\vec{\Phi}$ są dowolnymi funkcjami wektorowymi dwukrotnie różniczkowalnymi. Pierwsza z nich opisuje falę płaską rozchodzącą się w stronę $+\hat{k}$, a druga falę rozchodzącą się w stronę $-\hat{k}$. Aby uprościć rozważania, pominiemy falę rozchodzącą się w kierunku $-\hat{k}$. Spróbujemy uzależnić prędkość fali od parametrów ośrodka. Podstawmy przewidywane rozwiązanie o postaci

$$\vec{E} = \vec{F}(\hat{k} \cdot \vec{r} - vt) = \vec{F}(k_x x + k_y y + k_z z - vt) \quad (2.12)$$

do wyrażenia na laplasjan pola elektrycznego:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \vec{F}(k_x x + k_y y + k_z z - vt) = k_x^2 \vec{F}''(\hat{k} \cdot \vec{r} - vt) \quad (2.13)$$

$$\nabla^2 \vec{F} = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \vec{F}''(\hat{k} \cdot \vec{r} - vt) = \vec{F}''(\hat{k} \cdot \vec{r} - vt) \quad (2.14)$$

$\vec{F}''$ oznacza drugą pochodną zwyczajną funkcji $\vec{F}$ względem argumentu $(\hat{k} \cdot \vec{r} - vt)$. Druga pochodna tej funkcji po czasie jest równa

$$\frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial t^2} = v^2 \vec{F}''(\hat{k} \cdot \vec{r} - vt) \quad (2.15)$$

Podstawiając obliczone pochodne do równania falowego otrzymujemy

$$\vec{F}''(\hat{k} \cdot \vec{r} - vt) (1 - \mu \epsilon v^2) = 0 \quad (2.16)$$

Równanie (2.16) będzie spełnione dla dowolnej funkcji $\vec{F}$, jeśli drugi nawias będzie równy zeru, a więc będzie spełniony warunek

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \quad (2.17)$$

gdzie c jest prędkością światła w próżni. Wyprowadziliśmy zatem wzór na prędkość rozchodzenia się fali płaskiej. Jest ona uzależniona od wartości przenikalności elektrycznej i magnetycznej ośrodka. Wielkość opisana wzorem (2.17) określa prędkość, z jaką porusza się powierzchnia ekwifazowa i stąd zwięźle ją **prędkością fazową**.

Dywergencja pola elektrycznego jest w naszym przypadku równa 0, zatem podstawiając przewidywane rozwiązanie do (2.2c) dostajemy

$$\text{div } \vec{F} = F'_x k_x + F'_y k_y + F'_z k_z = \vec{F}' \cdot \hat{k} = 0 \quad (2.18)$$

Znak prim oznacza pierwszą pochodną względem argumentu $(\hat{k} \cdot \vec{r} - vt)$. Całkując obustronnie (2.18) i pomijając ewentualne istnienie pola elektrostatycznego otrzymujemy równanie

$$\vec{E} \cdot \hat{k} = 0 \quad (2.19)$$

Interpretacja fizyczna (2.19) jest następująca: **pole elektryczne fali płaskiej nie ma składowej w kierunku rozchodzenia się tej fali, a tylko składowe prostopadłe do kierunku propagacji**. Podobny wniosek możemy wyprowadzić dla pola magnetycznego korzystając z warunku znikania dywergencji pola magnetycznego. Oznacza to, że fala płaska rozchodząca się w nieograniczonym dielektryku idealnym (bezzstratnym) jest **falą poprzeczną**, czyli falą, w której drgania są prostopadłe do kierunku propagacji.

Aby przewidywane przez nas rozwiązanie opisywało falę płaską, musimy dobrać do wektora pola elektrycznego $\vec{E}$ wektor pola magnetycznego w taki sposób, aby spełniał on równania Maxwella. W tym celu obliczmy rotację wektora natężenia pola elektrycznego. Wiedząc, że

$$\frac{\partial \vec{F}}{\partial x} = k_x \vec{F}' \quad (2.20a)$$

$$\frac{\partial \vec{F}}{\partial y} = k_y \vec{F}' \quad (2.20b)$$

$$\frac{\partial \vec{F}}{\partial z} = k_z \vec{F}' \quad (2.20c)$$

otrzymujemy

$$\text{rot } \vec{F} = \begin{bmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ F_x & F_y & F_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ k_x & k_y & k_z \\ F'_x & F'_y & F'_z \end{bmatrix} = \hat{k} \times \vec{F}' \quad (2.21)$$

Po podstawieniu tego wyniku do (2.2a) mamy

$$\hat{k} \times \vec{F}' = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.22)$$

$$\vec{H} = -\frac{1}{\mu} \int (\hat{k} \times \vec{F}') dt = \frac{\hat{k} \times \vec{E}}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}} \quad (2.23)$$

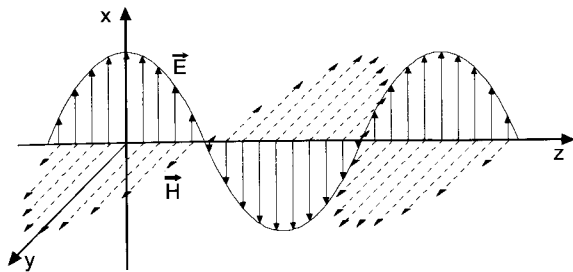
Wektor $\vec{H}$ z równania (2.23) spełnia równania Maxwella, zatem razem z wektorem z równania (2.12) opisuje on falę elektromagnetyczną. Wyznaczając wektor $\vec{E}$ i wychodząc z równania falowego dla $\vec{H}$ otrzymamy

$$\vec{E} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \vec{H} \times \hat{k} \quad (2.24)$$

Ze wzorów (2.23) i (2.24) wynika kolejna ważna właściwość fali płaskiej: **wektory natężenia pola elektrycznego i magnetycznego są do siebie wzajemnie prostopadłe**. Biorąc pod uwagę równanie (2.19) możemy stwierdzić, że trójka wektorów $\vec{E}$, $\vec{H}$ i $\hat{k}$ jest prawoskrętna (podobnie jak układ współrzędnych kartezjańskich xyz). Falę, która ma obie wymienione własności, nazywamy **falą typu TEM** (transverse electromagnetic wave). Z falami typu TEM mamy zwykle do czynienia w ośrodkach nieograniczonych i izotropowych. Na rysunku 2.2 pokazano pole elektryczne i magnetyczne harmonicznej fali płaskiej rozchodzącej się w dielektryku bezstratnym. Pole elektryczne przedstawione na tym rysunku można opisać wzorem

$$E_x(z, t) = A \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \quad (2.25)$$

Jeśli mamy tylko jedną składową, to otrzymamy **jednowymiarowe równanie Helmholtza**:



Rys. 2.2. Pole elektryczne i magnetyczne fali TEM w dielektryku bezstratnym (próżni)

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k^2 E_x = 0 \quad (2.26)$$

Stałą

$$k = \omega \sqrt{\mu\epsilon} \quad (2.27)$$

nazywamy **liczbą falową ośrodka**, której jednostką jest 1/m. Zapisując równanie stałej fazy jako

$$\omega t - kz = \text{const} \quad (2.28)$$

przewidujemy rozwiązanie (2.26) o następującej postaci

$$E_x(z, t) = E^+ \cos(\omega t - kz) + E^- \cos(\omega t + kz) \quad (2.29)$$

gdzie E^+ i E^- są rzeczywistymi amplitudami. Pierwszy składnik reprezentuje falę biegnącą w stronę $+z$, aby zatem utrzymać się na tym samym punkcie fali (punkt o ustalonej fazie), należy poruszać się w stronę $+z$ w miarę upływu czasu zgodnie z równaniem stałej fazy. Drugi składnik (2.29) reprezentuje falę rozchodzącą się w stronę $-z$. Wyznaczając prędkość fazową z równania (2.28) dostajemy

$$v_p = \frac{dz}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{\omega t - \text{const}}{k} = \frac{\omega}{k} \quad (2.30)$$

Długością fali λ nazywamy odległość między dwoma następującymi po sobie maksimami lub minimami w ustalonej chwili. Odstęp między maksimami wynosi w mierze kątowej 2π , mamy zatem

$$[\omega t - kz] - [\omega t - k(z + \lambda)] = 2\pi \quad (2.31)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi v_p}{\omega} = \frac{v_p}{f} \quad (2.32)$$

W równaniu (2.24) występuje pewien współczynnik proporcjonalności. Jest on zwany **impedancją właściwą** ośrodka bezstratnego, zależną tylko i wyłącznie od parametrów ośrodka:

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (2.33)$$

Impedancję falową ośrodka definiuje się jako stosunek prostopadłych do kierunku rozchodzenia się fali składowych pola elektrycznego i magnetycznego (nie zależy jawnie od parametrów ośrodka):

$$Z_f = \frac{E_{\perp}}{H_{\perp}} \quad (2.34)$$

W ogólności impedancja falowa jest różna od impedancji właściwej ośrodka. Szczególnym przypadkiem jest fala typu TEM, dla której obie impedancje są sobie równe. Wartość impedancji właściwej dla próżni wynosi $Z_0 = 120\pi \Omega \approx 377 \Omega$.

2.2. Postać ogólna równania falowego. Fala płaska w dielektryku stratnym

Rzeczywiste dielektryki (oprócz próżni) mają konduktywność różną od zera. Przyjmując ten warunek oraz założenia poczynione w poprzednim podpunkcie możemy napisać układ równań Maxwella w przypadku bardziej ogólnym:

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.35a)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.35b)$$

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (2.35c)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (2.35d)$$

Postępując podobnie jak w p. 2.1 otrzymujemy **postać ogólną równania falowego**:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.36)$$

Rozwiązanie tego równania dla dowolnej zależności pól od czasu jest bardzo skomplikowane, a przy tym trudne do interpretacji fizycznej i geometrycznej. Zajmiemy się znów najprostszym przypadkiem, to jest polami harmonicznymi zmiennymi w czasie. Pozwala nam to zastosować rachunek zespolony. Utrzymujemy w mocy wszystkie założenia dotyczące ośrodka oraz ładunków i prądów. Jedynym prądem, który pojawia się w równaniach, jest prąd przewodzenia $\sigma \vec{E}$. W dziedzinie zespolonej układ równań (2.35) przybiera teraz postać:

$$\text{rot } \vec{E} = -j\omega\mu \vec{H} \quad (2.37a)$$

$$\text{rot } \vec{H} = j\omega\epsilon \vec{E} + \sigma \vec{E} \quad (2.37b)$$

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (2.37c)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (2.37d)$$

Równanie Helmholtza w dziedzinie zespolonej wygląda następująco:

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu \epsilon \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right) \vec{E} = 0 \quad (2.38)$$

Równanie to jest podobne do równania falowego dla dielektryka idealnego z tą różnicą, że liczbę falową $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ zastąpiło wyrażenie $\omega^2 \mu \epsilon \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)$. Zdefiniujemy teraz liczbę zespoloną γ , zwaną **współczynnikiem propagacji**:

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon)} = j\omega\sqrt{\mu\epsilon} \sqrt{1 - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon}} \quad (2.39)$$

Jednostką współczynnika propagacji jest 1/m. Jeśli pole elektryczne ma tylko jedną składową, np. x , to równanie (2.38) redukuje się do

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \gamma^2 E_x = 0 \quad (2.40)$$

Równanie (2.40) ma rozwiązanie w postaci

$$E_x(z) = E^+ e^{-\vec{\gamma} \cdot \vec{r}} + E^- e^{\vec{\gamma} \cdot \vec{r}} = E^+ e^{-\gamma z} + E^- e^{\gamma z} \quad (2.41)$$

gdzie E^+ i E^- są amplitudami fal rozchodzących się odpowiednio w stronę $+z$ i $-z$, a wektor $\vec{\gamma}$ jest zwany **wektorem propagacji** wskazującym kierunek propagacji fali i zdefiniowanym jako:

$$\vec{\gamma} = \gamma \hat{k} \quad (2.42)$$

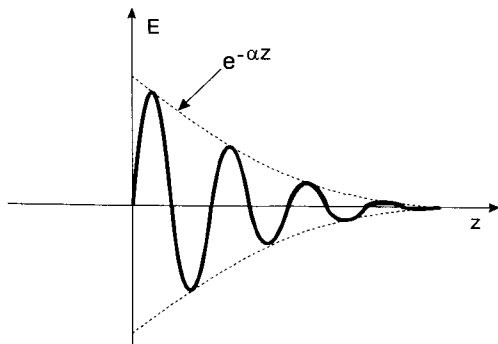
Fala rozchodząca się w stronę $+z$ ma zatem następującą zależność od czasu i przestrzeni

$$e^{-\gamma z} e^{j\omega t} = e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.43)$$

w dziedzinie zespolonej lub

$$e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z) \quad (2.44)$$

w dziedzinie rzeczywistej. Fala opisywana tymi równaniami, pokazana na rys. 2.3, nie ma składowych wzdłuż kierunku propagacji, czyli jest falą poprzeczną typu



Rys. 2.3. Fala TEM w ośrodku stratnym

TEM. Czynniki $e^{-\alpha z}$ odpowiada za wykładnicze tłumienie amplitudy wzdłuż kierunku propagacji. Z tego powodu α zwiemy **współczynnikiem tłumienia**. Prędkość fazowa fali w ośrodku stratnym wynosi

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} \quad (2.45)$$

a długość fali możemy obliczyć ze wzoru

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad (2.46)$$

Współczynnik β nazywamy **współczynnikiem fazy**. Zwróćmy uwagę, że prędkość fazowa ogólnie zależy nie tylko od μ i ϵ ośrodka, ale również od konduktywności i częstotliwości fali. W związku z tym w przypadku dielektryków stratnych nie obliczamy długości fali ze wzoru (2.32), lecz z zależności (2.46). Jeśli założymy ośrodek bezstratny, to $\gamma = jk$ oraz $\alpha = 0$ i $\beta = k$.

Jak już wiemy, straty można uwzględnić za pomocą zespolonej przenikalności elektrycznej $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$. Wtedy $\sigma = 0$ i otrzymujemy wzór na współczynnik propagacji:

$$\gamma = j\omega\sqrt{\mu\epsilon} = jk = j\omega\sqrt{\mu\epsilon'(1 - j \tan \delta)} \quad (2.47)$$

gdzie $\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$. Obliczając stowarzyszone z (2.41) pole magnetyczne dostajemy

$$\vec{H}_y = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{j\gamma}{\omega\mu} (E^+ e^{-\gamma z} - E^- e^{\gamma z}) \quad (2.48)$$

Podobnie jak w przypadku dielektryka idealnego wektory $\vec{E}$ i $\vec{H}$ są ze sobą powiązane poprzez impedancję właściwą ośrodka

$$Z = \frac{j\omega\mu}{\gamma} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}} \quad (2.49)$$

Jest to wielkość zespolona i w przypadku dielektryka idealnego redukuje się do postaci ze wzoru (2.34). Impedancja falowa zdefiniowana w (2.33) także i w tym przypadku jest równa impedancji właściwej.

Podane do tej pory wzory są słuszne dla dowolnego dielektryka ze stratami. W praktyce można nieco je uprościć w zależności od rodzaju dielektryka. Przypadek dielektryka idealnego omówiliśmy na samym początku rozdziału. Rozważymy teraz **dielektryk o małych stratach**, w których spełniony jest warunek $\sigma \ll \omega\epsilon$ lub równoważny mu $\tan \delta \ll 1$. Impedancję właściwą możemy zapisać jako

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 - j \tan \delta}} \quad (2.50)$$

Biorąc pod uwagę ten wzór widzimy, że moduł impedancji jest w przybliżeniu niezależny od konduktywności ośrodka ani od częstotliwości fali, natomiast argument impedancji jest równy połowie kąta stratności:

$$|Z| \approx \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (2.51)$$

$$\text{Arg } Z = \frac{\delta}{2} \quad (2.52)$$

Obliczając współczynnik propagacji korzystamy z rozwinięcia Taylora względem małej wartości $\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}$, z którego bierzemy dwa pierwsze wyrazy:

$$\gamma \approx j\omega \sqrt{\mu\varepsilon} \left(1 + \frac{\sigma}{2j\omega\varepsilon}\right) \quad (2.53)$$

Otrzymaliśmy zatem następujące wyrażenia na współczynniki tłumienia i propagacji:

$$\alpha \approx \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (2.54)$$

$$\beta \approx \omega \sqrt{\mu\varepsilon} \quad (2.55)$$

Z analizy wzorów wynika, że parametry fali rozchodzącej się w dielektryku idealnym i dielektryku z małymi stratami są w przybliżeniu takie same. Jediną różnicą jest zmniejszenie się amplitudy fali w ośrodkach rzeczywistych na skutek strat mocy zamienianej na ciepło.

2.3. Fala płaska w przewodniku. Zjawisko naskórkowości

Bardzo wiele zagadnień praktycznych dotyczy rozchodzenia się fal w dobrych (ale nie idealnych) przewodnikach. Prąd przewodzenia jest tu znacznie większy aniżeli prąd przesunięcia. Oznacza to spełnienie warunku $\sigma \gg \omega\varepsilon$ lub $\varepsilon'' \gg \varepsilon'$. Większość metali może być zaliczona do dobrych przewodników. Pomijając prąd przesunięcia we wzorach mamy następujące zależności na impedancję właściwą i współczynnik propagacji:

$$Z \approx \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}} e^{j(\pi/4)} \quad (2.56)$$

$$\gamma \approx \sqrt{j\omega\mu\sigma} = j\omega \sqrt{\mu\varepsilon} \sqrt{\frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}} = (1+j) \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \quad (2.57)$$

$$\alpha \approx \beta \approx \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \quad (2.58)$$

Fala padająca na dobry przewodnik ulega bardzo szybko stłumieniu, w związku z czym wnika na niewielką głębokość. Prąd przewodzenia o dużej częstotliwości nie płynie pełnym przekrojem przewodnika, lecz po jego powierzchni w warstwie

o skończonej grubości. Zjawisko to nosi nazwę **naskórkowości** i jest bardzo istotne przede wszystkim w technice wielkich częstotliwości, choć widać je już przy częstotliwościach akustycznych. Ważnym parametrem pozwalającym obliczyć efektywną rezystancję przewodów jest **głębokość wnikania**, równa drodze, na której amplituda fali maleje e-krotnie (2,71 razy). Głębokość wnikania określa wzór

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (2.59)$$

gdyż zgodnie z definicją $e^{-\alpha z} = e^{-\alpha\delta_s} = e^{-1}$. Głębokość wnikania jest dla przewodników bardzo mała. Przykładowo, dla częstotliwości 10 GHz głębokość wnikania dla miedzi wynosi $6,6 \cdot 10^{-7}$ m, dla złota $7,86 \cdot 10^{-7}$ m, dla aluminium $8,14 \cdot 10^{-7}$, a dla srebra $6,4 \cdot 10^{-7}$ m. Impedancja właściwa, wyrażona za pomocą głębokości wnikania, opisana jest wzorem

$$Z \approx (1+j) \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} = (1+j) \frac{1}{\sigma\delta_s} \quad (2.60)$$

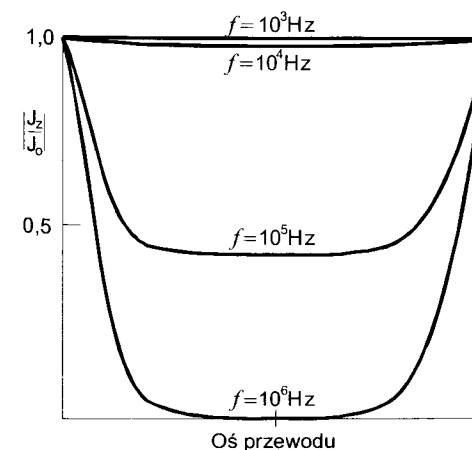
Współczynnik

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \quad (2.61)$$

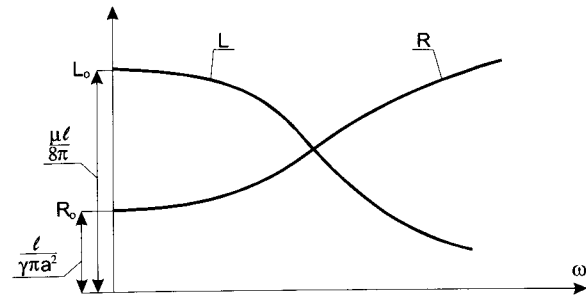
zwany jest **rezystancją powierzchniową**.

Zajmijmy się nieco bliżej naskórkowością. Dokładna analiza matematyczna tego zjawiska jest dość skomplikowana. Najczęściej rozpatrywanym w literaturze przypadkiem jest prąd płynący w przewodzie o przekroju kołowym. Równanie opisujące prąd przewodzenia w takim przewodzie jest zwane **równaniem różniczkowym Bessela**. Poniżej przedstawimy najważniejsze wnioski płynące z analizy rozwiązania tego równania.

W przewodniku w kształcie walca o przekroju kołowym największa gęstość prądu występuje na powierzchni przewodnika, natomiast najmniejsza na jego osi. Im



Rys. 2.4. Rozkład prądu w przewodniku o przekroju kołowym dla różnych częstotliwości



Rys. 2.5. Zależność oporu i indukcyjności od częstotliwości w przewodniku kołowym o promieniu a i długości l

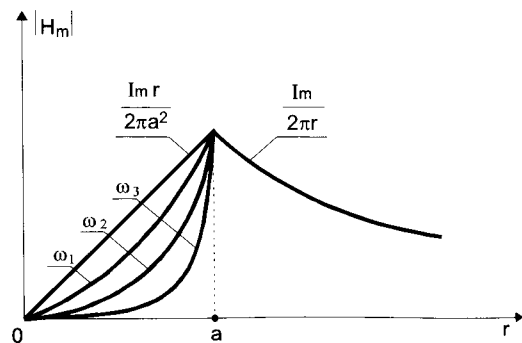
większa jest konduktancja i przenikalność magnetyczna przewodnika oraz im większa częstotliwość prądu, tym bardziej nierównomiernie rozdziela się prąd. Zjawisko to pokazano na rys. 2.4 przedstawiającym rozkład prądu dla przewodu miedzianego o średnicy 1 mm dla różnych częstotliwości. W związku ze zjawiskiem naskórkowości zmienia się rezystancja i indukcyjność przewodnika. Ze wzrostem częstotliwości rezystancja rośnie, a indukcyjność maleje, co pokazano na rys. 2.5. W przypadku bardzo wielkich częstotliwości można przyjąć, że prąd płynie tylko po powierzchni przewodnika, a wewnątrz niego strumień magnetyczny równa się zero. Wewnątrz przewodnika nie ma zatem pola elektromagnetycznego. Na rysunku 2.6 przedstawiono zależność natężenia pola magnetycznego od częstotliwości i od odległości od osi przewodu o promieniu a . Rezystancję na jednostkę długości dla przewodu miedzianego o przekroju kołowym można obliczyć z następującej zależności [5]

$$\frac{R}{l} = 4,165 \cdot 10^{-8} \frac{\sqrt{f}}{r} \frac{\Omega}{m} \quad (2.62)$$

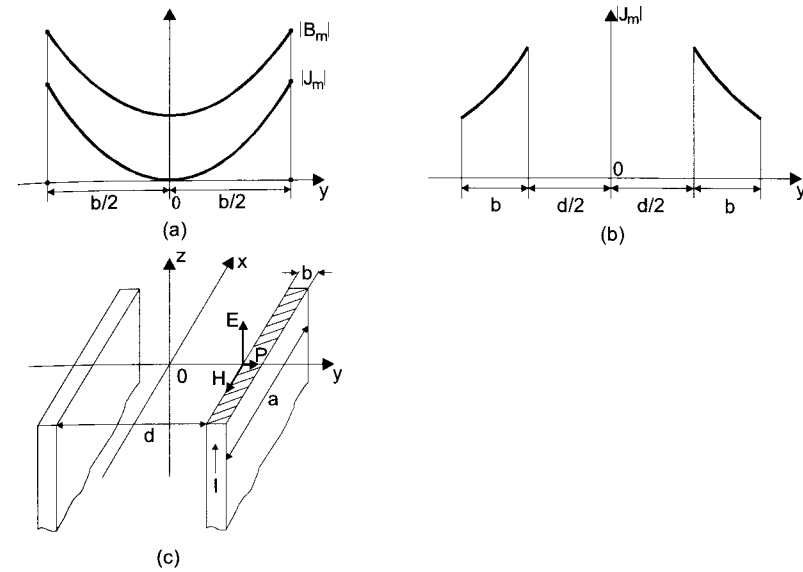
gdzie częstotliwość jest podana w Hz, a promień przewodu r w metrach. W przypadku przewodu o dowolnym przekroju poprzecznym, jeśli spełniony jest warunek [8]

$$\delta_s \ll r_{\min} \quad (2.63)$$

gdzie $r_{\min}$ jest minimalnym promieniem krzywizny krzywej ograniczającej obszar przekroju poprzecznego przewodnika, to rezystancję tego przewodnika możemy



Rys. 2.6. Zależność natężenia pola magnetycznego od częstotliwości i odległości od osi przewodnika ($\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$)



Rys. 2.7. a) Indukcja magnetyczna i gęstość prądu wzdłuż przewodu taśmowego, b) rozkład gęstości prądu dla dwóch przewodów taśmowych, c) geometria przewodu taśmowego

obliczyć tak, jakby prąd stały płynął w przewodzie warstwą „naskórkową” o grubości równej głębokości wnikania.

Podobnie wygląda zjawisko naskórkowości w przewodach o innych przekrojach. Na rysunku 2.7a pokazano zależność indukcji magnetycznej i gęstości prądu w funkcji odległości od środka symetrii dla przewodu taśmowego. W przypadku istnienia kilku przewodów z prądem na jego rozkład mają także wpływ przewody sąsiednie. Zjawisko to nosi nazwę **zjawiska zbliżenia**. Na rysunku 2.7b jest pokazany rozkład gęstości prądu wzdłuż przekroju dwóch przewodów taśmowych o grubości taśmy b .

Naskórkowość jest zjawiskiem bardzo niekorzystnym, gdyż powoduje wzrost rezystancji, a co za tym idzie, wzrost strat energii na ciepło. W przypadku cewek powoduje to zmniejszenie ich dobroci. Stosuje się różne metody ograniczania efektu naskórkowości. Pierwsza z nich polega na nawijaniu cewek tzw. **licą wielkiej częstotliwości** (w.cz.). Licą jest przewodem składającym się z bardzo wielu wzajemnie od siebie odizolowanych drucików. Powoduje to wzrost efektywnego przekroju, przez który płynie prąd i obniżenie rezystancji oraz strat energii. Licę w.cz. można często spotkać w obwodach odbiorników radiowych na zakres fal długich, średnich i krótkich. Drugą metodą jest powlekanie powierzchni przewodnika warstwą materiału o większej konduktywności (np. srebra). Cewki wykonane z tzw. srebzanek można odnaleźć w głowicach UKF radioodbiorników czy telewizorów. Dla bardzo dużych częstotliwości niezwykle ważne jest zapewnienie odpowiedniej gładkości powierzchni przewodnika. Nierówna powierzchnia powoduje wydłużenie drogi, przez którą płynie prąd (rys. 2.8). Wygładzanie wewnętrznej powierzchni i powlekanie innymi metalami jest dość często spotykanym zabiegiem w technice falowodowej.

2.4. Polaryzacja fali płaskiej

Pojęcie polaryzacji jest bardzo istotne w technice antenowej i propagacji fal radiowych. **Polaryzację** fali płaskiej określa miejsce geometryczne (figura geometryczna) zakreślane w czasie przez koniec wektora natężenia pola elektrycznego na płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali. Rozważmy superpozycję dwóch fal w próżni: pierwszej, której wektor $\vec{E}$ drga wzdłuż osi x, i drugiej, której wektor $\vec{E}$ drga wzdłuż osi y. Obie fale rozchodzą się w stronę +z. Wypadkowy wektor pola elektrycznego możemy zapisać w postaci

$$\vec{E} = (E_1 e^{j\varphi_1} \hat{x} + E_2 e^{j\varphi_2} \hat{y}) e^{-jk_0 z} \quad (k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}) \quad (2.64)$$

Najprostsze są przypadki, w których jedna ze składowych jest równa 0. Koniec wektora natężenia pola elektrycznego zakreśla wówczas odcinek prostej wzdłuż osi x lub y. Mówimy wtedy, że fala jest spolaryzowana **liniowo**. Jeśli amplitudy obu składowych są różne od zera, a ponadto ich fazy spełniają warunek

$$|\varphi_1 - \varphi_2| = n\pi \quad \text{dla } n = 0 \text{ lub } 1 \quad (2.65)$$

to fala jest również spolaryzowana liniowo, a odcinek zakreślany przez wypadkowy wektor jest nachylony do osi x pod kątem równym

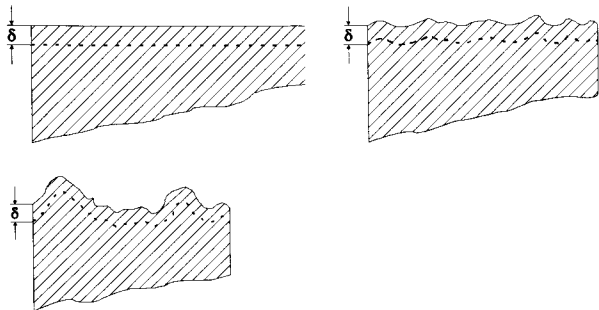
$$\Phi = \arctg \frac{E_2}{E_1} \quad (2.66)$$

Na przykład, jeśli $E_1 = E_2 = E_0$, to otrzymamy wektor $\vec{E} = E_0(\hat{x} + \hat{y}) e^{-jk_0 z}$ nachylony pod kątem 45 stopni do osi x. Rozważmy teraz przypadek, kiedy amplitudy obu składowych są równe i przesunięte w fazie o 90 stopni, a wypadkowy wektor dany jest równaniem

$$\vec{E} = E_0(\hat{x} - j\hat{y}) e^{-jk_0 z} \quad (2.67)$$

Koniec wektora zatacza teraz okrąg w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji fali. Fałę, której składowe spełniają dwa warunki:

$$E_1 = E_2 \quad (2.68a)$$



Rys. 2.8. Wpływ nierówności powierzchni na długość drogi prądu

$$|\varphi_1 - \varphi_2| = \frac{(2n+1)\pi}{2} \quad \text{dla } n = 0 \text{ lub } 1 \quad (3.68b)$$

nazywamy fałą spolaryzowaną **kołowo**. Wektor pola elektrycznego może wirować w prawą lub lewą stronę. Mówimy, że fala ma **polaryzację kołową prawoskrętną** (PKP), jeśli patrząc w stronę oddalającej się od nas fali jej wektor $\vec{E}$ wiruje w prawą stronę zgodnie z ruchem wskazówek zegara. Wektor pola elektrycznego fali o **polaryzacji kołowej lewoskrętnej** (PKL) będzie wirował przeciwnie do ruchu wskazówek zegara. Aby ustalić skrętność fali (2.67), zapiszmy wektor rzeczywisty natężenia pola elektrycznego:

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \left\{ \hat{x} \cos(\omega t - k_0 z) + \hat{y} \cos\left(\omega t - k_0 z - \frac{\pi}{2}\right) \right\} \quad (2.69)$$

Chcąc ustalić kierunek wirowania zakładamy, że $z = 0$. Wzór (2.69) redukuje się do

$$\vec{E}(0, t) = E_0 \{ \hat{x} \cos \omega t + \hat{y} \sin \omega t \} \quad (2.70)$$

Widzimy, że kiedy ωt narasta od zera, to wektor $\vec{E}$ wiruje przeciwnie do ruchu wskazówek zegara od osi x, czyli mamy do czynienia z PKL. Równanie o postaci

$$\vec{E} = E_0(\hat{x} + j\hat{y}) e^{-jk_0 z} \quad (2.71)$$

opisuje fałę o PKL. Ciekawą właściwością jest możliwość zapisania fali o polaryzacji liniowej jako superpozycji dwóch fal o polaryzacji kołowej i przeciwnych skrętnościach. Niech będzie dany wektor spolaryzowany liniowo o postaci np. $\vec{E} = E_0(\hat{x} + 2\hat{y}) e^{-jk_0 z}$. Wektor ten musi być równy superpozycji dwóch fal o polaryzacji kołowej, czyli $\vec{E} = A(\hat{x} - j\hat{y}) e^{-jk_0 z} + B(\hat{x} + j\hat{y}) e^{-jk_0 z}$. Wymnażając prawą stronę równania i porównując ze sobą amplitudy dla składowej x i y dostajemy układ równań

$$A + B = E_0 \quad (2.72a)$$

$$-jA + jB = 2E_0 \quad (2.72b)$$

z którego możemy wyznaczyć amplitudy A i B fal o polaryzacji kołowej. Prawdziwe jest również twierdzenie mówiące, że każdą fałę spolaryzowaną liniowo można przedstawić jako superpozycję dwóch fal eliptycznych o przeciwnych skrętnościach. Z własności tej skorzystamy przy okazji analizy propagacji fali elektromagnetycznej w jonosferze.

Fale, które nie spełniają ani warunku (2.65), ani warunków (2.68), są spolaryzowane **eliptycznie**, gdyż ich wektory pola elektrycznego zataczają elipsę. Polaryzacja eliptyczna może również być prawo- lub lewoskrętna. Obliczając wektor pola magnetycznego odpowiadający wektorowi $\vec{E}$ możemy się przekonać, że jego polaryzacja jest taka sama jak dla wektora pola elektrycznego.

Literatura

1. R. E. Collin. *Field Theory of Guided Waves (second edition)*. IEEE Press, New York 1991
2. R.E. Collin. *Prowadzenie fal elektromagnetycznych*. PWN, Warszawa 1966
3. W. Gwarek, T. Morawski. *Teoria pola elektromagnetycznego*. WNT, Warszawa 1985
4. R.F. Harrington. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. McGraw-Hill Book Company, New York 1961
5. S.D. Kupalan. *Teoria pola elektromagnetycznego*. WNT, Warszawa 1967
6. D. Pozar. *Microwave Engineering*. Addison-Wesley Publishing Comp., New York 1990
7. S. Ramo, R. Whinnery, T. Van Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. John Wiley & Sons, London 1988
8. L.A. Wainstein. *Fale elektromagnetyczne*. PWN, Warszawa 1963

3. Zależności energetyczne w polu elektromagnetycznym

3.1. Energia magazynowana w polu elektrycznym i magnetycznym

Zarówno w polu elektrycznym, jak i magnetycznym, magazynowana jest pewna energia. Jest ona gromadzona w czasie wytwarzania pola i może być potem wydatkowana, np. na pracę związaną z przesuwaniem ładunków w polu elektrycznym. Podamy obecnie bez wyprowadzenia wzory służące do obliczania tej energii.

Energia pola elektrycznego gromadzona w elemencie objętości dV wynosi

$$dW_E = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} dv \quad (3.1)$$

przy czym wyrażenie $\frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D}$ zwiemy **objętościową gęstością energii** pola elektrycznego (w W/m^3). Dla ośrodka nieliniowego obowiązuje zależność

$$dW_E = \int_V \vec{E} \cdot d\vec{D} dv \quad (3.2)$$

W ośrodku izotropowym i liniowym energia w objętości V wynosi

$$W_E = \frac{1}{2} \int_V \epsilon |\vec{E}|^2 dv \quad (3.3)$$

Stosując zapis zespolony dla pól harmonicznie zmiennych i uśredniając energię po czasie otrzymujemy zależność

$$W_E = \frac{1}{4} \operatorname{Re} \int_V \vec{E} \cdot \vec{D}^* dv \quad (3.4a)$$

która w przypadku bezstratnego, jednorodnego, izotropowego i liniowego ośrodka przybiera postać

$$W_E = \frac{\epsilon}{4} \int_V \vec{E} \cdot \vec{E}^* dv \quad (3.4b)$$

Podobne zależności opisują **energię magazynowaną w polu magnetycznym**. Dla ośrodków nieliniowych energia gromadzona w jednostce objętości wynosi

$$dW_M = \int_V \vec{H} \cdot d\vec{B} dv \quad (3.5)$$

podczas gdy dla ośrodka liniowego słuszny jest związek

$$dW_M = \frac{1}{2} \vec{H} \cdot \vec{B} dv \quad (3.6)$$

gdzie wielkość $\frac{1}{2} \vec{H} \cdot \vec{B}$ jest **objętościową gęstością energii** pola magnetycznego.

Energia pola magnetycznego magazynowana w ośrodku liniowym i izotropowym jest zatem równa

$$W_M = \frac{1}{2} \int_V \vec{H} \cdot \vec{B} dv = \frac{\mu}{2} \int_V |\vec{H}|^2 dv \quad (3.7)$$

Stosując zapis zespolony i uśredniając po czasie otrzymujemy dla pola magnetycznego

$$W_M = \frac{1}{4} \text{Re} \int_V \vec{H} \cdot \vec{B}^* dv \quad (3.8a)$$

i w przypadku ośrodka bezstratnego, jednorodnego, izotropowego i liniowego mamy

$$W_M = \frac{\mu}{4} \int_V \vec{H} \cdot \vec{H}^* dv \quad (3.8b)$$

3.2. Twierdzenie Poyntinga

W poprzednim rozdziale pokazaliśmy, w jaki sposób płaska fala elektromagnetyczna może rozchodzić się w próżni lub dielektryku. Doświadczenie uczy nas, że taka fala niesie energię, np. promienie słoneczne grzeją nas przyjemnie na plaży. Także fala radiowa emitowana przez odległą antenę niesie ze sobą energię, która wysterowuje stopień wejściowy odbiornika radiowego. W fizyce obowiązuje zawsze **zasada zachowania energii**, która mówi, że energia dostarczona z zewnątrz do pewnego obszaru musi być w nim zmagazynowana lub stracona (zamieniona na inną postać). Zasada zachowania energii dla pola elektromagnetycznego nosi nazwę **twierdzenia Poyntinga**. Najpierw wyprowadzimy twierdzenie Poyntinga w postaci rzeczywistej (różniczkowej i całkowej), a potem w postaci zespolonej.

Zapiszmy dwa pierwsze równania Maxwella w postaci rzeczywistej:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.9a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (3.9b)$$

Mnożąc skalarnie pierwsze równanie przez $\vec{H}$, a drugie przez $\vec{E}$ i odejmując je następnie stronami dostajemy

$$\vec{E} \cdot \nabla \times \vec{H} - \vec{H} \cdot \nabla \times \vec{E} = \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{J} \cdot \vec{E} \quad (3.10)$$

Korzystając z tożsamości różniczkowej

$$\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = \vec{H} \cdot \nabla \times \vec{E} - \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{H} \quad (3.11)$$

otrzymujemy **twierdzenie Poyntinga w postaci różniczkowej**

$$\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) + \vec{E} \cdot \vec{J} + \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (3.12a)$$

Całkując obustronnie po objętości V i stosując twierdzenie Gaussa-Ostrogradzkiego uzyskujemy **postać całkową twierdzenia Poyntinga**:

$$\oint_S (\vec{E} \times \vec{H}) d\vec{s} + \int_V \vec{E} \cdot \vec{J} dv + \int_V \left(\vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) dv = 0 \quad (3.12b)$$

gdzie S oznacza powierzchnię zamkniętą, która ogranicza obszar o objętości V . Poszczególne człony wzoru (3.12) mają swoją interpretację fizyczną. Zaczniemy od trzeciej całki. Wiedząc, że dla ośrodka niedyspersyjnego, liniowego i niezależnego od czasu (stacjonarnego) zachodzą zależności

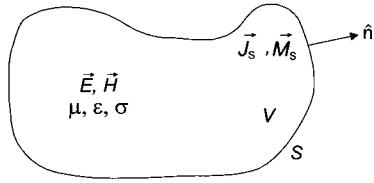
$$\vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \cdot \vec{D}) \quad (3.13a)$$

$$\vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{H} \cdot \vec{B}) \quad (3.13b)$$

i biorąc pod uwagę podane wcześniej zależności na objętościowe gęstości energii dochodzimy do wniosku, że wyrażenie podcałkowe w trzeciej całce (3.12b) opisuje szybkość zmian gęstości energii elektrycznej i magnetycznej magazynowanych w danym punkcie przestrzeni. Całka trzecia wyraża zatem szybkość zmian całkowitej energii (czyli moc) magazynowanej w objętości V . Druga całka stanowi moc traconą w objętości V na skutek przepływu prądu przewodzenia. Zgodnie z zasadą zachowania energii suma energii magazynowanej i traconej musi być równa energii dostarczonej, tak więc pierwsza całka we wzorze (3.12b) opisuje moc dostarczaną przez płaską falę elektromagnetyczną do objętości V . Iloczyn wektorowy

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (3.14)$$

zwiemy **rzeczywistym wektorem Poyntinga**. Wielkość ta opisuje powierzchniową gęstość mocy przenoszanej przez falę elektromagnetyczną i ma wymiar W/m^2 .



Rys. 3.1. Obszar V ograniczony powierzchnią S, w którym występują pola E, H i źródła prądu elektrycznego i magnetycznego

Wektor Poyntinga wskazuje kierunek przepływu mocy fali elektromagnetycznej i jest zawsze prostopadły do wektorów $\vec{E}$ i $\vec{H}$. W ośrodku izotropowym wektor Poyntinga $\vec{S}$ jest zawsze równoległy do wektora propagacji $\vec{\gamma}$, co oznacza, że kierunek przepływu mocy jest zgodny z kierunkiem najszybszej zmiany fazy. W ośrodkach anizotropowych równoległość obu wektorów w przypadku ogólnym nie jest zachowana. Wektor $\vec{\gamma}$ jest bowiem prostopadły do wektorów $\vec{D}$ i $\vec{B}$.

Wyprowadzimy teraz twierdzenie Poyntinga w postaci zespolonej. Uogólnimy przy tym to twierdzenie. Załóżmy, że w obszarze ograniczonym powierzchnią zamkniętą S znajdują się źródła prądu magnetycznego $\vec{M}_s$ i prądu elektrycznego $\vec{J}_s$ (rys. 3.1). $\vec{J}$ oznaczać będzie sumę prądu przewodzenia i prądu źródeł:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \vec{J}_s \quad (3.15)$$

Napiszemy dwa pierwsze równania Maxwella, z tym, że pierwsze w normalnej postaci zespolonej, a drugie w postaci sprzężonej:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} - \vec{M}_s \quad (3.16a)$$

$$\nabla \times \vec{H}^* = -j\omega\vec{D}^* + \vec{J}^* \quad (3.16b)$$

Pomnożymy następnie (3.16a) przez $\vec{H}^*$, a (3.16b) przez $\vec{E}$:

$$\vec{H}^* \cdot (\nabla \times \vec{E}) = -j\omega\mu|\vec{H}|^2 - \vec{H}^* \cdot \vec{M}_s \quad (3.17a)$$

$$\vec{E} \cdot (\nabla \times \vec{H}^*) = \vec{E} \cdot \vec{J}^* - j\omega\epsilon^*|\vec{E}|^2 = \vec{E} \cdot \vec{J}_s + \sigma|\vec{E}|^2 - j\omega\epsilon^*|\vec{E}|^2 \quad (3.17b)$$

Odejmując stronami i wykorzystując tożsamość (3.11) otrzymujemy **postać różniczkową**

$$\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) = \sigma|\vec{E}|^2 + j\omega(\epsilon^*|\vec{E}|^2 - \mu|\vec{H}|^2) - (\vec{E} \cdot \vec{J}_s + \vec{H}^* \cdot \vec{M}_s) \quad (3.18a)$$

a po scałkowaniu po objętości V **postać całkową twierdzenia Poyntinga w zapisie zespolonym**

$$\oint_S \vec{E} \times \vec{H}^* d\vec{s} = \sigma \int_V |\vec{E}|^2 dv + j\omega \int_V (\epsilon^*|\vec{E}|^2 - \mu|\vec{H}|^2) dv - \int_V (\vec{E} \cdot \vec{J}_s + \vec{H}^* \cdot \vec{M}_s) dv \quad (3.18b)$$

gdzie S jest powierzchnią ograniczającą objętość V (rys. 3.1). Przyjmując zespoloną przenikalność elektryczną (wzór 1.55) i magnetyczną o postaci $\mu = \mu' - j\mu''$ w celu uwzględnienia strat i podstawiając je do (3.18b) otrzymujemy

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} \int_V (\vec{E} \cdot \vec{J}_s^* + \vec{H}^* \cdot \vec{M}_s) dv &= \frac{1}{2} \oint_S \vec{E} \times \vec{H}^* d\vec{s} + \frac{\sigma}{2} \int_V |\vec{E}|^2 dv + \\ &+ \frac{\omega}{2} \int_V (\epsilon''|\vec{E}|^2 + \mu''|\vec{H}|^2) dv + j\frac{\omega}{2} \int_V (\mu'|\vec{H}|^2 - \epsilon'|\vec{E}|^2) dv \end{aligned} \quad (3.19)$$

Całka po lewej stronie reprezentuje zespoloną moc dostarczaną przez źródło prądu elektrycznego $\vec{J}_s$ i magnetycznego $\vec{M}_s$ wewnątrz obszaru V. Pierwsza całka po prawej stronie znaku równości przedstawia moc wypływającą przez zamkniętą powierzchnię S. Wektor występujący pod tą całką to **zespolony wektor Poyntinga**:

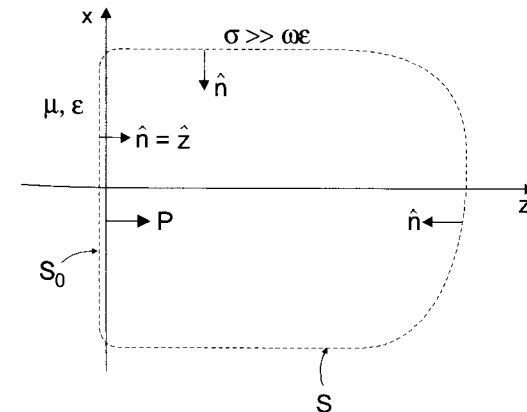
$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^* \quad (3.20)$$

Część rzeczywista zespolonego wektora Poyntinga reprezentuje uśrednioną w czasie, powierzchniową gęstość mocy (**uśredniony wektor Poyntinga** $\bar{S}$):

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{S}) \quad (3.21)$$

Obliczając część rzeczywistą obu całek otrzymamy uśrednione po czasie moce. Część urojona zespolonego wektora Poyntinga reprezentuje moc bierną, jaka przepływa do i od obszaru V w celu podtrzymania zmian energii magazynowanej w tym obszarze. Druga i trzecia całka po prawej stronie (3.19) są wielkościami rzeczywistymi reprezentującymi uśrednioną w czasie moc rozpraszaną w objętości V. Moc ta jest tracona ze względu na konduktywność dielektryka oraz straty dielektryczne i magnetyczne reprezentowane przez części urojone przenikalności. Ostatnia całka opisuje energię magazynowaną w polu elektrycznym i magnetycznym.

Licząc wektor Poyntinga dla fali płaskiej o amplitudzie E rozchodzącej się w próżni lub w powietrzu, otrzymamy używane czasami wzory:



Rys. 3.2. Granica między dielektrykiem bezstratnym i dobrym przewodnikiem

$$\vec{S} = \frac{E^2}{Z_0} \quad (3.22)$$

$$\bar{S} = \frac{E^2}{2Z_0} \quad (3.23)$$

3.3. Moc pochłaniana przez dobry przewodnik

Ważnym w praktyce przypadkiem jest określenie mocy, jaka zostaje pochłonięta przez nieidealny przewodnik. Pozwala to obliczyć np. tłumienie i straty fali w falowodzie. Pokażemy, że jest to możliwe za pomocą pól występujących tylko na powierzchni przewodnika. Rozważmy rys. 3.2, na którym pokazano granicę między dielektrykiem bezstratnym i dobrym przewodnikiem. Zakładamy, że pole pada od strony punktów, dla których $z < 0$, wnikać w głąb przewodnika ($z > 0$). Rzeczywista i uśredniona moc wnikać do pewnej objętości przewodnika, ograniczonej przez powierzchnie S i S_0 , jest dana wzorem

$$P_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \oint_{S_0+S} \vec{S} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \oint_{S_0+S} \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \hat{n} ds \quad (3.24)$$

gdzie $\hat{n}$ jest wektorem normalnym do powierzchni i skierowanym do jej środka, a $\vec{E}$ i $\vec{H}$ są wektorami na powierzchni przewodnika. Wkład do całki (3.24) pochodzący od powierzchni S może być równy 0, jeśli wybierzemy tę powierzchnię w odpowiedni sposób. Jeśli na przykład na granicę obu ośrodków pada fala płaska biegnąca w stronę $+z$, taki sam kierunek będzie miał zespolony wektor Poyntinga. Jeśli wybierzemy S tak, że jej część będzie np. poboczną walca, którego oś pokrywa się z osią z , to wektor Poyntinga będzie styczny do tej powierzchni i wartość wyrażenia podcałkowego będzie dla tej części S równa zero. Jeśli fala pada pod pewnym kątem do granicy obu ośrodków, możemy obrócić oś walca w taki sposób, aby pokrywała się ona z kierunkiem propagacji fali. Tłumienie fali w dobrym przewodniku poczynając od jego powierzchni $z = 0$ będzie bardzo duże, tak więc „denko” walca zamykające powierzchnię S po prawej stronie może być oddalone od płaszczyzny granicznej na taką odległość, że wpływ do całki pochodzący od rozpatrywanej części S będzie do pominięcia. Moc przechodząca do przewodnika przez powierzchnię S_0 wynosi zatem

$$P_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{S_0} \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \hat{z} ds \quad (3.25)$$

Do wyrażenia podcałkowego zastosujemy tożsamość wektorową

$$\hat{z} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) = (\hat{z} \times \vec{E}) \cdot \vec{H}^* = Z \vec{H} \cdot \vec{H}^* \quad (3.26)$$

gdzie Z jest impedancją właściwą ośrodka. Wzór (3.25) może być zatem przepisany w postaci

$$P_{av} = \frac{R_s}{2} \int_{S_0} |\vec{H}|^2 ds \quad (3.27)$$

gdzie R_s jest rezystancją powierzchniową zdefiniowaną wzorem (2.61). Wektor pola magnetycznego w (3.27) jest styczny do powierzchni przewodnika, a jego wartość jest określona właśnie na tej powierzchni. Ze względu na ciągłość składowej stycznej pola magnetycznego w płaszczyźnie $z = 0$ (o czym przekonamy się w następnym rozdziale) pole magnetyczne może być określone albo w dielektryku, albo w przewodniku. Wzór (3.27) posłuży nam później do wyprowadzenia zależności na moc traconą w przewodniku idealnym, po którego powierzchni płynie prąd powierzchniowy.

Literatura

1. R.E. Collin. *Field Theory of Guided Waves (second edition)*. IEEE Press, New York 1991
2. R.E. Collin. *Prowadzenie fal elektromagnetycznych*. PWN, Warszawa 1966
3. W. Gwarek, T. Morawski. *Teoria pola elektromagnetycznego*. WNT, Warszawa 1985
4. R.F. Harrington. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. McGraw-Hill Book Company, New York 1961
5. S.D. Kupalan. *Teoria pola elektromagnetycznego*. WNT, Warszawa 1967
6. D. Pozar. *Microwave Engineering*. Addison-Wesley Publishing Comp., New York 1990
7. S. Ramo, R. Whinnery, T. Van Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. John Wiley & Sons, London 1988

4. Fale na granicy dwóch ośrodków

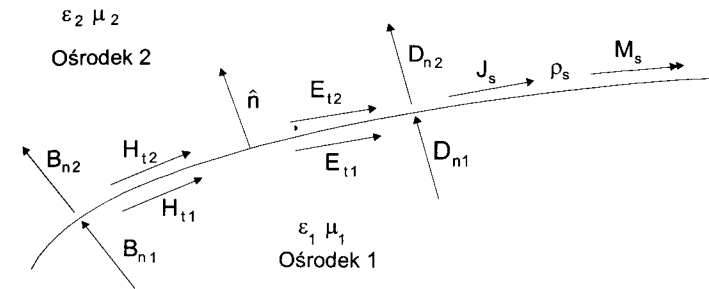
4.1. Warunki brzegowe dla pól elektromagnetycznych

Do tej pory interesowała nas fala elektromagnetyczna, która rozchodzi się w ośrodku jednorodnym i nieograniczonym. W praktyce fala radiowa rozchodząca się w atmosferze ziemskiej doznaje odbicia od różnych przeszkód terenowych (naturalnych i sztucznych), od powierzchni ziemi lub wody, czy też od jonosfery. W troposferze fala ulega załamaniu (*refrakcji*) przechodząc przez warstwy powietrza o różnych parametrach elektrycznych. Odbicia fali mogą być wykorzystane do jej prowadzenia w wybranym kierunku, jak ma to miejsce w falowodach. Musimy zatem poznać własności fal padających na granicę dwóch ośrodków, aby w przyszłości bardziej świadomie wykorzystywać zjawisko odbicia. Znajomość tych własności pozwala na analizę propagacji fali w ośrodku niejednorodnym warstwowym, tzn. utworzonym z kilku ośrodków, których granice są płaszczyznami równoległymi. Nasze rozważania będziemy prowadzić przy założeniu, że granica między ośrodkami jest nieskończenie rozległą płaszczyzną. W praktyce mamy do czynienia z przeszkodami o różnej powierzchni i rozmiarach. Wyniki, które uzyskamy, będą ważne przy spełnieniu następujących warunków:

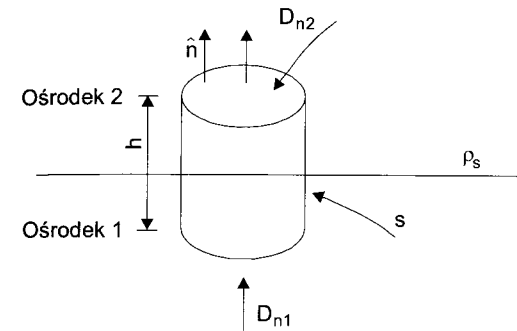
- rozmiary liniowe powierzchni granicznej będą znacznie większe od długości fali,
- najmniejszy promień krzywizny powierzchni odbijającej będzie dużo większy od długości fali,
- rozważać będziemy falę z dala od krawędzi powierzchni, aby uniknąć wpływu *dyfrakcji*, czyli uginania się czoła fali na krawędzi przeszkody. Oprócz tego odległość obserwatora od krawędzi też powinna wielokrotnie przekraczać długość fali.

Warunki te są tym lepiej spełnione, im większa jest częstotliwość fali. W przypadku fal niemonochromatycznych (zmodulowanych) należy zawsze brać pod uwagę długość fali odpowiadającej najmniejszej częstotliwości w widmie sygnału.

Na początku zajmiemy się warunkami, jakie muszą spełniać wektory natężenia i wektory indukcji na granicy dwóch ośrodków, czyli *warunkami brzegowymi*. Warunki brzegowe są niezbędne, aby otrzymać pełne i jednoznaczne rozwiązanie równań Maxwella. Procedura rozwiązywania równań polega zwykle na uzyskaniu rozwiązania z nieznanymi współczynnikami dla ośrodka wolnego od ładunków, a następnie wykorzystaniu warunków brzegowych do wyznaczenia tych



Rys. 4.1. Pola, prądy i ładunki na granicy dwóch ośrodków



Rys. 4.2. Powierzchnia całkowania we wzorze (4.1)

współczynników. Rozważmy granicę między dwoma ośrodkami, jak pokazano na rys. 4.1. Na powierzchni granicznej mogą znajdować się ładunki elektryczne, może również płynąć powierzchniowy prąd elektryczny lub magnetyczny. Będziemy brać pod uwagę obszar w kształcie walca, ograniczony powierzchnią S (rys. 4.2). Obowiązujące dla tej powierzchni prawo Gaussa ma postać

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{s} = \int_V \rho dv \quad (4.1)$$

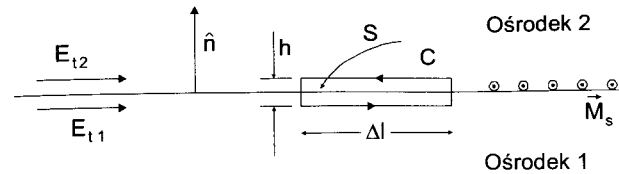
Przy przejściu granicznym $h \rightarrow 0$ wkład do całki pochodzący ze składowej stycznej D_t na ścianach bocznych walca dąży do zera (wektor $d\vec{s}$ jest skierowany na zewnątrz obszaru ograniczonego S), zatem (4.1) redukuje się do równania dla składowej normalnej

$$\Delta S D_{2n} - \Delta S D_{1n} = \Delta S \rho_s \quad (4.2)$$

lub

$$(\vec{D}_2 - \vec{D}_1) \cdot \hat{n} = D_{2n} - D_{1n} = \rho_s \quad (4.3)$$

Równanie (4.3) oznacza, że *składowa normalna wektora indukcji elektrycznej jest ciągła na granicy dwóch ośrodków z wyjątkiem sytuacji, gdy na powierzchni granicznej istnieje ładunek powierzchniowy, kiedy to składowa normalna doznaje skokowej zmiany o wartość gęstości tego ładunku*. Ładunek jest zawsze gromadzony w skończonej objętości, jednak dla dobrego przewodnika grubość warstwy



Rys. 4.3. Zamknięta krzywa całkowania we wzorze (4.6)

ze zgromadzonym ładunkiem jest tak mała, że można ją przyrównać do zera. Rozważając równanie

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (4.4)$$

dochodzimy do **warunku na ciągłość składowej normalnej indukcji magnetycznej**

$$\hat{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = B_{2n} - B_{1n} = 0 \quad (4.5)$$

Do wyprowadzenia warunku dla składowej stycznej wektora pola elektrycznego skorzystamy z pierwszego równania Maxwella w postaci całkowej

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s} - \int_S \vec{M} \cdot d\vec{s} \quad (4.6)$$

Zamknięta krzywa C, wzdłuż której odbywa się całkowanie, jest pokazana na rys. 4.3. Przy przejściu granicznym $h \rightarrow 0$ całka powierzchniowa z $\vec{B}$ znika ($S = h\Delta l$), natomiast całka z $\vec{M}$ może być różna od zera, gdy na powierzchni granicznej będzie występował powierzchniowy prąd magnetyczny o gęstości $\vec{M}_s$. Możemy zapisać gęstość prądu magnetycznego za pomocą gęstości prądu powierzchniowego i dystrybucji delta Diraca jako $\vec{M} = \vec{M}_s \delta(h)$, gdzie h jest współrzędną mierzoną na kierunku prostopadłym do granicy ośrodków.

Z równania (4.6) otrzymujemy **warunek na składową styczną wektora pola elektrycznego**

$$\Delta l E_{t1} - \Delta l E_{t2} = -\Delta l M_s \quad (4.7a)$$

$$E_{t1} - E_{t2} = -M_s \quad (4.7b)$$

co można zapisać w postaci wektorowej jako

$$(\vec{E}_2 - \vec{E}_1) \times \hat{n} = \vec{M}_s \quad (4.8)$$

Korzystając z drugiego równania Maxwella możemy wyprowadzić podobny **warunek dla składowych stycznych wektora pola magnetycznego**:

$$\hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_s \quad (4.9)$$

gdzie $\vec{J}_s$ jest gęstością elektrycznego prądu powierzchniowego. Wzory (4.3), (4.5), (4.8) i (4.9) są warunkami brzegowymi słusznymi dla granicy między dwoma dowolnymi ośrodkami.

Podamy teraz warunki brzegowe dla kilku przypadków szczególnych, istotnych z punktu widzenia praktycznych zastosowań. Jako pierwszy rozważymy przypadek granicy między dwoma bezstratnymi dielektrykami. Nie ma między nimi ani prądów powierzchniowych, ani ładunków elektrycznych. Wzory (4.3), (4.5), (4.8) i (4.9) redukują się do postaci

$$\hat{n} \cdot \vec{D}_1 = \hat{n} \cdot \vec{D}_2 \quad (4.10a)$$

$$\hat{n} \cdot \vec{B}_1 = \hat{n} \cdot \vec{B}_2 \quad (4.10b)$$

$$\hat{n} \times \vec{E}_1 = \hat{n} \times \vec{E}_2 \quad (4.10c)$$

$$\hat{n} \times \vec{H}_1 = \hat{n} \times \vec{H}_2 \quad (4.10d)$$

Warunki te oznaczają, że zarówno składowe normalne wektorów $\vec{D}$ i $\vec{B}$, jak i składowe styczne wektorów $\vec{E}$ i $\vec{H}$ są ciągłe na granicy dwóch dielektryków idealnych. Ponieważ równania Maxwella nie są liniowo niezależne od siebie, podobnie jest i z warunkami brzegowymi. Wymuszenie np. warunków (4.10c) i (4.10d) dla czterech składowych stycznych wymusza automatycznie spełnienie warunków brzegowych dla składowych normalnych.

Drugi rozważany przez nas przypadek to granica między dielektrykiem a idealnym przewodnikiem ($\sigma = \infty$). Zakładając również, że powierzchniowy prąd magnetyczny jest równy zeru (co oznacza, że przewodnik zajmuje całą przestrzeń za powierzchnią graniczną), warunki brzegowe redukują się do

$$\hat{n} \cdot \vec{D} = \rho_s \quad (4.11a)$$

$$\hat{n} \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.11b)$$

$$\hat{n} \times \vec{E} = 0 \quad (4.11c)$$

$$\hat{n} \times \vec{H} = \vec{J}_s \quad (4.11d)$$

Wersor $\hat{n}$ jest skierowany od przewodnika do dielektryka. Widzimy, że **składowa styczna pola elektrycznego znika na powierzchni idealnego przewodnika** (składowa ta jest jak gdyby zwarta). **Podobnie zanika składowa normalna wektora $\vec{B}$ ($\vec{H}$).** Warunki (4.11) przy dużej częstotliwości mogą być stosowane również dla dobrych przewodników o skończonej konduktywności. Prąd przewodzenia płynie wówczas cienką warstwą i może być w przybliżeniu uznany za powierzchniowy.

Ostatnim przypadkiem szczególnym jest idealna ściana magnetyczna, dla której znika składowa styczna wektora $\vec{H}$. Idealny materiał magnetyczny nie występuje w praktyce, jednak może być czasami przybliżony przez odpowiednie ukształtowanie powierzchni granicznych. Warunki dla ściany magnetycznej są wykorzystywane przy rozwiązaniu pewnych zagadnień teorii pola, szczególnie w technice mikrofalowej i przy analizie anten mikropaskowych. Warunki dla ściany magnetycznej są analogiczne do zależności między napięciem i prądem w rozwartej linii transmisyjnej, podczas gdy warunki brzegowe dla idealnej ściany elektrycznej odpowiadają zależnościom dla zwartej linii transmisyjnej (por. rozdział 5.). Dalej przedstawione są warunki brzegowe dla idealnej ściany magnetycznej:

$$\hat{n} \cdot \vec{D} = 0 \quad (4.12a)$$

$$\hat{n} \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.12b)$$

$$\hat{n} \times \vec{E} = -\vec{M}_s \quad (4.12c)$$

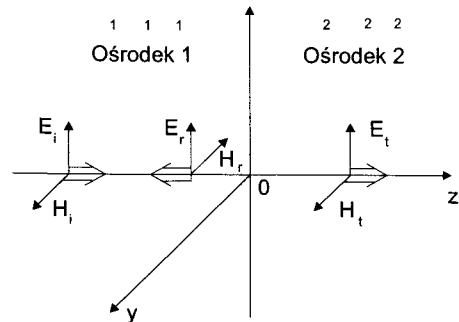
$$\hat{n} \times \vec{H} = 0 \quad (4.12d)$$

gdzie $\hat{n}$ jest wektorem skierowanym od ściany magnetycznej w stronę dielektryka.

Na zakończenie wspomnimy o jeszcze jednym warunku, który jest istotny w przypadku nieskończenie rozległych ośrodków, np. przy rozchodzeniu się fali w nieskończonym dielektryku lub w nieskończenie długiej linii transmisyjnej, gdzie należy wymusić odpowiednią wartość pól w nieskończoności. Warunek ten jest zwany **warunkiem promieniowania** i jest odmianą zasady zachowania energii. Mówi on, że w nieskończenie dużej odległości od źródła pole musi być albo nieskończenie małe (równe zeru), albo rozchodzić się od źródła. Jeśli założylibyśmy bowiem, że nieskończony ośrodek charakteryzuje się małym współczynnikiem strat, to fala o skończonej amplitudzie nadchodząca z nieskończoności musiałaby być generowana przez źródło o nieskończenie wielkiej amplitudzie, które fizycznie nie jest możliwe do zrealizowania.

4.2. Fala padająca prostopadle na granicę dwóch ośrodków

Zbadamy teraz zachowanie się fali padającej prostopadle na granicę dwóch ośrodków o różnych parametrach elektrycznych. Jest ono podobne do zachowania się fal w liniach transmisyjnych, dlatego też z wyprowadzonych tutaj wyników i wniosków skorzystamy w następnym rozdziale. Założymy przy tym, że ośrodki są liniowe, jednorodne i izotropowe, natomiast nie zakładamy ich bezstratności. Ważną sprawą jest dobranie osi współrzędnych w ten sposób, aby jedna z nich pokrywała się z kierunkiem propagacji fali. Geometrię dwu ośrodków pokazano na rys. 4.4. Będziemy analizować najczęściej występujący w praktyce przypadek, kiedy to ośrodek 1 jest bezstratnym dielektrykiem, natomiast ośrodek 2 jest stratny. Granica między ośrodkami leży w płaszczyźnie $z = 0$. Ponieważ fala o dowolnej polaryzacji może być przed-



Rys. 4.4. Fala płaska padająca prostopadle na granicę dwóch ośrodków

stawiona jako superpozycja dwóch fal o polaryzacji liniowej, ograniczymy się tylko do przypadku fali spolaryzowanej liniowo. Układ współrzędnych wybierzemy w taki sposób, aby tylko składowa E_x była różna od zera. Fala padająca na granicę ośrodków od strony $z < 0$ może być teraz zapisana jako

$$\vec{E}_i = \hat{x} E_0 e^{-jk_1 z} \quad (4.13a)$$

$$\vec{H}_i = \hat{y} \frac{1}{Z_1} E_0 e^{-jk_1 z} \quad (4.13b)$$

Z_1 i k_1 są odpowiednio impedancją właściwą i liczbą falową ośrodka pierwszego. W obszarze $z < 0$ może istnieć fala odbita od granicy ośrodków. Wprowadźmy zespolony **współczynnik odbicia pola elektrycznego** Γ zdefiniowany jako stosunek amplitudy fali odbitej do padającej w płaszczyźnie $z = 0$:

$$\Gamma = \frac{E_r}{E_i} \quad (4.14)$$

gdzie E_r oznacza amplitudę fali odbitej od ośrodka 1. Falę odbitą można zapisać w następującej postaci:

$$\vec{E}_r = \hat{x} \Gamma E_0 e^{+jk_1 z} \quad (4.15a)$$

$$\vec{H}_r = -\hat{y} \frac{\Gamma}{Z_1} E_0 e^{+jk_1 z} \quad (4.15b)$$

Zwróćmy uwagę na zmianę znaku w wykładniku (4.15). Fala odbita rozchodzi się bowiem w stronę $-z$, co potwierdza również kierunek wektora Poyntinga dla fali odbitej obliczonego z (4.15). Falę rozchodzącą się w drugim ośrodku po przejściu granicy możemy zapisać w postaci

$$\vec{E}_t = \hat{x} T E_0 e^{-\gamma z} \quad (4.16a)$$

$$\vec{H}_t = \frac{\gamma T E_0}{Z_2} e^{-\gamma z} \quad (4.16b)$$

gdzie T jest nieznanym **współczynnikiem transmisji pola elektrycznego**, a Z_2 i γ są odpowiednio impedancją właściwą i współczynnikiem propagacji dla ośrodka 2. Nieznane współczynniki Γ i T obliczymy stosując warunki brzegowe mówiące o ciągłości składowych stycznych E_x i H_y na powierzchni $z = 0$. Oznacza to, że pole elektryczne i magnetyczne, będące sumą fali padającej i odbitej w ośrodku pierwszym ($z < 0$), musi być równe polu w drugim ośrodku ($z > 0$) tuż przy powierzchni rozdziału ośrodków. Otrzymujemy stąd następujące dwa równania:

$$(1 + \Gamma) = T \quad (4.17a)$$

$$\frac{1 - \Gamma}{Z_1} = \frac{T}{Z_2} \quad (4.17b)$$

z których dostajemy zależności na poszukiwane współczynniki:

$$\Gamma = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (4.18)$$

$$T = 1 + \Gamma = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (4.19)$$

Moduł napięciowego współczynnika odbicia mieści się w przedziale od 0 do 1. Fala w drugim ośrodku rozchodzi się w kierunku $+z$ i jest zwana **falą bieżącą**. Fala w ośrodku pierwszym, będąca superpozycją fal padającej i odbitej biegnących w przeciwnych kierunkach, ma dość interesujące własności. Załóżmy znów, że ośrodek pierwszy jest bezstratny. Wektor rzeczywisty pola elektrycznego (sumy fal padającej i odbitej) ma wtedy postać

$$\vec{E} = \hat{x} |E_0| [\cos(\omega t - \beta_1 z + \varphi) + |\Gamma| \cos(\omega t + \beta_1 z + \varphi + \psi)] \quad (4.20)$$

Kąty φ i ψ są odpowiednio argumentami amplitudy zespolonej E_0 oraz współczynnika odbicia Γ . Wprowadzimy teraz dwa kąty pomocnicze tak dobrane, że w wyrażeniu (4.20) wystąpią kosinusy sumy i różnicy tych kątów:

$$\tau = \omega t + \varphi + \frac{\psi}{2} \quad (4.21a)$$

$$\xi = \beta_1 z + \frac{\psi}{2} \quad (4.21b)$$

Stosując tożsamość trygonometryczną

$$A \sin x + B \cos x = \sqrt{A^2 + B^2} \cos(x - \delta) \quad (4.22)$$

gdzie $\delta = \arctg \frac{A}{B}$, przekształcamy wzór (4.20) do postaci

$$\begin{aligned} \frac{E_{1x}}{|E_0|} &= \cos(\tau - \xi) + |\Gamma| \cos(\tau + \xi) = \\ &= (1 + |\Gamma|) \cos \xi \cos \tau + (1 - |\Gamma|) \sin \xi \sin \tau = \\ &= \sqrt{(1 + |\Gamma|)^2 \cos^2 \xi + (1 - |\Gamma|)^2 \sin^2 \xi} \cos(\tau - \delta) \end{aligned} \quad (4.23)$$

gdzie $\delta = \arctg \left(\frac{1 - |\Gamma|}{1 + |\Gamma|} \tan \xi \right)$. Wracając do wcześniejszych oznaczeń dostajemy ostatecznie

$$\begin{aligned} \frac{E_{1x}}{|E_0|} &= \sqrt{(1 + |\Gamma|)^2 \cos^2 \left(\beta_1 z + \frac{\psi}{2} \right) + (1 - |\Gamma|)^2 \sin^2 \left(\beta_1 z + \frac{\psi}{2} \right)} \times \\ &\times \cos \left(\omega t + \varphi + \frac{\psi}{2} - \delta \right) \end{aligned} \quad (4.24)$$

Fragment (4.24), opisujący rozkład amplitud w przestrzeni można przekształcić do prostszej postaci:

$$\frac{E_{1x}}{|E_0|} = \sqrt{1 + |\Gamma|^2 + 2|\Gamma| \cos(2\beta_1 z + \psi)} \quad (4.25)$$

Analizując (4.25) dochodzimy do wniosku, że amplituda pola elektrycznego jest funkcją okresową zmiennej z . Ponadto **okres zmian amplitudy fali stojącej jest równy połowie długości fali**. Wyrażenie dla rozkładu amplitudy pola magnetycznego otrzymamy podstawiając zamiast Γ wartość $(-\Gamma)$. Nastąpi wtedy zmiana wartości argumentu ψ współczynnika odbicia o wartość π , co spowoduje zmianę znaku ostatniego wyrażenia we wzorze (4.25).

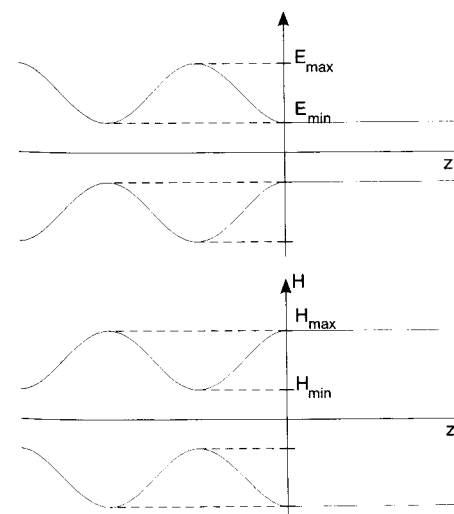
Fala opisana przez (4.24) i (4.25) ma cechy częściowo fali bieżącej, to jest część energii przepływa w dodatnim kierunku osi z . Fala ta charakteryzuje się przede wszystkim stałym rozkładem minimów i maksimów w przestrzeni. Falę o wyżej opisanych cechach nazywamy **falą częściowo stojącą** (minima tej fali nie opadają do zera — rys. 4.5). Współczynnikiem ilościowo pokazującym, czy fala jest bliższa fali bieżącej czy stojącej, jest **współczynnik fali stojącej** zdefiniowany jako stosunek amplitudy maksymalnej do minimalnej:

$$WFS = \frac{E_{1\max}(z)}{E_{1\min}(z)} \quad (4.26)$$

WFS ma charakter rzeczywisty i przyjmuje wartości od 1 (brak odbicia) do nieskończoności (pełne odbicie). WFS jest powiązany z modułem napięciowego współczynnika odbicia wzorem

$$WFS = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (4.27)$$

Z WFS jest związany **współczynnik transmisji mocy** do drugiego ośrodka, zdefiniowany jako stosunek gęstości mocy fali przechodzącej do gęstości mocy fali padającej:



Rys. 4.5. Obwiednia fali częściowo stojącej na granicy dwóch ośrodków

$$T_p = 1 - |\Gamma|^2 = \frac{4}{2 + WFS + \frac{1}{WFS}} \quad (4.28)$$

Wzór (4.28) ma ciekawą interpretację fizyczną. Jeśli gęstość mocy fali padającej przyjmiemy za 1 (normalizacja), to gęstość mocy fali odbitej wyniesie $|\Gamma|^2$, a gęstość mocy fali przechodzącej $1 - |\Gamma|^2$. Jest to najczęściej przyjmowana interpretacja, która zakłada, że sumowanie gęstości mocy fali padającej i odbitej da w wyniku gęstość mocy superpozycji tych dwóch fal, co w ogólnym przypadku nie jest spełnione. Jest to prawda tylko przy braku przesunięcia fazowego między wektorami $\vec{E}_i$ i $\vec{H}_i$, czyli w najważniejszym praktycznie przypadku, kiedy ośrodek 1 jest bezstratny.

Zbadamy teraz przepływ mocy na granicy ośrodków dla trzech przypadków szczególnych. Zaczniemy od przypadku, kiedy ośrodek 2 jest dielektrykiem bezstratnym. Przypomnijmy sobie jeszcze raz podstawowe wzory, które obowiązują dla dielektryków idealnych:

$$\gamma = j\beta = j\omega\sqrt{\mu\epsilon} = jk_o\sqrt{\epsilon_r\mu_r} \quad (4.29a)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{\lambda_o}{\sqrt{\mu_r\epsilon_r}} \quad (4.29b)$$

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r\epsilon_r}} \quad (4.29c)$$

$$Z = \frac{j\omega\mu}{\gamma} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = Z_o\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad (4.29d)$$

Zasada zachowania energii dla fali padającej, odbitej i przechodzącej do drugiego ośrodka może być pokazana poprzez obliczenie wektora Poyntinga dla obu ośrodków. Dla $z < 0$ (przyjmijmy, że jest to próżnia) zespolony wektor Poyntinga jest równy

$$\begin{aligned} \vec{S}^- &= \vec{E} \times \vec{H}^* = (\vec{E}_i + \vec{E}_r) \times (\vec{H}_i + \vec{H}_r)^* = \\ &= \frac{\hat{z}|\mathbf{E}_o|^2}{Z_o} (e^{-jk_o z} + \Gamma e^{jk_o z}) (e^{-jk_o z} - \Gamma e^{jk_o z})^* = \\ &= \frac{\hat{z}|\mathbf{E}_o|^2}{Z_o} (1 - |\Gamma|^2 + \Gamma e^{2jk_o z} - \Gamma^* e^{-2jk_o z}) = \\ &= \frac{\hat{z}|\mathbf{E}_o|^2}{Z_o} (1 - |\Gamma|^2 + 2j\Gamma \sin 2k_o z) \end{aligned} \quad (4.30)$$

Zwróćmy przy tym uwagę, że współczynnik Γ jest rzeczywisty. Dla obszaru $z > 0$ zespolony wektor Poyntinga wynosi

$$\begin{aligned} \vec{S}^+ &= \vec{E}_t \times \vec{H}_t^* = \hat{z} \frac{|\mathbf{E}_o|^2 |\Gamma|^2}{Z_2} = \hat{z} |\mathbf{E}_o|^2 \frac{4Z_o}{Z_o + Z_2} = \\ &= \hat{z} |\mathbf{E}_o|^2 \frac{1}{Z_o} (1 - |\Gamma|^2) \end{aligned} \quad (4.31)$$

Zauważmy, że zasada zachowania energii dla zespolonych wektorów Poyntinga jest zachowana na granicy $z = 0$, gdyż $\vec{S}^- = \vec{S}^+$. Obliczmy teraz uśrednione wektory Poyntinga:

$$\bar{S}^- = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{S}^-) = \frac{1}{2} \frac{|\mathbf{E}_o|^2}{Z_o} (1 - |\Gamma|^2) \quad (4.32)$$

$$\bar{S}^+ = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{S}^+) = \frac{1}{2} \frac{|\mathbf{E}_o|^2}{Z_o} (1 - |\Gamma|^2) = \bar{S}^- \quad (4.33)$$

Także w przypadku mocy rzeczywistej jest spełniona zasada zachowania energii. Obliczając zespolony wektor Poyntinga dla $z < 0$ użyliśmy wypadkowych wektorów pola elektrycznego i magnetycznego. Jeśli obliczymy wektor Poyntinga osobno dla fali padającej i odbitej, otrzymamy zależności:

$$\vec{S}_i = \vec{E}_i \times \vec{H}_i^* = \hat{z} \frac{|\mathbf{E}_o|^2}{Z_o} \quad (4.34)$$

$$\vec{S}_r = \vec{E}_r \times \vec{H}_r^* = -\hat{z} \frac{|\mathbf{E}_o|^2 |\Gamma|^2}{Z_o} \quad (4.35)$$

Widzimy, że $\vec{S}_i + \vec{S}_r \neq \vec{S}^-$. Brakujący składnik odpowiada za *moc bierną* magazynowaną w fali stojącej w obszarze $z < 0$. Dekompozycja wektora Poyntinga na wektor fali padającej i odbitej nie ma, w ogólności, sensu. Taka dekompozycja jest możliwa tylko w przypadku obliczania uśrednionego wektora Poyntinga, kiedy obszar $z < 0$ jest bezstratny (patrz uwaga do wzoru (4.28)).

Powtórzmy obecnie nasze rozważania dla obszaru $z > 0$ będącego dobrym przewodnikiem. Wzory na współczynnik propagacji i impedancję charakterystyczną upraszczają się do postaci:

$$\gamma = \alpha + j\beta = (1 + j)\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} = (1 + j)\frac{1}{\delta_s} \quad (4.36a)$$

$$Z = (1 + j)\sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} = (1 + j)\frac{1}{\sigma\delta_s} \quad (4.36b)$$

Zespolony wektor Poyntinga dla $z < 0$ wynosi

$$\vec{S}^- = (\vec{E}_i + \vec{E}_r) \times (\vec{H}_i + \vec{H}_r)^* = \hat{z} \frac{|\mathbf{E}_o|^2}{Z_o} [1 - |\Gamma|^2 + 2j\text{Im}(\Gamma e^{2jk_o z})] \quad (4.37)$$

Podstawiając $z = 0$ dostajemy

$$\vec{S}^-(z=0) = \hat{z} \frac{|E_0|^2}{Z_0} (1 - |\Gamma|^2 + \Gamma - \Gamma^*) \quad (4.38)$$

Powtarzając obliczenia dla $z > 0$ mamy

$$\vec{S}^+ = \vec{E}_t \times \vec{H}_t^* = \hat{z} |E_0|^2 |T|^2 \frac{1}{Z_2} e^{-2\alpha z} \quad (4.39)$$

Korzystając z (4.18) i (4.19) przekształcamy (4.39):

$$\vec{S}^+ = \hat{z} |E_0|^2 \frac{4Z_2}{|Z_0 + Z_2|^2} e^{-2\alpha z} = \hat{z} |E_0|^2 \frac{1}{Z_0} (1 - |\Gamma|^2 + \Gamma - \Gamma^*) e^{-2\alpha z} \quad (4.40)$$

Widzimy, że na powierzchni $z = 0$ jest spełniona równość $\vec{S}^- = \vec{S}^+$. Ponownie licząc wektory Poyntinga osobno dla fali padającej i odbitej okazuje się, że ich suma nie będzie równa wypadkowemu wektorowi Poyntinga dla $z < 0$. Można dokonać takiej dekompozycji dla uśrednionego wektora Poyntinga (moc rzeczywista). Zwróćmy uwagę, że $\vec{S}^+$ maleje wykładniczo zgodnie z czynnikiem $e^{-2\alpha z}$. Oznacza to, że moc jest rozpraszana w trakcie rozchodzenia się fali w stronę $+z$. Moc (a także pole elektryczne i magnetyczne) maleje do pomijalnie małych wartości po przejściu drogi równej kilku głębokościom wnikania. Objętościowa gęstość prądu przewodzenia w obszarze przewodnika jest równa

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}_t = \hat{x} \sigma E_0 T e^{-\gamma z} \quad (4.41)$$

Uśredniona moc rozpraszana w objętości o przekroju 1 metra kwadratowego przewodnika może być obliczona z prawa Joule'a:

$$\begin{aligned} P^t &= \frac{1}{2} \int_V \vec{E} \cdot \vec{J}^* dv = \frac{1}{2} \int_{x=0}^1 \int_{y=0}^1 \int_{z=0}^{\infty} (\hat{x} E_0 T e^{-\gamma z}) \cdot (\hat{x} \sigma E_0 T e^{-\gamma z})^* dz dy dx = \\ &= \frac{1}{2} \sigma |E_0|^2 |T|^2 \int_{z=0}^{\infty} e^{-2\alpha z} dz = \frac{\sigma |E_0|^2 |T|^2}{4\alpha} \end{aligned} \quad (4.42)$$

Ponieważ

$$\frac{1}{Z_2} = \frac{\sigma \delta_s}{1+j} = \frac{\sigma}{2\alpha} (1-j) \quad (4.43)$$

moc rzeczywista wchodząca przez powierzchnię 1 metra kwadratowego przekroju może być wyrażona wzorem (4.40). Wynik jest wtedy identyczny z (4.42).

Bardzo ważnym wnioskiem płynącym z analizy wektora Poyntinga w ośrodku 1 jest fakt, że *czysta fala stojąca nie przenosi energii, tylko ją magazynuje*. Zjawisko to możemy wykorzystać używając zwartych lub rozwartych odcinków linii transmisyjnych do budowy cewek lub kondensatorów w układach w.cz.

Załóżmy teraz, że drugim ośrodkiem jest idealny przewodnik. Wzory dla tego przypadku otrzymamy z wcześniej wyprowadzonych zależności podstawiając $\sigma \rightarrow \infty$. Wtedy z (4.36a) mamy $\alpha \rightarrow \infty$, z (4.36b) $Z \rightarrow 0$, $\delta_s \rightarrow 0$, a także $T \rightarrow 0$

i $\Gamma \rightarrow -1$. Pola dla $z > 0$ zanikają nieskończenie szybko i są równe zeru w doskonałym przewodniku. Dla $z < 0$ całkowite pole elektryczne i magnetyczne jest równe:

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_r = \hat{x} E_0 (e^{-jk_0 z} - e^{jk_0 z}) = -\hat{x} 2j E_0 \sin k_0 z \quad (4.44)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_i + \vec{H}_r = \hat{y} \frac{E_0}{Z_0} (e^{-jk_0 z} + e^{jk_0 z}) = \hat{y} \frac{2}{Z_0} E_0 \cos k_0 z \quad (4.45)$$

Zauważmy, że dla $z = 0$ $\vec{E} = 0$ oraz $\vec{H} = \hat{y} \frac{2}{Z_0} E_0$. Wektor Poyntinga dla $z < 0$ jest równy

$$\vec{S}^- = \hat{z} j \frac{4}{Z_0} |E_0|^2 \sin k_0 z \cos k_0 z \quad (4.46)$$

Wektor (4.46) jest czysto urojony. Oznacza to, że do przewodnika nie jest dostarczana rzeczywista moc. Objętościowa gęstość prądu redukuje się teraz do nieskończenie cienkiej warstwy prądu powierzchniowego:

$$\vec{J}_s = \hat{n} \times \vec{H} = -\hat{z} \times \left(\hat{y} \frac{2}{Z_0} E_0 \cos k_0 z \right)_{z=0} = \hat{x} \frac{2}{Z_0} E_0 \quad (4.47)$$

W p. 3.3 zajmowaliśmy się zagadnieniem obliczania mocy pochłanianej w przewodniku. Niech zajmuje on obszar $z > 0$. Większość mocy fali padającej ulegnie odbiciu, a część, która przedostała się do przewodnika, zostanie zamieniona na ciepło. Można tę moc obliczyć na trzy sposoby. Pierwszym jest zastosowanie prawa Joule'a:

$$P^t = \frac{1}{2} \int_V \vec{E} \cdot \vec{J}^* dv = \frac{1}{2\sigma} \int_V |\vec{J}|^2 dv = \frac{\sigma |E_0|^2 |T|^2}{4\alpha} \quad (4.48)$$

Dla powierzchni 1 m² moc ta wynosi

$$P^t = \frac{2|E_0| R_s}{Z_0^2} \quad (4.49)$$

gdzie R_s jest znaną nam już rezystancją powierzchniową. Druga metoda polega na obliczeniu mocy używając wektora Poyntinga, ponieważ cała moc przechodząca do przewodnika przez powierzchnię $z = 0$ jest rozpraszana. Pomijając wersor kierunku otrzymujemy

$$P^t = \frac{1}{2} (\vec{S}^+ \cdot \hat{z})_{z=0} = \frac{2|E_0| \operatorname{Re}(Z_2)}{|Z_0 + Z_2|} \quad (4.50)$$

co po uproszczeniu dla dużej konduktywności

$$Z_0 \gg Z_2 \quad (4.51)$$

daje wzór

$$P^i = \frac{2|E_o|^2 R_s}{Z_o^2} \quad (4.52)$$

Otrzymana zależność jest zgodna z wynikiem uzyskanym z prawa Joule'a. Trzecia metoda, zwana **metodą impedancji powierzchniowej**, wykorzystuje efektywną gęstość prądu powierzchniowego i impedancję powierzchniową bez potrzeby znajomości pól wewnątrz przewodnika. Metoda ta jest bardzo ogólna, może być stosowana w przypadku fal innych niż fala płaska oraz dla przewodników o dowolnym kształcie, jeśli tylko promień zgięcia jest większy od głębokości wnikania. Metoda impedancji powierzchniowej daje dość dokładne wyniki, gdyż jedynym założeniem upraszczającym jest (4.51). Według (4.41) objętościowa gęstość prądu jest opisywana zależnością $\vec{J} = \hat{x}\sigma TE_o e^{-\gamma z}$, a całkowity prąd na jednostkę długości w kierunku y wynosi

$$\vec{J}_s = \int_0^\infty \vec{J} dz = \hat{x}\sigma TE_o \int_0^\infty e^{-\gamma z} dz = \frac{\hat{x}\sigma TE_o}{\gamma} \quad (4.53)$$

Obliczając granicę wyrażenia $\frac{\sigma T}{\gamma}$ dla dużych wartości σ mamy

$$\frac{\sigma T}{\gamma} = \frac{\sigma \delta_s}{1+j} \frac{2Z_2}{Z_o + Z_2} \approx \frac{\sigma \delta_s}{1+j} \frac{2(1+j)}{\sigma \delta_s Z_o} = \frac{2}{Z_o} \quad (4.54)$$

Stosując ten wzór w (4.53) dostajemy

$$\vec{J}_s = \hat{x} \frac{2E_o}{Z_o} \quad (4.55)$$

Jeśli konduktywność byłaby nieskończona, to po powierzchni płynąłby prąd powierzchniowy o gęstości

$$\vec{J}_s = \hat{n} \times \vec{H}|_{z=0} = -\hat{z} \times (\vec{H}_i + \vec{H}_r)|_{z=0} = \hat{x} \frac{E_o}{Z_o} (1 - \Gamma) = \hat{x} \frac{2E_o}{Z_o} \quad (4.56)$$

która jest identyczna jak w (4.55).

Zamienimy teraz wykładniczo zanikający prąd opisany wzorem (4.41), występujący w prawie Joule'a (wzór (4.48)), jednostajnym prądem płynącym w warstwie równej głębokości wnikania:

$$\vec{J} = \begin{cases} \frac{\vec{J}_s}{\delta_s} & \text{dla } 0 < z < \delta_s \\ 0 & \text{dla } z > \delta_s \end{cases} \quad (4.57)$$

Całkowity prąd płynący w obu przypadkach jest taki sam. Podstawiając (4.57) do prawa Joule'a mamy

$$P^i = \frac{1}{2\sigma} \int_S \int_{z=0}^{\delta_s} \frac{|\vec{J}_s|^2}{\delta_s^2} dz ds = \frac{R_s}{2} \int_S |\vec{J}_s|^2 ds = \frac{2|E_o|^2 R_s}{Z_o^2} \quad (4.58)$$

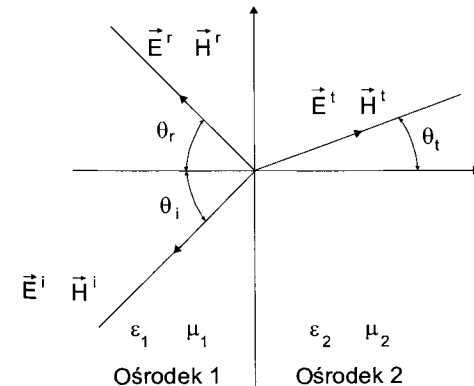
gdzie $\int_S$ oznacza całkę po powierzchni przewodnika, która w naszym przypadku wynosi 1 m². Wynik (4.58) jest zgodny z wynikiem otrzymanym dwiema poprzednimi metodami. Pokazuje on, że moc strat może być obliczona ze wzoru

$$P^i = \frac{R_s}{2} \int_S |\vec{J}|^2 ds = \frac{R_s}{2} \int_S |\vec{H}_t|^2 ds \quad (4.59)$$

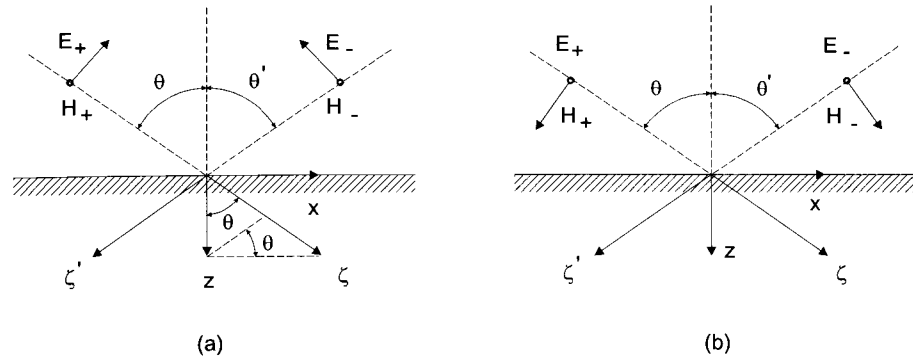
będącego funkcją rezystancji powierzchniowej metalu i prądu powierzchniowego, który otrzymamy z iloczynu wektorowego wektora normalnego do powierzchni i składowej stycznej wektora pola magnetycznego (4.47).

4.3. Fala padająca ukośnie na granicę dwóch ośrodków

Rozważmy obecnie bardzo istotny z praktycznego punktu widzenia przypadek, kiedy fala pada ukośnie na granicę dwóch ośrodków. Mamy z nim do czynienia przy odbiciu fal radiowych od ziemi w radiodyfuzji i radiokomunikacji ruchomej lądowej na zakresie fal metrowych i mikrofal, a także podczas odbicia fal krótkich od jonosfery. Założymy, że mamy dwa bezstratne ośrodki, jak to pokazano na rys. 4.6. Kąty θ_i , θ_r i θ_t zwiemy odpowiednio **kątem padania**, **odbicia** i **załamania**. Problem fali padającej ukośnie rozbijemy na dwa podproblemy. Pierwszy będzie dotyczył fali, której wektor pola elektrycznego będzie leżał w płaszczyźnie padania xz (**polaryzacja równoległa**). Drugi podproblem będzie dotyczył fali, której wektor $\vec{E}$ będzie prostopadły do płaszczyzny xz (**polaryzacja prostopadła**). Każda płaska fala elektromagnetyczna może być zawsze wyrażona jako liniowa kombinacja dwóch podanych przypadków. Sposób rozwiązania będzie podobny jak w p. 4.2. Napišemy wyrażenia na falę padającą, odbitą i transmitowaną dla każdego z dwóch ośrodków, a następnie dopasujemy warunki brzegowe w celu znalezienia nieznanych amplitud fal oraz kątów odbicia i załamania.



Rys. 4.6. Fala płaska padająca ukośnie na granicę dwóch ośrodków



Rys. 4.7. Fala płaska padająca na granicę dwóch ośrodków: a) polaryzacja równoległa, b) polaryzacja prostopadła

Zacznijmy od przypadku polaryzacji równoległej, gdzie wektor pola magnetycznego jest styczny do granicy ośrodków. Jeśli oznaczymy kierunek fali padającej jako ξ , a kierunek fali odbitej jako $-\xi'$ (rys. 4.7a), to współczynniki fazowe dla obu fal wynoszą odpowiednio $e^{-jk_1 \xi}$ oraz $e^{jk_1 \xi'}$. Suma fali padającej i odbitej w obszarze $z < 0$ wynosi

$$\vec{E}_1(x, z) = E_0 e^{-jk_1 \xi} + \Gamma E_0 e^{jk_1 \xi'} \quad (4.60)$$

Wyrażając wersory ξ oraz $-\xi'$ w układzie współrzędnych prostokątnych otrzymujemy zależność

$$\hat{\xi} = \hat{x} \sin \theta_i + \hat{z} \cos \theta_i \quad (4.61)$$

$$\hat{\xi}' = -\hat{x} \sin \theta_r + \hat{z} \cos \theta_r \quad (4.62)$$

Pole elektryczne i magnetyczne fali padającej możemy teraz wyrazić jako

$$\vec{E}_i = E_0 (\hat{x} \cos \theta_i - \hat{z} \sin \theta_i) e^{-jk_1 (x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (4.63a)$$

$$\vec{H}_i = \frac{E_0}{Z_1} \hat{y} e^{-jk_1 (x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (4.63b)$$

Fala odbita i przechodząca do drugiego ośrodka wyraża się zależnościami

$$\vec{E}_r = E_0 \Gamma (\hat{x} \cos \theta_r + \hat{z} \sin \theta_r) e^{-jk_1 (x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \quad (4.64a)$$

$$\vec{H}_r = \frac{-E_0 \Gamma}{Z_1} \hat{y} e^{-jk_1 (x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \quad (4.64b)$$

$$\vec{E}_t = E_0 T (\hat{x} \cos \theta_t - \hat{z} \sin \theta_t) e^{-jk_2 (x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \quad (4.65a)$$

$$\vec{H}_t = \frac{E_0 T}{Z_2} \hat{y} e^{-jk_2 (x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \quad (4.65b)$$

W równaniach tych mamy cztery niewiadome: Γ , T , θ_r , θ_t . Wymuszając ciągłość składowych stycznych E_x i H_y na granicy $z = 0$ otrzymujemy dwa równania, z których można obliczyć nieznanne wielkości:

$$\cos \theta_i e^{-jk_1 x \sin \theta_i} + \Gamma \cos \theta_r e^{-jk_1 x \sin \theta_r} = T \cos \theta_t e^{-jk_2 x \sin \theta_t} \quad (4.66a)$$

$$\frac{1}{Z_1} e^{-jk_1 x \sin \theta_i} - \frac{\Gamma}{Z_1} e^{-jk_1 x \sin \theta_r} = \frac{T}{Z_2} e^{-jk_2 x \sin \theta_t} \quad (4.66b)$$

Obie strony (4.66a) i (4.66b) są funkcjami zmiennej x . Jeśli równość składowych stycznych na powierzchni $z = 0$ ma być spełniona dla wszystkich wartości współrzędnej x , zmiana tej współrzędnej po obu stronach równań musi wywołać taką samą zmianę wykładników, co prowadzi do następującego warunku:

$$k_1 \sin \theta_i = k_1 \sin \theta_r = k_2 \sin \theta_t \quad (4.67)$$

(4.67) można zapisać w postaci **praw Snelliusa** dotyczących odbicia i załamania:

$$\theta_i = \theta_r \quad (4.68a)$$

$$k_1 \sin \theta_i = k_2 \sin \theta_t \quad (4.68b)$$

Z równania (4.68a) widać, że **kąt padania jest równy kątowi odbicia** (we wzorach można zastąpić symbole θ_i i θ_r jednym symbolem). Ponadto kąty: padania, odbicia i załamania leżą w jednej tzw. **płaszczyźnie padania**. Ze względu na to, że prawo Snelliusa wymusza równość składowych odpowiedzialnych za fazę (równość prędkości fazowych trzech fal wzdłuż powierzchni granicznej), bywa czasem zwane **warunkiem dopasowania fazy**. W przypadku ośrodków stratnych liczby falowe w (4.68b) zamieniają się na współczynniki propagacji γ_1 i γ_2 . Wtedy na ogół równanie to nie może być spełnione przez rzeczywistą wartość kąta θ_t , co powoduje znaczne komplikacje matematyczne.

Wykorzystując (4.68) w (4.66) dostajemy wzory na współczynniki odbicia i transmisji przy polaryzacji równoległej:

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} \quad (4.69)$$

$$T_{\parallel} = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} \quad (4.70)$$

Zajmijmy się przez chwilę impedancją falową. Definiuje się ją zwykle w płaszczyznach równoległych do płaszczyzny granicznej. Powodem jest ciągłość składowych stycznych pól, a co za tym idzie, taka sama wartość impedancji w obu ośrodkach tuż przy płaszczyźnie $z = 0$. Definiując impedancję falową jako stosunek składowych pola prostopadłych do osi z ($\frac{E_x^i}{H_y^i} = -\frac{E_x^r}{H_y^r}$) otrzymamy zależności odpowiednio dla ośrodka 1 i 2:

$$Z_{f1} = Z_1 \cos \theta_i \quad (4.71a)$$

$$Z_{f2} = Z_2 \cos \theta_t \quad (4.71b)$$

Zwróćmy uwagę, że podstawiając (4.71) do wzorów (4.18) i (4.19) otrzymamy (4.69) i (4.70). Zajmijmy się teraz prędkością fazową. Przedstawmy falę padającą w znanej już postaci:

$$E_0 e^{-jk_1 z} = E_0 e^{-jk_1 (x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (4.72)$$

Jeśli fala porusza się w kierunku x i z , możemy zdefiniować odpowiednio dwa współczynniki fazy:

$$\beta_x = k_1 \sin \theta_i \quad (4.73)$$

$$\beta_z = k_1 \cos \theta_i \quad (4.74)$$

Możemy używając ich napisać następującą równość:

$$\vec{E}(x, z, t) = \text{Re}[E_0 e^{j(\omega t - \beta_x x - \beta_z z)}] \quad (4.75)$$

Jeśli chcemy zachować stałą fazę w trakcie poruszania się w kierunku x , musi być spełnione równanie stałej fazy (składnik z , „ z ” nie ulega zmianie, jeśli poruszamy się tylko wzdłuż x):

$$\omega t - \beta_x x = \text{const} \quad (4.76)$$

Prędkość fazowa w kierunku x wynosi

$$v_{px} = \left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_{(\omega t - \beta_x x) = \text{const}} = \frac{\omega}{\beta_x} \quad (4.77a)$$

lub

$$v_{px} = \frac{\omega}{k_1 \sin \theta_i} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon} \sin \theta_i} = \frac{v}{\sin \theta_i} \quad (4.77b)$$

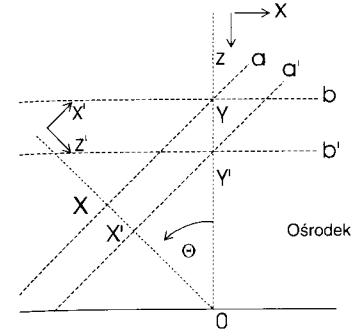
gdzie v oznacza prędkość prostopadłą do czoła fali. Podobnie ma się sprawa z prędkością w kierunku z :

$$v_{pz} = \frac{\omega}{\beta_z} = \frac{v}{\cos \theta_i} \quad (4.78)$$

Z analizy wzorów (4.77) i (4.78) widać, że w obu przypadkach prędkość fazowa jest większa niż prędkość mierzona prostopadle do kierunku czoła fali. Oznacza to, że w przypadku granicy próżni i innego ośrodka materialnego prędkość fazowa będzie większa od prędkości światła. Nie jest to bynajmniej równoznaczne z naruszeniem wniosków wynikających z teorii względności. Mówi ona, że prędkość światła jest najszybszą możliwą prędkością, z jaką może poruszać się materia lub rozchodzić się informacja. W naszym przypadku nie porusza się żaden materialny przedmiot. Prędkość fazowa jest prędkością, z jaką porusza się fikcyjny punkt przecięcia czoła fali i linii narysowanej w wybranym kierunku. Jeśli na rys. 4.8 płaszczyzna stałej fazy aa' porusza się do $a'a'$ w danym odcinku czasu, odległość, jaką przebędzie w kierunku prostopadłym wynosi xx' , ale odległość przebyta wzdłuż osi z (yy') jest znacznie większa. Ponieważ

$$yy' = xx' \frac{1}{\cos \theta} = xx' \sec \theta \quad (4.79)$$

zatem można z tego równania wyprowadzić zależność (4.78). Z prędkością fazową spotkamy się jeszcze przy omawianiu falowodów. Jeśli chodzi o szybkość



Rys. 4.8. Ilustracja wyjaśniająca pojęcie prędkości fazowej

rozchodzenia się informacji, to jest ona równa tzw. **prędkości grupowej**, którą definiuje się jako prędkość grupy fal (paczki falowej) lub prędkość obwiedni fali. Prędkość grupową definiuje równanie

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \quad (4.80)$$

Będziemy o niej jeszcze mówić przy opisie fal w liniach transmisyjnych i falowodach oraz fal rozchodzących się w atmosferze Ziemi.

W przypadku polaryzacji równoległej występuje jeszcze jedno ciekawe zjawisko. Kąt padania θ_b , przy którym $\Gamma = 0$, nazywamy **kątem Brewstera**. Pojawia się on, kiedy licznik (4.69) równy jest zeru ($\theta_i = \theta_b$):

$$Z_2 \cos \theta_i = Z_1 \cos \theta_b \quad (4.81)$$

Wyrażenie to można zamienić korzystając z tożsamości

$$\cos \theta_i = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_i} = \sqrt{1 - \frac{k_1^2}{k_2^2} \sin^2 \theta_b} \quad (4.82)$$

do postaci słusznej dla ośrodków niemagnetycznych

$$\sin \theta_b = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}} \quad (4.83)$$

Jeśli na granicę dwóch dielektryków pada fala o dowolnej polaryzacji pod kątem równym kątowi Brewstera, to fala odbita jest spolaryzowana liniowo i ma tylko składową pola elektrycznego prostopadłą do płaszczyzny padania wektora (polaryzacja prostopadła).

Zajmiemy się teraz przypadkiem polaryzacji prostopadłej, kiedy wektor pola elektrycznego jest prostopadły do płaszczyzny xz (rys. 4.7b). Fala padająca może być zapisana jako

$$\vec{E}_i = \hat{y} E_0 e^{-jk_1 (x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (4.84a)$$

$$\vec{H}_i = \frac{E_o}{Z_1} (-\hat{x} \cos \theta_i + \hat{z} \sin \theta_i) e^{-jk_1 (x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (4.84b)$$

gdzie $k_1 = \omega \sqrt{\mu_o \epsilon_1}$, $Z_1 = \sqrt{\mu_o / \epsilon_1}$. Falę odbitą i przechodzącą do drugiego ośrodka zapisujemy następująco:

$$\vec{E}_r = E_o \Gamma \hat{y} e^{-jk_1 (x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \quad (4.85a)$$

$$\vec{H}_r = \frac{E_o \Gamma}{Z_1} (\hat{x} \cos \theta_r + \hat{z} \sin \theta_r) e^{-jk_1 (x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \quad (4.85b)$$

$$\vec{E}_t = E_o T \hat{y} e^{-jk_2 (x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \quad (4.86a)$$

$$\vec{H}_t = \frac{E_o T}{Z_2} (-\hat{x} \cos \theta_t + \hat{z} \sin \theta_t) e^{-jk_2 (x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \quad (4.86b)$$

Przyrównując składowe stycznne E_y i H_x po obu stronach granicy $z = 0$ otrzymujemy

$$e^{-jk_1 x \sin \theta_i} + \Gamma e^{-jk_1 x \sin \theta_r} = T e^{-jk_2 x \sin \theta_t} \quad (4.87a)$$

$$\frac{-1}{Z_1} \cos \theta_i e^{-jk_1 x \sin \theta_i} + \frac{\Gamma}{Z_1} \cos \theta_r e^{-jk_2 x \sin \theta_r} = \frac{-T}{Z_2} \cos \theta_t e^{-jk_2 x \sin \theta_t} \quad (4.87b)$$

co dalej prowadzi nas do prawa Snelliusa (4.68). Współczynniki odbicia i transmisji dla polaryzacji prostopadłej wynoszą odpowiednio

$$\Gamma_{\perp} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} \quad (4.88)$$

$$T_{\perp} = \frac{2 Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} \quad (4.89)$$

W przypadku polaryzacji prostopadłej nie występuje zjawisko całkowitego odbicia. Gdyby takie zjawisko miało miejsce, licznik (4.88) byłby równy 0:

$$Z_2 \cos \theta_i = Z_1 \cos \theta_t \quad (4.90)$$

a po podstawieniu prawa Snelliusa

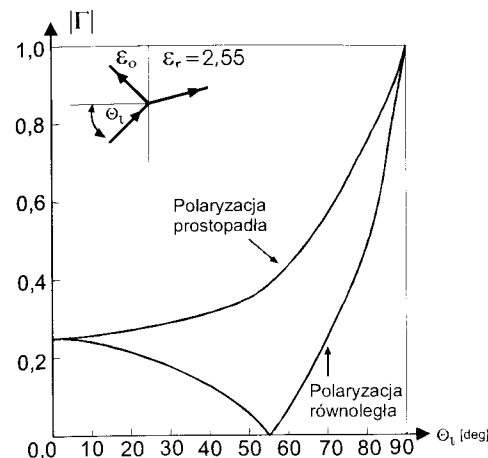
$$k_2^2 (Z_2^2 - Z_1^2) = (k_2^2 Z_2^2 - k_1^2 Z_1^2) \sin^2 \theta_i \quad (4.91)$$

Prowadzi to jednak do sprzeczności, gdyż wyrażenie w nawiasie po prawej stronie jest równe 0 dla dielektryków idealnych.

Impedancja falowa wynosi w przypadku polaryzacji prostopadłej

$$Z_{1,2} = -\frac{E_y^i}{H_x^i} = \frac{E_y^r}{H_x^r} = Z_{1,2} \sec \theta \quad (4.92)$$

Z analizy wzorów (4.71) i (4.92) widać, że dla polaryzacji równoległej impedancja falowa jest zawsze mniejsza, a dla polaryzacji prostopadłej zawsze większa od impedancji właściwej ośrodka. Na rysunku 4.9 przedstawiono wykres modułu



Rys. 4.9. Przykład zależności modułu współczynnika odbicia dla polaryzacji prostopadłej i równoległej w funkcji kąta padania

współczynnika odbicia Γ w funkcji kąta padania fali na granicę dwóch ośrodków — próżni i dielektryka idealnego o przenikalności $\epsilon_r = 2,55$.

Jeśli prędkość fali w drugim ośrodku będzie większa niż w pierwszym, to może się okazać, że sinus kąta załamania będzie miał wartość większą od 1. Jest to tzw. **zjawisko całkowitego odbicia**. Przepisując w innej postaci prawo Snelliusa dostajemy

$$\sin \theta_t = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \sin \theta_i \quad (4.93)$$

Jeśli założymy (dla dowolnej polaryzacji), że $\epsilon_1 > \epsilon_2$, to zwiększającemu się od 0 do 90 stopni kątowi θ_i będzie towarzyszyło znacznie szybsze wzrastanie kąta θ_t . Kąt θ_i , dla którego $\theta_t = 90^\circ$ jest nazywany **kątem granicznym całkowitego odbicia** θ_c , dla którego zachodzi

$$\sin \theta_c = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \quad (4.94a)$$

lub w przypadku ogólnym

$$\sin \theta_c = \frac{\beta_2}{\beta_1} \quad (4.94b)$$

Dla tego kąta i kątów większych od niego padająca fala dozna całkowitego odbicia. Przeanalizujemy tę sytuację dokładniej dla przypadku polaryzacji równoległej.

Jeśli $\theta_i > \theta_c$, to ze wzoru (4.93) mamy, że $\sin \theta_t > 1$, co oznacza, że $\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t}$ musi być liczbą urojoną. Kąt θ_t traci w tym momencie swoje fizyczne znaczenie. Falę przechodzącą do drugiego ośrodka zapiszemy teraz w następujący sposób:

$$\vec{E}_t = E_o T \left(\frac{j\alpha}{k_2} \hat{x} - \frac{\beta}{k_2} \hat{z} \right) e^{-j\beta x} e^{-\alpha z} \quad (4.95)$$

$$\vec{H}_t = \frac{E_o T}{Z_2} \hat{y} e^{-j\beta x} e^{-\alpha z} \quad (4.96)$$

Wzory (4.95) i (4.96) można wyprowadzić z (4.65), jeśli zauważymy, że $-jk_2 \sin \theta_i$ jest liczbą urojoną dla $\sin \theta_i > 1$, a $-jk_2 \cos \theta_i$ rzeczywistą, co pozwala nam zamienić $\sin \theta_i$ przez $\frac{\beta}{k_2}$, a $\cos \theta_i$ przez $\frac{j\alpha}{k_2}$. Podstawiając (4.96) do równania Helmholtza dla wektora $\vec{H}$ otrzymujemy

$$-\beta^2 + \alpha^2 + k_2^2 = 0 \quad (4.97)$$

Korzystając z warunków brzegowych dla E_x i H_y dla $z = 0$ mamy

$$\cos \theta_i e^{-jk_1 x \sin \theta_i} + \Gamma \cos \theta_i e^{-jk_1 x \sin \theta_r} = T \frac{j\alpha}{k_2} e^{-j\beta x} \quad (4.98a)$$

$$\frac{1}{Z_1} e^{-jk_1 x \sin \theta_i} - \frac{\Gamma}{Z_1} e^{-jk_1 x \sin \theta_r} = \frac{T}{Z_2} e^{-j\beta x} \quad (4.98b)$$

Aby osiągnąć równość faz na powierzchni granicznej, musi być spełniony związek

$$k_1 \sin \theta_i = k_1 \sin \theta_r = \beta \quad (4.99)$$

który znów prowadzi do prawa Snelliusa ($\theta_i = \theta_r$, $\beta = k_1 \sin \theta_i$). Współczynnik α określimy z równania (4.97):

$$\alpha = \sqrt{k_2^2 + \beta^2} = \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_i} \quad (4.100)$$

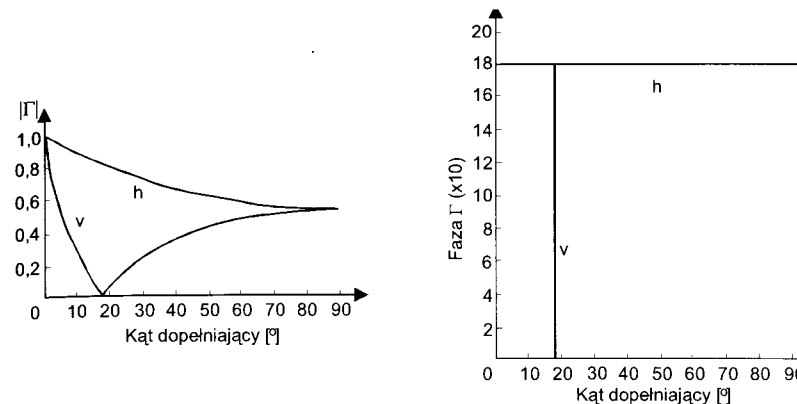
Współczynnik ten jest liczbą rzeczywistą. Współczynniki odbicia i transmisji otrzymane z (4.98) wynoszą odpowiednio

$$\Gamma = \frac{(j\alpha/k_2)Z_2 - Z_1 \cos \theta_i}{(j\alpha/k_2)Z_2 + Z_1 \cos \theta_i} \quad (4.101)$$

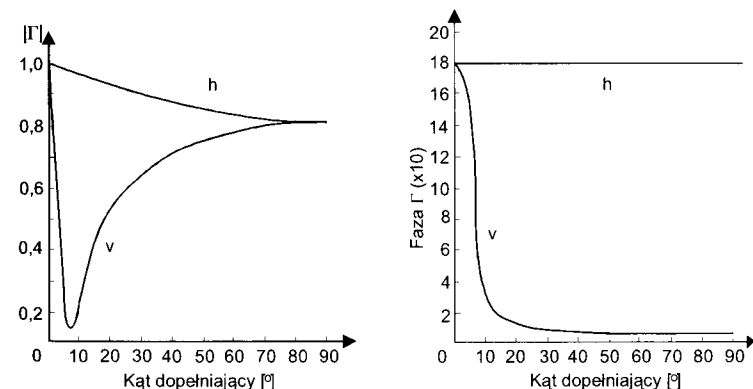
$$T = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{(j\alpha/k_2)Z_2 + Z_1 \cos \theta_i} \quad (4.102)$$

Przeanalizujmy wzory (4.95) i (4.96). Widzimy, że fala rozchodzi się w kierunku x , ale podlega wykładniczemu tłumieniu w kierunku y . Powierzchnie ekwifazowe ($x = \text{const}$) różnią się zatem od ekwiampłudowych, czyli mamy do czynienia z falą płaską niejednorodną. Opisaną falę nazywamy **wymuszoną falą powierzchniową** (istnieje ona bowiem tylko wtedy, gdy w obszarze $z < 0$ występuje fala płaska), która rozchodzi się wzdłuż powierzchni granicznej i jest silnie tłumiona poza nią. Obliczając wektor Poyntinga przekonamy się, że w kierunku z nie ma przepływu rzeczywistej energii. Należy zauważyć w tym miejscu, że chociaż fala nie wnika do ośrodka drugiego, to ze względu na warunki brzegowe występuje w nim przy granicy pole elektromagnetyczne o niezerowej wartości.

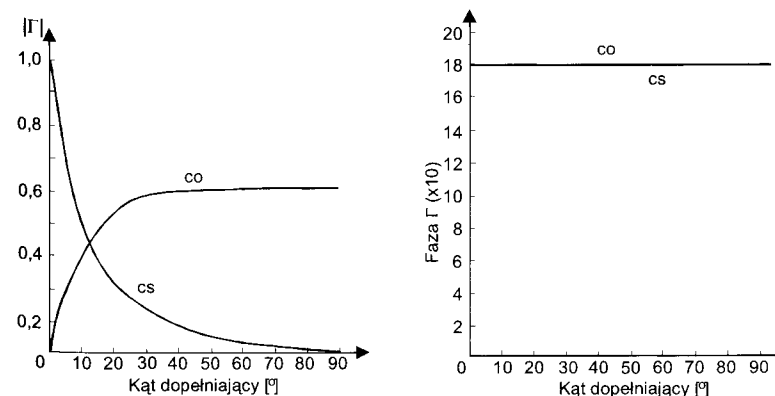
Na zakończenie tego rozdziału warto pokazać, w jaki sposób odbijają się fale radiowe od powierzchni rzeczywistej ziemi. Na rysunku 4.10 przedstawiono zależność współczynnika odbicia dla terenu lądowego, a rys. 4.11 dla wody



Rys. 4.10. Moduł i faza współczynnika odbicia dla płaskiej ziemi ($\epsilon_r = 10$, $\sigma = 2 \cdot 10^{-3}$ S/m, $f = 3$ GHz, h — polaryzacja pozioma, v — polaryzacja pionowa) [8]



Rys. 4.11. Moduł i faza współczynnika odbicia dla wody morskiej ($\epsilon_r = 69$, $\sigma = 6,5$ S/m, $f = 3$ GHz) [8]



Rys. 4.12. Moduł i faza współczynnika odbicia dla ziemi (parametry jak dla rys. 4.10) dla polaryzacji kołowej; co — fala o przeciwnym skrętności [8]

morskiej. Wykresy są funkcją kąta dopełniającego do kąta padania, który w literaturze angielskojęzycznej jest określany jako *grazing angle*. Bardzo interesujący jest przypadek odbicia fali o polaryzacji kołowej. Fala taka odbijając się prostopadle od idealnego przewodnika zmienia swoją skrętność. Dla ziemi rzeczywistej w zależności od kąta padania pojawia się fala odbita o dwóch przeciwnych skrętnościach (rys. 4.12).

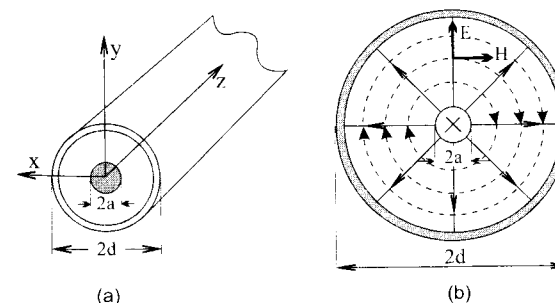
Literatura

1. R.E. Collin. *Field Theory of Guided Waves (second edition)*. IEEE Press, New York 1991
2. R.E. Collin. *Prowadzenie fal elektromagnetycznych*. PWN, Warszawa 1966
3. W. Gwarek, T. Morawski. *Teoria pola elektromagnetycznego*. WNT, Warszawa 1985
4. R.F. Harrington. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. Mc-Graw-Hill Book Company, New York 1961
5. S.D. Kupalan. *Teoria pola elektromagnetycznego*. WNT, Warszawa 1967
6. D. Pozar. *Microwave Engineering*. Addison-Wesley Publishing Comp., New York 1990
7. S. Ramo, R. V. Whinnery, T. Van Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. John Wiley & Sons, London 1988
8. P. Rohan. *Introduction to EM Wave Propagation*. Artech House, London 1991

5. Linie transmisyjne TEM

5.1. Rodzaje linii transmisyjnych

W telekomunikacji szczególną rolę odgrywają struktury zwane **przewodnicami falowymi**. Przewodnica falowa jest to układ powierzchni granicznych materiałów tworzących ciągłą drogę z jednego punktu do drugiego, zdolny do skierowania przepływu energii elektromagnetycznej wzdłuż tej drogi. Fala elektromagnetyczna może być prowadzona wzdłuż przewodników, jak i dielektryków. W tym rozdziale zajmiemy się przewodnicami, które prowadzą fale płaskie typu TEM lub zbliżone do nich (quasi-TEM). Są one zwane **liniami transmisyjnymi** (lub niezbyt precyzyjnie długimi). Teoria linii transmisyjnych stanowi pewien pomost między teorią obwodów o stałych skupionych a teorią pola elektromagnetycznego. Z obwodami o stałych skupionych mamy do czynienia wtedy, gdy wytwarzane przez nie pole elektromagnetyczne jest **quasi-stacjonarne**, czyli że można pominąć wszelkie efekty opóźnienia związane ze skończoną prędkością rozchodzenia się fali. Ma to miejsce wtedy, gdy wymiary obwodu są mniejsze od ok. $0,1 \lambda$ (spotyka się różne kryteria, np. $0,01 \lambda$). Jeżeli warunek quasi-stacjonarności jest spełniony, to możemy utworzyć model układu będący obwodem o skupionych parametrach R , L , G i C , w przeciwnym razie zarówno taki model, jak i opis obwodowy układu przestaje być poprawny. Pozostaje wówczas opis polowy, jednak w przypadku szczególnych konfiguracji geometrycznych istnieje możliwość poprawnego opisu obwodowego. Ma to miejsce wtedy, gdy wymiary układu w jednym kierunku są znacznie większe niż w innych kierunkach. Pozwala to na utworzenie modelu obwodu, w którym parametry elektryczne są równomiernie rozłożone wzdłuż



Rys. 5.1. Linia współosiowa: a) budowa, b) rozkład pól

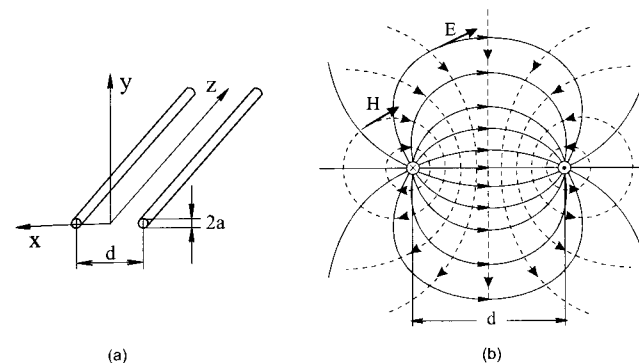
wyróżnionego kierunku. Mówimy zatem, że linie transmisyjne są **obwodami o stałych rozłożonych**.

Zapoznajmy się najpierw z najczęściej spotykanymi w praktyce liniami transmisyjnymi. Najbardziej znana i wykorzystywana ze względu na swe zalety jest **linia współosiowa** (rys. 5.1a). Przestrzeń między przewodnikami jest wypełniona dielektrykiem (powietrze lub tworzywo sztuczne). Rozkład pola elektrycznego i magnetycznego w linii współosiowej przedstawiono na rys. 5.1b. Linie współosiowe ze względu na ekran promieniują znikomo małe pola rozproszone, nie „zbierają” też zakłóceń zewnętrznych. Nie są one wrażliwe na zbliżenie do innych przedmiotów, zwłaszcza metalowych, a ich konstrukcja mechaniczna jest bardzo trwała (typowy czas użytkowania co najmniej 10–15 lat) i odporna na czynniki zewnętrzne, które nie powodują zmian parametrów elektrycznych linii. Popularna jest także **linia symetryczna**, której widok przedstawiono na rys. 5.2a, a rozkład pól na rys. 5.2b. Linia ta pozwala na realizację dość dużych wartości impedancji charakterystycznych. Do jej wad można zaliczyć znaczny poziom pól zakłócających promieniowanych (lub odbieranych) przez linię oraz wpływ blisko znajdujących się przedmiotów na jej parametry elektryczne. Jeśli przewody są umieszczone w tworzywie sztucznym (popularne kable antenowe), to działanie promieni ultrafioletowych i czynników atmosferycznych (deszcz, śnieg, mróz) powoduje szybką korozję tworzywa (2–3 lata). **Symetria** linii polega na tym, że potencjały w obu przewodach są równe co do wartości, lecz przeciwne co do znaku względem wspólnego potencjału odniesienia (najczęściej ziemi). W obu przewodach płynie w przeciwnych kierunkach prąd I . Ponieważ przewody są umieszczone bardzo blisko siebie (w porównaniu z długością fali), więc pola wytwarzane w otaczającej przestrzeni przez oba przewody będą się znosić. W praktyce jednak ten model jest zakłócony nieidealną symetrią przewodów (błędy wykonania, zbliżenie linii do innych przedmiotów). W technice mikrofalowej bardzo często używa się **linii mikropaskowych i paskowych** (rys. 5.3) wykonanych w technice obwodów drukowanych. Ułatwia to bardzo połączenia z elementami elektronicznymi oraz redukuje koszty urządzenia. Linie te charakteryzują się dość dużą tłumiennością, co jednak nie stanowi istotnej przeszkody w przypadku krótkich połączeń. Linia mikropaskowa jest strukturą niesymetryczną względem ziemi, a część linii pola zamyka się w powietrzu. Powoduje to występowanie składowych wzdłużnych pola o małych wartościach, dlatego linię mikropaskową nazywa się często linią typu **quasi-TEM**.

5.2. Równania linii transmisyjnej

Załóżmy, że mamy linię transmisyjną, dla której wymiar nie spełniający warunku quasi-stacjonarności jest przedstawiony na rys. 5.4. Odcinek linii może być zastąpiony schematem zastępczym złożonym z łańcucha połączonych ze sobą ogniów. Wielkości występujące na schemacie są wyrażone na jednostkę długości linii:

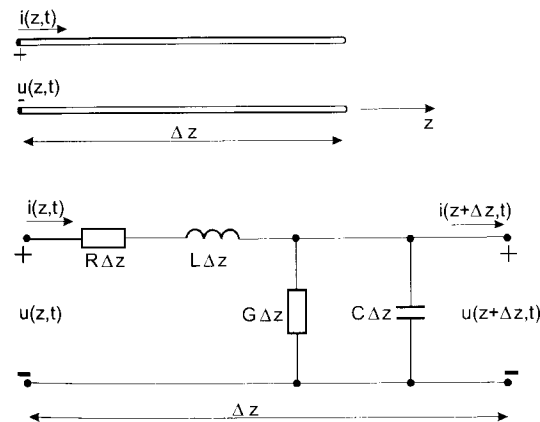
R — **rezystancja jednostkowa** (w Ω/m), która reprezentuje wszystkie straty cieplne w przewodach linii,



Rys. 5.2. Linia symetryczna: a) budowa, b) rozkład pól



Rys. 5.3. Linia: a) paskowa (symetryczna), b) mikropaskowa (niesymetryczna)



Rys. 5.4. Odcinek linii transmisyjnej i jego obwodowy schemat zastępczy

L — **indukcyjność jednostkowa** (w H/m), która reprezentuje pole magnetyczne wytwarzane przez przewody linii,

C — **pojemność jednostkowa** (w F/m), reprezentująca pole elektryczne między przewodami linii,

G — **konduktancja jednostkowa** (w S/m), która reprezentuje straty cieplne w dielektryku.

Chcąc określić np. całkowity opór odcinka linii o długości l mnożymy tę długość przez R .

Korzystając z napięciowego prawa Kirchhoffa dla obwodu z rys. 5.4 dostajemy

$$u(z, t) - R\Delta z i(z, t) - L\Delta z \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} - u(z + \Delta z, t) = 0 \quad (5.1)$$

natomiast korzystając z prądowego prawa Kirchhoffa otrzymujemy drugie równanie:

$$i(z, t) - G\Delta z u(z + \Delta z, t) - C\Delta z \frac{\partial u(z + \Delta z, t)}{\partial t} - i(z + \Delta z, t) = 0 \quad (5.2)$$

Dzieląc oba równania przez Δz i przechodząc do granicy $\Delta z \rightarrow 0$ mamy

$$\frac{\partial u(z, t)}{\partial z} = -Ri(z, t) - L \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \quad (5.3a)$$

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = -Gu(z, t) - C \frac{\partial u(z, t)}{\partial t} \quad (5.3b)$$

Równania (5.3) są zwane **równaniami telegrafistów** i opisują linię transmisyjną w dziedzinie czasu. Równania telegrafistów mogą być także otrzymane bezpośrednio z równań Maxwella [5]. Dla prądu sinusoidalnie zmiennego w stanie ustalonym równania (5.3) przybierają postać

$$\frac{d\mathbf{U}(z)}{dz} = -(R + j\omega L) \mathbf{I}(z) \quad (5.4a)$$

$$\frac{d\mathbf{I}(z)}{dz} = -(G + j\omega C) \mathbf{U}(z) \quad (5.4b)$$

Z układu równań (5.3) możemy poprzez rugowanie otrzymać równania osobno dla napięcia i prądu. Różniczkujemy (5.3a) względem z :

$$-\frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial z^2} = R \frac{\partial i(z, t)}{\partial z} + L \frac{\partial^2 i(z, t)}{\partial t \partial z} \quad (5.5)$$

a następnie, korzystając z (5.3b), usuwamy pochodne występujące po prawej stronie:

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = -Gu(z, t) - C \frac{\partial u(z, t)}{\partial t} \quad (5.6a)$$

$$\frac{\partial^2 i(z, t)}{\partial z \partial t} = -G \frac{\partial u(z, t)}{\partial t} - C \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial t^2} \quad (5.6b)$$

otrzymując w rezultacie równanie

$$\frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial t^2} + (RC + GL) \frac{\partial u(z, t)}{\partial t} + RGu(z, t) \quad (5.7)$$

Postępując analogicznie z (5.3b) dostaniemy

$$\frac{\partial^2 i(z, t)}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 i(z, t)}{\partial t^2} + (RC + GL) \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} + RGi(z, t) \quad (5.8)$$

Z matematycznego punktu widzenia (5.7) i (5.8) są równaniami różniczkowymi cząstkowymi o stałych współczynnikach typu hiperbolicznego (przy założeniu

$LC \neq 0$). Jeśli $R = G = 0$, to linię zwiemy **bezstratną**, a równania (5.7) i (5.8) przekształcają się do postaci

$$\frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial z^2} - LC \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial^2 i(z, t)}{\partial z^2} - LC \frac{\partial^2 i(z, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (5.10)$$

Zwróćmy uwagę na podobieństwo tych równań do równań falowych (2.5) i (2.6). Opisują one zatem falę płaską rozchodzącą się w linii transmisyjnej. Prędkość rozchodzenia się fali w linii wynosi

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (5.11)$$

Korzystając z postaci (5.4) dla prądu sinusoidalnie zmiennego w stanie ustalonym rozwiążemy teraz układ równań opisujących linię transmisyjną. Równania (5.4) stanowią układ równań różniczkowych zwyczajnych rzędu pierwszego. Ich rozwiązanie powinno zależeć od dwóch stałych dowolnych. Różniczkując (5.4a) i wykorzystując (5.4b) otrzymujemy

$$\frac{d^2 \mathbf{U}(z)}{dz^2} - (R + j\omega L)(G + j\omega C) \mathbf{U}(z) = 0 \quad (5.12)$$

Wprowadzając zespolony **współczynnik propagacji**

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (5.13)$$

zapisujemy (5.12) w postaci

$$\frac{d^2 \mathbf{U}(z)}{dz^2} - \gamma^2 \mathbf{U}(z) = 0 \quad (5.14a)$$

Analogicznie wygląda równanie dla prądu:

$$\frac{d^2 \mathbf{I}(z)}{dz^2} - \gamma^2 \mathbf{I}(z) = 0 \quad (5.14b)$$

Równania (5.14) są równaniami różniczkowymi zwyczajnymi rzędu drugiego. Ich rozwiązania są postaci

$$\mathbf{U}(z) = \mathbf{U}_0^+ e^{-\gamma z} + \mathbf{U}_0^- e^{\gamma z} \quad (5.15a)$$

$$\mathbf{I}(z) = \mathbf{I}_0^+ e^{-\gamma z} + \mathbf{I}_0^- e^{\gamma z} \quad (5.15b)$$

gdzie składniki z $e^{-\gamma z}$ reprezentują falę rozchodzącą się w stronę $+z$ (**falę padającą** lub **pierwotną**), a składniki z $e^{\gamma z}$ opisują falę rozchodzącą się w stronę $-z$ (**falę odbitą** lub **powrotną**). Kojarząc (5.15a) z (5.4a) otrzymujemy wyrażenie na prąd w linii:

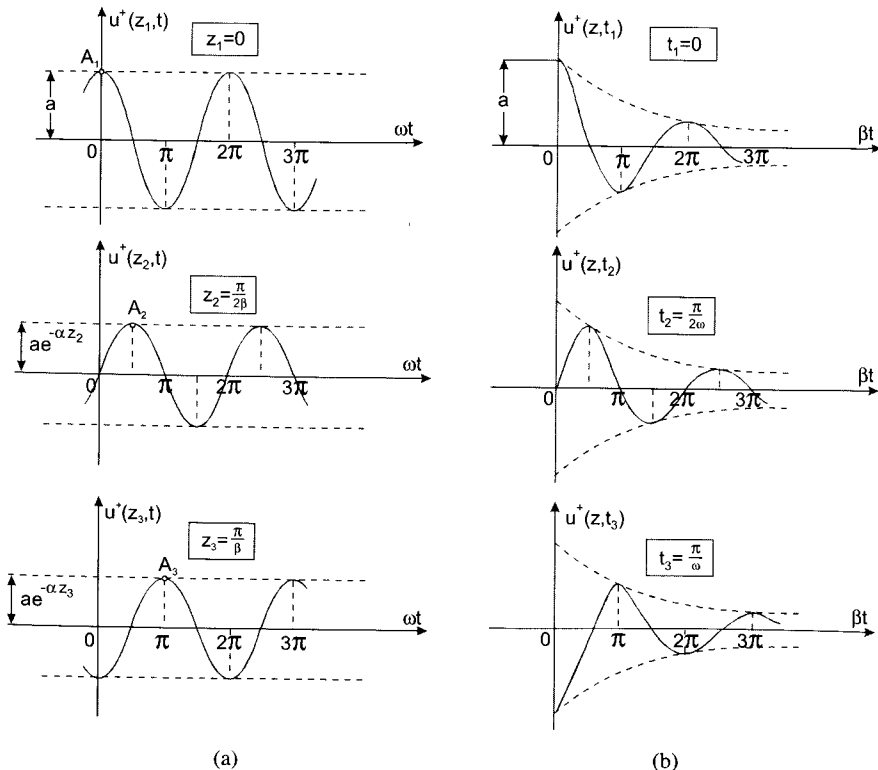
$$\underline{I}(z) = \frac{\gamma}{R + j\omega L} (\underline{U}_o^+ e^{-\gamma z} - \underline{U}_o^- e^{\gamma z}) \quad (5.16)$$

Porównując (5.16) z (5.15b) możemy zdefiniować **impedancję charakterystyczną (falową)** linii transmisyjnej:

$$Z_C = \frac{\underline{U}_o^+}{\underline{I}_o^+} = -\frac{\underline{U}_o^-}{\underline{I}_o^-} = \frac{R + j\omega L}{\gamma} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (5.17)$$

Impedancję charakterystyczną i współczynnik propagacji zwiemy **parametrami falowymi** linii transmisyjnej. Poczynimy teraz pewną uwagę co do wartości tych parametrów. Są one określone jako pierwiastki z liczby zespolonej. Z matematyki wiadomo, że możemy otrzymać dwie wartości np. współczynnika propagacji: $+\gamma$ i $-\gamma$. Za wartość poprawną będziemy przyjmować tę liczbę, której współczynnik tłumienia jest nieujemny, a współczynnik fazy dodatni, czyli $\alpha \geq 0$, $\beta > 0$. Te warunki jednoznacznie określają nam wartość impedancji falowej, której część rzeczywista będzie zawsze dodatnia.

Zajmijmy się interpretacją falową otrzymanego rozwiązania. Wzór (5.15) widnieje w zapisie zespolonym, który jest zapisem umownym. Rzeczywiste napięcie panujące w linii jest określone w dziedzinie rzeczywistej następująco:



Rys. 5.5. a) Przebieg napięcia w różnych punktach linii, b) rozkład napięcia w linii dla różnych chwil t

$$u(z, t) = |\underline{U}_o^+| \cos(\omega t - \beta z + \phi^+) e^{-\alpha z} + |\underline{U}_o^-| \cos(\omega t + \beta z + \phi^-) e^{\alpha z} \quad (5.18)$$

gdzie $\phi^\pm$ jest fazą liczby $\underline{U}_o^\pm$. Jest to zatem suma dwóch fal poruszających się w przeciwnych kierunkach. Na rysunku 5.5 przedstawiono przebiegi napięcia $u^+(z, t)$ w czasie w różnych punktach linii. Zarówno amplituda, jak i faza zależą od z . Ze wzrostem z rośnie opóźnienie (przesunięcie) fazowe βz . Przy niezerowym współczynniku tłumienia α amplituda przebiegu maleje wykładniczo ze wzrostem z w podobny sposób, jak miało to miejsce w przypadku fali płaskiej rozbijającej się w dielektryku stratnym. Dla fali poruszającej się w linii transmisyjnej możemy zdefiniować prędkość fazową i jej długość:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \lambda f \quad (5.19)$$

Na zakończenie rozważań o równaniach opisujących linie transmisyjne wspomnimy o innej postaci ogólnej rozwiązania. Wiedząc, że funkcje wykładnicze można przedstawić w postaci sumy lub różnicy odpowiednich funkcji hiperbolicznych, a mianowicie

$$e^{-\gamma z} = \cosh \gamma z - \sinh \gamma z \quad (5.20a)$$

$$e^{\gamma z} = \cosh \gamma z + \sinh \gamma z \quad (5.20b)$$

możemy prawe strony wzorów (5.15) zapisać nieco inaczej:

$$\underline{U}(z) = (\underline{U}_o^+ + \underline{U}_o^-) \cosh \gamma z + (\underline{U}_o^- - \underline{U}_o^+) \sinh \gamma z \quad (5.21a)$$

$$\underline{I}(z) = -\frac{1}{Z_C} [(\underline{U}_o^- - \underline{U}_o^+) \cosh \gamma z + (\underline{U}_o^+ + \underline{U}_o^-) \sinh \gamma z] \quad (5.21b)$$

5.3. Linia transmisyjna jako czwórnik

Jeśli nie interesują nas napięcia i prądy wzdłuż linii, a tylko na jej zaciskach, to możemy ją potraktować jako czwórnik (rys. 5.6). Oznaczmy przez $\underline{U}_1$, $\underline{I}_1$ napięcie i prąd na wejściu linii, a przez $\underline{U}_2$, $\underline{I}_2$ napięcie i prąd na jej końcu. Załóżmy też, że znamy napięcie i prąd na wejściu linii. Z (5.21) dostaniemy następujące równania (dla $z = 0$):

$$\underline{U}_1 = \underline{U}_o^+ + \underline{U}_o^- \quad (5.22)$$

$$-\underline{I}_1 Z_C = \underline{U}_o^- - \underline{U}_o^+ \quad (5.23)$$



Rys. 5.6. Linia transmisyjna jako czwórnik

Podstawiając w (5.21) wartości z lewej strony (5.22) i (5.23) za wyrażenia w nawiasach mamy

$$\underline{U}(z) = \underline{U}_1 \operatorname{ch} \gamma z - \underline{I}_1 Z_c \operatorname{sh} \gamma z \quad (5.24a)$$

$$\underline{I}(z) = -\frac{\underline{U}_1}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma z + \underline{I}_1 \operatorname{ch} \gamma z \quad (5.24b)$$

Jeśli nasza linia ma długość Δz , to podstawiając $z = \Delta z$ do (5.24) otrzymamy **równania łańcuchowe odwrotne** linii transmisyjnej, które umożliwiają wyznaczenie $\underline{U}_2$, $\underline{I}_2$, gdy znane są $\underline{U}_1$, $\underline{I}_1$:

$$\underline{U}_2 = \underline{U}_1 \operatorname{ch} \gamma \Delta z - \underline{I}_1 Z_c \operatorname{sh} \gamma \Delta z \quad (5.25a)$$

$$\underline{I}_2 = -\frac{\underline{U}_1}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma \Delta z + \underline{I}_1 \operatorname{ch} \gamma \Delta z \quad (5.25b)$$

Rozwiązując układ równań (5.25) względem $\underline{U}_1$, $\underline{I}_1$ otrzymujemy **równania łańcuchowe** linii transmisyjnej:

$$\underline{U}_1 = \underline{U}_2 \operatorname{ch} \gamma \Delta z + \underline{I}_2 Z_c \operatorname{sh} \gamma \Delta z \quad (5.26a)$$

$$\underline{I}_1 = \frac{\underline{U}_2}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma \Delta z + \underline{I}_2 \operatorname{ch} \gamma \Delta z \quad (5.26b)$$

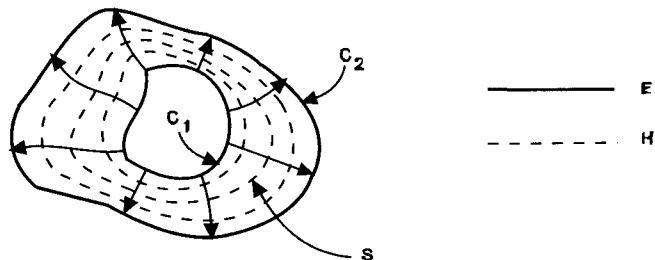
Macierz łańcuchowa linii transmisyjnej ma zatem postać

$$\underline{\underline{A}} = \begin{bmatrix} \operatorname{ch} \gamma \Delta z & Z_c \operatorname{sh} \gamma \Delta z \\ \frac{1}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma \Delta z & \operatorname{ch} \gamma \Delta z \end{bmatrix} \quad (5.27)$$

Możemy określić również macierz impedancji czy admitancji dla linii transmisyjnej. Ujęcie obwodowe często bywa stosowane przy obliczaniu parametrów ośrodków złożonych z kilku jednorodnych warstw (patrz rozdział 5.6).

5.4. Parametry jednostkowe linii transmisyjnych

Rozważmy fragment o długości 1 m dowolnej, jednorodnej linii transmisyjnej (rys. 5.7), której pole przekroju wynosi S . Przyjmijmy też, że napięcie między przewodnikami wynosi $U_0 e^{\pm j\beta z}$, a prąd w przewodach $I_0 e^{\pm j\beta z}$. Uśredniona w czasie, magazynowana w polu magnetycznym energia wynosi dla tego odcinka (wzór 3.8b)



Rys. 5.7. Linia transmisyjna o dowolnym przekroju

$$W_m = \frac{\mu}{4} \int_S \underline{\underline{H}} \cdot \underline{\underline{H}}^* ds \quad (5.28)$$

Pamiętamy z teorii obwodów, że energia magazynowana w cewce jest równa

$$W_m = \frac{L |I_0|^2}{4} \quad (5.29)$$

Możemy zatem porównując oba wzory wyznaczyć indukcyjność jednostkową linii jako

$$L = \frac{\mu}{|I_0|^2} \int_S \underline{\underline{H}} \cdot \underline{\underline{H}}^* ds \text{ [H/m]} \quad (5.30)$$

Podobnie wygląda sytuacja dla energii gromadzonej w polu elektrycznym. Wynosi ona

$$W_e = \frac{\epsilon}{4} \int_S \underline{\underline{E}} \cdot \underline{\underline{E}}^* ds \quad (5.31)$$

co po porównaniu ze wzorem znanym z teorii obwodów

$$W_e = \frac{C |U_0|^2}{4} \quad (5.32)$$

pozwala na wyznaczenie pojemności jednostkowej:

$$C = \frac{\epsilon}{|U_0|^2} \int_S \underline{\underline{E}} \cdot \underline{\underline{E}}^* ds \text{ [F/m]} \quad (5.33)$$

Moc zamieniana na ciepło w przewodach z powodu skończonej konduktywności wynosi (przy założeniu, że pole magnetyczne jest styczne do S)

$$P_c = \frac{R_s}{2} \int_{C_1 + C_2} \underline{\underline{H}} \cdot \underline{\underline{H}}^* dl \quad (5.34)$$

Z teorii obwodów wiadomo, że

$$P_c = \frac{R |I_0|^2}{2} \quad (5.35)$$

Rezystancja jednostkowa wyraża się zatem wzorem

$$R = \frac{R_s}{|I_0|^2} \int_{C_1 + C_2} \underline{\underline{H}} \cdot \underline{\underline{H}}^* dl \text{ [\Omega/m]} \quad (5.36)$$

gdzie $R_s = \frac{1}{\sigma \delta_s}$ jest rezystancją powierzchniową. Moc rozpraszana w stratnym dielektryku wynosi

$$P_d = \frac{\omega \varepsilon''}{2} \int_S \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds \quad (5.37)$$

równanie znane z teorii obwodów daje wynik

$$P_d = \frac{G |U_o|^2}{2} \quad (5.38)$$

Konduktancja jednostkowa linii jest równa

$$G = \frac{\omega \varepsilon''}{|U_o|^2} \int_S \vec{E} \cdot \vec{E}^* ds \quad (5.39)$$

W przypadku prostych struktur można obliczyć wartości L i C z definicji tych parametrów używanych w elektrostatyce i magnetostatyce. Parametry jednostkowe obliczone dla najpopularniejszych linii transmisyjnych znajdują się w dodatku.

5.5. Linie bezstratne

5.5.1. Parametry linii bezstratnych

Otrzymane przez nas wzory na parametry falowe dotyczyły przypadku ogólnego. Założymy teraz, że mamy do czynienia z linią bezstratną, dla której $R = G = 0$. Dostajemy wtedy następujące zależności:

$$\gamma = j\omega \sqrt{LC} \quad (5.40)$$

$$\beta = \omega \sqrt{LC} \quad (5.41)$$

$$\alpha = 0 \quad (5.42)$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (5.43)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\omega \sqrt{LC}} \quad (5.44)$$

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (5.45)$$

Funkcje hiperboliczne zredukują się do trygonometrycznych we wzorach na parametry łańcuchowe linii. Wprowadzimy ponadto jeszcze jeden parametr, który jest dość często stosowany w praktyce inżynierskiej. Jest to tzw. **współczynnik skrócenia** definiowany jako

$$K = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (5.46)$$

gdzie ε_r jest przenikalnością względną dielektryka wypełniającego linię. Długość fali w linii i prędkość rozchodzenia się możemy teraz zapisać następująco:

$$\lambda = \frac{\lambda_o}{\sqrt{\varepsilon_r}} = K\lambda_o \quad (5.47)$$

$$v_p = K \cdot c \quad (5.48)$$

gdzie λ_o jest długością fali w próżni. Współczynnik skrócenia dla niektórych dielektryków znajduje się w dodatku.

Długość linii można określić dwójako — poprzez jej długość fizyczną ℓ lub poprzez **długość elektryczną** ℓ_e . Jej jednostką jest kąt fazowy w radianach lub stopniach, bądź też (częściej) długość fali λ . Długość elektryczną możemy policzyć z dwóch zależności:

$$\ell_e = \frac{\ell}{\lambda} [\lambda] \quad (5.49a)$$

$$\ell_e = \beta \ell [\text{rad}] \quad (5.49b)$$

W praktyce zachodzi czasem potrzeba przycięcia odcinka linii transmisyjnej o ściśle określonej długości elektrycznej, np. 2λ . Należy pamiętać, że **długość fali w linii wypełnionej innym dielektrykiem niż powietrze różni się od λ_o** i należy wtedy uwzględnić materiał wypełniający linię za pomocą współczynnika skrócenia.

5.5.2. Linia nieskończona

Każda rzeczywista linia transmisyjna ma skończoną długość, jednak w niektórych przypadkach zależności wyprowadzone dla linii nieskończonej okazują się być przydatne (np. linia zakończona impedancją charakterystyczną czy linia o bardzo dużych stratach). Jeżeli do wejścia linii przyłożymy ograniczone napięcie (dla ułatwienia zapisu nie będziemy podkreślać zespolonej amplitudy) U_1 , to napięcie wzdłuż całej linii również powinno być ograniczone. Ponieważ linia jest nieskończenie długa, więc fala padająca nigdy nie odbije się od jej końca i nie wytworzy fali odbitej. Zatem w linii nieskończonej mamy do czynienia tylko z falą bieżącą napięcia i prądu:

$$\underline{U}(z) = U_1 e^{-\gamma z} = U_1 e^{-j\beta z} \quad (5.50a)$$

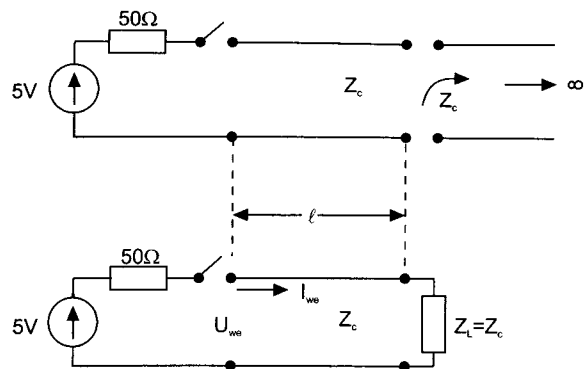
$$\underline{I}(z) = \frac{U_1}{Z_c} e^{-j\beta z} \quad (5.50b)$$

Impedancja charakterystyczna linii nieskończonej wynosi

$$Z_c = \frac{\underline{U}(z)}{\underline{I}(z)} = \frac{U_1}{I_1} \quad (5.51)$$

Impedancję wejściową widzianą na zaciskach dowolnej linii definiujemy jako

$$Z_{we} = \frac{\underline{U}(-\ell)}{\underline{I}(-\ell)} = \frac{U_1}{I_1} \quad (5.52)$$



Rys. 5.8. Nieskończona linia transmisyjna z podłączonym źródłem napięciowym na wejściu

Widzimy, że dla linii nieskończonej jej impedancja wejściowa jest równa impedancji charakterystycznej (rys. 5.8)

$$Z_{we} = Z_c \quad (5.53)$$

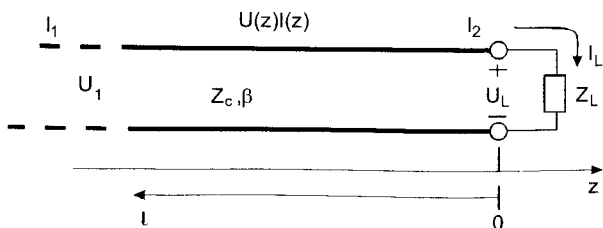
5.5.3. Przypadek ogólny linii o skończonej długości

Na rysunku 5.9. przedstawiono widok linii o skończonej długości zakończonej dowolną impedancją obciążenia Z_L . Załóżmy, że fala padająca o postaci $U_o^+ e^{-j\beta z}$ jest wytwarzana w źródle o współrzędnej $z < 0$. Wiemy, że stosunek napięcia do prądu dla takiej fali jest równy impedancji charakterystycznej. Ponieważ na końcu linii $Z_L \neq Z_c$, zatem stosunek padającego napięcia do prądu musi być równy impedancji obciążenia. Aby ten warunek został spełniony, na końcu linii musi się wzbudzić fala odbita o odpowiedniej amplitudzie. Całkowite napięcie w linii jest sumą fali padającej i odbitej:

$$\underline{U}(z) = U_o^+ e^{-j\beta z} + U_o^- e^{j\beta z} \quad (5.54)$$

Podobnie możemy zapisać całkowity prąd w linii:

$$\underline{I}(z) = \frac{U_o^+}{Z_c} e^{-j\beta z} - \frac{U_o^-}{Z_c} e^{j\beta z} \quad (5.55)$$



Rys. 5.9. Linia transmisyjna zakończona impedancją Z_L

Całkowite napięcie i prąd na końcu linii ($z = 0$) są powiązane przez impedancję obciążenia:

$$Z_L = \frac{U(0)}{I(0)} = \frac{U_o^+ + U_o^-}{U_o^+ - U_o^-} Z_c \quad (5.56)$$

Wyznaczając z (5.56) amplitudę fali odbitej otrzymujemy

$$U_o^- = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} U_o^+ \quad (5.57)$$

Amplituda napięciowej fali odbitej znormalizowana względem amplitudy napięciowej fali padającej nosi nazwę **napięciowego współczynnika odbicia** Γ :

$$\Gamma = \frac{U_o^-}{U_o^+} = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} \quad (5.58)$$

Można również zdefiniować współczynnik odbicia dla fali prądowej (jest on przeciwny co do znaku), jednak aby uniknąć pomyłek, będziemy posługiwać się wyłącznie współczynnikiem napięciowym. Zwróćmy uwagę na to, że napięciowy współczynnik odbicia jest w ogólności liczbą zespoloną.

Całkowite napięcie i prąd w linii możemy teraz zapisać jako

$$\underline{U}(z) = U_o^+ (e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}) \quad (5.59)$$

$$\underline{I}(z) = \frac{U_o^+}{Z_c} (e^{-j\beta z} - \Gamma e^{j\beta z}) \quad (5.60)$$

Ponieważ napięcie i prąd w linii jest superpozycją fali padającej i odbitej, w linii powstaje fala stojąca. Jedynie w przypadku, gdy $\Gamma = 0$, w linii rozchodzi się tylko fala bieżąca. Z równania (5.58) wynika, że ma to miejsce, gdy

$$Z_L = Z_c \quad (5.61)$$

Mówimy wtedy o **obciążeniu dopasowanym** do linii.

Obliczmy teraz uśredniony wektor Poyntinga w dowolnym punkcie z w linii:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\underline{U}(z) \underline{I}^*(z)] = \frac{1}{2} \frac{|U_o^+|^2}{Z_c} \operatorname{Re}[1 - \Gamma^* e^{-2j\beta z} + \Gamma e^{2j\beta z} - |\Gamma|^2] \quad (5.62)$$

Dwa środkowe składniki są postaci $A - A^* = 2j\operatorname{Im}(A)$, a więc mają charakter czysto urojony. Uśredniony wektor Poyntinga jest ostatecznie równy

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \frac{|U_o^+|^2}{Z_c} (1 - |\Gamma|^2) \quad (5.63)$$

Z analizy podanej zależności płyną dwa istotne wnioski. Po pierwsze, uśredniona moc jest stała w dowolnym punkcie linii (brak zależności od z). Po drugie, moc docierająca do obciążenia jest sumą mocy fali padającej $\frac{|U_o^+|^2}{2Z_c}$ pomniejszonej

o moc fali odbitej $\frac{|\Gamma|^2 |U_o^+|^2}{2Z_c}$. Wyrażenie w nawiasie we wzorze (5.63) oznacza zatem procent mocy fali padającej, jaki dotrze do obciążenia. Jeżeli $|\Gamma| = 0$ (obciążenie dopasowane), to do obciążenia dotrze maksymalna moc, jeśli natomiast $|\Gamma| = 1$ (całkowite niedopasowanie), to moc dostarczona do obciążenia równa się zeru. W analizie tej założono, że źródło zasilające jest dopasowane do linii, czyli że nie zachodzi zjawisko powtórzonego odbicia fali odbitej docierającej do zacisków źródła. Warto w tym miejscu zwrócić uwagę na zbieżność otrzymanych wyników z zależnościami wyprowadzonymi przy okazji analizy fali padającej na granicę dwóch ośrodków.

Jeżeli obciążenie nie jest dopasowane do linii, to nie dotrze do niego cała moc dostarczona do wejścia linii przez źródło. Stratę mocy określa parametr zwany **stratami odbicia** (tłumieniem niedopasowania), definiowany jako stosunek mocy padającej na wejście linii lub elementu do mocy odbitej od wejścia i podawany w dB:

$$RL = 10 \log \frac{P_i}{P_r} = -20 \log |\Gamma| \text{ [dB]} \quad (5.64)$$

Dla obciążenia dopasowanego straty odbicia wynoszą ∞ dB, natomiast dla całkowitego odbicia $RL = 0$ dB. Wiemy już, że w przypadku niedopasowania powstaje fala stojąca, dla której rozkład amplitudy napięcia wzdłuż linii nie jest stały. Korzystając z (5.59) możemy napisać, że

$$|\underline{U}(z)| = |U_o^+| |1 + \Gamma e^{2j\beta z}| = |U_o^+| |1 + \Gamma e^{-2j\beta \ell}| = |U_o^+| |1 + |\Gamma| e^{j(\theta - 2\beta \ell)}| \quad (5.65)$$

gdzie $\ell = -z$ jest dodatnią odległością mierzoną od obciążenia w punkcie $z = 0$, a θ jest fazą współczynnika odbicia. Widzimy, że napięcie oscyluje wzdłuż linii. Maksymalna wartość napięcia występuje wtedy, gdy $e^{j(\theta - 2\beta \ell)} = 1$ i wynosi

$$U_{\max} = |U_o^+| (1 + |\Gamma|) \quad (5.66)$$

Minimalna wartość występuje wszędzie tam, gdzie $e^{j(\theta - 2\beta \ell)} = -1$. Jest ona równa

$$U_{\min} = |U_o^+| (1 - |\Gamma|) \quad (5.67)$$

Analiza wzoru (5.66) wskazuje, że w wypadku występowania fali stojącej mamy do czynienia z przepięciami, które mogą doprowadzić do przebieć lub uszkodzić urządzenia elektroniczne. Analogiczna analiza przeprowadzona dla prądu wykazuje powstawanie przetężeń. Odległość między dwoma następującymi po sobie minimum lub maksimumami obwiedni fali stojącej wynosi

$$\ell_{m-m} = \frac{2\pi}{2\beta} = \frac{\lambda\pi}{2\pi} = \frac{\lambda}{2} \quad (5.68)$$

natomiast odległość między minimum i sąsiednim maksimum wynosi $\lambda/4$.

Gdy rośnie $|\Gamma|$, rośnie też stosunek $\frac{U_{\max}}{U_{\min}}$. Możemy zatem zdefiniować parametr opisujący ilościowo zjawisko fali stojącej w linii. Jest to **współczynnik fali stojącej**:

$$WFS = \frac{U_{\max}}{U_{\min}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (5.69)$$

Czasami używa się również **współczynnika fali bieżącej**, który jest odwrotnością WFS. WFS jest liczbą rzeczywistą i zawiera się w przedziale od 1 (dopasowanie do linii) do ∞ (całkowite niedopasowanie). Zarówno WFS, jak i straty odbicia są używane w katalogach do opisu dopasowania anten do linii przesyłowych.

Uważny Czytelnik zauważył na pewno podobieństwo zjawisk i zależności wyprowadzonych w tym rozdziale z zależnościami i zjawiskami opisanymi w rozdziale 4. W obu przypadkach mamy do czynienia z falą elektromagnetyczną rozchodzącą się w ośrodkach. Jedyna różnica polega na tym, iż w rozdziale 4. zakładaliśmy, że przynajmniej dwa wymiary ośrodków (osie, które tworzą płaszczyznę równoległą do granicy ośrodków) są nieograniczone, natomiast linia transmisyjna jest ośrodkiem ograniczonym w dwóch wymiarach. Jak widzimy, dla fali płaskiej typu TEM nie ma to żadnego wpływu na jej zachowanie się.

Wzór (5.58) definiuje Γ jako stosunek amplitud fali odbitej i padającej w punkcie podłączenia obciążenia ($z = 0$). Może on być jednak zdefiniowany dla dowolnego punktu w odległości ℓ . Podstawiając do (5.54) $z = -\ell$ możemy wyznaczyć wspomniany stosunek w odległości ℓ od obciążenia:

$$\Gamma(\ell) = \frac{U_o^- e^{-j\beta \ell}}{U_o^+ e^{j\beta \ell}} = \Gamma(0) e^{-2j\beta \ell} \quad (5.70)$$

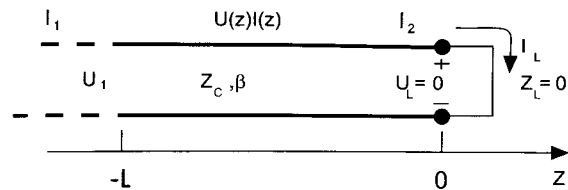
gdzie $\Gamma(0)$ jest zdefiniowanym przez wzór (5.58) współczynnikiem odbicia na końcu linii. **Oznacza to, że $|\Gamma|$ (a więc również WFS) jest stały wzdłuż linii (dla linii bezstratnych)**, zmienia się tylko faza współczynnika odbicia. Wykorzystamy później tę zależność przy omawianiu wykresu Smitha.

Wiemy, że średnia moc jest stała, natomiast napięcie w linii z niedopasowanym obciążeniem ma stały, przestrzenny rozkład minimum i maksimum. Zatem wraz ze zmianą miejsca obserwacji w linii ulega zmianie również jej impedancja. W odległości $\ell = -z$ od obciążenia impedancja wejściowa widziana w kierunku obciążenia jest równa

$$Z_{we} = \frac{U(-\ell)}{I(-\ell)} = \frac{U_o^+ (e^{j\beta \ell} + \Gamma e^{-j\beta \ell})}{U_o^+ (e^{j\beta \ell} - \Gamma e^{-j\beta \ell})} Z_c = \frac{1 + \Gamma e^{-2j\beta \ell}}{1 - \Gamma e^{-2j\beta \ell}} Z_c \quad (5.71)$$

Podstawiając zależność (5.58) na współczynnik odbicia otrzymujemy najczęściej używaną w praktyce zależność na impedancję wejściową odcinka linii o długości ℓ zakończonego dowolną impedancją:

$$Z_{we} = Z_c \frac{(Z_L + Z_c) e^{j\beta \ell} + (Z_L - Z_c) e^{-j\beta \ell}}{(Z_L + Z_c) e^{j\beta \ell} - (Z_L - Z_c) e^{-j\beta \ell}} = Z_c \frac{Z_L \cos \beta \ell + j Z_c \sin \beta \ell}{Z_c \cos \beta \ell + j Z_L \sin \beta \ell} =$$



Rys. 5.10. Linia transmisyjna zwarta

$$Z_{we} = Z_c \frac{Z_L + jZ_c \operatorname{tg} \beta \ell}{Z_c + jZ_L \operatorname{tg} \beta \ell} \quad (5.72)$$

Wzór ten oznacza, że *impedancja obciążenia jest transformowana* przez linię transmisyjną na inną wartość widzianą na zaciskach wejściowych.

5.5.4. Linia zwarta na końcu

Dla linii zwartej na końcu przedstawionej na rys. 5.10 $Z_L = 0$. Ze wzoru (5.58) mamy od razu $\Gamma = -1$ (napięciowa fala odbita jest przesunięta w fazie o 180° , podobnie jak natężenie pola elektrycznego fali płaskiej odbitej od powierzchni idealnego przewodnika). WFS jest równy nieskończoności, natomiast napięcie i prąd w linii wynoszą

$$\underline{U}(z) = U_o^+ (e^{-j\beta z} - e^{j\beta z}) = -2jU_o^+ \sin \beta z \quad (5.73)$$

$$\underline{I}(z) = \frac{U_o^+}{Z_c} (e^{-j\beta z} + e^{j\beta z}) = \frac{2U_o^+}{Z_c} \cos \beta z \quad (5.74)$$

Na końcu linii mamy $U = 0$, a prąd ma maksymalną wartość. Z zależności (5.72) otrzymujemy wzór na impedancję wejściową linii zwartej $U(-\ell)/I(-\ell)$ ($\ell > 0$):

$$Z_{we} = jZ_c \operatorname{tg} \beta \ell \quad (5.75)$$

Impedancja wejściowa jest zatem czysto urojona dla dowolnej długości ℓ i zawiera się w przedziale od $+\infty$ do $-\infty$. Jest ona ponadto funkcją okresową (rys. 5.11) i powtarza się co połowę długości fali ($\beta \ell = \pi$). Dla linii o długości mniejszej od $\lambda/4$ impedancja ma charakter indukcyjny, dla $\ell = \lambda/4$ linia zachowuje się jak równoległy obwód rezonansowy, dla $\lambda/4 < \ell < \lambda/2$ charakter impedancji jest pojemnościowy, a przy $\ell = \lambda/2$ linia zachowuje się jak szeregowy obwód rezonansowy.

5.5.5. Linia rozwarta na końcu

Dla linii rozwartej na końcu (rys. 5.12) $Z_L = \infty$. Dzieląc licznik i mianownik (5.58) przez Z_L i licząc granicę dla $Z_L \rightarrow \infty$ otrzymujemy wartość współczynnika odbicia $\Gamma = 1$. WFS równa się nieskończoności, a napięcie i prąd w linii dane są wzorami:

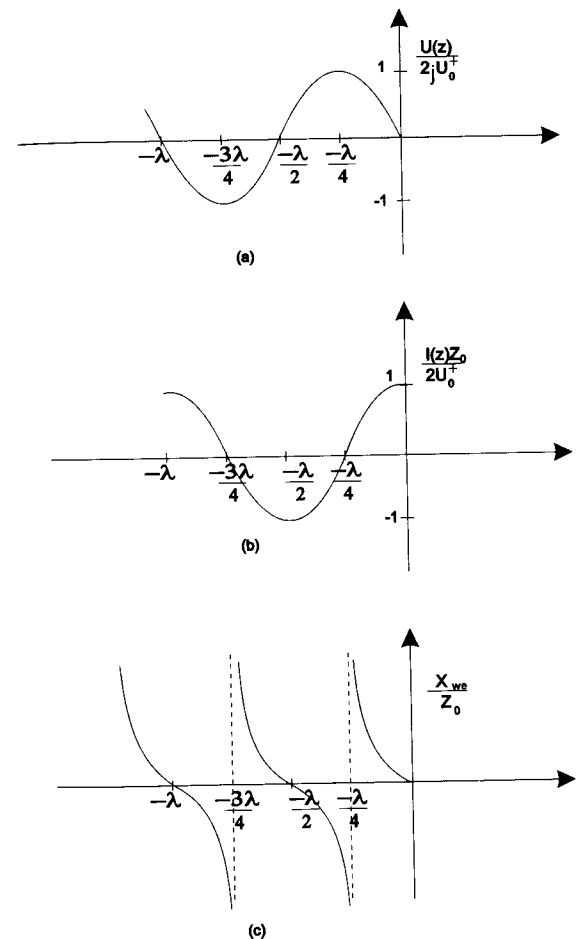
$$\underline{U}(z) = U_o^+ (e^{-j\beta z} + e^{j\beta z}) = 2U_o^+ \cos \beta z \quad (5.76)$$

$$\underline{I}(z) = \frac{U_o^+}{Z_c} (e^{-j\beta z} - e^{j\beta z}) = \frac{-2jU_o^+}{Z_c} \sin \beta z \quad (5.77)$$

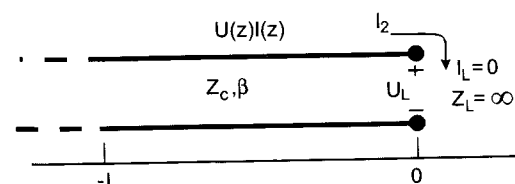
Na końcu linii mamy zatem $I = 0$, a napięcie osiąga maksimum (rys. 5.13). Impedancja wejściowa linii rozwartej wyraża się wzorem

$$Z_{we} = -jZ_c \operatorname{ctg} \beta \ell \quad (5.78)$$

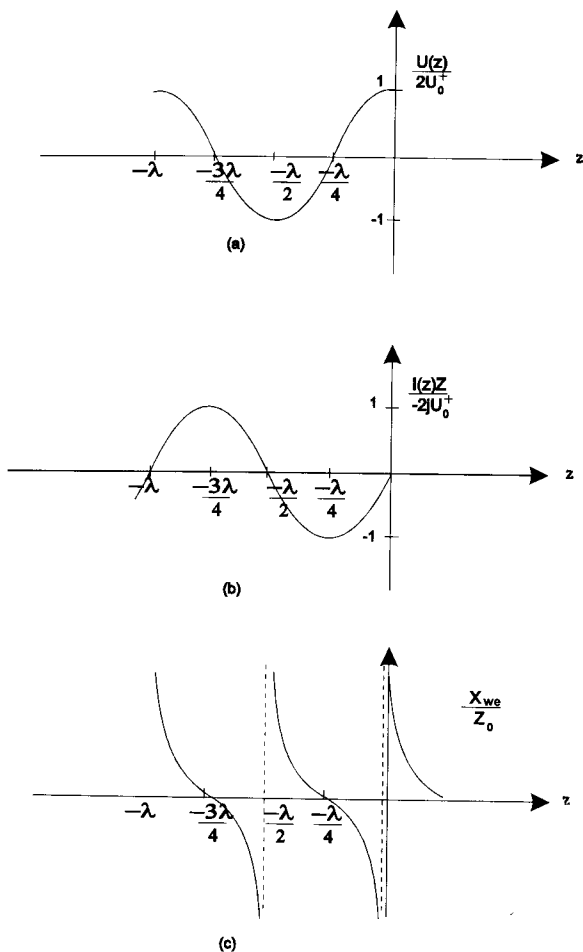
Także i w tym przypadku impedancja wejściowa jest urojoną funkcją okresową ℓ . Charakter impedancji jest dualny do przypadku linii zwartej. Warto w tym



Rys. 5.11. Rozkład wzdłuż zwartej linii transmisyjnej: a) napięcia, b) prądu, c) impedancji



Rys. 5.12. Rozwarta linia transmisyjna



Rys. 5.13. Rozkład wzdłuż rozwartej linii transmisyjnej: a) napięcia, b) prądu, c) impedancji

miejszu wspomnieć, że linie zwarte lub rozwarte o długości $\lambda/4$ są używane jako obwody rezonansowe np. w układach głowic telewizyjnych.

Przeanalizujmy właściwości linii o pewnych specyficznych długościach. Jeśli długość linii wynosi $\ell = \lambda/2$, to mamy wtedy

$$Z_{we} = Z_L \quad (5.79)$$

co oznacza, że odcinek linii o tej długości lub o długości będącej wielokrotnością $\lambda/2$ nie transformuje impedancji obciążenia niezależnie od jej wartości. Jeżeli długość linii wynosi $\frac{\lambda}{4}$ (lub w przypadku ogólnym $\ell = \frac{\lambda}{4} + \frac{n\lambda}{2}$), to jej impedancja wejściowa wynosi

$$Z_{we} = \frac{Z_c^2}{Z_L} \quad (5.80)$$

Linie o takiej długości nazywamy **transformatorem ćwierćfalowym**, ponieważ transformuje ona impedancję obciążenia w sposób odwrotnie proporcjonalny. Zatem np. zwarcie będzie widoczne jako rozwarcie na wejściu takiego odcinka.

5.5.6. Połączenie dwóch linii transmisyjnych

Rozważmy linię transmisyjną o impedancji Z_0 zasilającą inną linię transmisyjną o impedancji Z_1 (rys. 5.14). Jeśli druga linia będzie nieskończenie długa lub obciążona własną impedancją charakterystyczną, to fala nie będzie odbijać się od jej końca. Impedancja wejściowa widziana na zaciskach drugiej linii wynosi Z_1 , zatem współczynnik odbicia jest równy

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (5.81)$$

Nie cała fala padająca ulega odbiciu. Część energii przechodzi do drugiej linii, a amplitudę napięcia określi nam **współczynnik transmisji** T . Aby go obliczyć, zapiszmy najpierw napięcie dla $z < 0$:

$$\underline{U}(z) = U_0^+ (e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}) \quad (5.82)$$

U_0^+ jest amplitudą napięcia w linii zasilającej. Fala napięciowa dla $z > 0$ wobec braku fali odbitej jest tylko falą bieżącą i może być zapisana jako

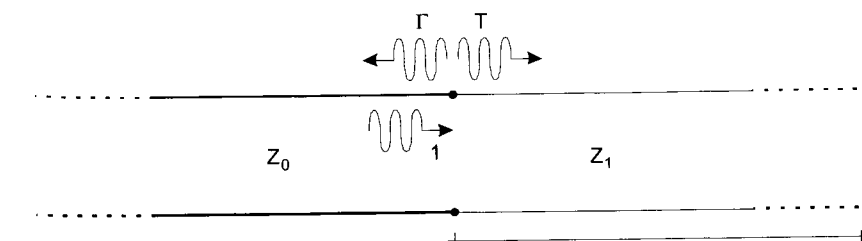
$$\underline{U}(z) = U_0^+ T e^{-j\beta z} \quad \text{dla } z > 0 \quad (5.83)$$

Przyrównując te napięcia dla $z = 0$ otrzymujemy zależność na współczynnik transmisji T :

$$T = 1 + \Gamma = 1 + \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0} \quad (5.84)$$

Współczynnik transmisji między dwoma punktami w obwodzie jest często wyrażany w dB jako tzw. **straty wtrącenia** (tłumienie wtrącenia) IL , definiowane jako stosunek mocy padającej na wejście linii do mocy wychodzącej z linii. Straty wtrącenia wynikające z niedopasowania impedancyjnego linii są definiowane jako

$$IL = 10 \log \frac{P_i}{P_t} = -10 \log(1 - |\Gamma|^2) = -10 \log |T_p| \text{ [dB]} \quad (5.85)$$



Rys. 5.14. Połączenie dwóch linii o różnych impedancjach charakterystycznych

5.5.7. Transformator ćwierćfalowy

Transformator ćwierćfalowy jest bardzo użytecznym elementem służącym do dopasowywania impedancji. Pozwala także zilustrować właściwości fal stojących w liniach niedopasowanych. Na rysunku 5.15 przedstawiono obwód zawierający taki transformator. Zakładamy, że znane są wartości R_L i Z_C , a ponadto, że są one rzeczywiste. Impedancję ćwierćfalowego odcinka linii możemy wyznaczyć z zależności (5.80). Aby uniknąć odbić, impedancja wejściowa widziana na zaciskach transformatora musi być równa Z_C , zatem szukana impedancja wynosi

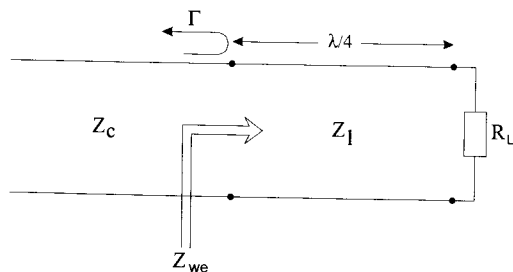
$$Z_i = \sqrt{Z_C R_L} \quad (5.86)$$

Dzięki temu nie pojawi się w linii Z_C fala odbita od zacisków wejściowych, choć wewnątrz sekcji $\lambda/4$ będzie występować fala stojąca. Warto też zwrócić uwagę, że idealne dopasowanie występuje tylko dla jednej częstotliwości, zatem transformator jest wąskopasmowym układem dopasowującym (rys. 5.16). Dopasowywanie za pomocą transformatora ćwierćfalowego jest możliwe tylko dla obciążeń rzeczywistych. Obciążenie o charakterze zespolonym może być przetransformowane za pomocą odcinka linii o odpowiedniej długości na obciążenie o charakterze rzeczywistym (patrz wzór 5.72).

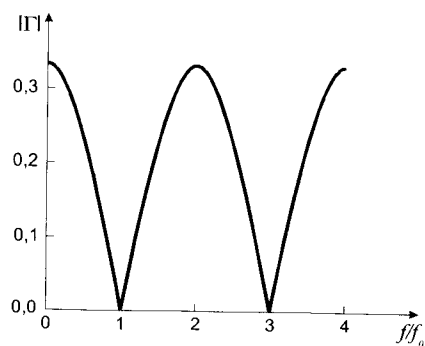
Na rysunku 5.17 przedstawiono obwód z transformatorem $\lambda/4$ ze współczynnikami odbicia i transmisji, które zdefiniowano następująco:

Γ - całkowity współczynnik odbicia fali padającej na odcinek $\lambda/4$,

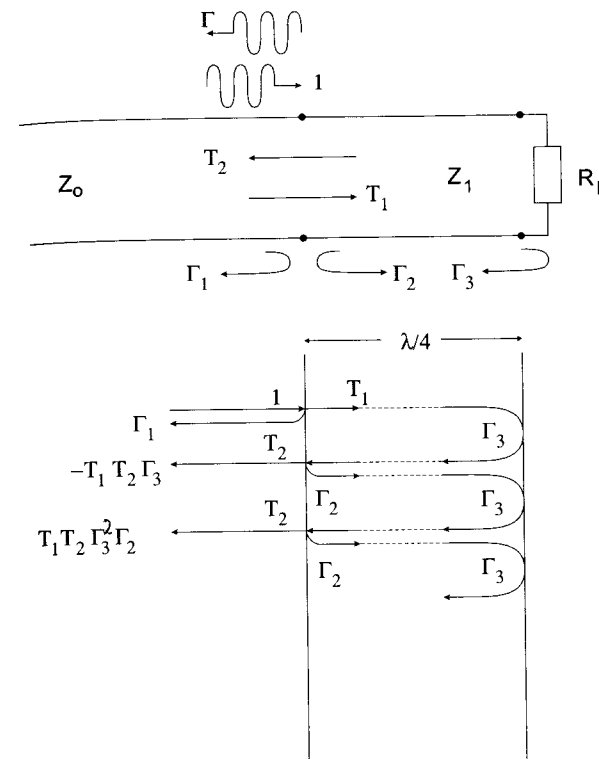
Γ_1 - częściowy współczynnik odbicia fali padającej na linię Z_1 z linii Z_0 ,



Rys. 5.15. Transformator ćwierćfalowy



Rys. 5.16. Współczynnik odbicia na wejściu transformatora ćwierćfalowego w funkcji znormalizowanej częstotliwości



Rys. 5.17. Analiza działania transformatora ćwierćfalowego metodą odbić wielokrotnych (fal wędrownych)

Γ_2 - częściowy współczynnik odbicia fali padającej na linię Z_0 z linii Z_1 ,

Γ_3 - częściowy współczynnik odbicia fali padającej na obciążenie R_L z linii Z_1 ,

T_1 - częściowy współczynnik transmisji fali przechodzącej z linii Z_0 do linii Z_1 ,

T_2 - częściowy współczynnik transmisji fali przechodzącej z linii Z_1 do linii Z_0 .

Współczynniki te wynoszą odpowiednio:

$$\Gamma_1 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (5.87a)$$

$$\Gamma_2 = \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1} = -\Gamma_1 \quad (5.87b)$$

$$\Gamma_3 = \frac{R_L - Z_1}{R_L + Z_1} \quad (5.87c)$$

$$T_1 = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0} \quad (5.87d)$$

$$T_2 = \frac{2Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (5.87e)$$

Przeanalizujmy zjawiska zachodzące w obwodzie w dziedzinie czasu. Wyobraźmy sobie falę wędrującą wzdłuż Z_0 w stronę transformatora. Kiedy fala najpierw

dociera do złącza z linią Z_1 , widzi tylko impedancję Z_1 , gdyż nie dotarła jeszcze do obciążenia R_L i brak jest efektów odbicia (fala odbita nie dotarła jeszcze do wejścia). Część fali odbija się ze współczynnikiem Γ_1 , a część jest transmitowana w Z_1 ze współczynnikiem T_1 . Przechodząca fala przebywa drogę $\lambda/4$ do obciążenia, odbija się od niego ze współczynnikiem Γ_3 , a następnie wraca wzdłuż transformatora do złącza z linią Z_0 . Część dochodzącej do złącza fali przechodzi do linii Z_0 ze współczynnikiem T_2 , a część jest odbijana z powrotem w kierunku obciążenia ze współczynnikiem Γ_2 . Cały ten proces trwa w nieskończoność, a fala doznaje nieskończenie wielu odbić. Całkowity współczynnik odbicia Γ jest sumą wszystkich cząstkowych odbić. Ponieważ przebycie fali tam i z powrotem wzdłuż transformatora ćwierćfalowego powoduje przesunięcie fazy o 180° , całkowity współczynnik odbicia możemy zapisać jako

$$\begin{aligned}\Gamma &= \Gamma_1 - T_1 T_2 \Gamma_3 + T_1 T_2 \Gamma_2 \Gamma_3^2 - T_1 T_2 \Gamma_2^2 \Gamma_3^3 + \dots = \\ &= \Gamma_1 - T_1 T_2 \Gamma_3 \sum_{n=0}^{\infty} (-\Gamma_2 \Gamma_3)^n\end{aligned}\quad (5.88)$$

Wiedząc, że $|\Gamma_2| < 1$ i $|\Gamma_3| < 1$, możemy zapisać nieskończoną sumę (5.88) za pomocą sumy szeregu geometrycznego $\sum_{n=0}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x}$ dla $|x| < 1$. W rezultacie otrzymamy

$$\Gamma = \Gamma_1 - \frac{T_1 T_2 \Gamma_3}{1 + \Gamma_2 \Gamma_3} = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma_3 - T_1 T_2 \Gamma_3}{1 + \Gamma_2 \Gamma_3} \quad (5.89)$$

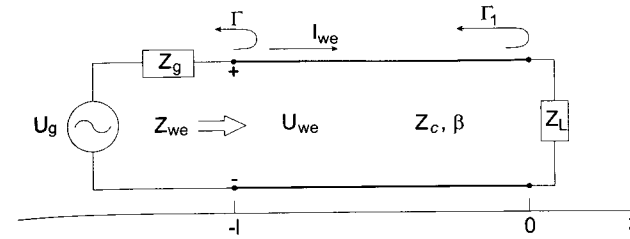
Licznik (5.89) może być przedstawiony wykorzystując (5.87) w następujący sposób:

$$\Gamma_1 - \Gamma_3(\Gamma_1^2 + T_1 T_2) = \frac{2(Z_1^2 - Z_0 R_L)}{(Z_1 + Z_0)(R_L + Z_1)} \quad (5.90)$$

Licznik równa się 0, jeśli wybierzemy $Z_1 = \sqrt{Z_0 R_L}$. Wtedy wypadkowe Γ również wynosi 0 i obciążenie jest dopasowane do linii. Właściwości dopasowujące wynikają zatem z dobrania linii o odpowiedniej długości i impedancji charakterystycznej w taki sposób, aby superpozycja cząstkowych odbić wyniosła 0. W praktyce często stosuje się układy dopasowujące złożone z wielu kaskadowo połączonych transformatorów ćwierćfalowych, dzięki czemu uzyskuje się poszerzenie pasma pracy.

5.5.8. Analiza niedopasowania generatora i obciążenia

Do tej pory analizowaliśmy linie obciążone impedancją przy założeniu, że brak jest odbić na zaciskach źródła (generatora). W ogólności zarówno źródło, jak i obciążenie mogą być niedopasowane do linii. Na rysunku 5.18 przedstawiono linię z dowolnymi impedancjami źródła i obciążenia (Z_g i Z_L), które mogą być zespolone. Nadal analizujemy przypadek linii bezstratnej o długości ℓ i impedancji



Rys. 5.18. Linia transmisyjna zakończona dowolnym obciążeniem i zasilana generatorem o impedancji wyjściowej Z_g

charakterystycznej Z_c . Ponieważ ani źródło, ani obciążenie nie są dopasowane, zatem w linii wystąpią wielokrotne odbicia podobnie jak w przypadku transformatora ćwierćfalowego. Zastosujemy teraz do analizy nieco inną metodę transformacji impedancji. Impedancja wejściowa generatora widziana na zaciskach linii wynosi

$$Z_{we} = Z_c \frac{1 + \Gamma_L e^{-j\beta\ell}}{1 - \Gamma_L e^{-j\beta\ell}} = Z_c \frac{Z_L + jZ_c \operatorname{tg} \beta\ell}{Z_c + jZ_L \operatorname{tg} \beta\ell} \quad (5.91)$$

gdzie współczynnik odbicia Γ_L dany jest wzorem

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} \quad (5.92)$$

Napięcie w linii możemy zapisać jako

$$\underline{U}(z) = U_o^+ (e^{-j\beta z} + \Gamma_L e^{j\beta z}) \quad (5.93)$$

Możemy znaleźć amplitudę fali padającej U_o^+ używając napięcia w linii po stronie źródła, gdzie $z = -\ell$:

$$\underline{U}(-\ell) = U_g \frac{Z_{we}}{Z_{we} + Z_g} = U_o^+ (e^{j\beta\ell} + \Gamma_L e^{-j\beta\ell}) \quad (5.94)$$

skąd dalej mamy

$$U_o^+ = U_g \frac{Z_{we}}{Z_{we} + Z_g} \frac{1}{e^{j\beta\ell} + \Gamma_L e^{-j\beta\ell}} \quad (5.95)$$

Otrzymany wynik możemy przepisać wykorzystując (5.91):

$$U_o^+ = U_g \frac{Z_c}{Z_c + Z_g} \frac{e^{-j\beta\ell}}{(1 - \Gamma_L \Gamma_g e^{-2j\beta\ell})} \quad (5.96)$$

Γ_g jest współczynnikiem odbicia patrząc w stronę źródła:

$$\Gamma_g = \frac{Z_g - Z_c}{Z_g + Z_c} \quad (5.97)$$

Współczynnik fali stojącej w linii wynosi

$$\text{WFS} = \frac{1 + |\Gamma_L|}{1 - |\Gamma_L|} \quad (5.98)$$

Moc dostarczona do obciążenia jest równa

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\underline{U}_{we} \underline{I}_{we}^*] = \frac{1}{2} |\underline{U}_{we}|^2 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{Z_{we}} \right] = \frac{1}{2} |U_g|^2 \left(\frac{Z_{we}}{Z_{we} + Z_g} \right)^2 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{Z_{we}} \right] \quad (5.99)$$

Jeśli $Z_{we} = R_{we} + jX_{we}$ oraz $Z_g = R_g + jX_g$, to możemy uprościć (5.99) do postaci

$$P = \frac{1}{2} |U_g|^2 \frac{R_{we}}{(R_{we} + R_g)^2 + (X_{we} + X_g)^2} \quad (5.100)$$

Założmy, że impedancja generatora Z_g jest stała, a następnie rozpatrzmy trzy przypadki.

• **Obciążenie dopasowane do linii** ($Z_L = Z_c$ — mamy tu $\Gamma_L = 0$ i $WFS = 1$, a ponadto $Z_{we} = Z_c$, stąd moc dostarczona do obciążenia wynosi

$$P = \frac{1}{2} |U_g|^2 \frac{Z_c}{(Z_c + R_g)^2 + X_g^2} \quad (5.101)$$

• **Źródło dopasowane do linii** ($Z_{we} = Z_g$) — w tym przypadku impedancja obciążenia Z_L i parametry linii βl i Z_c są tak dobrane, aby spełniony był warunek dopasowania po stronie źródła; całkowity współczynnik odbicia w stronę źródła wynosi

$$\Gamma = \frac{Z_{we} - Z_g}{Z_{we} + Z_g} = 0 \quad (5.102)$$

jednakże w linii może występować fala stojąca, ponieważ $\Gamma_L \neq 0$. Moc dostarczona do obciążenia jest w tym przypadku równa

$$P = \frac{1}{2} |U_g|^2 \frac{R_g}{4(R_g^2 + X_g^2)} \quad (5.103)$$

Zauważmy, że chociaż obciążona linia jest dopasowana do źródła, to moc dostarczona do obciążenia może być mniejsza niż w przypadku dopasowania obciążenia do linii (wzór 5.101), gdzie nie zakładaliśmy dopasowania źródła sygnału do linii. Prowadzi nas to do postawienia sobie pytania o optymalną wartość impedancji obciążenia lub równoważnego pytania o optymalną impedancję wejściową linii w celu osiągnięcia maksymalnego przepływu energii do obciążenia przy zadanej impedancji źródła.

• **Impedancja wejściowa dla maksymalnego przepływu energii (dopasowanie energetyczne)** — zakładając, że impedancja źródła jest stała, możemy zmieniać impedancję wejściową Z_{we} aż do momentu, w którym na obciążeniu wydzielą się maksymalna moc. Znajac wartość Z_{we} łatwo znajdziemy odpowiadającą jej impedancję obciążenia Z_L poprzez transformację impedancji wzdłuż linii. Aby znaleźć wartości X i R , dla których występuje maksymalna moc, różniczkujemy wyrażenie (5.100) osobno po części rzeczywistej i urojonej.

$$\frac{\partial P}{\partial R_{we}} = 0 \rightarrow \frac{1}{(R_{we} + R_g)^2 + (X_{we} + X_g)^2} + \frac{-2R_{we}(R_{we} + R_g)}{[(R_{we} + R_g)^2 + (X_{we} + X_g)^2]^2} = 0$$

lub

$$R_g^2 - R_{we}^2 + (X_{we} + X_g)^2 = 0 \quad (5.104)$$

$$\frac{\partial P}{\partial X_{we}} = 0 \rightarrow \frac{-2X_{we}(X_{we} + X_g)}{[(R_{we} + R_g)^2 + (X_{we} + X_g)^2]^2} = 0$$

lub

$$X_{we}(X_{we} + X_g) = 0 \quad (5.105)$$

Rozwiązując (5.104) i (5.105) ze względu na R_{we} i X_{we} otrzymujemy następujący wynik:

$$R_{we} = R_g \text{ i } X_{we} = -X_g \text{ lub } Z_{we} = Z_g^* \quad (5.106)$$

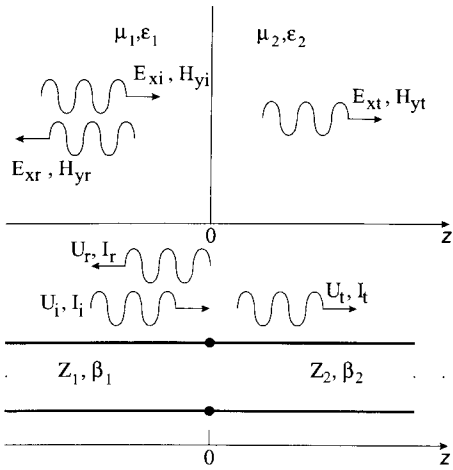
Jest to tzw. **warunek dopasowania energetycznego**, a jego spełnienie powoduje maksymalny przepływ mocy ze źródła do obciążenia. Moc dostarczana do obciążenia wynosi

$$P = \frac{1}{2} |U_g|^2 \frac{1}{4R_g} \quad (5.107)$$

i jest większa lub równa mocy obliczonej wg wzorów (5.101) i (5.103). Zwróćmy też uwagę, że współczynniki Γ_L , Γ_g oraz Γ mogą być różne od zera. Fizycznie oznacza to, że w niektórych przypadkach moc zawarta w wielokrotnych odbiciach w linii niedopasowanej może zsumować się w fazie i być znacznie większa niż w przypadku linii dopasowanej (bez odbić). Jeżeli impedancja źródła jest rzeczywista ($X_{we} = 0$ — sytuacja najczęściej spotykana w praktyce), to dwa ostatnie analizowane przypadki sprowadzają się do jednego, wspólnego. Maksymalna moc jest dostarczona do obciążenia wtedy, gdy obciążona linia jest dopasowana do źródła ($R_{we} = R_g$ przy $X_{we} = X_g = 0$). Na koniec zwróćmy uwagę na praktyczny wniosek — ani dopasowanie obciążenia ($Z_L = Z_c$) ani dopasowanie energetyczne niekoniecznie daje nam system z najlepszą sprawnością energetyczną. Na przykład jeśli $Z_g = Z_L = Z_c$, to źródło i obciążenie są dopasowane do linii (brak odbić), ale tylko połowa mocy wytwarzanej przez źródło dociera do obciążenia, a druga połowa jest tracona w Z_g (sprawność 50%). Sprawność może być poprawiona tylko poprzez zmniejszenie wartości Z_g .

5.6. Model linii transmisyjnych dla ośrodków wielowarstwowych

Dostrzeżliśmy już podczas wyprowadzania wzorów dla linii transmisyjnych ich podobieństwo do wzorów otrzymanych podczas analizy rozchodzenia się fali płaskiej w ośrodkach nieograniczonych. Podobieństwo wynika stąd, że w obu przypadkach mamy do czynienia z ruchem falowym opisywanym równaniami



Rys. 5.19. Analogia między połączeniem dwóch różnych linii transmisyjnych i granicą między dwoma ośrodkami

Maxwella. Sformułujemy teraz zastępczy model, który pozwala na opis fal rozchodzących się w ośrodkach warstwowych za pomocą przybliżenia warstw liniami transmisyjnymi o odpowiedniej impedancji i długości. Na początku rozpatrzmy przypadek, kiedy fala płaska pada na granicę dwóch ośrodków. Zakładamy, że fala rozchodzi się w bezstratnym ośrodku i linii, jak pokazano na rys. 5.19. Falę płaską w ośrodku możemy zapisać następująco:

$$E_x(z) = \begin{cases} E_{xi}e^{-j\beta_1 z} + E_{xr}e^{j\beta_1 z} & \text{dla } z < 0 \\ E_{xt}e^{-j\beta_2 z} & \text{dla } z > 0 \end{cases} \quad (5.108a)$$

$$H_y(z) = \begin{cases} H_{yi}e^{-j\beta_1 z} + H_{yr}e^{j\beta_1 z} & \text{dla } z < 0 \\ H_{yt}e^{-j\beta_2 z} & \text{dla } z > 0 \end{cases} \quad (5.108b)$$

Współczynniki propagacji wynoszą odpowiednio

$$\beta_1 = \omega \sqrt{\mu_1 \epsilon_1} \quad (5.109a)$$

$$\beta_2 = \omega \sqrt{\mu_2 \epsilon_2} \quad (5.109b)$$

natomiast impedancje właściwe (falowe) są równe

$$Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \quad (5.110a)$$

$$Z_2 = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \quad (5.110b)$$

Współczynniki odbicia i transmisji wynoszą odpowiednio

$$\Gamma = \frac{E_{xr}}{E_{xi}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (5.111a)$$

$$T = \frac{E_{xt}}{E_{xi}} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (5.111b)$$

Odpowiadające (5.108) zależności dla napięcia i prądu w linii mają postać

$$\underline{U}(z) = \begin{cases} U_i e^{-j\beta_1 z} + U_r e^{j\beta_1 z} & \text{dla } z < 0 \\ U_t e^{-j\beta_2 z} & \text{dla } z > 0 \end{cases} \quad (5.112a)$$

$$\underline{I}(z) = \begin{cases} I_i e^{-j\beta_1 z} - I_r e^{j\beta_1 z} & \text{dla } z < 0 \\ I_t e^{-j\beta_2 z} & \text{dla } z > 0 \end{cases} \quad (5.112b)$$

Współczynniki odbicia i transmisji w linii są równe

$$\Gamma = \frac{U_r}{U_i} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (5.113a)$$

$$T = \frac{U_t}{U_i} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (5.113b)$$

gdzie Z_1 i Z_2 są impedancjami charakterystycznymi linii. Jeśli impedancje te będą równe impedancjom falowym ośrodków, to współczynniki odbicia i transmisji będą w obu przypadkach identyczne. Ciąg kaskadowo połączonych linii może zatem stanowić schemat zastępczy dla przypadku rozchodzenia się fali płaskiej w warstwowych ośrodkach nieograniczonych. Oznacza to, że wszystkie metody i parametry, jakie wyprowadziliśmy dla linii transmisyjnych, mogą być użyte do rozwiązywania zagadnień dotyczących propagacji fali płaskiej w ośrodkach warstwowych. Szczególnie użyteczne jest tu pojęcie impedancji wejściowej w obecności fali stojącej. Impedancja widziana w linii w jej dowolnym punkcie $z = -\ell \leq 0$ wynosi

$$Z_{we} = \frac{U(-\ell)}{I(-\ell)} = Z_1 \frac{Z_2 + jZ_1 \tan \beta_1 \ell}{Z_1 + jZ_2 \tan \beta_1 \ell} \quad (5.114)$$

Ten sam wzór może być użyty do analizy zjawiska odbicia fali płaskiej. Analogia do linii transmisyjnej jest dobrym przykładem tego, jak problem teorii pola może być zredukowany do problemu teorii obwodów o stałych rozłożonych. Model zastępczych linii transmisyjnych jest używany m. in. do analizy pola w wielowarstwowych liniach i antenach mikropaskowych [7] czy przy określaniu wpływu pola w.c.z. na organizmy żywe [8].

Podobną analogię można zastosować w przypadku, gdy fala płaska pada pod kątem na granicę dwóch ośrodków. Główna różnica polega na zdefiniowaniu efektywnego współczynnika propagacji i impedancji charakterystycznych zależnych od kąta padania, odbicia i załamania. Rozważmy problem odbicia od granicy dwóch ośrodków fali padającej pod pewnym kątem. Wykorzystamy tu rys. 4.6 z rozdziału 4.3. Zarówno dla polaryzacji prostopadłej, jak i równoległej pole elektryczne i magnetyczne fali padającej ma następujące równanie stałej fazy

$$e^{-j\beta_1 (x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \quad (5.115)$$

gdzie β_1 jest współczynnikiem fazy wzdłuż kierunku propagacji zdefiniowanym w (5.109a), a θ_i jest kątem padania fali. Aby spełnić warunki brzegowe w płaszczyźnie $z = 0$, zdefiniujemy składowe styczną i normalną współczynnika propagacji:

$$\beta_{x1} = \beta_1 \sin \theta_i \quad (5.116a)$$

$$\beta_{z1} = \beta_1 \cos \theta_i \quad (5.116b)$$

Ponieważ $\theta_i = \theta_r$, więc podane równania obowiązują również dla fali odbitej. Dla fali przechodzącej do drugiego ośrodka mamy

$$\beta_{x2} = \beta_2 \sin \theta_t \quad (5.117a)$$

$$\beta_{z2} = \beta_2 \cos \theta_t \quad (5.117b)$$

Aby warunek brzegowy dla składowej stycznej był spełniony, współczynniki fazy β_x dla każdej składowej fali muszą być równe, co prowadzi do otrzymania prawa Snelliusa. Składowe normalne β_{z1} i β_{z2} odpowiadają współczynnikom β_1 i β_2 w liniach transmisyjnych modelu zastępczego. Musimy zdefiniować impedancję falową jako stosunek składowych stycznych pola elektrycznego i magnetycznego. Dla polaryzacji równoległej definiujemy poprzeczną impedancję falową jako

$$Z_{1t} = \frac{E_{xi}}{H_{yi}} = Z_1 \cos \theta_i \quad (5.118a)$$

$$Z_{2t} = \frac{E_{xt}}{H_{yt}} = Z_2 \cos \theta_t \quad (5.118b)$$

Dla polaryzacji prostopadłej dostajemy

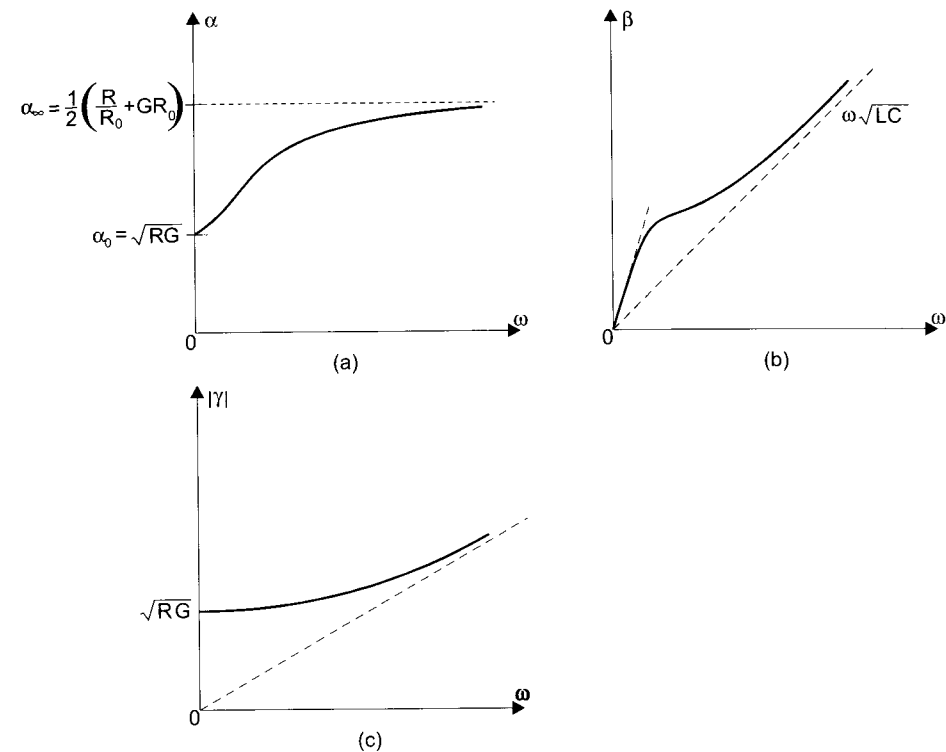
$$Z_{1t} = \frac{-E_{yi}}{H_{xi}} = Z_1 \sec \theta_i \quad (5.119a)$$

$$Z_{2t} = \frac{-E_{yt}}{H_{xt}} = Z_2 \sec \theta_t \quad (5.119b)$$

gdzie znak „-” uwzględnia kierunek przepływu mocy w stronę $+z$. Impedancje charakterystyczne we wzorach (5.118) i (5.119) zostały zdefiniowane w (5.110). Zastępczy schemat może być teraz sformułowany poprzez zastąpienie Z_1 , Z_2 , β_1 oraz β_2 w (5.113) i (5.114) wielkościami odpowiednio Z_{1t} , Z_{2t} , β_{z1} i β_{z2} .

5.7. Linie transmisyjne stratne

W podpunkcie 5.5 założyliśmy do dalszej analizy bezstratność linii. W praktyce wszystkie linie są stratne z powodu skończonej konduktywności przewodników i stratnych dielektryków, choć straty są zwykle małe, inaczej bowiem linie nie miałyby większego praktycznego zastosowania. Straty można pominąć w większości obliczeń, ale czasami uwzględnienie ich wpływu może okazać się potrzebne.



Rys. 5.20. Zależność współczynnika tłumienia (a), współczynnika fazy (b) i $|\gamma|$ (c) od pulsacji

Założenie o małych stratach pozwala na uproszczenie ogólnych wyrażeń na parametry falowe linii.

Uogólniony współczynnik propagacji w linii dany jest wzorem (5.13), który możemy przepisać w następującej postaci:

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{(j\omega L)(j\omega C) \left(1 + \frac{R}{j\omega L}\right) \left(1 + \frac{G}{j\omega C}\right)} = \\ &= j\omega \sqrt{LC} \sqrt{1 - j \left(\frac{R}{\omega L} + \frac{G}{\omega C} \right) - \frac{RG}{\omega^2 LC}} \end{aligned} \quad (5.120)$$

Dla pulsacji zerowej otrzymujemy następujące wartości współczynnika tłumienia i fazy:

$$\alpha|_{\omega=0} = \sqrt{RG} \quad (5.121a)$$

$$\beta|_{\omega=0} = 0 \quad (5.121b)$$

natomiast dla $\alpha \rightarrow \infty$ mamy

$$\alpha_{\infty} = \frac{1}{2} \left(R \sqrt{\frac{C}{L}} + G \sqrt{\frac{L}{C}} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{R_0} + GR_0 \right) \quad (5.122)$$

gdzie $R_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$, natomiast $\beta \rightarrow \infty$. Na rysunku 5.20 przedstawiono wykresy współczynnika tłumienia, fazy oraz $|\gamma|$ w funkcji pulsacji.

Jeśli linia jest mało stratna, to wtedy możemy założyć, że $R \ll \omega L$ oraz $G \ll \omega C$, co oznacza, że zarówno straty w przewodniku, jak i dielektryku są małe. Wtedy $RG \ll \omega^2 LC$ i wzór (5.120) upraszcza się do

$$\gamma = j\omega \sqrt{LC} \sqrt{1 - j \left(\frac{R}{\omega L} + \frac{G}{\omega C} \right)} \quad (5.123)$$

Pominawszy składniki urojone pod pierwiastkiem otrzymalibyśmy w wyniku, że γ jest liczbą czysto urojoną (bezstratność). Wykorzystamy zatem dwa pierwsze składniki szeregu Taylora dla funkcji $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{x}{2} + \dots$, co da nam w rezultacie

$$\gamma \approx j\omega \sqrt{LC} \left[1 - \frac{j}{2} \left(\frac{R}{\omega L} + \frac{G}{\omega C} \right) \right] \quad (5.124)$$

Współczynniki tłumienia i fazy są odpowiednio równe

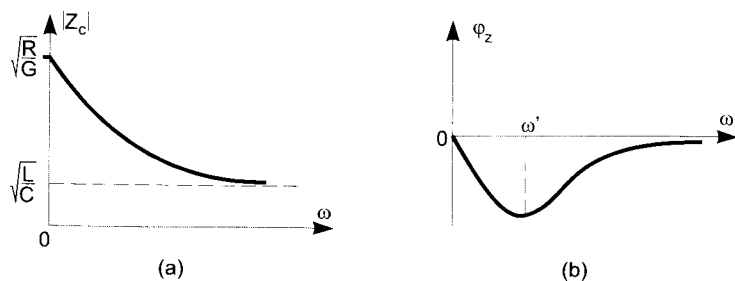
$$\alpha \approx \frac{1}{2} \left(R \sqrt{\frac{C}{L}} + G \sqrt{\frac{L}{C}} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{Z_0} + G Z_0 \right) \quad (5.125)$$

$$\beta \approx \omega \sqrt{LC} \quad (5.126)$$

$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$ jest impedancją charakterystyczną linii bezstratnej. Współczynnik fazy jest dla linii o małych stratach taki sam jak dla linii bezstratnej. Impedancja charakterystyczna dla dużych częstotliwości może być przybliżona jako

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \approx \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (5.127)$$

Na rysunku 5.21 przedstawiono zależność modułu i fazy impedancji od pulsacji. Zależności (5.125–127) są znane jako zależności przybliżone dla dużych częstotliwości i małych strat. Są ważne dlatego, gdyż widać z nich, że linia o małych stratach może być opisana wzorami słusznymi dla linii bezstratnych.



Rys. 5.21. Zależność modułu (a) i fazy (b) impedancji charakterystycznej od pulsacji

5.7.1. Linia nieznkształcająca

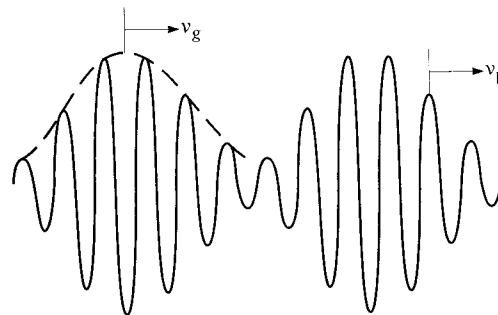
Jeśli linia jest stratna, to β jest dość skomplikowaną funkcją zależną od częstotliwości. Jeżeli współczynnik ten nie jest liniową funkcją częstotliwości o postaci $\beta = \alpha\omega$, to prędkość fazowa będzie inna dla przebiegów o różnych częstotliwościach. To z kolei oznacza, że składowe o różnych częstotliwościach znajdujące się w widmie szerokopasmowego sygnału (np. przebiegu zmodulowanego lub fali prostokątnej) będą rozchodziły się z różnymi prędkościami i dochodziły do odbiornika umieszczonego na końcu linii w różnych momentach (**efekt dyspersji**). Zniekształcenia fazy pomiędzy poszczególnymi składowymi prowadzą do zniekształceń kształtu sygnału na końcu linii stratnej. W tym miejscu warto przypomnieć pojęcie **prędkości grupowej**. Jest to prędkość, z jaką propaguje się sygnał złożony z kilku zbliżonych do siebie częstotliwości (paczka falowa). Wyraża się ona wzorem

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = \frac{v_p}{1 - \frac{\omega}{v_p} \frac{\partial v_p}{\partial \omega}} \quad (5.128)$$

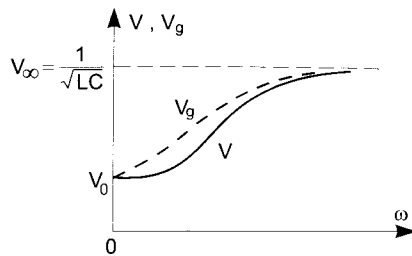
Prędkość grupowa jest prędkością rozchodzenia się obwiedni fali elektromagnetycznej (rys. 5.22). Zgodnie z teorią względności podlega ona ograniczeniu — informacja i materia nie może poruszać się z prędkością większą od prędkości światła w próżni. Należy zaznaczyć, że prędkość fazowa v_p może przekraczać prędkość światła (np. w falowodach). Dla fali płaskiej rozchodzącej się w próżni i w linii bezstratnej prędkość grupowa jest równa prędkości fazowej. W przypadku linii transmisyjnej stratnej równość ta nie zachodzi, a prędkość grupowa (rozchodzenia się informacji) może tu być większa od prędkości fazowej (rys. 5.23).

Zjawisko dyspersji występuje zawsze w przypadku linii stratnych. Jeśli jednak tak dobierzemy parametry jednostkowe linii, że uda nam się spełnić warunek

$$\frac{R}{L} = \frac{G}{C} \quad (5.129)$$



Rys. 5.22. Ilustracja prędkości fazowej i prędkości grupowej



Rys. 5.23. Zależność prędkości fazowej i grupowej od pulsacji dla linii stratnej [4]

to nie wystąpią w niej zniekształcenia. Taką linię nazywamy **niezniekształcającą**. Współczynnik propagacji dla linii niezniekształcającej wynosi

$$\begin{aligned} \gamma &= j\omega \sqrt{LC} \sqrt{1 - 2j \frac{R}{\omega L} - \frac{R^2}{\omega^2 L^2}} = j\omega \sqrt{LC} \left(1 - j \frac{R}{\omega L}\right) = \\ &= R \sqrt{\frac{C}{L}} + j\omega \sqrt{LC} = \alpha + j\beta \end{aligned} \quad (5.130)$$

Ze wzoru widać, że współczynnik propagacji jest liniową funkcją częstotliwości. Współczynnik tłumienia α nie zależy tu w ogóle od częstotliwości, co oznacza, że wszystkie składowe w widmie będą tłumione tak samo i nie wystąpią zniekształcenia amplitudowe (w rzeczywistości R zależy słabo od częstotliwości). Linia bezstratna jest szczególnym przypadkiem linii niezniekształcającej. Podana analiza wskazuje, że linia niezniekształcająca jest w stanie przenosić bez zniekształceń impulsy lub przebiegi zmodulowane.

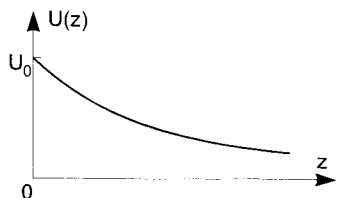
5.7.2. Linia stratna obciążona

Sprawdźmy teraz, jak zmieniają się wyniki dla analizowanych w p. 5.5 przypadków, jeśli linia transmisyjna jest stratna. Jeśli weźmiemy linię nieskończoną, to napięcie i prąd wzdłuż linii są opisane wzorem (5.50), przy czym wykładnik $j\beta z$ jest zastąpiony przez γz . Amplituda napięcia (i prądu) jest tłumiona wykładniczo wzdłuż linii (rys. 5.24)

$$|\underline{U}(z)| = |U_0^+| e^{-\alpha z} \quad (5.131)$$

Wyrażenia na napięcie i prąd wzdłuż linii stratnej mają postać

$$\underline{U}(z) = U_0^+ (e^{-\gamma z} + \Gamma e^{\gamma z}) \quad (5.132a)$$



Rys. 5.24. Rozkład amplitudy napięcia wzdłuż stratnej linii nieskończonej

$$\underline{I}(z) = \frac{U_0^+}{Z_c} (e^{-\gamma z} - \Gamma e^{\gamma z}) \quad (5.132b)$$

Współczynnik odbicia Γ w odległości ℓ od obciążenia jest równy

$$\Gamma(\ell) = \Gamma e^{-2j\beta\ell} e^{-2\alpha\ell} = \Gamma e^{-2\gamma\ell} \quad (5.133)$$

Impedancja wejściowa w odległości ℓ od obciążenia wynosi

$$Z_{we} = \frac{\underline{U}(-\ell)}{\underline{I}(-\ell)} = Z_c \frac{Z_L + Z_c \operatorname{th} \gamma \ell}{Z_c + Z_L \operatorname{th} \gamma \ell} \quad (5.134)$$

Możemy również obliczyć moc dostarczoną do zacisków ($z = -\ell$) obciążonej linii:

$$\begin{aligned} P_{we} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\underline{U}(-\ell) \underline{I}^*(-\ell)] = \frac{|U_0^+|^2}{2Z_c} [e^{2\alpha\ell} - |\Gamma(\ell)|^2 e^{-2\alpha\ell}] = \\ &= \frac{|U_0^+|^2}{2Z_c} [1 - |\Gamma(\ell)|^2] e^{2\alpha\ell} \end{aligned} \quad (5.135)$$

Moc dostarczona do obciążenia jest równa

$$P_L = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\underline{U}(0) \underline{I}^*(0)] = \frac{|U_0^+|^2}{2Z_c} (1 - |\Gamma|^2) \quad (5.136)$$

Różnica między mocą doprowadzoną do linii a mocą wydzielającą się w obciążeniu jest mocą strat w linii:

$$P_{str} = P_{we} - P_L = \frac{|U_0^+|^2}{2Z_c} [(e^{2\alpha\ell} - 1) + |\Gamma|^2 (1 - e^{-2\alpha\ell})] \quad (5.137)$$

Pierwszy składnik wzoru odpowiada za straty mocy fali padającej, a drugi za straty mocy fali odbitej.

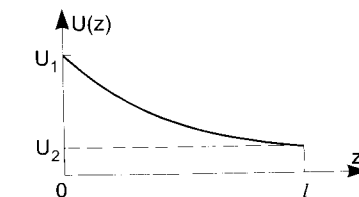
Jeśli linia jest od strony obciążenia dopasowana falowo, to napięcie wzdłuż linii maleje na skutek strat (rys. 5.25):

$$|\underline{I}(z)| = U_1 e^{-\alpha z} \quad (5.138)$$

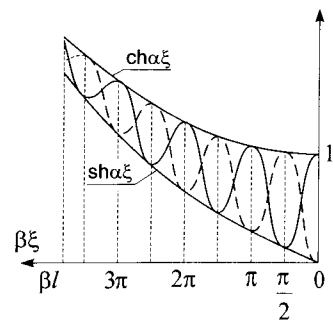
Dla linii rozwartej na końcu napięcie i prąd wynoszą

$$\underline{U}(z) = U_2 \operatorname{ch} \gamma z \quad (5.139a)$$

$$\underline{I}(z) = -\frac{U_2}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma z \quad (5.139b)$$



Rys. 5.25. Rozkład napięcia wzdłuż skończonej i dopasowanej linii stratnej



Rys. 5.26. Fale stojące napięcia i prądu w linii ze stratami: krzywa ciągła — napięcie w linii rozwartej i prąd w zwartej, krzywa przerywana — prąd dla linii rozwartej i napięcie dla zwartej na końcu (wartości znormalizowane względem końca linii)

Rozkład napięcia i prądu wzdłuż linii przedstawiono na rys. 5.26 ($\xi = -z$). Widać wyraźnie, że im dalej od końca linii, tym oscylacje napięcia lub prądu są mniejsze. Na początku linii fala padająca ma dużą amplitudę, natomiast fala odbita od obciążenia po przejściu pewnego odcinka zmniejsza swoją amplitudę. Zjawisko to ma wpływ na zmianę WFS wzdłuż linii. Wynosi on

$$\text{WFS} = \frac{1 + e^{2\alpha z}}{1 - e^{2\alpha z}} \quad (5.140)$$

Dla $z \rightarrow 0$ $\text{WFS} \rightarrow \infty$. Oznacza to, że im bliżej końca linii, tym bardziej fala przybiera postać czystej fali stojącej, a im bliżej źródła, tym rozkład napięcia i prądu traci cechy fali stojącej i upodabnia się do rozkładu fali bieżącej. Na rysunku 5.27 przedstawiono wykres modułu znormalizowanej względem Z_c impedancji wejściowej linii rozwartej ($z = -\ell$):

$$Z_{we} = -Z_c \text{th} \gamma z \quad (5.141)$$

Linia zwarta na końcu daje się opisać następującymi równaniami napięcia i prądu:

$$\underline{U}(z) = -I_2 Z_c \text{sh} \gamma z \quad (5.142a)$$

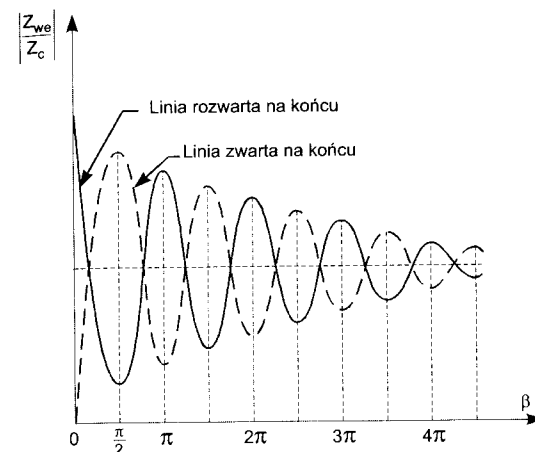
$$\underline{I}(z) = I_2 \text{ch} \gamma z \quad (5.142b)$$

Analiza podanych wzorów wykazuje dualne podobieństwo z przypadkiem linii rozwartej. Rozkład napięcia dla linii rozwartej staje się teraz rozkładem prądu, a rozkład prądu w linii rozwartej opisuje rozkład napięcia wzdłuż linii zwartej. Impedancja wejściowa ($z = -\ell$) wynosi dla linii zwartej

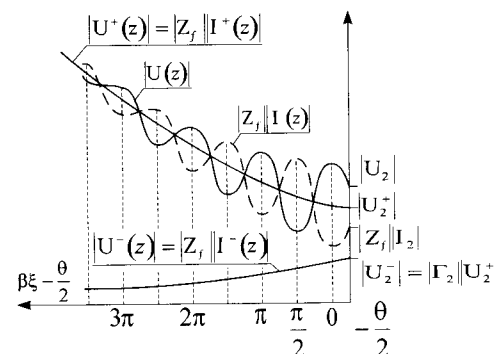
$$Z_{we} = -Z_c \text{th} \gamma z \quad (5.143)$$

Wykres znormalizowanej impedancji wejściowej jest pokazany na rys. 5.27.

Rozpatrzmy teraz najważniejszy z praktycznego punktu widzenia przypadek linii ze stratami zakończonej dowolnym obciążeniem. Rozkład napięcia i prądu wzdłuż linii przedstawiono na rys. 5.28. Tuż przy obciążeniu występuje fala częściowo stojąca, która upodabnia się do fali bieżącej tym bardziej, im dłuższa jest linia i im bliżej jesteśmy źródła. **Pomiar WFS w torze antenowym za pomocą reflektrometru da większą wartość bezpośrednio na zaciskach anteny**



Rys. 5.27. Znormalizowana impedancja wejściowa linii zwartej (rozwartej) ze stratami



Rys. 5.28. Rozkłady napięcia i prądu w linii stratnej obciążonej impedancją Z_L

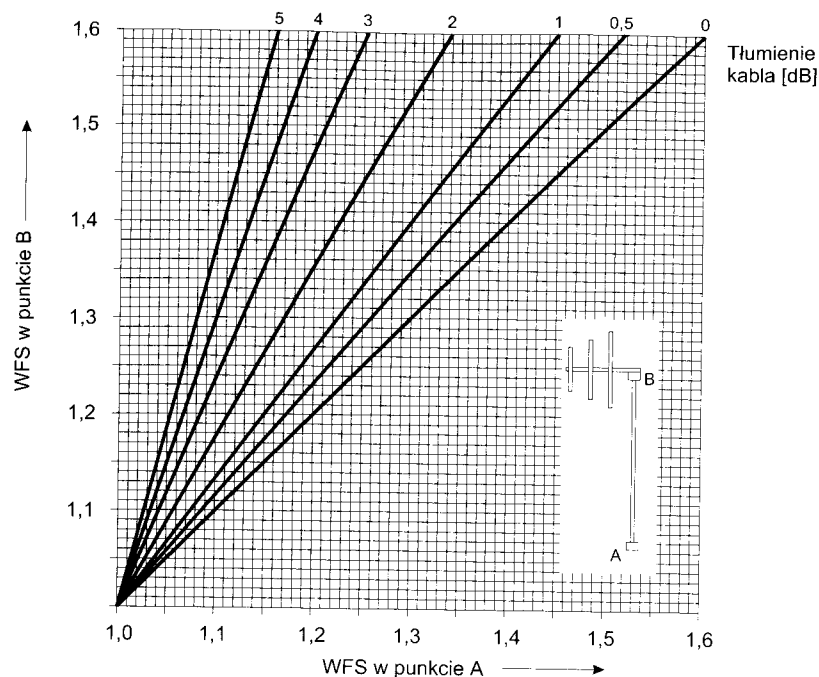
aniżeli na wejściu linii obciążonej anteną. Oczywiście właściwy jest pierwszy pomiar, jednak w praktyce może on być kłopotliwy. Dokonując pomiaru WFS na wejściu linii można (znając jej całkowite tłumienie) określić WFS na zaciskach (gnieździe) anteny używając nomogramu przedstawionego na rys. 5.29. Impedancja wejściowa linii stratnej wynosi

$$Z_{we} = Z_c \frac{Z_L + Z_c \text{th} \gamma \ell}{Z_c + Z_L \text{th} \gamma \ell} \quad (5.144)$$

Na zakończenie wyprowadzimy bardzo użyteczną technikę znajdowania tłumienia linii o małych stratach, znaną pod nazwą **metody perturbacji** [5]. W metodzie nie wykorzystujemy parametrów jednostkowych linii, lecz korzystamy z pól w linii bezstratnej przy założeniu, że dla linii mało stratnej różnią się one bardzo nieznacznie. Wiemy, że moc przepływająca wzdłuż linii stratnej (przy braku odbić) jest dana wzorem

$$P(z) = P_0 e^{-2\alpha z} \quad (5.145)$$

gdzie P_0 jest mocą w płaszczyźnie $z = 0$, a α jest poszukiwanym współczynnikiem tłumienia linii. Zdefiniujmy stratę mocy na jednostkę długości jako



Rys. 5.29. Redukcja WFS w funkcji tłumienia kabla antenowego

$$P_1 = -\frac{\partial P}{\partial z} = 2\alpha P_0 e^{-2\alpha z} = 2\alpha P(z) \quad (5.146)$$

Znak „-” został umieszczony po to, aby strata mocy była liczbą dodatnią. Obliczony z (5.146) współczynnik tłumienia wynosi

$$\alpha = \frac{P_1(z)}{2P(z)} = \frac{P_1(z=0)}{2P_0} \quad (5.147)$$

Współczynnik tłumienia określamy zatem z mocy P_0 wychodzącej z linii oraz strat mocy na jednostkę długości, które mogą być obliczone, jeśli tylko znane są pola elektryczne i magnetyczne w linii bezstratnej. Warto w tym miejscu wspomnieć, że wymiar tak obliczonego współczynnika tłumienia wynosi 1/m. Ze względów praktycznych tłumienność kabli jest podawana w dB/100m lub dB/10m. Podczas obliczania bilansu energetycznego łączy używa się często mocy wyrażonej w dBm. Jest to moc odniesiona do 1 mW wydzielanego na impedancji systemu (najczęściej 50 Ω):

$$P_{\text{dBm}} = 10 \log \frac{P}{0,001 \text{ W}} \quad (5.148)$$

Jeśli tłumienie A lub wzmocnienie K wyrazimy również w dB (patrz dodatek), to moc wydzielana na końcu przykładowego łańcucha urządzeń może być przedstawiona za pomocą operacji dodawania i odejmowania:

$$P_L [\text{dBm}] = P_g [\text{dBm}] + K_1 [\text{dB}] - A_1 [\text{dB}] + K_2 [\text{dB}] - A_2 [\text{dB}] \quad (5.149a)$$

Jeśli wyrazilibyśmy moc w W, a wzmocnienie i tłumienie jako liczby bezwymiarowe, to wtedy poziom mocy na obciążeniu będzie wynosił

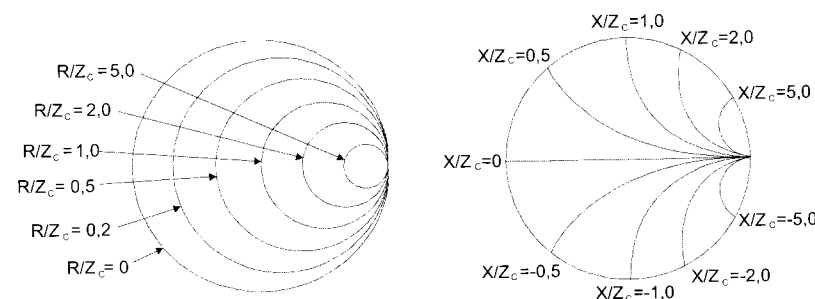
$$P_L = P_g \cdot K_1 \cdot \frac{1}{A_1} \cdot K_2 \cdot \frac{1}{A_2} \quad (5.149b)$$

5.8. Wykres Smitha

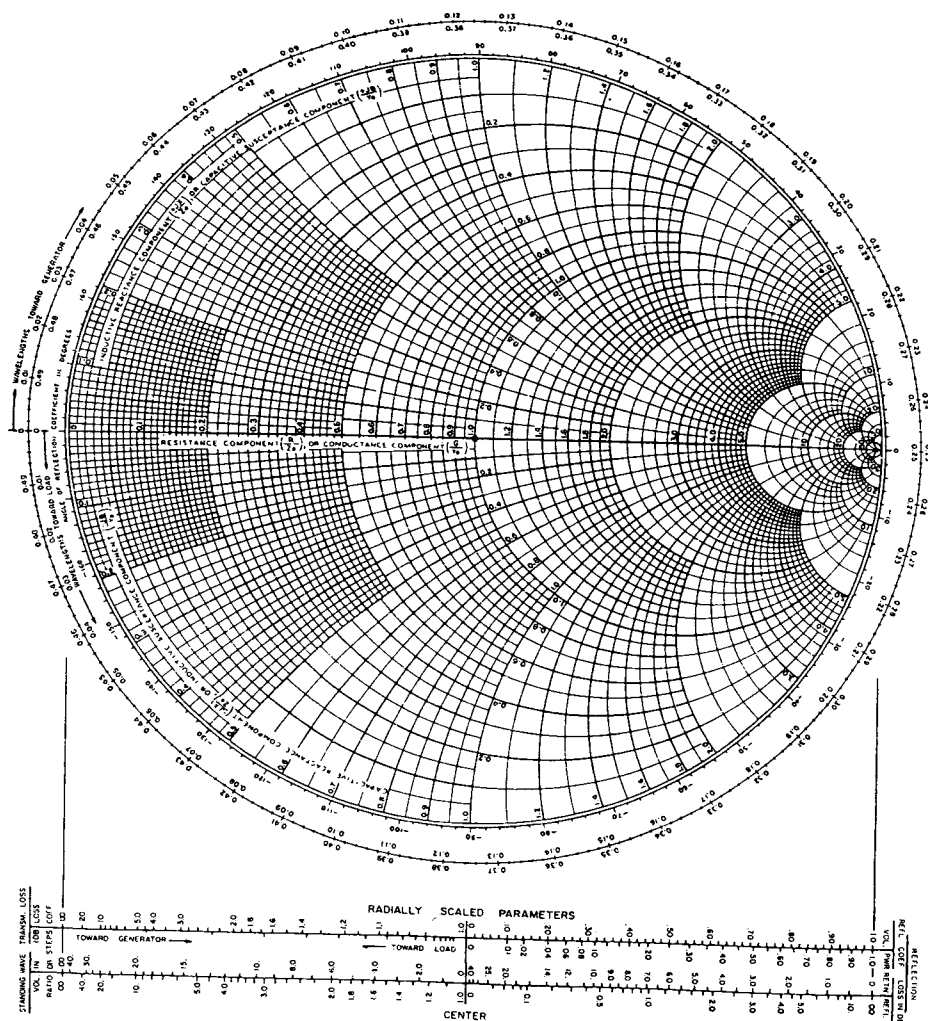
W tym podrozdziale zapoznamy się z użytecznym sposobem przedstawiania impedancji na *wykresie Smitha* (zwanym też *wykresem kołowym*). Służy on także do szybkiego obliczania impedancji w dowolnym miejscu linii wg równania (5.72) lub (5.144). Wykres Smitha jest częścią składową pakietów do wspomaganej komputerowo analizy (CAD), a ponadto służy do podawania w formie graficznej wyników pomiarów dokonanych za pomocą współczesnych przyrządów pomiarowych (analyzer sieci). Jest on pomocny z dydaktycznego punktu widzenia, gdyż pozwala lepiej zrozumieć zjawiska zachodzące w liniach transmisyjnych. Wykres opracowano w r. 1939 w celu ułatwienia obliczeń, ale mimo rozwoju kalkulatorów i komputerów jest chętnie stosowany do dzisiaj.

Impedancja może być przedstawiona na płaszczyźnie we współrzędnych kartezjańskich. Na osi x zaznaczamy wtedy część rzeczywistą, a na y urojoną. Postać ta praktycznie nie nadaje się do obliczeń graficznych. Dokonując tzw. *odwzorowania konforemnego* siatki współrzędnych prostokątnych [4] przekształcamy ją w zbiór odpowiednio rozmieszczonych okręgów. Linie siatki prostokątnej oznaczające część rzeczywistą ($x = \text{const}$) transformuje się na *okręgi znormalizowanej rezystancji* (rys. 5.30), natomiast linie oznaczające część urojoną ($y = \text{const}$) na *okręgi znormalizowanej reaktancji*. Linie w górnej części wykresu odnoszą się do reaktancji indukcyjnej, natomiast linie z dolnej części wykresu określają reaktancję pojemnościową. *Znormalizowaną impedancją* nazywamy stosunek danej impedancji do impedancji charakterystycznej systemu radiokomunikacyjnego, z jakim mamy do czynienia (typowo 50 Ω):

$$z = \frac{Z}{Z_c} \quad (5.150)$$



Rys. 5.30. Okręgi stałej rezystancji i reaktancji



Rys. 5.31. Wykres Smitha

Część rzeczywista i urojona impedancji znormalizowanej przybiera teraz znacznie mniejsze wartości. Złożenie obu części składowych z rys. 5.30 daje nam właściwy wykres Smitha przedstawiony na rys. 5.31 (powiększony rys. 5.31 na wkładce). Na obwodzie wykresu znajdują się dwie skale. Pierwsza określa odległość elektryczną wyrażoną w długościach fali między obciążeniem a punktem leżącym w środku linii (*wavelengths toward generator*), druga zaś odległość między źródłem a punktem w linii (*wavelengths toward load*). Na zewnątrz znajduje się trzecia skala, na której zaznaczona jest faza θ współczynnika odbicia $\Gamma = |\Gamma|e^{j\theta}$. Wykres jest zwykle uzupełniony nomogramami ułatwiającymi wyznaczenie WFS, RL czy $|\Gamma|$.

Aby lepiej zrozumieć istotę wykresu Smitha wystarczy uświadomić sobie, że w istocie jest to wykres (we współrzędnych biegunowych) współczynnika

odbicia Γ . Moduł $|\Gamma| \leq 1$ jest promieniem okręgu, którego środek leży w punkcie o współrzędnych biegunowych (1,0), czyli w środku wykresu. Kąt θ zawarty w przedziale $-180^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ jest mierzony od prawej części linii poziomej biegnącej przez środek wykresu. Każdy pasywnie realizowalny współczynnik odbicia możemy przedstawić jednoznacznie za pomocą punktu na wykresie kołowym. Znając położenie tego punktu można z kolei łatwo przejść od współczynnika odbicia do znormalizowanej impedancji (lub odwrotnie) za pomocą okręgów impedancji naniesionych na wykresie.

Zapiszmy impedancję wejściową linii za pomocą znanego nam już wzoru:

$$Z_{we} = Z_c \frac{1 + \Gamma e^{-j2\beta\ell}}{1 - \Gamma e^{-j2\beta\ell}} \quad (5.151)$$

gdzie $\Gamma = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c}$ jest współczynnikiem odbicia przy obciążeniu, a ℓ jest długością linii. Normalizując impedancje względem Z_c możemy wyprowadzić następujące wzory:

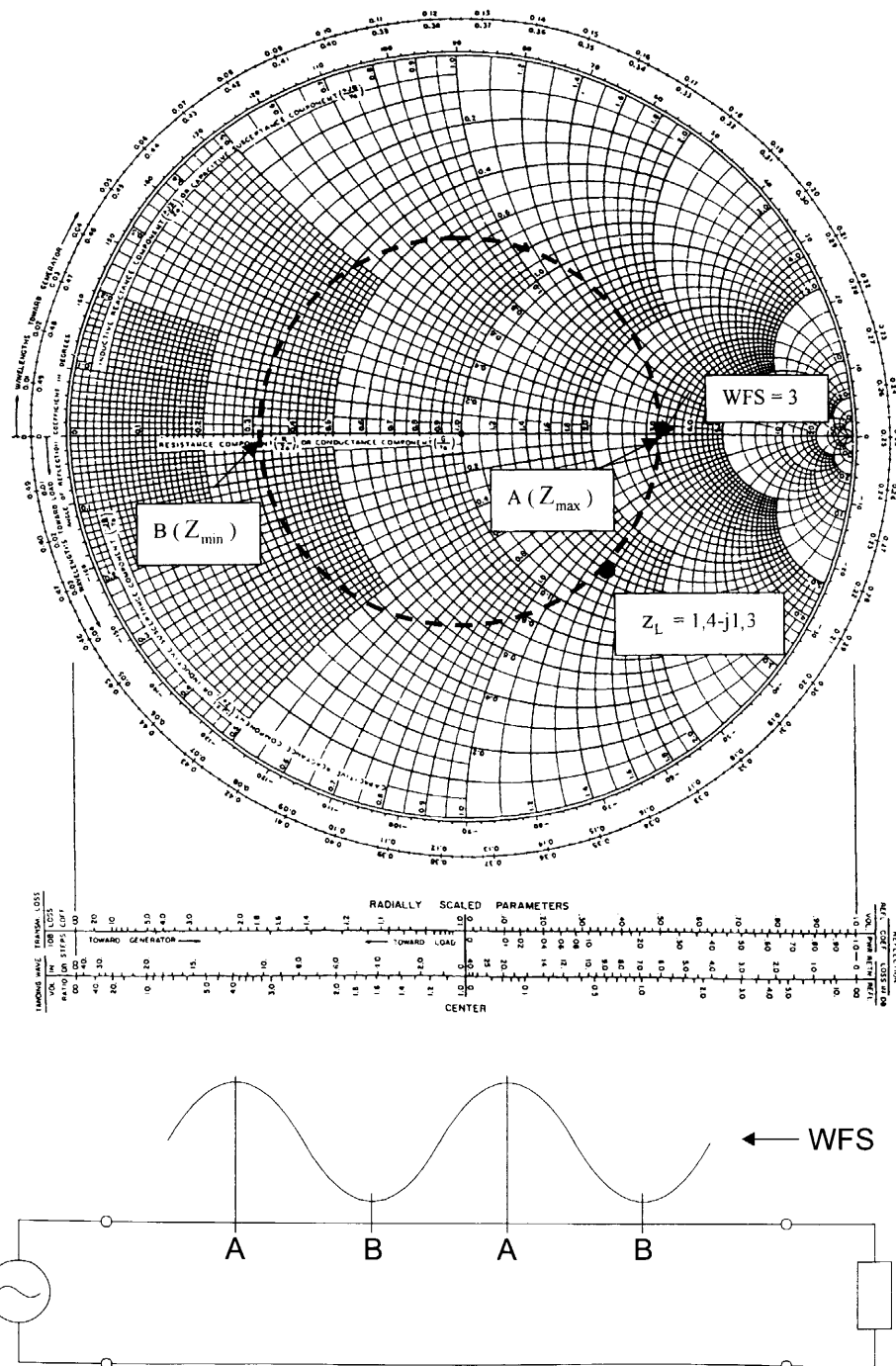
$$\Gamma = \frac{z_L - 1}{z_L + 1} = |\Gamma|e^{j\theta} \quad (5.152)$$

$$z_L = \frac{1 + |\Gamma|e^{j\theta}}{1 - |\Gamma|e^{j\theta}} \quad (5.153)$$

$$\Gamma e^{-j2\beta\ell} = \frac{z_{we} - 1}{z_{we} + 1} \quad (5.154)$$

Zwróćmy uwagę, że (5.151) ma podobną postać do (5.153), a jedyną różnicą jest kąt przesunięcia fazowego. Mając zaznaczony na wykresie współczynnik $|\Gamma|e^{j\theta}$ w płaszczyźnie podłączenia obciążenia możemy znaleźć współczynnik odbicia w odległości ℓ od obciążenia poprzez obrót tego punktu w kierunku ruchu wskazówek zegara o wartość $2\beta\ell$ (od kąta θ odejmujemy $2\beta\ell$) względem środka wykresu. Dla linii bezstratnej promień okręgu pozostaje bez zmian, gdyż $|\Gamma|$ nie ulega zmianie wzdłuż linii. Otrzymany w wyniku obrotu punkt określa nam jednocześnie impedancję wejściową widzianą w odległości ℓ od obciążenia.

Sposób wykorzystania wykresu Smitha najłatwiej można prześledzić na przykładzie. Niech dana będzie impedancja obciążenia $Z_L = 70 - j65 \Omega$. Impedancja znormalizowana względem 50Ω jest równa $z_L = 1,4 - j1,3$ i zaznaczono ją na rys. 5.32. Okrąg o środku w centrum wykresu przechodzący przez ten punkt (linia przerywana) jest zwany *okręgiem stałego WFS*, ponieważ wzdłuż linii bezstratnej współczynnik ten nie ulega zmianie. Ponadto dla zadanego obciążenia wszystkie wartości impedancji wewnątrz linii leżą na tym okręgu. Odpowiadający impedancji Z_L moduł $|\Gamma|$ możemy określić mierząc cyrklem odległość między środkiem wykresu (punkt (1,0)) a punktem z_L , a następnie odkładając ją na górnym nomogramie (REFL. VOL.). Fazę współczynnika odbicia odczytujemy jako punkt przecięcia się prostej łączącej środek wykresu i z_L ze skalą na brzegu wykresu



Rys. 5.32. Przykład wykorzystania wykresu Smitha (objaśnienia w tekście) oraz powiązanie między wykresem a impedancją wewnątrz linii

(około -55°). WFS możemy określić odkładając zmierzoną cyrklem odległość na dolnym nomogramie (STANDING WAVE VOL.). W przypadku braku nomogramu możemy odczytać WFS na osi poziomej wykresu po prawej stronie od jego środka w miejscu, gdzie przecina się ona z okręgiem WFS (WFS = 3,0). Miejsce przecięcia okręgu z osią po prawej stronie oznacza punkt w linii transmisyjnej, gdzie impedancja przyjmuje największą wartość

$$Z_{\max} = \text{WFS} \cdot Z_c \quad (5.155)$$

natomiast punkt przecięcia po lewej stronie wyznacza miejsce, w którym występuje najmniejsza impedancja w linii:

$$Z_{\min} = \frac{1}{\text{WFS}} \cdot Z_c \quad (5.156)$$

W tych miejscach impedancja ma charakter rzeczywisty. Przebieg impedancji wzdłuż linii jest pokazany pod wykresem kołowym. Punktom A odpowiada $Z_{\max}$, a punktom B – $Z_{\min}$. Chcąc określić impedancję wejściową w odległości l od obciążenia należy obrócić punkt z_L po okręgu WFS o kąt odpowiadający długości elektrycznej linii βl wyrażonej w długościach fali. Kąt ten jest zaznaczony na zewnętrznej skali wykresu. Kierunek obrotu podpowiada nam strzałka po lewej stronie wykresu — kierunek zgodny z ruchem wskazówek zegara. Znając impedancję wejściową linii możemy dokonując obrotu w przeciwną stronę wyznaczyć z_L . Warto przypomnieć, że impedancja wejściowa linii jest funkcją okresową o okresie $\lambda/2$. Obrót o 360° na wykresie oznacza przemieszczenie wzdłuż odcinka linii o długości równej $\lambda/2$.

W przypadku linii stratnej wzory (5.151) i (5.154) przybierają postać

$$Z_{we} = Z_c \frac{1 + \Gamma e^{-2\gamma l}}{1 - \Gamma e^{-2\gamma l}} \quad (5.157)$$

$$\Gamma e^{-2\gamma l} = \frac{Z_{we} - 1}{Z_{we} + 1} \quad (5.158)$$

Podczas dokonywania obrotu wokół punktu (1,0) promień okręgu będzie ulegał zmianie zgodnie z zależnością

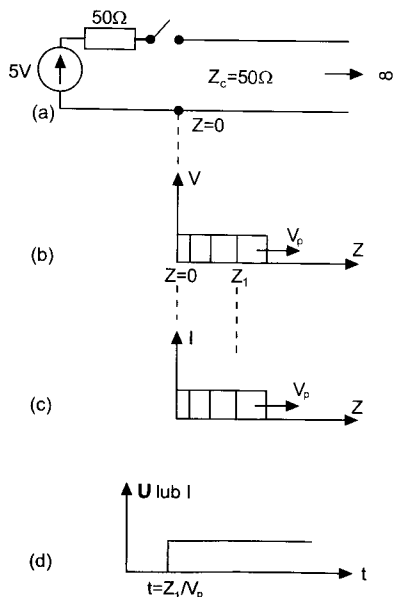
$$|\Gamma e^{-2\gamma l}| = |\Gamma| e^{-2\alpha l} \quad (5.159)$$

Przejście od np. impedancji obciążenia do impedancji wejściowej wymaga teraz oprócz obrotu o określony kąt przejścia na inny okrąg o promieniu $|\Gamma| e^{-2\alpha l}$ (α — tłumienie jednostkowe w Np; 1 Np = 8,686 dB).

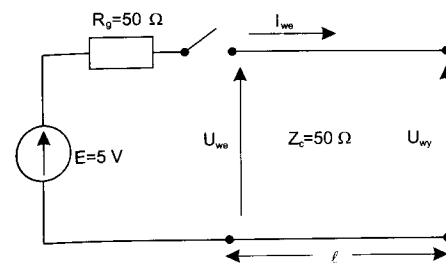
5.9. Analiza czasowa przebiegów w linii transmisyjnej

Aby jeszcze lepiej zrozumieć istotę zjawisk fizycznych zachodzących w linii, przeanalizujemy wędrowkę impulsów prądowych i napięciowych. Niech będzie dana nieskończenie długa linia o $Z_c = 50 \Omega$, do której zacisków podłączono przez opornik 50Ω źródło napięciowe 5 V (rys. 5.33). Po zamknięciu przełącznika

źródło zobaczy dzielnik napięcia złożony z oporu $50\ \Omega$ oraz impedancji Z_c , co w rezultacie da impuls napięcia o poziomie $2,5\text{ V}$. W linii będzie się także propagował impuls prądu o wartości $2,5\text{ V}/50\ \Omega = 50\text{ mA}$. Obserwator umieszczony w punkcie x_1 położonym w linii zaobserwuje zerowe amplitudy aż do momentu, w którym upłynie czas $t_1 = x_1/v_p$, gdzie v_p jest szybkością propagacji w linii. Po tym czasie zauważy przebieg prądowy i napięciowy o podanych wyżej amplitudach. Jako kolejny przeanalizujemy przykład z linią rozwartą o skończonej długości (rys. 5.34). Napięciowy współczynnik odbicia na końcu linii wynosi 1 , a prądowy współczynnik odbicia -1 . Po zamknięciu przełącznika na wejściu linii będzie panować napięcie równe $U_{we} = E[Z_c/(Z_c + R_0)] = 2,5\text{ V}$, a do linii wpłynie prąd $I_{we} = 2,5\text{ V}/50\ \Omega = 50\text{ mA}$. Zwróćmy uwagę, że w momencie załączenia impuls „nie widzi” jeszcze rozwartego końca linii. Impulsy prądowy i napięciowy będą się propagować w miarę ładowania pojemności i indukcyjności wzdłuż linii. Na koniec linii dotrze napięciowa fala padająca $U^+ = 2,5\text{ V}$ i prądowa fala padająca $I^+ = 50\text{ mA}$. Od końca odbije się fala napięciowa $U^- = 2,5\text{ V}$ oraz fala prądowa $I^- = -50\text{ mA}$. Nastąpi wtedy gwałtowny skok napięcia na końcu linii ($U^+ + U^- = 5\text{ V}$), a prąd zmaleje do zera ($I^+ + I^- = 0$), jak tego należało oczekiwać dla linii rozwartej. Fala odbita będzie wędrować w stronę źródła i zmieniać wartość napięcia oraz prądu wzdłuż linii. Z punktu widzenia fali odbitej linia przy źródle jest dopasowana do obciążenia (impedancji wewnętrznej źródła), zatem po jej dotarciu do źródła nie wystąpi ponowne odbicie. Napięcie w linii ustali się na wartości 5 V , a prąd na wartości 0 mA . Na rysunku 5.35 przedstawiono rozchodzące się w linii impulsy w różnych chwilach. Takie zjawiska można zaobserwować, jeśli mamy do dyspozycji oscyloskop, źródło impulsów i odpowiednio długi odcinek linii transmisyjnej. Zjawisko odbicia jest



Rys. 5.33. Rozchodzenie się impulsów w nieskończenie długiej linii transmisyjnej



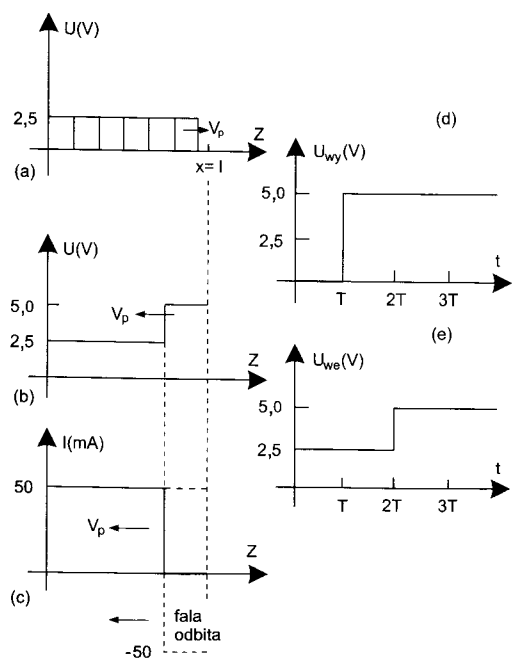
Rys. 5.34. Linia rozwarta o skończonej długości

wykorzystywane w reflektometrach pracujących w dziedzinie czasu. Pomiar czasu, jaki upłynie od wysłania impulsu do jego powrotu umożliwia ustalenie odległości, w której nastąpiło np. przerwanie kabla.

5.10. Uwagi praktyczne dotyczące stosowania linii transmisyjnych

Inżynier radiokomunikacji najczęściej spotyka się z kablami współosiowymi o pełnym ekranie. Kable mogą być wypełnione powietrzem lub dielektrykiem. Rodzaj wypełnienia nie wpływa znacząco na zmianę parametrów elektrycznych kabli (patrz tabela w dodatku z parametrami kabli firmy Andrew). Za najlepsze (choć najdroższe w eksploatacji — osuszanie i kompresja) uważane są kable powietrzne. Najtańsze w eksploatacji są kable z dielektrykiem spienionym, które mają nieco większe tłumienie. Największe tłumienie mają kable z dielektrykiem stałym i powinny być one stosowane tylko w ostateczności. Na tłumienie ma wpływ także skuteczność ekranowania, które ogranicza promieniowanie energii na zewnątrz. Kable dobiera się w zależności od częstotliwości pracy i przenoszonych mocy. Tłumienie kabli maleje wraz ze wzrostem ich średnicy, a rośnie wraz z częstotliwością i temperaturą. Chcąc osiągnąć takie samo tłumienie kabla na wyższej częstotliwości, należy wybrać kabel o większej średnicy. Kable dłuższe również powinny mieć większą średnicę. Dopuszczalna moc przenoszona rośnie ze średnicą kabla. Należy pamiętać, że w katalogu podaje się czasami tylko maksymalną moc średnią, która nie powoduje przebicia między żyłą a ekranem lub wytopienia dielektryka wokół żyły środkowej. W przypadku przebiegów z modulacją amplitudy maksymalna moc przesyłana kablem powinna być co najmniej 4 razy mniejsza od dopuszczalnej mocy podanej w katalogu. W kablach o impedancji $50\ \Omega$ w żyłę środkowej wydzielą się 78% ciepła, a przy impedancji $75\ \Omega$ aż 87% ciepła [1]. Silne nasłonecznienie kabla może być powodem dodatkowego ograniczenia mocy (jeśli pracujemy na granicy mocy). Jeśli maksymalną moc prowadzoną w kablu w temperaturze 40°C przyjmijmy za 100%, to zwiększenie temperatury do 60°C obniża moc dopuszczalną do około 70%. Należy używać kabli z litym (rurowym) ekranem wykonanym z miedzi. Ekran wykonany z plecionki miedzianej lub folii aluminiowej nie zapewnia odpowiednio dużego poziomu ekranowania sygnałów. Poziom ten maleje po pewnym czasie

nawet o kilkadziesiąt dB (obserwuje się jednocześnie wzrost tłumienia kabli o kilka dB). Ponadto na styku dwóch różnych metali (lub nawet tych samych ze względu na występowanie na ich powierzchniach tlenków lub siarczków) mogą powstawać **zniekształcenia intermodulacyjne** sygnału. Z tego powodu należy unikać używania kabli, w których żyła środkowa jest wykonana z plecionki. Należy także z powodu intermodulacji wyeliminować połączenia lutowane. Najczęściej używa się dziś złączy zaciskanych. Należy pamiętać, że kable koncentryczne mogą pracować tylko do pewnej częstotliwości granicznej. Powyżej niej w kablu nie propaguje się tylko fala typu TEM, lecz również rodzaje falowodowe typowe dla falowodu kołowego. Zewnętrzne pokrycie kabla powinno być odporne na promieniowanie ultrafioletowe i czynniki atmosferyczne. Dobre przewody koncentryczne wytrzymują ponad 20 lat pracy. Nie należy też zapominać o właściwościach mechanicznych. Z reguły zewnętrzny ekran jest karbowany, co pozwala na łatwiejsze zginanie kabla. W katalogach jest podany minimalny promień zgięcia kabla, który nie powoduje jego mechanicznego uszkodzenia oraz wzrostu WFS ponad dopuszczalną wartość. Minimalny promień gięcia jest inny w przypadku jednorazowego i wielokrotnego gięcia kabli. Podczas wykonywania projektu instalacyjnego oraz samej instalacji powinno się przestrzegać tej wielkości. Należy jednak pamiętać, że zgięcie kabla wprowadza wewnątrz niego niejednorodność, co powoduje odbicia sygnału. Kable należy zatem zginać po jak największych łukach. W katalogach podaje się ponadto odległości mocowania kabla prowadzonego w poziomie lub w pionie. Zwróćmy uwagę, że pionowo prowadzony odcinek kabla pod wpływem swego ciężaru może spowodować jego odkształcenie (niejednorodność zwiększająca WFS). Prowadząc dłuższy odcinek kabla w pionie należy go



Rys. 5.35. Impulsy w rozwartej linii o skończonej długości

podwieszać co pewną długość na dodatkowych linach lub stosować obejmy. Projektując zasilanie anten należy przyjąć, że całkowite tłumienie toru zasilającego nie powinno być większe niż 1,5 dB–3,0 dB (3 dB spadku oznacza utratę 50% mocy!). Na całkowite tłumienie składają się oprócz tłumienia samego kabla straty pochodzące od odbić od złączy (przy antenie i przy nadajniku), niejednorodności kabla oraz tłumienie w odgromnikach zabezpieczających urządzenia przed zniszczeniem w przypadku uderzenia pioruna lub od zgromadzonego ładunku statycznego. Odbicia w torze powodują degradację sygnałów (rozmycie impulsów w czasie), co utrudnia ich poprawne dekodowanie. Z tego względu w niektórych systemach narzuca się maksymalną długość toru antenowego. Wszędzie tam, gdzie występują kłopoty z propagacją fal radiowych (budynki, tunele), wykorzystuje się czasami dla zwiększenia pewności połączenia **kable promieniujące**. Promieniają one silnie energię w.c.z. na skutek specjalnie wykonanych w ekranie otworów. Łączy się je bezpośrednio z wyjściem nadajnika stacji bazowej i kończy anteną lub obciążalnikiem.

Do połączeń kabli koncentrycznych używa się wielu standardów złączy, z których najpopularniejszymi są: EIA, BNC, N, SMA, F, 7/16, UHF. Dobór typu złącza zależy od standardu używanego w danym sprzęcie, od mocy, częstotliwości, dokładności wykonania i poziomu zniekształceń intermodulacyjnych. Na przykład złącze 7/16 ma typowo o 20 dB mniejsze zniekształcenia niż złącze N i jest w związku z tym chętniej stosowane w systemach radiokomunikacyjnych. W dodatku podano parametry elektryczne najpopularniejszych złączy. Dobre zaprawienie końcówki kabla i umieszczenie na niej gniazda lub wtyku nie jest, wbrew pozorom, prostą sprawą. Często potrzebne jest do tego celu specjalne oprzyrządowanie. Jeśli nie będzie zachowana technologia zalecana przez producenta, to WFS w złączu może znacznie przekroczyć wartości katalogowe i spowodować dodatkowe straty. Nie należy także zapominać o uziemieniu kabla (na początku kabla, po zejściu z masztu, przy wejściu do budynków, przy dłuższych odcinkach typowo co 20 m oraz w miejscach zmian kierunku prowadzenia kabla). Zabezpiecza to osłonę kabla przed wypaleniem otworu i naruszeniem ciągłości (szczególnie na zagięciach, gdzie wzrasta indukcyjność i prąd szukając innej drogi tworzy łuk), urządzenia elektroniczne przed uszkodzeniem oraz wpływa na ochronę przeciwpożarową budynków, z których wychodzą kable.

Dodatkowe informacje dotyczące torów antenowych są zamieszczone w dodatku.

Literatura

1. Z. Bieńkowski, E. Lipiński. *Amatorskie anteny KF i UKF*. WKŁ, Warszawa 1978
2. Z. Bieńkowski. *Poradnik ultrakrótkofalowca*. WKŁ, Warszawa 1988
3. W.S. Cheung, F.H. Levien (ed.). *Microwaves Made Simple: Principles and Applications*. Artech House, 1985
4. J. Osowski. *Teoria obwodów*. t.II, WNT, Warszawa 1971
5. D. Pozar. *Microwave Engineering*. Addison-Wesley Publishing Comp., New York 1990

6. S. Ramo, R. Whinnery, T. Van Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. John Wiley & Sons, London 1988
7. J. Szóstka. *Analiza i projektowanie wielowarstwowych anten mikropaskowych zasilanych szczelinowo*. Rozprawa doktorska, Politechnika Poznańska 1995
8. J. Thuery. *Microwaves: Industrial, Scientific and Medical Applications*. Artech House, Boston-London 1992
9. P.H. Young. *Electronic Communication Techniques*. Charles E. Merrill Publishing Co., A Bell & Howell Company, 1985
10. Katalogi firmy Andrew i Kathrein

6. Podstawy techniki mikrofalowej

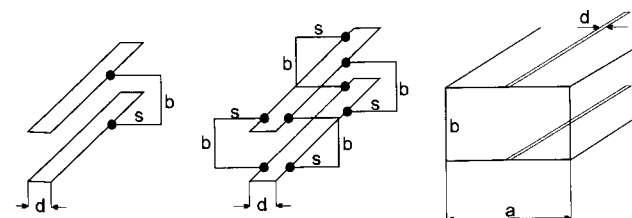
6.1. Rodzaje falowodów

W tym rozdziale zajmiemy się przewodnikami falowymi, które prowadzą inne rodzaje fal niż TEM. Wykorzystuje się je głównie w zakresie mikrofalowym do przesyłania energii na duże odległości. Przewodnice tego typu są zwane **falowodami** i mają postać metalowych rur wydrążonych w środku. Spotyka się także falowody dielektryczne, wykorzystujące zjawisko fali powierzchniowej. Falowodem optycznym jest **światłowod**. Przedstawimy przede wszystkim opis podstawowych cech i parametrów falowodów (bez wnikania w skomplikowaną analizę matematyczną), które mogą być istotne z praktycznego punktu widzenia w pracy inżyniera radiokomunikacji. Technika mikrofalowa jest bardzo obszerną dziedziną, której poświęcono wiele podręczników i monografii.

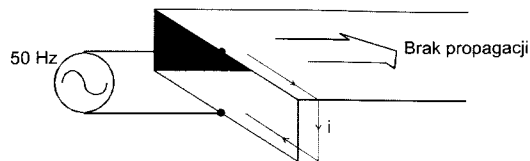
Na początku wyjaśnimy sobie, jakie inne rodzaje fal mogą przenosić przewodnice falowe. Oprócz znanej fali TEM mamy:

- **falę typu TE** (Transverse Electric, inne oznaczenie — H) — fala TE nie ma składowej pola elektrycznego wzdłuż kierunku propagacji, natomiast ma składową wzdłużną pola magnetycznego,
- **falę typu TM** (Transverse Magnetic, inne oznaczenie — E) — taka fala ma składową wzdłużną pola elektrycznego.

Skonstruujmy teraz falowód prostokątny. Niech dana będzie symetryczna linia złożona z dwóch pasków (rys. 6.1). Jeżeli podłączymy do niej z boku zwartą linię ćwierćfalową o $s = \lambda/4$, to rozkład prądów i napięć w linii symetrycznej nie zmieni się. Dzieje się tak z powodu właściwości swartego odcinka ćwierćfalowego — jego impedancja wejściowa jest równa nieskończoności. Wyobraźmy sobie, że dołączamy kolejne odcinki ćwierćfalowe. Jeżeli liczba odcinków wzrośnie do



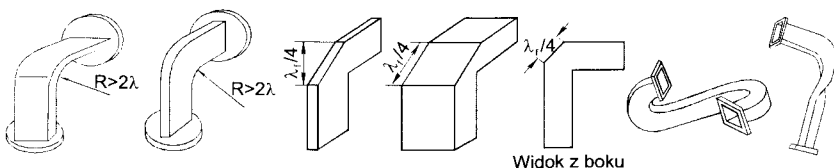
Rys. 6.1. Sposób konstrukcji falowodu z płaskiej linii symetrycznej



Rys. 6.2. Przepływ prądu o częstotliwości 50 Hz przez falowód

nieskończoności, to powstanie w efekcie **falowód prostokątny**. Powstały falowód ma szerokość $2s = \lambda/2$. Ta odległość warunkuje największą długość fali λ_g , jaka może rozchodzić się w falowodzie. Częstotliwość tej fali nazywamy **częstotliwością graniczną** (lub **krytyczną**) falowodu. Jeśli np. podłączymy źródło o częstotliwości sieciowej, to prąd popłynie w poprzek, a nie wzdłuż falowodu (rys. 6.2). Impedancja zwartego odcinka o długości s jest bowiem bardzo mała (np. dla falowodu o $f_{gr} = 6,56$ GHz dla częstotliwości 50 Hz impedancja odcinka o długości $s = \lambda_{gr}/4$ jest rzędu $10^{-8} \Omega$). Wydawać by się mogło, że falowód może pracować tylko dla jednej, ściśle określonej częstotliwości. Tak jednak nie jest z powodu skończonej szerokości d pasków linii. Dla f_{gr} milcząco przyjęliśmy, że $d = 0$. Dla większych częstotliwości maleje rzeczywista długość s odpowiadająca ćwiartce fali, a więc d musi odpowiednio wzrastać. Falowód jest zatem filtrem górno-przepustowym, który przepuszcza częstotliwości powyżej f_{gr} , a silnie tłumi częstotliwości mniejsze.

W praktyce najczęściej spotyka się falowody o przekroju prostokątnym, kołowym i eliptycznym. Falowody można podzielić na sztywne i półgiętkie. W pierwszym przypadku zmiana kierunku prowadzenia falowodu wymaga użycia odpowiedniego odcinka przejściowego (rys. 6.3). Falowody półgiętkie mają karbowaną powierzchnię, co umożliwia w ograniczonym zakresie ich zginanie i pozwala zredukować liczbę nieciągłości wywołanych złączami. Wymiary wewnętrzne i zewnętrzne falowodów są znormalizowane, aby umożliwić łączenie urządzeń wyprodukowanych przez różnych producentów. Wymagana jest bardzo duża precyzja wykonania przede wszystkim kołnierzy falowodowych (polerowanie), gdyż każda niedokładność w styku dwóch falowodów powoduje wzrost tłumienia. W celu zminimalizowania strat wywołanych efektem naskórkowym wewnątrz falowodu bywa często pokrywane miedzią i polerowane. Wytrzymałość mocowa falowodu zależy od wytrzymałości na przebicie elektryczne wypełniającego go dielektryka. Wytrzymałość ta może być podwyższona poprzez zwiększenie wysokości falowodu lub wypełnienie jego wnętrza sprężonym gazem. Stosuje się również tzw. dehydratyzatory, które pompują do wnętrza falowodów powietrze i jednocześnie osuszają go. Ma to na celu zapobieżenie zmianom parametrów



Rys. 6.3. Odcinki przejściowe falowodów

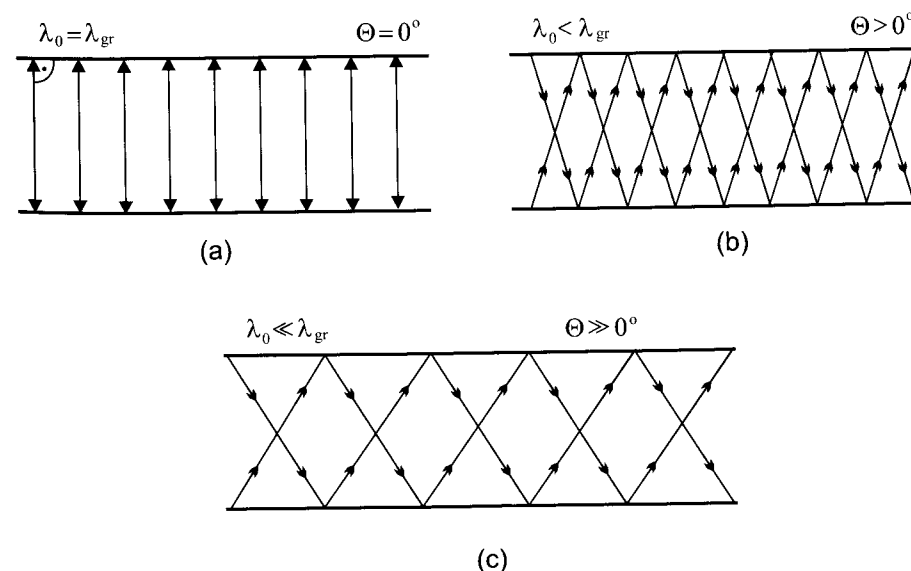
elektrycznych falowodów na skutek zmian wilgotności powietrza. Niewątpliwą zaletą falowodów w porównaniu z kablami współosiowymi czy symetrycznymi jest ich łatwiejsza konstrukcja i większa wytrzymałość mechaniczna. Zalety te uwidaczniają się jednak dopiero na częstotliwościach powyżej 1 GHz. Falowód dla sygnału 1 MHz musiałby bowiem mieć szerokość ok. 200 m, natomiast dla 200 MHz jeszcze ok. 1 m.

Falowody znajdują zastosowanie w radiokomunikacji (linie radiowe, łącza satelitarne, TV satelitarna), radiolokacji, przemyśle i medycynie. W życiu codziennym możemy również spotkać urządzenie wykorzystujące falowody. Jest nim kuchenka mikrofalowa, którą omówimy dokładniej w p. 6.5.

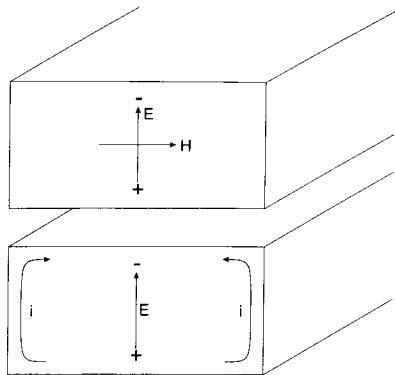
6.2. Zarys analizy falowodów

Fala poruszająca się w falowodzie jest związana z wejściowymi prądami i napięciami oraz polem elektromagnetycznym. Pole elektryczne i magnetyczne istnieją jednocześnie i niejako uzupełniają się nawzajem, poruszają się przy tym wzdłuż falowodu jak impulsy napięcia i prądu wzdłuż linii transmisyjnej. W falowodach powstaje również zjawisko fali stojącej. Pola elektryczne i magnetyczne są w nich przesunięte względem siebie o 90° . **Rozkłady pola** elektrycznego i magnetycznego wewnątrz falowodu zależą od częstotliwości. Fala elektromagnetyczna porusza się w falowodzie odbijając się od jego ścianek. Kąt padania i odbicia jest funkcją częstotliwości. Gdy częstotliwość się zmniejsza, kąt padania i odbicia maleje (rys. 6.4). Dla częstotliwości granicznej kąt padania wynosi 0° i fala nie może rozchodzić się wzdłuż falowodu.

W falowodach nie może rozchodzić się fala typu TEM. Przypuśćmy, że rodzaj TEM jest możliwy do uzyskania w falowodzie. W pewnej chwili pole



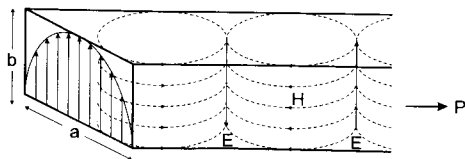
Rys. 6.4. Propagacja fal w falowodzie prostokątnym dla różnych częstotliwości



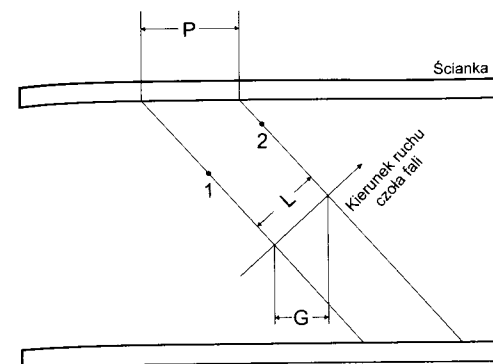
Rys. 6.5. Fala TEM nie może rozchodzić się w falowodzie (objaśnienia w tekście)

elektryczne E indukuje ładunki na wewnętrznej powierzchni górnej i dolnej ścianki falowodu (rys. 6.5). Oznacza to, że między ściankami powstało napięcie, które wymusza prąd po najkrótszej drodze, a więc po ściankach bocznych. Płynący po ściankach prąd wytwarza pole magnetyczne, którego jedna ze składowych jest równoległa do kierunku propagacji. Jest to sprzeczne z postawionym wcześniej założeniem o fali TEM. Rozchodzące się w falowodach rodzaje TE i TM są określone poprzez warunki brzegowe na ściankach falowodu. Warunki te opisują wzory (4.11). Mówią one, że na powierzchni przewodnika może istnieć tylko pole elektryczne skierowane prostopadle do tej powierzchni, a składowa styczna tego pola jest równa zero. Ponadto na powierzchni przewodnika może istnieć tylko pole magnetyczne skierowane równoległe do powierzchni (składowa styczna). Określenie rozkładów pól w falowodzie polega na rozwiązaniu równań Maxwella z uwzględnieniem warunków brzegowych. Jako rozwiązanie otrzymamy nieskończenie wiele rodzajów pól o różnych częstotliwościach granicznych. Rozkład, dla którego częstotliwość graniczna jest najmniejsza, nazywamy **rozkładem podstawowym**. Na rys. 6.6 przedstawiono geometrię i rozkład pola dla rodzaju podstawowego TE_{10} w falowodzie prostokątnym. Pierwszy indeks oznacza, że jest jedna zmiana (pół okresu) pola wzdłuż dłuższego (a) boku falowodu, natomiast drugi indeks wskazuje, że nie ma zmian pola wzdłuż krótszego boku.

Prędkość, z jaką rozchodzi się fala wzdłuż osi falowodu (prędkość rozchodzenia się energii), to **prędkość grupowa**. W falowodach jest ona mniejsza od prędkości światła w próżni ze względu na dłuższą drogę po linii łamanej, którą przebywa czoło fali, chociaż przesuwają się ono z prędkością światła (rys. 6.7). Prędkość grupowa odpowiada odległości G przebytej wzdłuż osi falowodu w czasie, gdy rzeczywiste przesunięcie (w kierunku strzałki) wynosi L . Gdyby przez ściankę wprowadzić do wnętrza falowodu sondę pozwalającą na wykrycie i zmierzenie dwóch położań czoła fali, wykryto by je w odległości P większej niż G i L .



Rys. 6.6. Rozkład pola w falowodzie prostokątnym dla rodzaju podstawowego TE_{10}



Rys. 6.7. Propagacja czoła fali w falowodzie

Prędkość poruszania się punktu styku czoła fali ze ścianką nosi nazwę **prędkości fazowej**. Prędkość fazowa fali rozchodzącej się w falowodzie jest zawsze większa od prędkości światła. Można pokazać pewną analogię objaśniającą prędkość fazową. Wyobraźmy sobie brzeg morza, na który docierają fale. Czoła fal nie są jednak równoległe do brzegu i tworzą z nim pewien kąt. W momencie, gdy fala zaczyna się załamywać, wzdłuż brzegu pędzi z ogromną prędkością punkt rozpryskujący wodę (styk fali z brzegiem). Prędkość tego punktu odpowiada prędkości fazowej.

6.3. Podstawowe parametry falowodów

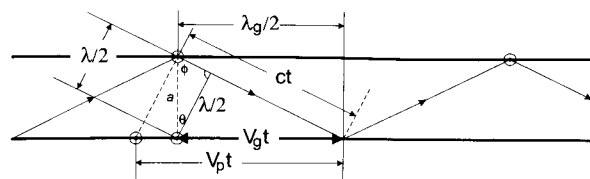
Obecnie podamy najważniejsze zależności matematyczne opisujące parametry i rozchodzenie się fal w falowodach. Krytycznym parametrem falowodu jest jego częstotliwość graniczna, która jest związana bezpośrednio z wymiarami geometrycznymi. Dla falowodu prostokątnego wypełnionego powietrzem i pracującego w rodzaju podstawowym TE_{10} mamy

$$\lambda_{gr} = 2a = \frac{c}{f_{gr}} \quad (6.1)$$

gdzie λ_{gr} jest długością fali w powietrzu odpowiadającą częstotliwości granicznej, natomiast a jest długością szerszej ścianki falowodu. Mniejszy wymiar b jest zwykle równy połowie a . Rozmiary ścianek powinny być dobrane w taki sposób, aby w falowodzie nie wzbudzały się inne rodzaje fal niż pożądany. Częstotliwość graniczna dla rodzaju TE_{mn} w falowodzie prostokątnym może być obliczona z zależności

$$f_{gr} = \frac{c}{2\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (6.2)$$

gdzie μ_r , ϵ_r są parametrami dielektryka wypełniającego falowód. Prędkość fazowa i prędkość grupowa są ze sobą związane poprzez wzór ($\mu_r = \epsilon_r = 1$)



Rys. 6.8. Konstrukcja geometryczna do wyprowadzenia wzoru na długość fali w falowodzie

$$c = \sqrt{v_p v_{gr}} \quad (6.3)$$

Długość fali w falowodzie λ_g można określić z konstrukcji przedstawionej na rys. 6.8. Z podobieństwa trójkątów mamy

$$\frac{\lambda_g/2}{ct} = \frac{\lambda/2}{a} \quad (6.4)$$

$$ct = \sqrt{a^2 + (\lambda_g/2)^2} \quad (6.5)$$

Rozwiązując (6.4) ze względu λ_g dostajemy

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{gr})^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\omega_{gr}/\omega)^2}} \quad (6.6)$$

Prędkość fazową i grupową można wyrazić za pomocą długości fal:

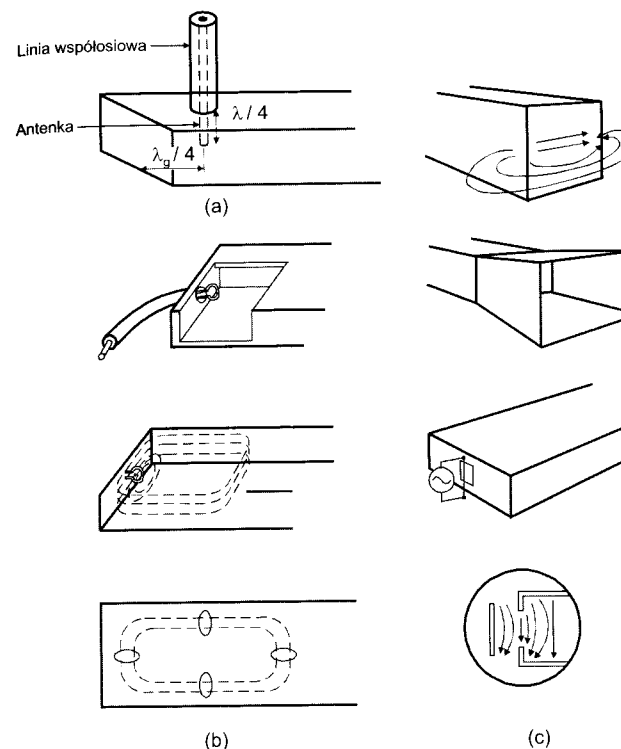
$$v_g = c\lambda/\lambda_g \quad (6.7)$$

$$v_p = c\lambda_g/\lambda \quad (6.8)$$

Istotnym parametrem jest też tłumienie, wyrażane w dB/m.

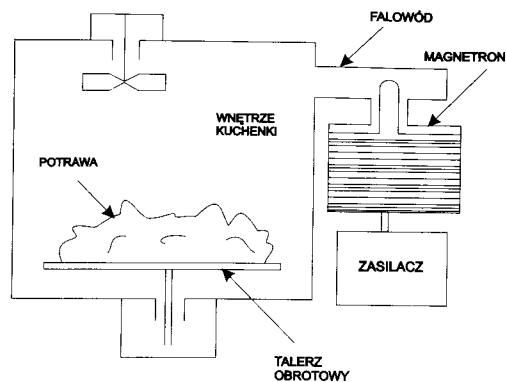
6.4. Bierne podzespoły falowodowe

Aby fala mogła się propagować w falowodzie, musi najpierw zostać wzbudzona. Wzbudzenie sygnału może odbywać się na trzy sposoby: poprzez **pobudzenie pola elektrycznego**, poprzez **pobudzenie pola magnetycznego** oraz poprzez jednoczesne **pobudzenie obu składowych pola**. Pobudzenie za pomocą pola elektrycznego odbywa się poprzez sondę (antenkę) wtrąconą w środku szerszej ścianki w odległości ćwierci fali od końca zwanego falowodu (rys. 6.9a). Pobudzenie pola magnetycznego odbywa się za pomocą małej pętli umieszczonej przy zwanym końcu falowodu (rys. 6.9b). Sprzężenie elektromagnetyczne jest realizowane poprzez szczelinę w tylnej ściance lub odpowiednio ukształtowany koniec otwartego falowodu (rys. 6.9c). **Tłumiki** są elementami zmniejszającymi moc sygnału w celu dopasowania jego poziomu do przyrządu (np. pomiarowego) i używanymi głównie w miernictwie mikrofalowym. Spotyka się tłumiki stałe oraz z regulacją skokową lub płynną. **Obciążenia** służą do absorpcji padającej na nie fali z możliwie jak najmniejszym WFS. Znajdują zastosowanie zarówno w miernictwie mikrofalowym, jak i w torach nadawczo-odbiorczych. **Dzielniki mocy** służą do podziału mocy



Rys. 6.9. Sposoby wzbudzania fal w falowodach: a) pobudzenie polem elektrycznym, b) pobudzenie polem magnetycznym, c) pobudzenie polem elektromagnetycznym

doprowadzonej do wrót wejściowych na wrota wyjściowe. Jeżeli zamienimy kierunek przepływu mocy, to dzielniki staną się **sumatorami**. Najbardziej znane dzielniki/sumatory wykonane w technice falowodowej to rozgałęzienia T (w płaszczyźnie E i H) oraz „magiczne T”. **Sprzęgacz kierunkowy** jest urządzeniem pobierającym część mocy sygnału przesyłanego torem głównym do celów kontrolno-pomiarowych. Sprzęgacze kierunkowe wykonane w technice mikropaskowej lub współosiowej są wykorzystywane w reflektometrach służących do pomiaru WFS na niższych zakresach częstotliwości. Kilka biernych elementów mikrofalowych wykorzystuje właściwości **ferrytów** wykonanych z tlenków żelaza, cynku, kobaltu, aluminium i niklu. Ferryty różnią się od ferromagnetyków znacznie większą indukcją nasycenia i mniejszą konduktywnością. Są to materiały wykazujące anizotropowość (zależność parametrów od kierunku przyłożonego pola), co pozwala na budowę przyrządów nieodwracalnych. Elementy wykorzystujące właściwości ferrytów to: **izolator**, **cyrkulator** oraz **polaryzator**. Izolator umożliwia przepływ energii w jednym kierunku, natomiast pochłania energię fali płynącej w przeciwną stronę. Cyrkulator jest wielowrotnikiem, w którym energia krąży między poszczególnymi wrotami w ustalonym kierunku. Fala płaska o polaryzacji liniowej rozchodząca się w ferrycie spolaryzowanym stałym polem magnetycznym doznaje skręcenia płaszczyzny polaryzacji. Zjawisko to nosi nazwę **rotacji Faradaya** i jest wykorzystywane do budowy polarotorów przy konwerterach

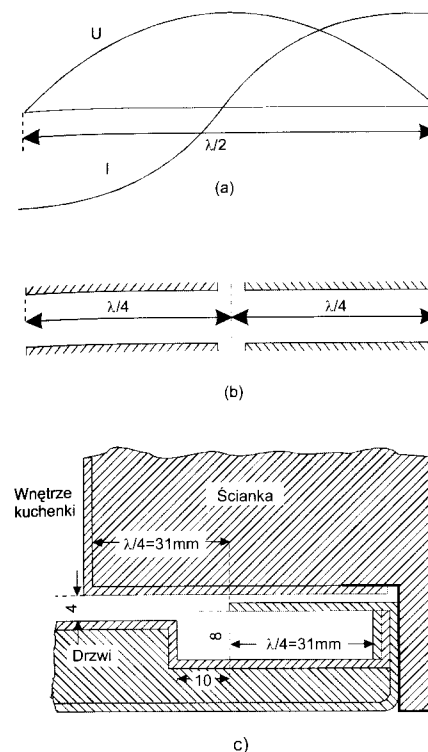


Rys. 6.10. Kuchenka mikrofalowa

do odbioru TV satelitarnej. W technice mikrofalowej stosuje się też **wnęki i rezonatory**, które mają kształt wydrążonych prostokątów lub walców. Są one odpowiednikami obwodów rezonansowych LC. Ważną klasę biernych elementów mikrofalowych stanowią filtry wykonywane w różnych technikach (falowodowej, mikropaskowej czy współosiowej). Współczesne urządzenia mikrofalowe są wykonywane głównie w technice mikropaskowej.

6.5. Kuchenka mikrofalowa

Bardzo popularnym sprzętem gospodarstwa domowego jest kuchenka mikrofalowa (rys. 6.10). Jest to proste urządzenie składające się ze źródła mikrofal o dużej mocy (magnetron $500 \div 1500$ W), falowodu doprowadzającego i wnętrza. Wnęka jest wykonana z metalowych ścian i ma duże rozmiary elektryczne. Częstotliwość pracy kuchenki jest znormalizowana i wynosi 2,45 GHz. W celu redukcji nierównomiernego ogrzewania, na skutek występowania stałego rozkładu pól we wnętrzu, czasami dodaje się „mieszacz rodzajów” w postaci metalowego wiatraczka zaburzającego rozkład pola. Częściej jednak umieszcza się ogrzewane produkty na obrotowym talerzu. W konwencjonalnym piekarniku lub kuchenie gazowej element grzejny wytwarza ciepło na zewnątrz ogrzewanego produktu. Ciepło to poprzez unoszenie dociera do ogrzewanego produktu, a następnie na zasadzie przewodnictwa cieplnego wnika w jego środek. W przypadku ogrzewania mikrofalowego sam proces odbywa się od razu wewnątrz ogrzewanego materiału. Odpowiedzialny za ogrzewanie jest efekt rezonansu cząsteczek wody (obracające się w takt pola cząsteczki wytwarzają ciepło poprzez tarcie) i efekt strat na skutek przepływu prądów przewodzenia w ciałach o dużej stratności. Interesujący jest fakt, że wraz ze wzrostem temperatury maleje tangens kąta stratności. Jest to swego rodzaju ujemne sprzężenie zwrotne zapobiegające do pewnego stopnia przegrzaniu. Ogrzewanie za pomocą mikrofal jest szybsze i bardziej równomierne (zależy to jednak od rodzaju produktu). Pomimo tego, że sprawność energetyczna procesu nie przekracza 50%, jest ona znacznie większa niż przy ogrzewaniu konwencjonalnym. Krytycznym problemem przy używaniu kuchenki jest bezpieczeństwo użytkownika. Cała kuchenka jest ekranowana elektrycznie, ponadto drzwi kuchenki są zabezpieczone za pomocą metalowej siatki (zwykle najsilniej promieniująca część



Rys. 6.11. Pułapka mikrofalowa w drzwiach kuchenki: a) rozkład prądu w transformatorze półfalowym, b) transformator półfalowy jako złożenie dwóch transformatorów ćwierćfalowych, c) przykładowa konstrukcja mechaniczna

kuchenki). Na obrzeżach drzwi stosuje się materiały pochłaniające mikrofae. Ponadto stosuje się zabezpieczenia w postaci transformatorów ćwierćfalowych (rys. 6.11). Podczas użytkowania kuchenek zaleca się opuszczać kuchnię ze względu na podwyższony poziom promieniowania.

Literatura

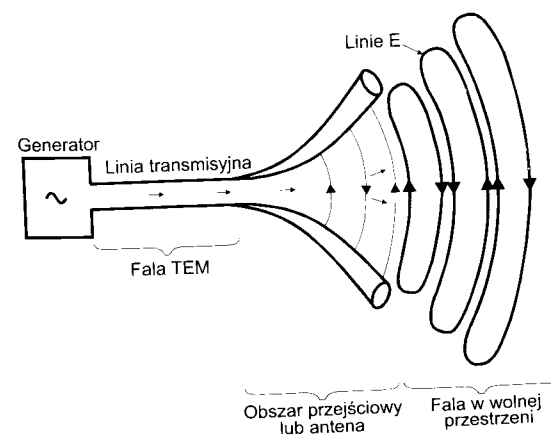
1. W.S. Cheung, F.H. Levien (ed.). *Microwaves Made Simple: Principles and Applications*. Artech House, 1985
2. R.E. Collin. *Field Theory of Guided Waves (second edition)*. IEEE Press, New York 1991
3. R.E. Collin. *Prowadzenie fal elektromagnetycznych*. PWN, Warszawa 1966
4. F. Gardiol. *Introduction to Microwaves*. Artech House, London 1984
5. W. Gwarek, T. Morawski. *Teoria pola elektromagnetycznego*. WNT, Warszawa 1985
6. T. Koryu Ishii. *Handbook of Microwave Technology*. Vol. I and II, Academic Press, London 1995
7. T.S. Laverghetta. *Modern Microwave Measurements and Techniques*. Artech House, London 1988
8. R. Litwin, M. Suski. *Technika mikrofalowa*. WNT, Warszawa 1972
9. N. Marcuvitz. *Waveguide Handbook*. Peter Peregrinus Ltd., London 1951

10. D. Pozar. *Microwave Engineering*. Addison-Wesley Publishing Comp., New York 1990
11. S. Ramo, R. Whinnery. *Fields and Waves in Communication Electronics*. John Wiley & Sons, London 1988
12. K. Sachse. *Układy mikrofalowe. Materiały do wykładu i ćwiczeń projektowych*. Francusko-Polska Wyższa Szkoła Nowych Technik Informatyczno-Komunikacyjnych, Poznań 1994
13. H.E. Thomas. *Techniki i urządzenia mikrofalowe*. WNT, Warszawa 1978
14. J. Thuery. *Microwaves: Industrial, Scientific and Medical Applications*. Artech House, Boston-London 1992
15. P.H. Young. *Electronic Communication Techniques*. Charles E. Merrill Publishing Co., A Bell & Howell Company, 1985

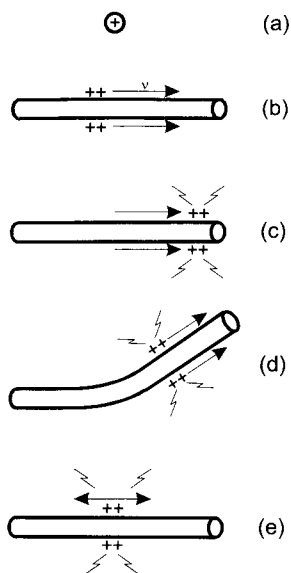
7. Wstęp do techniki antenowej

7.1. Antena jako źródło promieniowania

Antena jest jednym z najważniejszych elementów systemu radiokomunikacyjnego i w głównej mierze decyduje o jego jakości. Jest ona urządzeniem zapewniającym przejście od fali prowadzonej w przewodnicy falowej do fali rozchodzącej się w wolnej przestrzeni (antena nadawcza) lub przejście od fali w wolnej przestrzeni do fali rozchodzącej się w przewodnicy falowej (antena odbiorcza — rys. 7.1). Dzięki zastosowaniu anten informacja może być przekazywana między dwoma różnymi miejscami bez potrzeby instalowania przewodnicy. Umożliwia nam to swobodne poruszanie się (np. rozmowa prowadzona z telefonu komórkowego umieszczonego w jadącym samochodzie) i dzięki temu systemy radiokomunikacyjne (a więc i anteny) zawsze będą w użyciu. Również stałe łącza radiowe (linie radiowe, abonenckie radiowe systemy dostępowe) są bardzo popularne i chętnie stosowane ze względu na niskie koszty instalacji i łatwość zmiany konfiguracji systemu. Jeśli nadajnik i odbiornik są od siebie oddalone o odległość r , to łącząc je za pomocą linii transmisyjnych straty mocy są proporcjonalne do $e^{-2\alpha r}$, natomiast w przypadku łącza radiowego straty są proporcjonalne do czynnika $1/r^2$. Używanie linii transmisyjnych do przesyłania wiadomości jest uzasadnione na małych częstot-



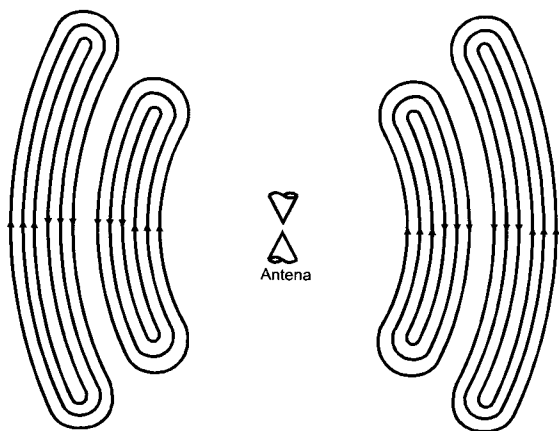
Rys. 7.1. Antena jako obszar przejściowy między falą prowadzoną w linii transmisyjnej i falą w wolnej przestrzeni



Rys. 7.2. Brak promieniowania od ładunków statycznych (a) i poruszających się ruchem jednostajnym (b), promieniowanie od ładunków doznających przyspieszeń (c — ładunki docierające do końca przewodu, d — ładunki o stałej prędkości na zagięciu przewodu, e — prąd przemienny)

liwościach i krótkich dystansach. Wraz ze wzrostem odległości i częstotliwości rosną straty i koszty związane z liniami (za wyjątkiem światłowodów), co preferuje użycie anten.

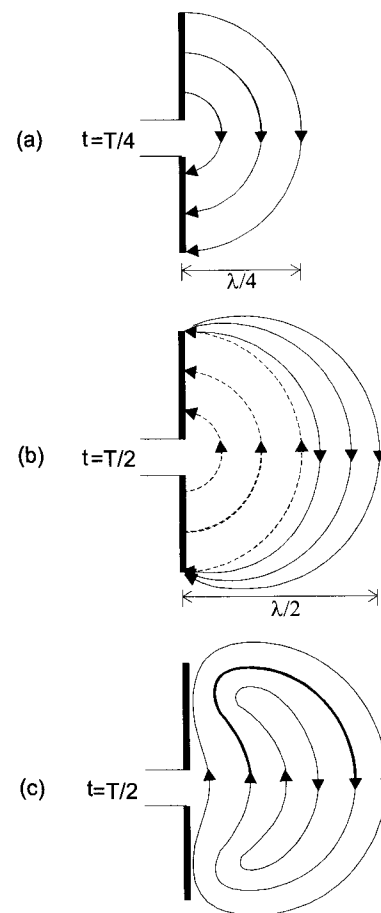
Każda antena jest źródłem promieniowania elektromagnetycznego. Stacjonarne ładunki elektryczne oraz ładunki poruszające się ze stałą prędkością nie promieniują energii. Jeśli jednak ładunek ulegnie przyspieszeniu lub opóźnieniu (zmiana prędkości w czasie), to stanie się on źródłem fali elektromagnetycznej (rys. 7.2). Gdy zagniemy koniec dwuprzewodowej linii symetrycznej, to powstanie najprostsza antena (jak na rys. 7.1). Wytworzenie krótkiego impulsu na końcu linii powoduje, że ładunki zaczynają się poruszać w prawo wzdłuż linii z prędkością światła. Dopóki ładunki poruszają się wzdłuż jednorodnej linii, promieniowanie nie występuje. W momencie, gdy ładunki dotrą do zakrzywienia na końcu, doznają



Rys. 7.3. Fale rozchodzące się od anteny

przyspieszenia i promieniają falę elektromagnetyczną. Na skutek promieniowania energia impulsu maleje i kiedy dotrze on do końca linii, bardzo mało ładunków ulegnie odbiciu.

Istnieje pewne podobieństwo między falami rozchodzącymi się w przewodnicach i w przestrzeni oraz falami na powierzchni wody. Jeśli zaburzamy powierzchnię wody w pewnym miejscu, to zaczyna się z niego rozchodzić fala. Jeśli zaprzestaniemy na moment zaburzać powierzchnię, to raz wzbudzona fala nadal się rozchodzi. Podobnie jest i w przypadku fal elektromagnetycznych: raz wzbudzona fala rozchodzi się najpierw w przewodnicy, a potem w swobodnej przestrzeni, nawet jeśli wyłączymy źródło. Obecność fali w antenie i przewodnicy jest związana z obecnością ładunków na powierzchni przewodników. Po wypromieniowaniu linie sił pól elektromagnetycznych tworzą zamknięte pętle i nie potrzeba żadnych ładunków, aby je podtrzymać (rys. 7.3). Oznacza to, że ładunki elektryczne są niezbędne tylko do wzbudzenia fali, a nie do jej przesyłania. Prześledźmy proces formowania tych linii na przykładzie anteny symetrycznej, zwanej *dipolem* i zasilanej przebiegiem okresowym. Na rysunku 7.4 przedstawiono trzy linie pola elektrycznego powstałe w pierwszej ćwiartce okresu, kiedy ładunki



Rys. 7.4. Formowanie się linii pola elektrycznego dla dipola krótkiego

w antenie osiągnęły maksimum. Linie przebyły w tym czasie od anteny drogę $\lambda/4$. Podczas drugiej ćwiartki okresu Linie przebywają dodatkowo odległość $\lambda/4$, a gęstość ładunków na powierzchni anteny maleje. Można wyobrazić sobie to zjawisko jako dostarczenie ładunków o przeciwnym znaku, które pod koniec pierwszej połowy okresu neutralizują ładunki istniejące w antenie. Ładunki o przeciwnym znaku powodują powstanie linii sił pola o przeciwnym zwrocie, które podróżują w czasie drugiej ćwiartki na odległość $\lambda/4$ od anteny. Ponieważ w momencie zakończenia połowy okresu w antenie nie ma żadnych ładunków, na których zaczynałyby się lub kończyły Linie sił pola, muszą one zatem oderwać się od powierzchni przewodnika i uformować zamknięte pętle. Cała sytuacja powtarza się w drugiej połowie okresu.

7.2. Potencjały

Określenie parametrów anteny polega na wyznaczeniu pól, które pochodzą od rozkładu prądów $\underline{J}$ w antenie. Rozkład ten jest rozwiązaniem pewnego układu równań. Załóżmy jednak, że jest on nam znany, i zajmijmy się określeniem pól $\underline{E}$ i $\underline{H}$. Rozwiązywanie zagadnień poszukiwania pól pochodzących od określonych źródeł jest bardzo skomplikowane, daje się jednak nieco uprościć poprzez wprowadzenie pomocniczych funkcji skalarnych i wektorowych zwanych **potencjałami**. Potencjały nie są konieczne z fizycznego punktu widzenia. Wprowadza się je tylko w celu ułatwienia obliczeń i nie mają one na ogół bezpośredniej interpretacji fizycznej (oprócz potencjału elektrostatycznego opisującego energię ładunku jednostkowego w danym punkcie pola). Zaczniemy od przypomnienia dwóch pierwszych równań Maxwella:

$$\nabla \times \underline{\vec{E}} = -j\omega\mu\underline{\vec{H}} \quad (7.1)$$

$$\nabla \times \underline{\vec{H}} = j\omega\varepsilon\underline{\vec{E}} + \underline{\vec{J}} \quad (7.2)$$

gdzie $\varepsilon = \varepsilon' + \frac{\sigma}{j\omega}$. Ponieważ w równaniach występuje zarówno $\underline{E}$, jak i $\underline{H}$, więc muszą one być rozwiązywane jednocześnie. Wiemy ponadto, że pole magnetyczne jest bezźródłowe:

$$\nabla \cdot \underline{\vec{H}} = 0 \quad (7.3)$$

Oznacza to, że wektor $\underline{H}$ ma tylko rotację (pole solenoidalne). Możemy go zatem zapisać za pomocą innej funkcji wektorowej:

$$\underline{\vec{H}} = \nabla \times \underline{\vec{A}} \quad (7.4)$$

Funkcję $\underline{\vec{A}}$ zwiemy **magnetycznym potencjałem wektorowym**. Zwróćmy uwagę, że $\nabla \cdot \nabla \times \underline{\vec{A}} \equiv 0$ dla każdego $\underline{\vec{A}}$. Jeśli podstawimy (7.4) do (7.1), to otrzymamy

$$\nabla \times (\underline{\vec{E}} + j\omega\mu\underline{\vec{A}}) = 0 \quad (7.5)$$

Wyrażenie w nawiasie jest polem elektrycznym, a ponieważ jego rotacja jest równa 0, mamy do czynienia z polem zachowawczym. **Elektryczny potencjał skalarny** Φ definiuje nam równanie

$$\underline{\vec{E}} + j\omega\mu\underline{\vec{A}} = -\nabla\Phi \quad (7.6)$$

Dla dowolnego Φ zachodzi $\nabla \times \nabla\Phi \equiv 0$. Całkowite pole elektryczne z (7.6) wynosi

$$\underline{\vec{E}} = -j\omega\mu\underline{\vec{A}} - \nabla\Phi \quad (7.7)$$

Udało nam się przedstawić pola $\underline{E}$ i $\underline{H}$ za pomocą potencjałów. Gdybyśmy znali te potencjały, znane byłyby i pola. Spróbujemy teraz znaleźć potencjał skalarny Φ i potencjał wektorowy $\underline{\vec{A}}$.

Podstawiając (7.4) do (7.2) mamy

$$\nabla \times \underline{\vec{H}} = \nabla \times \nabla \times \underline{\vec{A}} = j\omega\varepsilon\underline{\vec{E}} + \underline{\vec{J}} \quad (7.8)$$

Korzystając z tożsamości wektorowej $\nabla \times \nabla \times \underline{\vec{A}} = \nabla(\nabla \cdot \underline{\vec{A}}) - \nabla^2 \underline{\vec{A}}$ i podstawiając (7.7) do (7.8) dostajemy

$$\nabla(\nabla \cdot \underline{\vec{A}}) - \nabla^2 \underline{\vec{A}} = j\omega\varepsilon(-j\omega\mu\underline{\vec{A}} - \nabla\Phi) + \underline{\vec{J}} \quad (7.9)$$

lub w innej postaci

$$\nabla^2 \underline{\vec{A}} + \omega^2\mu\varepsilon\underline{\vec{A}} - \nabla(j\omega\varepsilon\Phi + \nabla \cdot \underline{\vec{A}}) = -\underline{\vec{J}} \quad (7.10)$$

Ponieważ możemy określić dowolnie dywergencję $\underline{\vec{A}}$, zrobimy to tak, aby trzeci składnik we wzorze (7.10) był równy 0:

$$\nabla \cdot \underline{\vec{A}} = -j\omega\varepsilon\Phi \quad (7.11)$$

Wzór (7.11) jest zwany **warunkiem Lorentza**. Równanie (7.10) redukuje się do postaci

$$\nabla^2 \underline{\vec{A}} + \omega^2\mu\varepsilon\underline{\vec{A}} = -\underline{\vec{J}} \quad (7.12)$$

Dzięki warunkowi Lorentza udało się nam rozdzielić zmienne w równaniach ((7.12) zawiera tylko $\underline{\vec{A}}$). Widzimy, że (7.12) jest **wektorowym równaniem falowym**. Jest to równanie różniczkowe, które może być rozwiązane ze względu na $\underline{\vec{A}}$, jeśli określimy prąd $\underline{\vec{J}}$. Pole magnetyczne może być wtedy natychmiast określone z (7.4), natomiast pole elektryczne znajdujemy z równania

$$\underline{\vec{E}} = -j\omega\mu\underline{\vec{A}} + \frac{\nabla(\nabla \cdot \underline{\vec{A}})}{j\omega\varepsilon} \quad (7.13)$$

które można wyprowadzić z (7.7) oraz (7.11). Podobnie można otrzymać skalarnie równanie wektorowe

$$\nabla^2\Phi + \omega^2\mu\varepsilon\Phi = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (7.14)$$

Przy wyprowadzaniu (7.14) wykorzystano równanie $\nabla \cdot \underline{\vec{J}} = -j\omega\rho$. Po znalezieniu potencjału Φ pole elektryczne obliczamy z (7.7).

Falowe równanie wektorowe rozbijamy najpierw na trzy równania skalarnie poprzez dekompozycję $\underline{\vec{A}}$ na składowe w układzie współrzędnych prostokątnych:

$$\nabla^2 \underline{\vec{A}} = \hat{x}\nabla^2 A_x + \hat{y}\nabla^2 A_y + \hat{z}\nabla^2 A_z \quad (7.15)$$

Wstawiając (7.15) do (7.12) i porównując poszczególne składowe otrzymujemy następujący układ równań:

$$\nabla^2 A_x + \beta^2 A_x = -J_x \quad (7.16a)$$

$$\nabla^2 A_y + \beta^2 A_y = -J_y \quad (7.16b)$$

$$\nabla^2 A_z + \beta^2 A_z = -J_z \quad (7.16c)$$

gdzie $\beta^2 = \omega^2 \mu \epsilon$. Założymy w tym momencie, że fala rozchodzi się w próżni, więc $\sigma = 0$ i współczynnik fazy jest liczbą rzeczywistą:

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad (7.17)$$

Wszystkie trzy równania (7.16) mają identyczną postać, wystarczy więc znaleźć rozwiązanie dla jednego z nich. Na początku znajdziemy rozwiązanie dla źródła punktowego, które może być przybliżone za pomocą dystrybucji Diraca:

$$\nabla^2 \underline{\psi} + \beta^2 \underline{\psi} = -\delta(x)\delta(y)\delta(z) \quad (7.18)$$

gdzie ψ jest odpowiedzią na źródło punktowe umieszczone w początku układu współrzędnych. Jeśli prąd płynie w kierunku z, to $\psi = A_z$. Dla wszystkich punktów oprócz początku układu współrzędnych słuszne jest równanie

$$\nabla^2 \underline{\psi} + \beta^2 \underline{\psi} = 0 \quad (7.19)$$

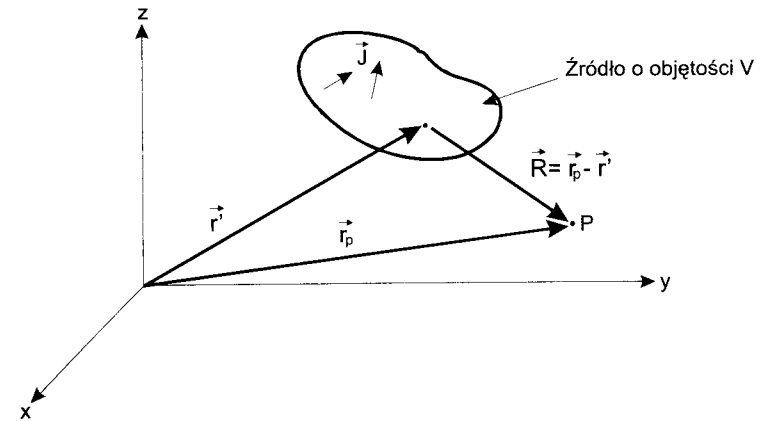
zwane *skalarne równaniem falowym* lub *równaniem Helmholtza*. Z powodu symetrii laplasjan zapisujemy we współrzędnych sferycznych i wtedy ψ zależy tylko od odległości od środka układu. Dwa rozwiązania (7.19) są postaci $e^{-j\beta r}/r$ oraz $e^{j\beta r}/r$. Odpowiadają one odpowiednio falam rozchodzącym się od środka układu i do środka układu współrzędnych. Fizyczne znaczenie ma tylko rozwiązanie dla fali poruszającej się na zewnątrz, co daje nam następujące rozwiązanie dla źródła punktowego (po oszacowaniu współczynnika proporcjonalności):

$$\underline{\psi} = \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \quad (7.20)$$

Jest to tzw. *funkcja Greena*, która określa odpowiedź w odległości r od punktowego źródła umieszczonego w początku układu współrzędnych. Jeśli źródło leży poza początkiem układu, to musimy obliczyć odległość R pomiędzy położeniem źródła a punktem obserwacji P (rys. 7.5). Wtedy rozwiązanie (7.20) wygląda następująco:

$$\underline{\psi} = \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} \quad (7.21)$$

Dla dowolnego rozkładu prądu płynącego wzdłuż osi z potencjał wektorowy ma tylko składową z-ową. Jeżeli przyjmiemy, że źródło jest zbiorem źródeł punktowych o amplitudzie prądu ważonej przez rozkład J_z , to odpowiedź A_z jest ważoną sumą odpowiedzi na źródła punktowe (7.21). Można ją wyrazić jako całkę po objętości v' :



Rys. 7.5. Geometria systemu ze źródłami promieniowania

$$A_z = \iiint_V J_z \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dv' \quad (7.22)$$

Podobne równania obowiązują dla składowej x i y. Całkowite rozwiązanie jest sumą po wszystkich składowych:

$$\underline{\vec{A}} = \iiint_V \underline{\vec{J}} \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dv' \quad (7.23)$$

Wzór (7.23) jest rozwiązaniem wektorowego równania falowego (7.12). Geometria systemu, dla którego ułożono równanie, jest przedstawiona na rys. 7.5. Wektor $\vec{r}'$ łączy środek układu z dowolnym punktem wewnątrz źródła, $\vec{r}_p$ jest wektorem między środkiem układu a punktem obserwacji P , natomiast $\vec{R}$ łączy źródło z punktem obserwacji i jest równy $\vec{r}_p - \vec{r}'$.

Podsumujemy procedurę znajdowania pól wytwarzanych przez źródło o rozkładzie objętościowym prądu $\underline{\vec{J}}$. W pierwszym kroku znajdujemy $\underline{\vec{A}}$ z równania (7.23). Pole magnetyczne $\underline{\vec{H}}$ otrzymujemy z (7.4). Pole elektryczne można obliczyć z (7.13), częściej jednak wykorzystuje się przekształcone równanie (7.2):

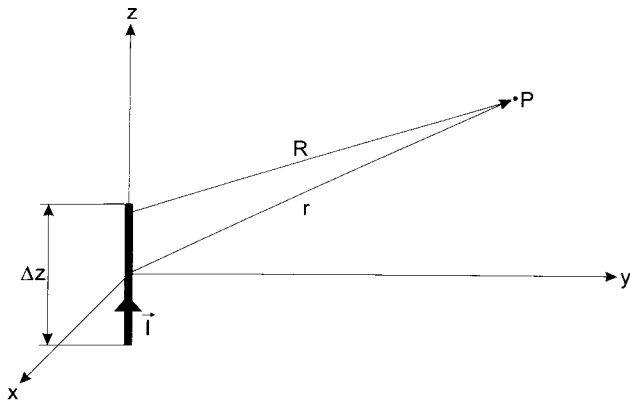
$$\underline{\vec{E}} = \frac{1}{j\omega\epsilon} (\nabla \times \underline{\vec{H}} - \underline{\vec{J}}) \quad (7.24)$$

jeśli znajdujemy się w obszarze zajmowanym przez źródło lub

$$\underline{\vec{E}} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \underline{\vec{H}} \quad (7.25)$$

7.3. Dipol idealny

Zajmiemy się teraz analizą dwóch ładunków znajdujących się bardzo blisko siebie ($\Delta z \rightarrow 0$ lub $\Delta z \ll \lambda$) i połączonych nieskończenie cienkim przewodem. Rozkład prądu płynącego wzdłuż przewodu jest równomierny, a sam element jest umiesz-



Rys. 7.6. Dipol idealny z równomiernym rozkładem prądu

czony wzdłuż osi z w początku układu współrzędnych (rys. 7.6). Taką strukturę zwiemy **dipolem idealnym**. Nie występuje on samodzielnie, ale może być bardzo małym fragmentem prądu płynącego w antenie rzeczywistej. Fizyczny model dipola idealnego powstały poprzez dołączenie pojemności wierzchołkowych (których działanie omówimy nieco później) nosi czasem nazwę **dipola Hertza**. Analiza pól dipola idealnego jest ważna z praktycznego punktu widzenia, gdyż niektóre wnioski odnoszą się do wszystkich źródeł promieniowania. Pola wytwarzane przez dipol przybliżają pola wytwarzane przez elektrycznie małe anteny analizowane w rozdziale 8.

Dla elementu o równomiernym rozkładzie prądu wzdłuż osi z o amplitudzie I wzór (7.23) na potencjał wektorowy redukuje się do całki pojedynczej po z :

$$\vec{A} = \hat{z} I \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dz' \quad (7.26)$$

Δz jest bardzo małe w porównaniu z długością fali oraz R i dlatego odległość R między punktami umieszczonymi na dipolu a punktem obserwacji jest w przybliżeniu równa odległości r między początkiem układu a punktem obserwacji P . Podstawiając r za R w (7.26) i całkując otrzymujemy

$$\vec{A} = \frac{I e^{-j\beta r}}{4\pi r} \Delta z \hat{z} \quad (7.27)$$

Dla wielu źródeł z prądem możemy dokonać zamiany R na r w mianowniku (7.26), ale zwykle nie możemy tego uczynić w wykładniku. Jest to możliwe tylko w przypadku bardzo małych źródeł.

Obliczmy teraz pola wytwarzane przez dipol idealny. Pole magnetyczne jest równe

$$\vec{H} = \nabla \times \vec{A} = \nabla \times (A_z \hat{z}) \quad (7.28)$$

Stosując tożsamość wektorową (dodatek C.9) otrzymujemy

$$\vec{H} = (\nabla A_z) \times \hat{z} + A_z (\nabla \times \hat{z}) = (\nabla A_z) \times \hat{z} \quad (7.29)$$

Drugi składnik w powyższym wzorze jest równy 0 (rotacja ze stałej). Podstawiając (7.27) do (7.29) dostajemy

$$\vec{H} = \nabla \left(\frac{I \Delta z e^{-j\beta r}}{4\pi r} \right) \times \hat{z} \quad (7.30)$$

Obliczając gradient we współrzędnych sferycznych mamy

$$\vec{H} = \frac{I \Delta z}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{-j\beta r}}{r} \right) \hat{r} \times \hat{z} = \frac{I \Delta z}{4\pi} \left[\frac{-j\beta e^{-j\beta r}}{r} - \frac{e^{-j\beta r}}{r^2} \right] \hat{r} \times \hat{z} \quad (7.31)$$

Wykorzystując zapis wersora $\hat{z}$ we współrzędnych sferycznych w iloczynie

$$\hat{r} \times \hat{z} = \hat{r} \times (\hat{r} \cos \theta - \hat{\theta} \sin \theta) = -\hat{\phi} \sin \theta \quad (7.32)$$

wstawiamy go do (7.31):

$$\vec{H} = \frac{I \Delta z}{4\pi} \left[\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2} \right] e^{-j\beta r} \sin \theta \hat{\phi} \quad (7.33)$$

Pole elektryczne wytwarzane przez dipol idealny możemy obliczyć z równania (7.25). Wynosi ono

$$\begin{aligned} \vec{E} = \frac{I \Delta z}{4\pi} \left[\frac{j\omega\mu}{r} + \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{r^2} + \frac{1}{j\omega\epsilon r^3} \right] e^{-j\beta r} \sin \theta \hat{\theta} + \\ + \frac{I \Delta z}{2\pi} \left[\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{r^2} + \frac{1}{j\omega\epsilon r^3} \right] e^{-j\beta r} \cos \theta \hat{r} \end{aligned} \quad (7.34)$$

Pominęliśmy dla uproszczenia w zapisie zależność od czasu (zapis pełny $e^{j(\omega t - \beta r)}$). Równania (7.33) i (7.34) możemy przepisać w bardziej dogodnej do analizy postaci:

$$\begin{aligned} \vec{E} = \frac{I \Delta z}{4\pi} j\omega\mu \left[1 + \frac{1}{j\beta r} + \frac{1}{(j\beta r)^2} \right] \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \theta \hat{\theta} + \\ + \frac{I \Delta z}{2\pi} j\omega\mu \left[\frac{1}{j\beta r} + \frac{1}{(j\beta r)^2} \right] \frac{e^{-j\beta r}}{r} \cos \theta \hat{r} \end{aligned} \quad (7.35)$$

$$\vec{H} = \frac{I \Delta z}{4\pi} j\beta \left(1 + \frac{1}{j\beta r} \right) \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin \theta \hat{\phi} \quad (7.36)$$

Pole elektryczne wytwarzane przez dipol idealny ma w ogólności dwie składowe: E_r i E_θ , natomiast pole magnetyczne ma składową H_ϕ .

Struktura pola elektromagnetycznego wokół dipola zmienia się w zależności od odległości obserwacji. Jeśli znajdujemy się bardzo blisko dipola ($r \ll \lambda$ lub $\beta r \ll 1$), to składniki w nawiasach wzorów (7.35) i (7.36) przyjmują znaczące wartości (możemy nawet pominąć „1” w nawiasach). Mówimy wtedy, że znajdujemy się w **strefie indukcji (strefie bliskiej)**. Pole elektryczne ma dwie składowe: E_r i E_θ (są one współfazowe względem siebie), natomiast pole

magnetyczne ma składową H_ϕ . Pola w strefie indukcji są bardzo skomplikowane. Pole elektryczne jest przesunięte w fazie względem pola magnetycznego o 90° (pomijamy „1” w 7.36), dlatego też licząc wektor Poyntinga otrzymamy wartość 0. Oznacza to, że dipol w strefie bliskiej nie promieniuje energii na zewnątrz. Jest ona magazynowana w polu elektrycznym i magnetycznym, podobnie jak energia magazynowana w cewce lub kondensatorze.

W miarę wzrostu odległości punktu obserwacji od dipola maleje wkład pochodzący od składników z r w mianowniku. Składowe pola elektrycznego stają się przesunięte w fazie o 90° i wypadkowy wektor $\vec{E}$ jest spolaryzowany eliptycznie. Składowe E_θ i H_ϕ stają się współfazowe, dlatego wektor Poyntinga **przyjmuje wartości niezerowe** (oznacza to przepływ energii wzdłuż kierunku propagacji — pojawia się promieniowanie). Strefa, w której zachodzą powyższe zjawiska, dla której $\beta r > 1$, nosi nazwę **strefy pośredniej (Fresnela)**. Pola w tej strefie są również dość skomplikowane, a zależności (7.35) i (7.36) można uprościć poprzez pominięcie składników z r w mianowniku.

Dla bardzo dużych odległości od dipola ($r \gg \lambda$) pomijamy w nawiasach wszystkie składniki z r . Dodatkowo zauważmy, że składowa E_r maleje odwrotnie proporcjonalnie do r^2 , dlatego dla dużych r możemy ją pominąć. Ostatecznie pozostaną tylko składowe E_θ i H_ϕ :

$$\vec{E} = \frac{I\Delta z}{4\pi} j\omega\mu \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \hat{\theta} \quad (7.37)$$

$$\vec{H} = \frac{I\Delta z}{4\pi} j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \hat{\phi} \quad (7.38)$$

Strefę tę nazywamy **strefą promieniowania (daleką lub Fraunhofer)**. Pole elektryczne jest w niej prostopadłe do pola magnetycznego i w danym punkcie prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali. Fala pochodząca od dipola jest falą sferyczną, jednak w strefie dalekiej na małym obszarze (tym większym, im dalej od źródła) ma ona **lokalnie charakter fali płaskiej typu TEM**. W powietrzu lub wolnej przestrzeni stosunek obu składowych wynosi

$$\frac{E_\theta}{H_\phi} = \frac{\omega\mu}{\beta} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = 120\pi \Omega \quad (7.39)$$

a więc jest równy impedancji falowej próżni. Obliczmy jeszcze zespoloną moc przepływającą przez powierzchnię kuli o dostatecznie dużym promieniu r ze środkiem położonym w centrum dipola:

$$\begin{aligned} P_{pr} &= \frac{1}{2} \iint_S \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot d\vec{s} = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{I\Delta z}{4\pi} \right)^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi j\omega\mu \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \hat{\theta} \times (-j\beta) \frac{e^{+j\beta r}}{r} \sin\theta \hat{\phi} \cdot d\vec{s} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} \left(\frac{I\Delta z}{4\pi} \right)^2 \omega\mu\beta \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\sin^2\theta}{r^2} \hat{r} \cdot \hat{r} \sin\theta d\phi d\theta = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{I\Delta z}{4\pi} \right)^2 \omega\mu\beta \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin^3\theta d\theta = \frac{1}{2} \left(\frac{I\Delta z}{4\pi} \right)^2 \omega\mu\beta 2\pi \frac{4}{3} = \frac{\omega\mu\beta}{12\pi} (I\Delta z)^2 \end{aligned} \quad (7.40)$$

Wektor Poyntinga w strefie promieniowania jest rzeczywisty. P_{pr} oznacza moc wypromieniowaną przez dipol w przestrzeń. Moc ta nie zależy od promienia r . Z mocą promieniowaną przez antenę ma związek jej impedancja wejściowa, którą omówimy później. Opisane własności pól wytwarzanych przez dipol idealny odnoszą się do **wszystkich** źródeł promieniowania.

Ponieważ większość parametrów anten jest definiowana i mierzona w strefie promieniowania, dlatego też niezwykle ważne staje się określenie kryteriów odległościowych podziału na strefy. Aby to uczynić, rozważymy prosty przykład anteny liniowej o skończonej długości, umieszczonej w początku układu współrzędnych wzdłuż osi z (rys. 7.7). Wiele anten stosowanych w praktyce może być przybliżonych przez to **źródło liniowe** (np. dipol półfalowy). W tym przypadku potencjał wektorowy ma tylko składową z , a całka potrójna redukuje się do całki liniowej po z :

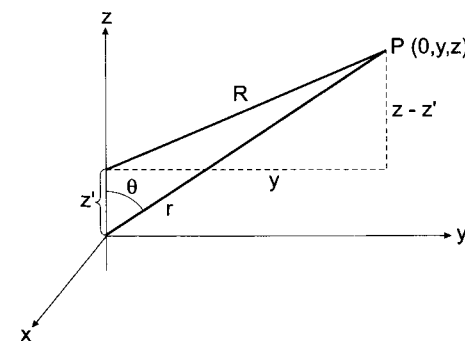
$$A_z = \int I(z') \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dz' \quad (7.41)$$

Z powodu symetrii źródła pola przez nie wytwarzane nie będą się zmieniać w funkcji kąta ϕ . Kiedy obserwator zaczyna okrążyć źródło w takiej samej odległości r i dla stałej współrzędnej z , widok anteny pozostaje nie zmieniony; podobnie dzieje się też z polami. Dla ułatwienia wybierzemy sobie punkt obserwacji w płaszczyźnie yz ($\phi = 90^\circ$). Zachodzą następujące zależności (patrz rys. 7.7):

$$r^2 = y^2 + z^2 \quad (7.42)$$

$$z = r \cos\theta \quad (7.43)$$

$$y = r \sin\theta \quad (7.44)$$



Rys. 7.7. Geometria do obliczeń źródła liniowego

Widzimy też, że $\vec{r}_p = \vec{r} = y\hat{y} + z\hat{z}$ i $\vec{r}' = z'\hat{z}$, co prowadzi do $\vec{R} = \vec{r}_p - \vec{r}' = y\hat{y} + (z - z')\hat{z}$ i dalej

$$R = \sqrt{y^2 + (z - z')^2} = \sqrt{y^2 + z^2 - 2zz' + (z')^2} \quad (7.45)$$

Podstawiając (7.42) i (7.43) do (7.45) w celu wyrażenia wszystkich współrzędnych w układzie sferycznym mamy

$$R = \sqrt{r^2 + [-2r \cos \theta z' + (z')^2]} \quad (7.46)$$

Aby otrzymać przybliżone wyrażenie na R , rozwinimy (7.46) za pomocą dwumianu:

$$\begin{aligned} R &= r - z' \cos \theta + \frac{(z')^2}{2r} - \frac{(z')^2 \cos^2 \theta}{2r} + \dots = \\ &= r - z' \cos \theta + \frac{(z')^2 \sin^2 \theta}{2r} + \dots \end{aligned} \quad (7.47)$$

Składniki w podanym szeregu maleją wraz ze wzrostem potęgi z' , jeśli z' jest małe w porównaniu z r . Otrzymane wyrażenie na R jest używane w całce (7.41) w różnym stopniu przybliżenia. W mianowniku (wpływającym tylko na amplitudę) wstawiamy

$$|\vec{R}| = R \approx r \quad (7.48)$$

Możemy tak uczynić, gdyż w strefie promieniowania r jest bardzo duże w porównaniu z rozmiarem anteny ($r \gg z' \geq z' \cos \theta$). W wykładniku $-\beta R$ musimy zachować większą dokładność. Całka (7.41) sumuje wkłady pochodzące ze wszystkich punktów leżących wzdłuż źródła punktowego. Chociaż amplitudy fal pochodzących z każdego punktu są zasadniczo takie same, fazy mogą być różne, jeśli różnice dróg są porównywalne z długością fali. Użyjemy zatem dwóch pierwszych składników rozwinięcia (7.47) w liczniku

$$R \approx r - z' \cos \theta \quad (7.49)$$

Ostatecznie całka przybierze postać

$$A_z = \int I(z') \frac{e^{-j\beta r(r - z' \cos \theta)}}{4\pi r} dz' = \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \int I(z') e^{j\beta z' \cos \theta} dz' \quad (7.50)$$

Całkujemy oczywiście tylko wzdłuż źródła liniowego. Możemy dostrzec wyraźne podobieństwo (7.50) do całek występujących w zespolonym szeregu Fouriera. Obliczamy następnie pole magnetyczne:

$$\vec{H} = \nabla \times \vec{A} = \nabla \times (A_z \hat{z}) = \nabla \times (-A_z \sin \theta \hat{\theta} + A_z \cos \theta \hat{r}) \quad (7.51)$$

Ponieważ zapisaliśmy A_z jako funkcję r i θ , liczymy rotację we współrzędnych sferycznych i dostajemy

$$\vec{H} = \hat{\phi} \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (-r A_z \sin \theta) - \frac{\partial}{\partial \theta} (A_z \cos \theta) \right] \quad (7.52)$$

Podstawiając (7.50) mamy dalej

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \hat{\phi} \left\{ \frac{-\sin \theta}{4\pi r} \int I(z') e^{j\beta z' \cos \theta} dz' \frac{\partial}{\partial r} e^{-j\beta r} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} [\cos \theta \int I(z') e^{j\beta z' \cos \theta} dz'] \right\} = \\ &= \hat{\phi} \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r^2} \left\{ j\beta \sin \theta \int I(z') e^{j\beta z' \cos \theta} dz' - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} [\cos \theta \int I(z') e^{j\beta z' \cos \theta} dz'] \right\} \end{aligned} \quad (7.53)$$

Stosunek pierwszego do drugiego składnika w nawiasie jest rzędu βr . Jeśli $\beta r \gg 1$, to drugi składnik jest znacznie mniejszy w porównaniu z pierwszym i można go pominąć. Ostatecznie pole magnetyczne w strefie promieniowania, pochodzące od źródła liniowego, jest równe

$$\vec{H} = \hat{\phi} j\beta \sin \theta \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \int I(z') e^{j\beta z' \cos \theta} dz' = \hat{\phi} j\beta \sin \theta A_z \quad (7.54)$$

Pole elektryczne można znaleźć ze wzoru (7.13). Podstawiając do tego wzoru (7.41) i uwzględniając tylko składniki znaczące w strefie promieniowania, otrzymujemy przybliżenie dla tej strefy:

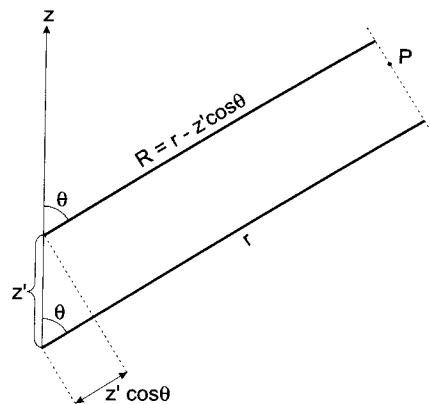
$$\vec{E} = -j\omega \mu A_\theta \hat{\theta} = \hat{\theta} j\omega \mu \sin \theta A_z \quad (7.55)$$

Zatem w strefie dalekiej źródło liniowe wytwarza składowe H_ϕ i E_θ . Jedynym problemem pozostaje obliczenie A_z i jest to kluczowy punkt w analizie anten.

Stosunek E_θ do H_ϕ jest równy impedancji charakterystycznej ośrodka. Składowe pól są wzajemnie do siebie prostopadłe i jednocześnie prostopadłe do kierunku propagacji. Są to cechy fali płaskiej, przy czym tutaj faza na płaszczyźnie ulega zmianie, a amplituda jest proporcjonalna do $1/r$. Powiedzieliśmy już sobie, że jest to fala lokalnie płaska. Dzięki temu znając jedną składową pola możemy z prostych zależności dla fali płaskiej obliczyć drugą składową. Odnosi się to do wszystkich źródeł promieniujących, jeśli tylko znajdujemy się w strefie promieniowania. Zakładając ponadto, że fala wytwarzana przez źródło jest kulista, amplituda pola elektrycznego i magnetycznego w tej strefie jest proporcjonalna do $1/r$.

Przedstawione przybliżenia dla strefy promieniowania mają prostą interpretację geometryczną. Jeśli narysujemy promień z każdego punktu źródła jako linie równoległe (rys. 7.8), możemy łatwo zweryfikować prawidłowość przybliżenia (7.49). Promienie będą dokładnie równoległe tylko wtedy, gdy punkt obserwacji P będzie znajdował się w nieskończoności, ale dla strefy promieniowania jest to dobre przybliżenie. Obliczenia w wielu przypadkach rozpoczyna się od przyjęcia założenia o równoległości promieni, a następnie liczy się R z zależności geometrycznych. Rozważmy dowolne źródło przedstawione na rys. 7.9. Wynika z niego, że

$$R = r - r' \cos \alpha \quad (7.56)$$



Rys. 7.8. Przybliżenie promieniami równoległymi dla źródła liniowego

Wykorzystując definicję iloczynu skalarnego możemy zapisać ten wzór następująco:

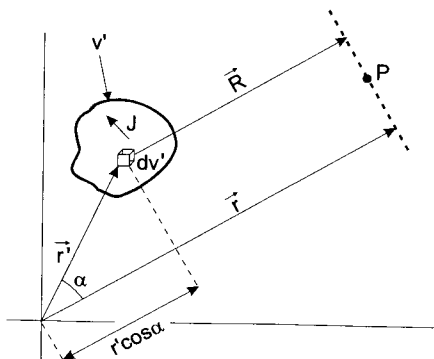
$$\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}' \frac{\mathbf{\hat{r}} \cdot \mathbf{\hat{r}}'}{r r'} \quad (7.57)$$

lub

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{\hat{r}} \cdot \mathbf{\hat{r}}' \quad (7.58)$$

Zwróćmy uwagę, że gdy $\mathbf{\hat{r}}' = z'\mathbf{\hat{z}}$ (jak mamy w przypadku naszego źródła liniowego), wzór (7.58) upraszcza się do (7.49). Równanie (7.58) opisuje $\mathbf{R}$ w strefie promieniowania w celu użycia tego przybliżenia w wykładniku określającym fazę.

Definicja odległości, dla której zaczyna się strefa promieniowania, jest oparta na określeniu odległości r , dla której przestaje obowiązywać przybliżenie mówiące o równoległości promieni. Mówiąc dokładniej, odległość r_{ff} , w której zaczyna się strefa promieniowania, jest tą wartością r , dla której zmiana długości wynikająca z pominięcia trzeciego składnika rozwinięcia (7.47) wynosi jedną szesnastą długości fali. Odpowiada to błędowi fazy równemu $2\pi/\lambda \cdot \lambda/16 = \frac{\pi}{8} \text{ rad} = 22,5^\circ$.



Rys. 7.9. Przybliżenie promieniami równoległymi dla źródła o dowolnych rozmiarach

Jeśli D jest długością źródła liniowego, odległość r_{ff} jest znajdowana poprzez przyrównanie maksymalnej wartości trzeciego składnika rozwinięcia (7.47) ($z' = D/2$ i $\theta = 90^\circ$) do $\lambda/16$:

$$\frac{(D/2)^2}{2r_{ff}} = \frac{\lambda}{16} \quad (7.59)$$

Rozwiązując to równanie dostajemy

$$r_{ff} = \frac{2D^2}{\lambda} \quad (7.60)$$

W przypadku dowolnej anteny D jest jej największym rozmiarem liniowym (długość dipola, średnica anteny parabolicznej itp.). Możemy teraz określić warunki wyznaczające pole dalekie anteny:

$$r > \frac{2D^2}{\lambda} \quad (7.61)$$

$$r \gg D \quad (7.62)$$

$$r \gg \lambda \quad (7.63)$$

Warunek (7.62) wynika z przybliżenia we wzorze (7.48) dla potrzeb określenia amplitudy pola. Warunek (7.63) wynika z kolei z warunku $\beta r = (2\pi r/\lambda) \gg 1$ wykorzystanego przy redukcji wzoru (7.53) do (7.54). Należy zauważyć, że strefa daleka zaczyna się w momencie, gdy spełnione są jednocześnie **wszystkie** trzy warunki. W zakresie fal UKF wystarcza zwykle warunek (7.61), dla fal o mniejszych częstotliwościach, gdy rozmiary anten są często małe w porównaniu z λ , początek strefy wyznaczają dwa pozostałe warunki.

Warunki dla określenia granicy strefy pośredniej i indukcji wynikają z dokładniejszego przybliżenia r wzorem (7.47). Uwzględniamy teraz trzy pierwsze wyrazy rozwinięcia. Błąd będzie zatem brał się głównie z pominięcia czwartego wyrazu. Aby określić maksymalny błąd fazy, musimy najpierw wyznaczyć kąt θ , dla którego czwarty wyraz osiąga maksimum. W tym celu różniczkujemy go i przyrównujemy pochodną do zera:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{r^2} \left(\frac{(z')^3}{2} \cos \theta \sin^2 \theta \right) \right] = \frac{(z')^3}{2r^2} \sin \theta [-\sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta] = 0 \quad (7.64)$$

Odrzucamy jako rozwiązanie $\theta = 0$, gdyż cały wyraz przybiera zerową wartość (najmniejszy błąd). Największy błąd występuje wtedy, gdy znika drugi składnik (7.64), czyli

$$[-\sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta]_{\theta=\theta_1} = 0 \Rightarrow \theta_1 = \arctg(\pm \sqrt{2}) \quad (7.65)$$

Jeśli przyjmiemy, że maksymalny błąd fazy nie może przekraczać $\pi/8$, to odległość r , dla której to następuje, może być znaleziona z równania

$$\begin{aligned} \frac{\beta(z')^3}{2r^2} \cos \theta \sin^2 \theta \Big|_{z'=1/2, \theta=\arctg \sqrt{2}} &= \frac{\pi}{\lambda} \frac{D^3}{8r^2} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{2}{3} = \\ &= \frac{\pi}{12\sqrt{3}} \left(\frac{D^3}{\lambda r^2} \right) \leq \frac{\pi}{8} \end{aligned} \quad (7.66)$$

co ostatecznie daje

$$r \geq 0,62 \sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} \quad (7.67)$$

Dla r spełniających tę nierówność wartość błędu powstała na skutek pominięcia czwartego wyrazu rozwinięcia (7.47) jest mniejsza od $\pi/8$ radiana. Wartości r spełniające nierówność i mniejsze od wyznaczonych z warunków (7.61 ÷ 63) określają obszar strefy pośredniej (Fresnela). Wartości r mniejsze od prawej strony nierówności (7.67) określają obszar należący do strefy indukcji. W literaturze można spotkać się z nieco innymi kryteriami podziału stref wokół anteny, lecz przedstawione należą do najczęściej używanych w praktyce.

7.4. Parametry anten

7.4.1. Charakterystyka promieniowania

Każde źródło fal elektromagnetycznych wysyła więcej energii w jednych kierunkach, a mniej w innych. **Charakterystyka promieniowania** jest graficznym odzwierciedleniem zdolności promieniowania energii przez antenę w różnych kierunkach. Jest ona definiowana jako rozkład pola elektrycznego na powierzchni kuli o bardzo dużym promieniu (strefa promieniowania), której środek pokrywa się ze środkiem badanej anteny. Dzięki temu charakterystyka **nie zależy od odległości od anteny**, a tylko od kątów ϕ i θ . Charakterystyka promieniowania jest trójwymiarowa i może być zobrazowana za pomocą odwzorowań typowych dla kartografii. Zwykle przedstawia się ją w jednej lub dwóch odpowiednio dobranych płaszczyznach w układzie współrzędnych biegunowych (rzadziej prostokątnych). Charakterystyka odzwierciedla zarówno amplitudę pola elektrycznego wytwarzaną w danym kierunku, jak i jego fazę, choć w większości przypadków charakterystyki fazowe nie są prezentowane w katalogach.

Natężenie pola elektrycznego określamy w V/m. Mierzac charakterystykę w strefie dalekiej otrzymamy różne bezwzględne wartości pola w zależności od odległości od anteny. Otrzymane charakterystyki różnych anten trudno byłoby porównać ze sobą, gdyby wyrażono je bezpośrednio w V/m. Aby otrzymywane wyniki były porównywalne (wszak charakterystyka nie zależy od r), stosujemy **unormowaną (znormalizowaną) charakterystykę promieniowania**, którą dostajemy po podzieleniu wyników pomiaru przez największą wartość natężenia pola elektrycznego:

$$F(\theta, \phi) = \frac{E_0(\theta, \phi)}{E_{0\max}} \quad (7.68)$$

(dla uproszczenia zapisu nie podkreślamy F , choć jest to w ogólności liczba zespolona). Otrzymane w ten sposób wartości (moduł) zawierają się między 0 a 1. Dla wygody projektantów wartości charakterystyki są praktycznie zawsze określone w dB. Czasami spotyka się definicję charakterystyki promieniowania opartą na powierzchniowej gęstości mocy (składowa radialna wektora Poyntinga wynosi $1/2 \vec{E}_0 \vec{H}_0^* = |\vec{E}_0|^2 / (240\pi)$). Charakterystyka zdefiniowana za pomocą powierzchniowej gęstości mocy wynosi

$$P(\theta, \phi) = |F(\theta, \phi)|^2 \quad (7.69)$$

Jeśli tak zdefiniowaną charakterystykę wyrazi się w dB, to jest ona identyczna z charakterystyką definiowaną na podstawie natężenie pola.

Każda antena zorientowana względem powierzchni ziemi wytwarza charakterystykę w płaszczyźnie poziomej (ziemi) i pionowej. Nie jest to, niestety, jednoznaczny sposób określania charakterystyk. Po obrocie anteny o pewien kąt charakterystyka w płaszczyźnie pionowej może się stać charakterystyką w płaszczyźnie poziomej. Aby uniknąć tego typu pomyłek, należy w katalogu zawsze sprawdzić sposób mocowania anteny na maszcie względem powierzchni ziemi. Lepszym sposobem określenia charakterystyk jest ich przedstawienie w tzw. płaszczyźnie E i płaszczyźnie H. **Charakterystyką w płaszczyźnie E** nazywamy charakterystykę zdjętą w płaszczyźnie zawierającej wektor $\vec{E}$ (równoległej do niego) i zawierającej środek anteny. Dla naszego źródła liniowego umieszczonego wzdłuż osi z pole elektryczne ma w strefie dalekiej tylko składową E_θ . Tak więc każda płaszczyzna przechodząca przez oś z zawiera wektor $\vec{E}$ (np. zx lub zy). Widać w tym konkretnym przykładzie brak zależności od kąta ϕ . **Charakterystyka w płaszczyźnie H** jest zdjęta w płaszczyźnie zawierającej wektor $\vec{H}$, czyli w przypadku źródła liniowego jest to płaszczyzna xy . Charakterystyki promieniowania dipola idealnego przedstawiono na rys. 7.10ab, a wersję trójwymiarową na rys. 7.10c. Znormalizowana charakterystyka promieniowania dla dipola idealnego wynosi (wzór 7.37)

$$F(\theta) = \frac{(I\Delta z/4\pi) j\omega\mu (e^{-j\beta r}/r) \sin \theta}{(I\Delta z/4\pi) j\omega\mu (e^{-j\beta r}/r)} = \sin \theta \quad (7.70)$$

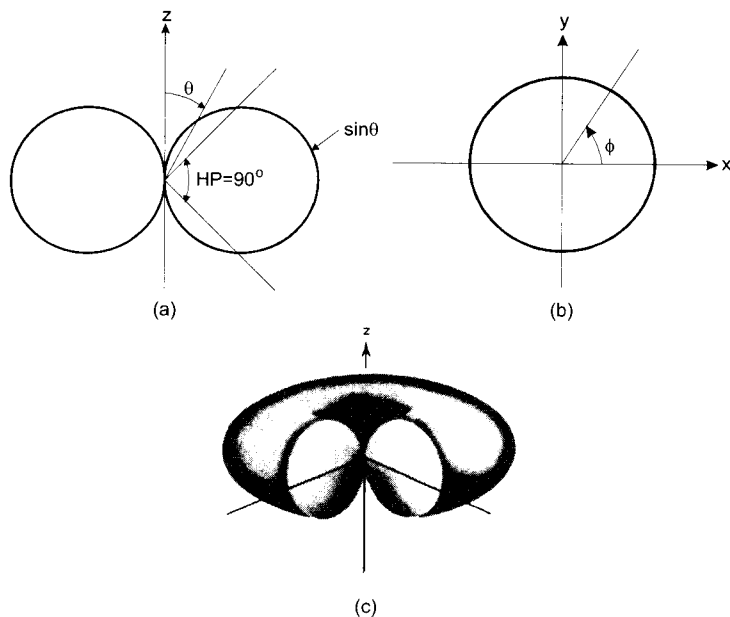
i jest to oczywiście charakterystyka w płaszczyźnie E (brak zależności od ϕ — charakterystyka dookólna w płaszczyźnie H). Charakterystyka w płaszczyźnie E dla źródła liniowego o długości L wynosi [9]

$$F(\theta) = \sin \theta \frac{\sin[(\beta L/2) \cos \theta]}{(\beta L/2) \cos \theta} \quad (7.71)$$

Drugi czynnik w podanym wzorze jest funkcją próbkującą $Sa(x) = \sin(x)/x$, z którą będziemy się jeszcze spotykać w przyszłości. Funkcja próbkująca ma maksimum dla $x = 0$, co odpowiada $\theta = 90^\circ$ lub $x = (\beta L/2) \cos \theta$.

W ogólności znormalizowana charakterystyka promieniowania może być zapisana jako następujący iloczyn:

$$F(\theta, \phi) = g(\theta, \phi) f(\theta, \phi) \quad (7.72)$$



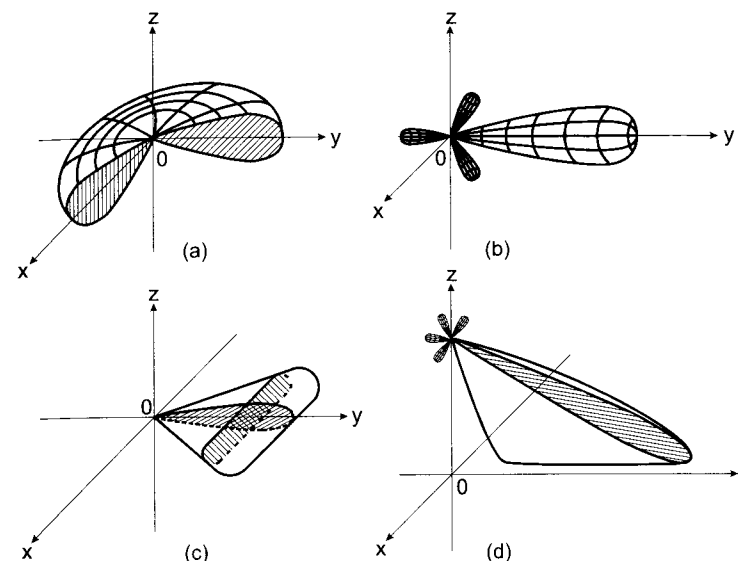
Rys. 7.10. Charakterystyka promieniowania dipola idealnego: a) w płaszczyźnie E, b) w płaszczyźnie H, c) trójwymiarowa

$g(\theta, \phi)$ jest charakterystyką promieniowania nieskończenie małego elementu z prądem, zwaną **charakterystyką elementu**. Czynniki $f(\theta, \phi)$ jest zwany **charakterystyką układu** i zależy od rozkładu prądu w przestrzeni. Dla dipola idealnego jego charakterystyka promieniowania jest jednocześnie charakterystyką elementu:

$$F(\theta) = g(\theta) = \sin\theta \quad (7.73)$$

Równanie (7.73) możemy interpretować jako rzut nieskończenie małego elementu z prądem w kierunku θ . Dla $\theta = 90^\circ$ widzimy maksymalną długość elementu, podczas gdy dla $\theta = 0^\circ$ (180°) widzimy rzut końca elementu (punkt), który nie daje żadnego promieniowania. Charakterystyka układu $f(\theta, \phi)$ wyraża zmianę promieniowania pochodzącą od sumowania się wszystkich promieni równoległych wychodzących ze wszystkich punktów źródła. Fale przybywają wzdłuż tych promieni do punktu obserwacji P z różnymi fazami. Dla źródła ze stałą fazą (prąd w każdym punkcie anteny ma stałą wartość fazy) wszystkie promienie przybywają z identyczną fazą do punktu obserwacji umieszczonego w kierunku prostopadłym do anteny i dlatego występuje tam maksimum charakterystyki promieniowania. W przypadku dipola idealnego możemy powiedzieć, że źródło jest tak małe, iż nie ma różnic fazy dla promieni wychodzących z różnych punktów i dlatego charakterystyka układu jest równa 1. Dla źródła liniowego mamy

$$g(\theta) = \sin\theta \quad (7.74)$$

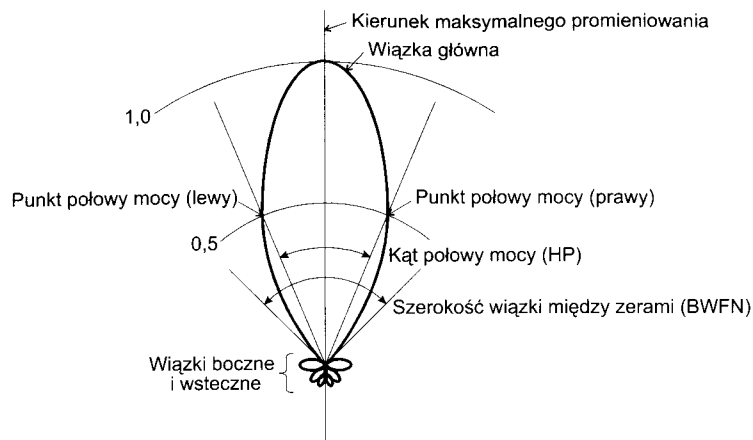


Rys. 7.11. Przykładowe charakterystyki promieniowania: a) dookólna, b) szpilkowa, c) płetwowa, d) kosekansowa

$$f(\theta) = \frac{\sin[(\beta L/2) \cos\theta]}{(\beta L/2) \cos\theta} \quad (7.75)$$

Dla długich źródeł liniowych ($L \gg \lambda$) charakterystyka układu jest bardziej „ostra” niż charakterystyka elementu $\sin\theta$ i wypadkowa charakterystyka promieniowania jest równa charakterystyce układu $F(\theta) \approx f(\theta)$.

Najczęściej spotykane charakterystyki anten przedstawiono na rys. 7.11. W niektórych przypadkach potrzebna jest również informacja o fazie pola. Odczytujemy ją poprzez charakterystykę fazową, która dla wielu anten jest stała w obrębie wiązki i zmienia się o kąt π przy przejściu od wiązki do wiązki. Zobaczmy, jak wygląda typowa charakterystyka promieniowania. Na rysunku 7.12 przedstawiono przekrój charakterystyki w pewnej płaszczyźnie w układzie współrzędnych biegunowych. Można na nim wyróżnić kierunek, gdzie promieniowanie pochodzące od anteny jest największe. Jest to tzw. **kierunek maksymalnego promieniowania**. Obszary promieniowania są przedzielone **zerami** na charakterystyce. W praktyce nie osiąga się dokładnie zer i mówimy wtedy o **minimach charakterystyki promieniowania**. Każdy obszar promieniowania nazywamy **wiązką** lub **listkiem** (dla przekroju na płaszczyźnie). Wiązka zawierająca kierunek maksymalnego promieniowania jest zwana **wiązką główną**. Pozostałe to wiązki **boczne i wsteczne**. Z reguły pomija się zależności fazowe i podaje wykres $|F(\theta, \phi)|$. Promieniowanie w innych kierunkach niż kierunek maksymalnego promieniowania jest na ogół niepożądane (oprócz anten o charakterystyce dookólnej) i dlatego zwykle dążymy do tego, aby poziom listków bocznych i wstecznych był jak najmniejszy. Ilościowo określa go parametr zwany **poziomem względnym listków niepożądanych (bocznych lub wstecznych)** i jest podawany w dB. Jest to



Rys. 7.12. Typowa charakterystyka promieniowania z zaznaczonymi parametrami

stosunek największego poziomu w największej wiązce bocznej do poziomu na kierunku maksymalnego promieniowania:

$$SLL[\text{dB}] = 20 \log \frac{|F(\text{SLL})|}{|F(\text{max})|} \quad (7.76)$$

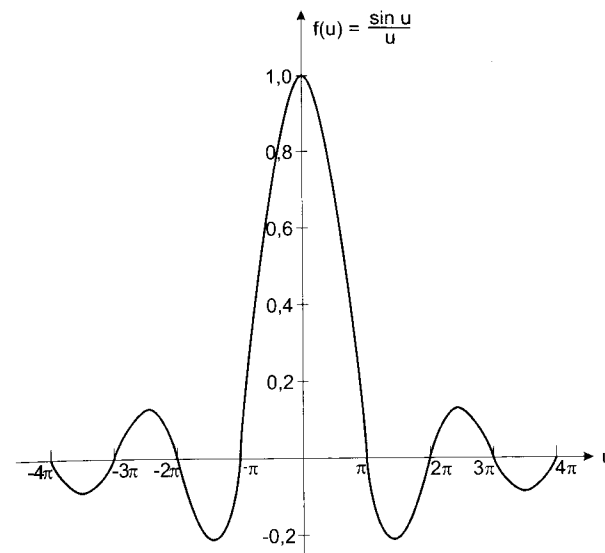
W wiązce głównej można zaznaczyć dwa punkty, w których gęstość promieniowania spada o połowę (odpowiada to spadkowi natężenia pola o 3 dB lub do wartości $E_{\text{max}}/\sqrt{2}$). Są to **punkty połowy mocy**. Kąt między dwoma kierunkami wyznaczonymi przez punkty połowy mocy nazywamy **kątem połowy mocy**

$$\text{HP} = |\theta_{\text{HPL}} - \theta_{\text{HPR}}| \quad (7.77)$$

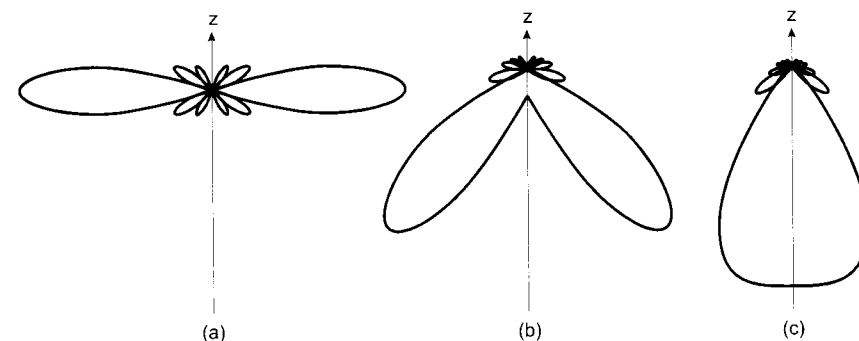
gdzie θ_{HPL} i θ_{HPR} są odpowiednio kątami między punktami połowy mocy po lewej i po prawej stronie kierunku maksymalnego promieniowania. Dla dipola idealnego kąt ten wynosi 90° . Jeśli narysujemy na charakterystyce styczne w punktach, gdzie wiązka główna osiąga zero, to kąt między stycznymi określa **szerokość wiązki między zerami** (BWFN). Połowa wartości tego kąta jest nazywana **rozdzielczością** anteny. Jest ona zwykle w przybliżeniu równa kątowi połowy mocy HP.

Na rysunku 7.13 przedstawiono wykres charakterystyki promieniowania źródła liniowego we współrzędnych prostokątnych. Zwróćmy uwagę na dodatnie i ujemne wartości pola w poszczególnych listkach (faza!) oraz na fakt, że aby przejść od współrzędnych biegunowych do współrzędnych prostokątnych musimy znać długość źródła L .

Na zakończenie rozważań o charakterystyce promieniowania wspomnimy o jednym ze sposobów klasyfikowania anten. Jeśli kierunek maksymalnego promieniowania anteny jest prostopadły do płaszczyzny zawierającej antenę, to nazywamy ją **anteną o promieniowaniu poprzecznym** (rys. 7.14). Jeśli kierunek maksymalnego promieniowania jest równoległy do płaszczyzny zawierającej antenę, to nazywamy ją **anteną o promieniowaniu wzdłużnym**.



Rys. 7.13. Charakterystyka promieniowania źródła liniowego o długości l i $u = (\beta L/2) \cos \theta$ we współrzędnych prostokątnych



Rys. 7.14. Charakterystyka anteny o promieniowaniu: a) poprzecznym, b) pośrednim, c) wzdłużnym

7.4.2. Kierunkowość

Bardzo ważne przy opisie anteny jest określenie, jak silnie koncentruje ona energię w jednym kierunku kosztem innych kierunków. **Kierunkowością** nazywamy miarę zdolności anteny do koncentrowania energii w jednym, wyróżnionym kierunku kosztem innych kierunków. Całkowita moc promieniowana przez antenę wynosi

$$P_{\text{pr}} = 1/2 \text{Re} \iint \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot d\vec{s} = 1/2 \text{Re} \iint (E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^*) r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (7.78)$$

W ogólnym przypadku możemy mieć do czynienia z obiema składowymi ϕ i θ pola elektrycznego i magnetycznego. Ze znanej zależności

$$\vec{H} = \frac{1}{Z_f} \hat{r} \times \vec{E} \quad (7.79)$$

otrzymujemy

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{Z_o} \quad (7.80a)$$

(Z_o — impedancja falowa próżni)

$$\text{oraz} \quad H_\theta = -\frac{E_\phi}{Z_o} \quad (7.80b)$$

Podstawiając podane wzory do (7.78) dostajemy

$$P_{pr} = \frac{1}{2Z_o} \iint (|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2) r^2 d\Omega \quad (7.81)$$

gdzie $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ jest różniczką kąta bryłowego (patrz dodatek). Całkowanie można przeprowadzić po dowolnej powierzchni obejmującej antenę, jednak ze względu na prostotę zwykle całkuje się po powierzchni kuli o środku umieszczonym w początku układu współrzędnych. Ponieważ amplitudy pól są funkcją $1/r$, dogodnie jest wprowadzić parametr zwany **gęstością promieniowania** (nie mylić z powierzchniową gęstością mocy), który jest zdefiniowany następującym równaniem:

$$U(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*) r^2 \hat{r} \quad (7.82)$$

Gęstość promieniowania jest mocą wysyłaną w danym kierunku w jednostce kąta bryłowego (steradian) i jest podawana w W/sr. Nie zależy ponadto od odległości r . Można ją wyrazić za pomocą unormowanej charakterystyki promieniowania:

$$U(\theta, \phi) = U_m |F(\theta, \phi)|^2 \quad (7.83)$$

gdzie U_m jest maksymalną gęstością promieniowania

$$U_m = U(\theta_{\max}, \phi_{\max}) \quad (7.84)$$

Całkowita moc promieniowana przez antenę jest otrzymywana poprzez sumowanie (całkowanie) gęstości promieniowania we wszystkich kierunkach (po wszystkich kątach wokół anteny):

$$P_{pr} = \iint U(\theta, \phi) d\Omega = U_m \iint |F(\theta, \phi)|^2 d\Omega \quad (7.85)$$

Przy definiowaniu kierunkowości i zysku energetycznego użyteczne jest pojęcie **anteny izotropowej**. Jest to antena, która wysyła energię jednakowo we wszystkich kierunkach. Ponieważ każde rzeczywiste źródło promieniowania jest rozciągnięte w przestrzeni, zatem antena izotropowa nie jest realizowalna fizycznie. Charakterystyka promieniowania anteny izotropowej ma postać powierzchni kuli. Gęstość promieniowania we wszystkich kierunkach jest jednakowa i wynosi U_{ave} . Moc promieniowana przez antenę izotropową wynosi $P_{pr} = \iint U_{ave} d\Omega =$

$= U_{ave} \iint d\Omega = 4\pi U_{ave}$. Dla anten innych niż izotropowa gęstość promieniowania zależy od kierunku, ale możemy zdefiniować **średnią gęstość promieniowania** jako

$$U_{ave} = \frac{1}{4\pi} \iint U(\theta, \phi) d\Omega = \frac{P_{pr}}{4\pi} \quad (7.86)$$

Średnia gęstość promieniowania może być interpretowana jako gęstość promieniowania anteny izotropowej promieniającej taką samą moc P_{pr} jak rozważana antena rzeczywista. Jako przykład rozpatrzmy dipol idealny. Gęstość promieniowania jest w tym przypadku równa (wzory 7.37, 7.38 i 7.82)

$$U(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \left(\frac{I\Delta z}{4\pi} \right)^2 \beta\omega\mu \sin^2\theta \quad (7.87)$$

gdzie:

$$U_m = \frac{1}{2} \left(\frac{I\Delta z}{4\pi} \right)^2 \beta\omega\mu \quad (7.88)$$

$$F(\theta, \phi) = \sin\theta \quad (7.89)$$

Średnia gęstość promieniowania dla dipola idealnego wynosi

$$U_{ave} = \frac{P_{pr}}{4\pi} = \frac{(\beta\omega\mu/12\pi)(I\Delta z)^2}{4\pi} = \frac{1}{3} \left(\frac{I\Delta z}{4\pi} \right)^2 \beta\omega\mu = \frac{2}{3} U_m \quad (7.90)$$

Wynik $U_m = 1,5U_{ave}$ oznacza, że w kierunku maksymalnego promieniowania gęstość promieniowania jest o 50% większa niż ta, która wystąpiłaby w przypadku anteny izotropowej promieniającej taką samą moc jak dipol idealny.

Zdefiniujmy teraz **zysk kierunkowy** (lub **funkcję kierunkowości**) jako stosunek gęstości promieniowania w danym kierunku do uśrednionej gęstości promieniowania:

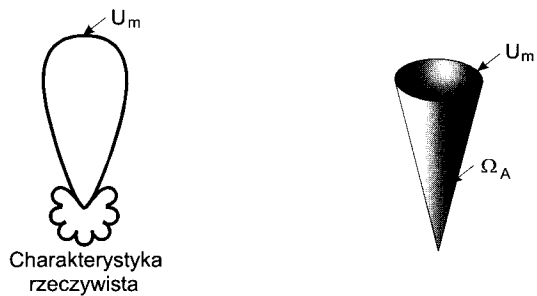
$$D(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U_{ave}} \quad (7.91)$$

Jeśli podzielimy licznik i mianownik przez r^2 , to otrzymamy gęstości powierzchniowe mocy. Zysk kierunkowy jest więc stosunkiem powierzchniowej gęstości mocy w pewnym kierunku w ustalonej odległości r do uśrednionej powierzchniowej gęstości mocy w tej odległości:

$$D(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)/r^2}{U_{ave}/r^2} = \frac{1/2 \operatorname{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \hat{r}}{P_{pr}/4\pi r^2} \quad (7.92)$$

Podstawiając (7.86) do (7.91) mamy

$$D(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{\frac{1}{4\pi} \iint U(\theta, \phi) d\Omega} = \frac{|F(\theta, \phi)|^2}{\frac{1}{4\pi} \iint |F(\theta, \phi)|^2 d\Omega} = \frac{4\pi}{\Omega_A} |F(\theta, \phi)|^2 \quad (7.93)$$



Rys. 7.15. Ilustracja interpretacji zastępczego kąta pełnej mocy anteny

Ω_A jest kątem bryłowym definiowanym jako

$$\Omega_A = \iint |F(\theta, \phi)|^2 d\Omega \quad (7.94)$$

i zwanym **zastępczym kątem pełnej mocy anteny**. Jest to hipotetyczny kąt bryłowy, w którym wysyłana byłaby cała moc promieniowana przez antenę przy założeniu, że gęstość promieniowania wewnątrz kąta wynosi U_m . Ilustruje to rys. 7.15. Łącząc (7.85) i (7.94) widzimy, że

$$P_{pr} = U_m \Omega_A \quad (7.95)$$

Kierunkowością nazywamy maksymalną wartość zysku kierunkowego (dla kierunku maksymalnego promieniowania):

$$D = \frac{U_m}{U_{ave}} \quad (7.96)$$

Kierunkowość wyraża się zwykle w dB jako

$$D_{dB} = 10 \log D \quad (7.97)$$

Łącząc (7.86) i (7.95) dostajemy

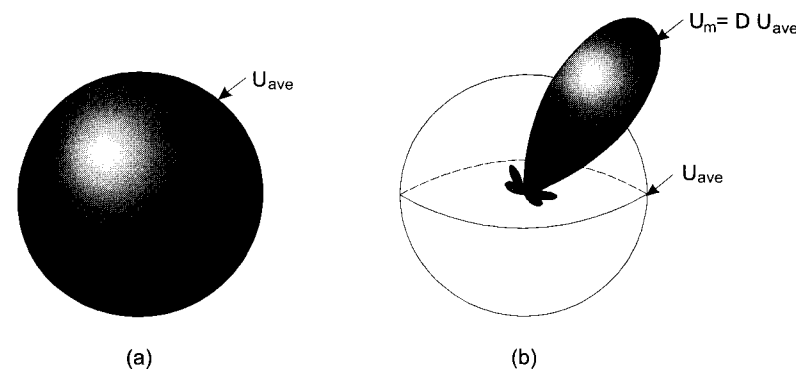
$$D = \frac{U_m}{P_{pr}/4\pi} = \frac{4\pi U_m}{U_m \Omega_A} \quad (7.98)$$

i ostatecznie

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (7.99)$$

Wzór ten jest używany w praktyce do obliczania kierunkowości. W przypadku prostych charakterystyk promieniowania kąt Ω_A można wyznaczyć analitycznie, jednak większość anten ma dość skomplikowane charakterystyki i wtedy obliczenie zastępczego kąta pełnej mocy anteny odbywa się numerycznie. Zysk kierunkowy możemy zapisać za pomocą kierunkowości:

$$D(\theta, \phi) = \frac{U_m |F(\theta, \phi)|^2}{U_{ave}} = D |F(\theta, \phi)|^2 \quad (7.100)$$



Rys. 7.16. Ilustracja kierunkowości: a) gęstość promieniowania źródła izotropowego, b) gęstość promieniowania rzeczywistej anteny

Kierunkowość D oznacza, że gęstość promieniowania w kierunku maksymalnego promieniowania jest D razy większa w porównaniu z gęstością wytwarzaną przez antenę izotropową promieniującą identyczną moc jak antena rzeczywista. Kierunkowość jest określona całkowicie przez charakterystykę promieniowania. Jest to pokazane na rys. 7.16. Jeśli cała promieniowana moc będzie wysyłana przez antenę izotropową, to gęstość promieniowania będzie miała wartość maksymalną równą średniej $U_m = U_{ave}$ (lub $\Omega_A = 4\pi$). Kierunkowość anteny izotropowej wynosi 1 (lub 0 dB). Rozkład gęstości mocy anteny rzeczywistej przedstawiono na rys. 7.16b. Maksymalna gęstość promieniowania występuje w kierunku $(\theta_{max}, \phi_{max})$, a jej wartość jest równa $U_m = D U_{ave}$. Kierując wytwarzaną energią P_{pr} w wybranym kierunku możemy zwiększyć gęstość promieniowania D razy ponad wartość, jaką otrzymalibyśmy, gdyby ta sama moc była promieniowana izotropowo. Kierunkowość dipola idealnego możemy obliczyć bezpośrednio z definicji lub z zależności (7.99). Wynosi ona 1,5 (1,76 dB), zatem jest o 50% większa od kierunkowości anteny izotropowej. W przypadku anten o bardzo wąskiej wiązce głównej (około 1°) i małych poziomach wiązek niepożądanych (np. anteny paraboliczne) możemy obliczyć kierunkowość z przybliżonego wzoru [6]

$$D = \frac{41253}{\theta_{HPE}^\circ \theta_{HPH}^\circ} \quad (7.101)$$

gdzie θ_{HPE}° i θ_{HPH}° są odpowiednio kątami połowy mocy w płaszczyźnie E i H wyrażonymi w stopniach.

7.4.3. Zysk energetyczny

Jak już zauważyliśmy, kierunkowość anteny jest całkowicie określona poprzez charakterystykę promieniowania. Kiedy stosujemy antenę w systemie radiokomunikacyjnym, jesteśmy bardziej zainteresowani tym, jak sprawnie antena zamienia energię dostępną na jej zaciskach na energię wypromieniowaną w przestrzeń, i jednocześnie jej właściwościami kierunkowymi (a więc charakterystyką

promieniowania). Kierunkowość nie jest więc najlepszym parametrem do projektowania bilansu energetycznego systemu. Lepszym parametrem jest **zysk energetyczny** (w skrócie często mówimy zysk anteny), definiowany jako wielokrotność stosunku gęstości promieniowania w danym kierunku do mocy doprowadzonej do zacisków anteny (mocy wchodzącej do zacisków wejściowych w przypadku niedopasowania impedancyjnego):

$$G(\theta, \phi) = \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{we}} \quad (7.102)$$

$U(\theta, \phi)$ jest gęstością promieniowania anteny, która jest również zależna od strat w antenie. Definicja zysku nie obejmuje strat wynikających z powodu niedopasowania impedancyjnego lub polaryzacyjnego. Zwróćmy uwagę, że w ogólności zysk anteny jest funkcją kątów (θ, ϕ) . W praktyce określa się go zwykle dla kierunku maksymalnego promieniowania:

$$G = \frac{4\pi U_m}{P_{we}} \quad (7.103)$$

Zysk energetyczny wyraża się w dB ze względu na wygodę przy projektowaniu łącza radiowego:

$$G_{dB} = 10 \log G \quad (7.104)$$

Zdefiniowany równaniem (7.103) zysk jest wyrażony względem zysku bezstratnej anteny izotropowej. W wielu katalogach podaje się czasami zysk anteny względem innych anten, najczęściej dipola półfalowego. W takim przypadku zysk anteny względem źródła izotropowego wyraża się wzorem

$$G_{dB} = G_{\lambda/2} + 2,15 \quad (7.105)$$

Należy o tym pamiętać, gdyż w przypadku podstawienia błędnej wartości do obliczeń projektowane zasięgi sygnału radiowego mogą się różnić od rzeczywistych lub też wystąpi przeszacowanie mocy nadajnika. W literaturze angielskojęzycznej na oznaczenie zysku względem anteny izotropowej używa się oznaczenia dBi, a zysku względem dipola półfalowego dBd.

Zastanówmy się nieco głębiej nad różnicą między kierunkowością i zyskiem energetycznym. Kierunkowość możemy zapisać jako

$$D = \frac{4\pi U_m}{P_{pr}} \quad (7.106)$$

Porównując ten wzór z (7.102) zauważamy jedynie różnicę w mocy stojącej w mianowniku. Kierunkowość może być traktowana jako zysk energetyczny tylko w tym przypadku, gdy cała moc wchodząca do zacisków jest równa mocy wypromieniowanej przez antenę ($P_{pr} = P_{we}$). Zysk odzwierciedla fakt, że w antenach rzeczywistych nie cała moc dostępna na zaciskach zamienia się na falę elektromagnetyczną w wolnej przestrzeni. Różnica między tymi mocami jest mocą strat cieplnych powstałych w elementach anteny zbudowanej z nieidealnego przewodnika

(dlatego tak duże nadzieje wiąże się z nadprzewodnikami wysokotemperaturowymi, w których straty są praktycznie pomijalne). Parametrem wiążącym moc promieniowaną i dostępną na zaciskach jest **sprawność energetyczna** anteny

$$\eta = \frac{P_{pr}}{P_{we}} \quad (7.107)$$

zawierająca się w przedziale od 0 do 1. Podstawiając (7.107) do (7.102) otrzymujemy

$$G(\theta, \phi) = \eta \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{pr}} = \eta \frac{U(\theta, \phi)}{U_{ave}} = \eta D(\theta, \phi) \quad (7.108)$$

Biorąc kierunek maksymalnego promieniowania otrzymujemy bardzo ważną zależność:

$$G = \eta D \quad (7.109)$$

Zysk energetyczny lepiej opisuje antenę, obejmując zarówno jej właściwości kierunkowe, jak i sprawność, dlatego jest najważniejszym parametrem w obliczaniu bilansu energetycznego na drodze antena nadawcza — antena odbiorcza. Wyobraźmy sobie dwie anteny, z których pierwsza będzie mieć większą kierunkowość niż druga ($D_1 > D_2$). Załóżmy, że do zacisków obu anten wchodzi taka sama moc P_{we} . W punkcie obserwacji P, umieszczonym w strefie promieniowania, mierzymy natężenie pola elektrycznego pochodzące od obu anten. Pomimo iż patrząc na charakterystyki promieniowania wydaje nam się, że natężenie pola pochodzące od pierwszej anteny powinno być większe, okazuje się, że podczas pomiaru jest ono mniejsze. Ten pozorny paradoks tłumaczymy oczywiście większą sprawnością energetyczną drugiej anteny, która powoduje, że $G_2 > G_1$. W opisanym przykładzie wyjaśniono, dlaczego przy projektowaniu bierzemy pod uwagę zysk energetyczny.

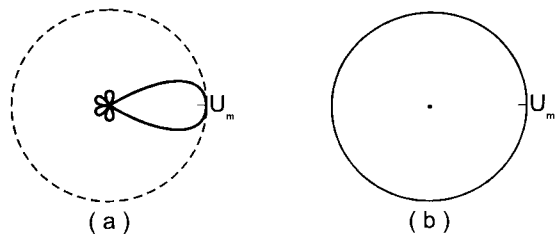
Zysk energetyczny może być określony poprzez porównanie natężenia pola elektrycznego pochodzącego od badanej anteny z natężeniem pola wytwarzanym przez antenę wzorcową (bezstratna antena izotropowa lub dipol półfalowy). Antena wzorcowa musi być zasilana taką samą mocą, co badana antena. Mając pomiary obu natężeń obliczamy zysk z zależności

$$G = 20 \log \frac{\text{natężenie pola elektrycznego pochodzące od badanej anteny}}{\text{natężenie pola elektrycznego od anteny wzorcowej zasilanej taką samą mocą}}$$

Zwróćmy uwagę, że o ile najmniejsza wartość kierunkowości wynosi 0 dB (1), to zysk energetyczny wyrażony w dB może osiągać wartości ujemne.

Z zyskiem energetycznym wiąże się jeszcze jeden parametr, zwany **zastępczą mocą promieniowaną izotropowo** przez antenę. Jest to iloczyn zysku i mocy doprowadzonej do zacisków anteny

$$\text{EIRP} = P_{we} G \quad (7.110)$$



Rys. 7.17. Ilustracja EIRP: a) antena kierunkowa o mocy P_{we} i zysku G , b) antena izotropowa zasilana mocą $P_{we}G$ i jednostkowym zysku (w obu przypadkach zastępcza moc promieniowana izotropowo jest identyczna)

Jeśli badana antena na danym kierunku ma zysk G , to natężenie pola w punkcie odbioru, pochodzące od tej anteny zasilanej mocą P_{we} , byłoby równe natężeniu wytwarzanemu przez bezstratną antenę izotropową o zysku $G = 1$ zasilaną mocą $P_{we}G$ (rys. 7.17). Zastępcza moc promieniowana izotropowo jest wykorzystywana przy obliczeniach propagacyjnych.

7.4.4. Impedancja wejściowa

Impedancja wejściowa anteny jest definiowana jako impedancja widziana na zaciskach anteny. Jest ona równa stosunkowi napięcia na zaciskach anteny do wpływającego prądu. Musimy zatem zawsze określać położenie zacisków w antenie. Na impedancję wpływa obecność innych anten lub obiektów znajdujących się w pobliżu. Dokładniej omówimy te zagadnienia przy okazji wyjaśniania pojęcia impedancji wzajemnej.

Impedancja wejściowa anteny składa się z części rzeczywistej i urojonej:

$$Z_{we} = R_{we} + jX_{we} \quad (7.111)$$

Rezystancja wejściowa R_{we} reprezentuje straty energii, która może być rozpraszana dwojako. Część mocy jest zużywana na ogrzanie elementów anteny (straty cieplne). Reszta energii jest rozpraszana w wyniku wypromieniowania jej przez antenę w otaczającą przestrzeń (strata „pożądana”). Średnia, całkowita moc rozpraszana w antenie wynosi

$$P_{we} = \frac{1}{2} R_{we} |I_{we}|^2 \quad (7.112)$$

gdzie I_{we} jest prądem na zaciskach anteny (amplituda). Rozdzielając moc wejściową na straty cieplne i promieniowanie mamy

$$P_{we} = P_{pr} + P_{str} = \frac{1}{2} R_{pri} |I_{we}|^2 + \frac{1}{2} R_{str} |I_{we}|^2 \quad (7.113)$$

gdzie definiujemy **rezystancję promieniowania** anteny odniesioną do zacisków wejściowych jako

$$R_{pri} = \frac{2P_{pr}}{|I_{we}|^2} \quad (7.114)$$

a **rezystancję strat** jako

$$R_{str} = \frac{2P_{str}}{|I_{we}|^2} = \frac{2(P_{we} - P_{pr})}{|I_{we}|^2} \quad (7.115)$$

Wypromieniowana przez antenę moc jest równa

$$P_{pr} = \frac{1}{2} \iint_{S_{fr}} \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot d\vec{s} \quad (7.116)$$

gdzie S_{fr} jest powierzchnią (najczęściej kuli) w strefie promieniowania. Zespolony wektor Poyntinga jest rzeczywisty w strefie promieniowania. Rezystancja promieniowania może być zdefiniowana względem prądu płynącego w dowolnym miejscu anteny. Zwykle używamy maksymalnej wartości prądu w antenie i tak określoną rezystancję będziemy oznaczać jako R_{pri} . R_{pri} oznacza rezystancję promieniowania widzianą na zaciskach. Ponieważ w tym podrozdziale będziemy zajmować się elektrycznie krótkimi antenami, dla których prąd osiąga maksimum właśnie na zaciskach i zachodzi $R_{pri} = R_{pr}$, będziemy oznaczać rezystancję promieniowania jako R_{pr} .

Jako przykład rozważmy dipol idealny, dla którego moc promieniowana jest dana wzorem (7.40). Rezystancja promieniowania jest w tym przypadku równa

$$R_{pr} = \frac{2P_{pr}}{|I_{we}|^2} = \frac{2}{I^2} \frac{\omega\mu\beta}{12\pi} (I\Delta z)^2 = Z_0 \frac{\beta^2}{6\pi} (\Delta z)^2 = \frac{120\pi}{6\pi} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta z \right)^2 \quad (7.117)$$

i ostatecznie

$$R_{pr} = 80\pi^2 \left(\frac{\Delta z}{\lambda} \right)^2 \quad (7.118)$$

Ponieważ rozmiar dipola idealnego jest znacznie mniejszy niż długość fali, R_{pr} jest bardzo mała.

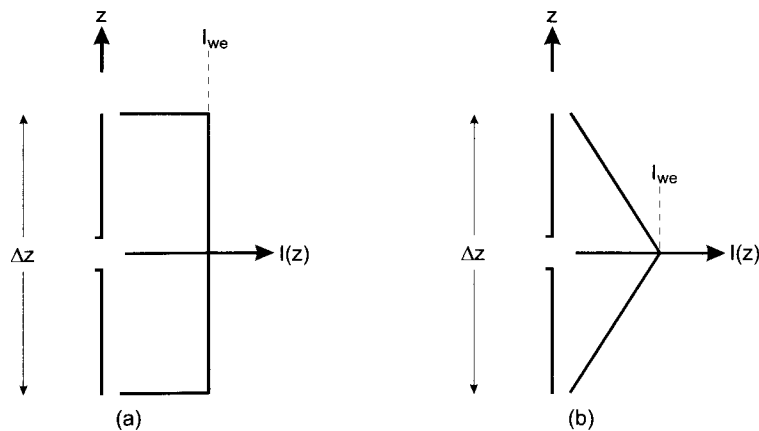
Sprawność energetyczna anteny może być wyrażona za pomocą zdefiniowanych rezystancji:

$$\eta = \frac{P_{pr}}{P_{we}} = \frac{P_{pr}}{P_{pr} + P_{str}} = \frac{0,5R_{pri}|I_{we}|^2}{0,5R_{pri}|I_{we}|^2 + 0,5R_{str}|I_{we}|^2} \quad (7.119)$$

Dla wielu anten sprawność energetyczna jest bliska 100%. Dla anten elektrycznie krótkich sprawność jest bardzo mała. Na przykład dla dipola idealnego o długości $\Delta z = 1 \text{ m} = 0,0033\lambda$ rezystancja promieniowania wynosi $0,0088 \Omega$ dla częstotliwości 1 MHz. Rezystancja strat w antenie ze stałym rozkładem prądu o długości Δz wynosi [9]

$$R_{str} \approx \frac{\Delta z}{2\pi a} R_s \quad (7.120)$$

gdzie R_s jest rezystancją powierzchniową (wzór 2.61), natomiast a oznacza promień drutu, z którego wykonano antenę. Jeśli nasz dipol wykonamy z miedzi,



Rys. 7.18. Rozkład prądu w dipolu: a) idealnym, b) krótkim

to $R_s = 2,63 \cdot 10^{-4} \Omega$ (dla 1 MHz), a rezystancja strat dla drutu o promieniu $a = 4,06 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ wynosi $R_{\text{str}} = 0,103 \Omega$. Podstawiając te wartości do wzoru na sprawność otrzymujemy $\eta = 7,87\%$. Ponieważ rezystancja promieniowania rośnie wraz z kwadratem długości, a rezystancja strat jest wprost proporcjonalna do długości dipola, sprawność będzie rosła przy wydłużaniu anteny. Dla anten odbiorczych stosowanych w radiofonii mała sprawność jest rekompensowana dużą mocą nadajników pracujących z wysokimi antenami o dużej sprawności. Dzięki temu koszty i poziom komplikacji konstrukcji są skupione w kilku stacjach nadawczych, a setki tysięcy abonentów mogą używać tanich i prostych anten o małej sprawności.

Dipol idealny jest nierealizowalny fizycznie. Rzeczywista, krótka antena prętowa ($\Delta z \ll \lambda$), zwana **dipolem krótkim**, ma nieco inny rozkład prądu. Na końcach anteny jest on równy zeru i przybiera kształt trójkąta (rys. 7.18). Jeśli na końcach anteny umieścimy metalowe płytki lub pręty, to prąd będzie wpływał do tak utworzonych **pojemności wierzchołkowych** i rozkład prądu będzie zbliżony do rozkładu jednorodnego. Jest to antena przybliżająca dipol idealny. Dipol krótki o rozkładzie trójkątnym można zastąpić dipolem idealnym o długości równej połowie długości dipola krótkiego. Dzieje się tak dlatego, gdyż długość dipola zastępczego o jednorodnym rozkładzie prądu jest proporcjonalna do całkowitego ładunku zgromadzonego na pręcie, który jest z kolei proporcjonalny do pola pod krzywą rozkładu prądu na rys. 7.18. Promieniowane przez antenę pole jest wprost proporcjonalne do długości dipola zastępczego. Ponieważ rezystancja promieniowania jest proporcjonalna do całki z kwadratu natężenia pola elektrycznego w strefie dalekiej, a ponadto charakterystyka promieniowania dipola krótkiego i idealnego jest taka sama, więc rezystancja promieniowania jest wprost proporcjonalna do kwadratu z długości dipola zastępczego. Pole powierzchni pod krzywą rozkładu prądu dla dipola krótkiego jest równe połowie pola powierzchni dla dipola idealnego. Oznacza to, że rezystancja promieniowania dipola krótkiego jest mniejsza. Ponieważ długość dipola zastępczego jest równa połowie długości dipola krótkiego, więc rezystancja promieniowania tego ostatniego jest cztery razy

mniejsza od rezystancji promieniowania dipola idealnego o tej samej długości i wynosi

$$R_{\text{pr}} = 20\pi^2 (\Delta z/\lambda)^2 \quad (7.121)$$

Podczas obliczania charakterystyki promieniowania dipola krótkiego założyliśmy, że różnice fazy i amplitudy dla promieni wychodzących z różnych punktów anteny były pomijalne. Wpływa to na kształt charakterystyki promieniowania. Ponieważ dla dipola krótkiego również zachodzi warunek $\Delta z \ll \lambda$, więc podane założenie jest prawdziwe i w tym przypadku. Obliczanie odbywa się w taki sam sposób, przy czym we wzorze (7.27) podstawiamy długość $\Delta z/2$. Ponieważ $\vec{A}$ dla obu przypadków różni się tylko o stały czynnik, więc charakterystyki promieniowania obu anten są identyczne, a kierunkowość dipola krótkiego wynosi 1,5.

Pod wpływem zmiany rozkładu prądu w antenie zmianie ulega też rezystancja strat. Moc tracona na ciepło w antenie jest równa [9]

$$P_{\text{str}} = \frac{R_s}{2\pi a} \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} \frac{1}{2} |I(z)|^2 dz \quad (7.122)$$

Rozkład trójkątny prądu możemy zapisać jako

$$I(z) = I_{\text{we}} \left(1 - \frac{2|z|}{\Delta z} \right) \quad \text{dla } |z| \leq \frac{\Delta z}{2} \quad (7.123)$$

gdzie I_{we} jest prądem na zaciskach anteny. Podstawiając (7.123) do (7.122) dostajemy wzór na rezystancję strat dipola krótkiego:

$$R_{\text{str}} = \frac{\Delta z}{2\pi a} \frac{R_s}{3} \quad (7.124)$$

Rezystancja strat dipola krótkiego wynosi 1/3 strat dipola idealnego. Ponieważ rezystancja promieniowania dipola krótkiego jest równa 1/4 rezystancji dipola idealnego, więc sprawność dipola krótkiego o takiej samej długości jest mniejsza.

Rezystancja strat anteny jest źródłem szumów. Również z tego powodu staramy się zawsze zmniejszyć tę rezystancję, choć dla częstotliwości mniejszych od 1 MHz radioelektryczny szum zewnętrzny jest znacznie większy niż szum generowany na rezystancji strat.

Zajmiemy się teraz częścią urojoną impedancji wejściowej anteny. Reprezentuje ona energię magazynowaną w polu elektrycznym i magnetycznym w strefie indukcji anteny. Jest to zjawisko analogiczne do magazynowania energii w kondensatorze lub cewce. Anteny elektrycznie krótkie mają zwykle małą rezystancję promieniowania i dużą składową urojoną. Powoduje to pewne trudności przy dopasowaniu anten do nadajnika lub odbiornika. Aby nastąpiło maksymalne przeniesienie mocy z nadajnika do anteny (lub z anteny do odbiornika), musi być spełniony znany warunek dopasowania impedancyjnego:

$$Z_{\text{we}} = Z_{\text{N(O)}}^* \quad (7.125)$$

Zwykle wyjście nadajnika lub wejście odbiornika ma charakter rezystancyjny. Jeśli więc antena reprezentuje sobą impedancję zespoloną, to musimy za pomocą odpowiedniego obwodu dopasować obie rezystancje. Powoduje to dodatkowe straty energii. Układy dopasowujące są zwykle wąskopasmowe, co dodatkowo może ograniczyć pasmo pracy całego systemu. Anteny projektowane współcześnie i przeznaczone do systemów rozsiewczych, trankingowych i komórkowych oraz na zakres mikrofalowy nie wymagają dostrojenia.

Dopasowanie anteny do linii transmisyjnej jest w katalogach określone poprzez podanie wykresu WFS lub strat odbicia. Oba parametry są równoważne i jednoznacznie charakteryzują dopasowanie anteny do linii. Czasami podaje się też wykres impedancji wejściowej na wykresie Smitha w funkcji częstotliwości. Im bliżej środka wykresu (punkt 1,0) przebiega linia, tym lepsze dopasowanie anteny. Z wykresu możemy się również zorientować o charakterze reaktancji wejściowej. Poziom dopasowania jest różny w zależności od systemu radio-komunikacyjnego. Nadawcze anteny telewizyjne muszą mieć WFS nie większy niż 1,05, dla systemów porozumiewawczych przyjmujemy zwykle $RL > 20$ dB ($WFS < 1,2$), choć często dopuszcza się WFS około 1,4–1,5 (np. systemy trankingowe).

7.4.5. Szerokość pasma pracy

Pasmo pracy anteny jest definiowane jako przedział częstotliwości, w którym jej pewne parametry odpowiadają założonej charakterystyce. Brane są pod uwagę takie parametry jak WFS (RL), zysk energetyczny, poziom listków niepożądanych, szerokość wiązki, polaryzacja czy sprawność energetyczna. Dla anten szerokopasmowych pasmo pracy jest definiowane jako stosunek górnej częstotliwości pasma do dolnej i wyrażany w postaci stosunku liczbowego (np. 10 : 1):

$$B = \frac{f_U}{f_L} \quad (7.126)$$

Dla anten wąskopasmowych pasmo jest różnicą między górną i dolną częstotliwością odniesioną do częstotliwości środkowej pasma:

$$B = \frac{f_U - f_L}{f_C} (\cdot 100\%) \quad (7.127)$$

Mówimy, że antena jest **szerokopasmowa**, gdy impedancja wejściowa i charakterystyka promieniowania nie zmieniają się zbyt przy przestrojeniu częstotliwości co najmniej o oktawę ($f_U/f_L = 2$). Obecnie można spotkać anteny szerokopasmowe o pasmie rzędu 40 : 1.

Ponieważ parametry anteny nie zmieniają się w tym samym stopniu ze zmianą częstotliwości, więc pasmo pracy określamy według najbardziej krytycznego w danym systemie parametru. Najczęściej jest to zmiana impedancji wejściowej anteny, która znajduje odbicie w WFS lub RL. W niektórych przypadkach korzystniejsze może okazać się zdefiniowanie pasma za pomocą zysku energetycz-

nego (pasmo, w którym G nie spada poniżej pewnej wartości) lub poziomu listków bocznych lub wstecznych. Czasami zmiana częstotliwości pracy wymaga strojenia anteny. Jest to rozwiązanie dość kłopotliwe i chociaż rozszerza pasmo pracy anteny, nie jest spotykane w większości systemów profesjonalnych za wyjątkiem radiofonii na falach krótkich. Pasmo pracy może być ponadto ograniczone przez układy dopasowujące impedancję anteny do impedancji kabla transmisyjnego. Oprócz tego układy dopasowujące powodują straty energii.

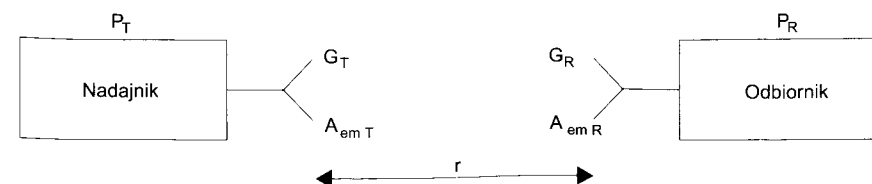
7.4.6. Apertura maksymalna i powierzchnia skuteczna

Rozważmy teraz przypadek użycia anteny w łączu radiowym (rys. 7.19). Załóżmy, że do zacisków anteny nadawczej doprowadzono moc P_T . Interesuje nas, jaka część z mocy wypromieniowanej przez tę antenę wydzieli się na zaciskach anteny odbiorczej. Fala w pobliżu odbiornika ma charakter fali płaskiej. Ponieważ antena odbiorcza zajmuje pewną powierzchnię, więc moc fali docierającej do anteny możemy obliczyć sumując wektor Poyntinga po tej powierzchni. Załóżmy, że antena odbiorcza jest optymalnie dopasowana do anteny nadawczej (kierunki maksymalnego promieniowania pokrywają się, występuje dopasowanie polaryzacyjne anten). Zakładamy również, że antena odbiorcza jest dopasowana impedancyjnie do odbiornika, aby przesłać maksimum mocy. Zdefiniujemy **aperturę maksymalną** A_{em} anteny za pomocą równania

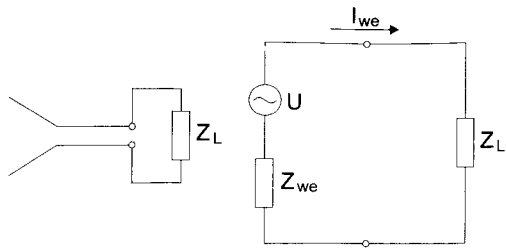
$$P_R = \bar{S} A_{em} \quad (7.128)$$

gdzie P_R jest uśrednioną mocą wydzielaną na zaciskach anteny, a $\bar{S}$ uśrednionym wektorem Poyntinga fali padającej. A_{em} (wyrażana w m^2) jest miarą tego, jak skutecznie antena zamienia moc przenoszoną przez falę na moc wydzielaną w obciążeniu $Z_L = R_L + jX_L$. Układ antena — odbiornik możemy zastąpić obwodowym schematem zastępczym (rys. 7.20). Antena jest przedstawiona za pomocą siły elektromotorycznej U (amplituda napięcia na rozwartych zaciskach anteny) oraz impedancji wejściowej anteny Z_{we} . Prąd płynący w obwodzie wynosi (dla uproszczenia zapisu pomijamy podkreślanie wielkości zespolonych)

$$I_{we} = \frac{U}{Z_{we} + Z_L} \quad (7.129)$$



Rys. 7.19. Łącze radiowe z parametrami anteny nadawczej i odbiorczej



Rys. 7.20. Schemat zastępczy anteny odbiorczej obciążonej impedancją Z_L

Uśredniona moc dostarczana do obciążenia (odbiornika) wynosi

$$P_R = \frac{1}{2} |I_{we}|^2 R_L \quad (7.130)$$

Ponieważ w naszej definicji apertury maksymalnej opieramy się na założeniu dopasowania impedancyjnego, więc $Z_L = R_{we} - jX_{we}$. Definicja zakłada też bezstratność anteny, więc $R_{we} = R_{pri}$ i (7.129) przekształca się do postaci

$$I_{we} = \frac{U}{2R_{pri}} \quad (7.131)$$

Podstawiając I_{we} do (7.130) otrzymujemy

$$P_R = \frac{1}{2} \frac{|U|^2}{4R_{pri}} = \frac{U_{sk}^2}{4R_{pri}} \quad (7.132)$$

Ostatecznie apertura maksymalna jest równa

$$A_{em} = \frac{P_R}{S} = \frac{U_{sk}^2}{4R_{pri} S} \quad (7.133)$$

Jako przykład obliczymy aperturę maksymalną dipola idealnego. Jeśli dipol jest umieszczony wzdłuż linii sił pola elektrycznego, to napięcie na otwartych zaciskach wynosi

$$U_{sk} = |\vec{E}_{sk}| \Delta z \quad (7.134)$$

Uśredniony wektor Poyntinga padającej fali wynosi

$$\bar{S} = \frac{|\vec{E}_{sk}|^2}{Z_o} \quad (7.135)$$

Rezystancję promieniowania dipola możemy zapisać jako $Z_o \frac{2}{3} \pi \left(\frac{\Delta z}{\lambda} \right)^2$. Wstawiając podane wielkości do (7.133) otrzymujemy

$$A_{em} = \frac{(|\vec{E}_{sk}| \Delta z)^2}{4 \left[Z_o \frac{2}{3} \pi \left(\frac{\Delta z}{\lambda} \right)^2 \right] (|\vec{E}_{sk}|^2 / Z_o)} = \frac{3}{8\pi} \lambda^2 = 0,119 \lambda^2 \quad (7.136)$$

Kierunkowość dipola idealnego możemy zapisać w następujący sposób:

$$D = \frac{3}{2} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{3}{8\pi} \lambda^2 \quad (7.137)$$

Otrzymujemy zależność słuszną dla *wszystkich* anten:

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{em} \quad (7.138)$$

Porównując powyższy wzór z zależnością $D = 4\pi/\Omega_A$ widzimy, że

$$\lambda^2 = A_{em} \Omega_A \quad (7.139)$$

Na rysunku 7.21 przedstawiono reprezentację geometryczną apertury maksymalnej dla dipola półfalowego.

Anteny rzeczywiste są strukturami stratnymi i charakteryzują się sprawnością energetyczną η . Parametrem uwzględniającym straty anteny jest zysk energetyczny, który może być wyrażony za pomocą apertury maksymalnej:

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \eta A_{em} \quad (7.140)$$

Wielkość

$$A_e = \eta A_{em} \quad (7.141)$$

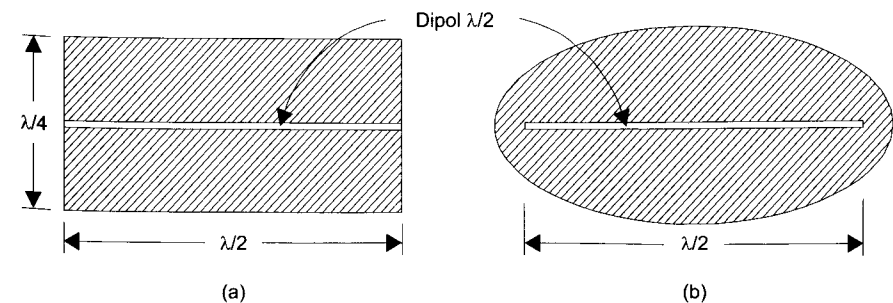
zwiemy **powierzchnią skuteczną** anteny. Zysk energetyczny wyrażamy za pomocą powierzchni skutecznej wzorem

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e \quad (7.142)$$

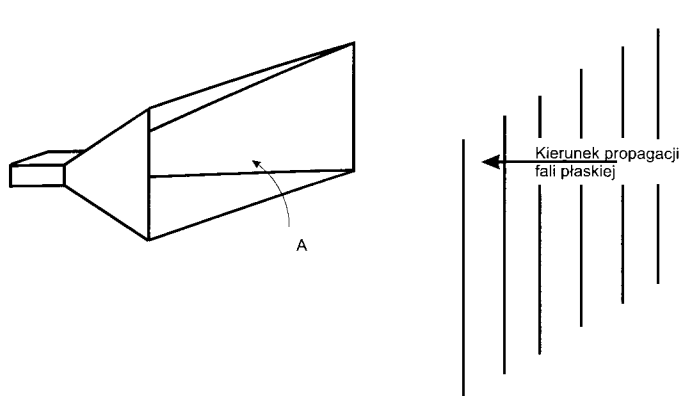
Powierzchnia skuteczna wyprowadzona ze schematu zastępczego anteny jest równa

$$A_e = \frac{U_{sk}^2}{4S(R_{pr} + R_{str})} \quad (7.143)$$

Pewna grupa anten charakteryzuje się pewną wyraźnie wyróżnioną powierzchnią, zwaną **aperturą**, poprzez którą fala elektromagnetyczna przechodzi z wolnej



Rys. 7.21. Reprezentacja geometryczna apertury maksymalnej dipola półfalowego w postaci prostokąta o bokach $\lambda/4$ i $\lambda/2$ (a) lub elipsy o polu $0,13\lambda^2$ (b)



Rys. 7.22. Fala płaska padająca na antenę o aperturze fizycznej A

przestrzeni do linii transmisyjnej. Najbardziej znane anteny tego typu to antena tubowa i antena paraboliczna. Jeśli *apertura fizyczna* (pole powierzchni) tej anteny wynosi A (rys. 7.22), to zależność między powierzchnią skuteczną i aperturą fizyczną jest następująca:

$$A_e = vA \quad (7.144)$$

Współczynnik v nazywamy *współczynnikiem wykorzystania apertury*. W ogólności może on przyjmować wartości od 0 do ∞ (zwróćmy uwagę, że apertura dipola półfalowego jest znacznie większa od jego pola powierzchni), ale dla anten o rozmiarach znacznie większych od długości fali (anten paraboliczne i tubowe) nie przekracza 1. Oznacza to, że dla tych anten zachodzi często przy optymalnym rozkładzie pola w antenie

$$A_e \approx A \quad (7.145)$$

oraz przy dopasowaniu polaryzacyjnym i impedancyjnym

$$v \approx 1 \quad (7.146)$$

Na zakończenie należy zauważyć, że choć aperturę można wyznaczyć dla dowolnej anteny, to przyjęło się używać tego parametru tylko w odniesieniu do anten aperturowych.

7.4.7. Polaryzacja anteny

Polaryzację anteny określa polaryzacja wytwarzanej przez nią fali elektromagnetycznej. Zwykle polaryzacja anteny jest taka sama w obrębie wiązki głównej. Wiązki boczne i wsteczne mogą wytwarzać fale o innej polaryzacji. Dlatego w przypadku anten stosowanych w systemach ze zwielokrotnieniem polaryzacyjnym należy oprócz charakterystyki promieniowania dla polaryzacji pożądanej mierzyć charakterystykę dla polaryzacji ortogonalnej (polaryzacje ortogonalne to np. pionowa i pozioma lub kołowa prawoskrętna i lewoskrętna). W przypadku dipola krótkiego należałoby więc zmierzyć charakterystykę dla składowej E_ϕ (polaryzacja

pożądana) i E_ϕ (polaryzacja ortogonalna). Dobra antena nie powinna nadawać lub odbierać składowych o polaryzacji ortogonalnej (poziom co najmniej 20 dB poniżej maksimum w wiązce głównej). Maksimum mocy wydziela się na obciążeniu anteny wtedy, gdy jej polaryzacja jest dopasowana do polaryzacji padającej na nią fali. W przypadku polaryzacji eliptycznej główne osie elipsy dla fali padającej muszą pokrywać się z osiami fali wytwarzanej przez antenę. Fala o polaryzacji kołowej może być odebrana przez antenę o polaryzacji liniowej, będzie się to jednak wiązać ze spadkiem mocy na zaciskach o 3 dB w porównaniu z anteną przystosowaną do odbioru fal o polaryzacji kołowej. Własności polaryzacyjne anten są czasami określane poprzez podanie *współczynnika osiowego polaryzacji* AR, który jest definiowany jako stosunek wzajemnie prostopadłych składowych pola elektrycznego. Zawiera się on w przedziale od 1 (polaryzacja kołowa) do ∞ (polaryzacja liniowa).

7.4.8. Długość skuteczna

Jeśli umieścimy dowolną antenę w jednorodnym polu elektrycznym o natężeniu $\vec{E}$ i założymy dopasowanie polaryzacyjne anteny do fali, to na jej otwartych zaciskach pojawi się napięcie U_{oc} równe

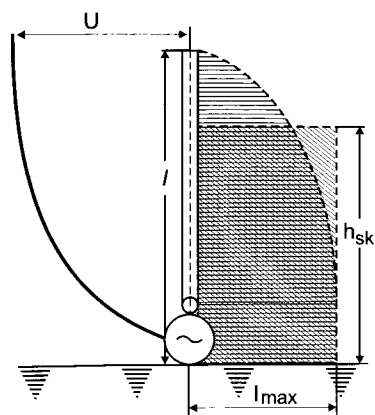
$$U_{oc} = h_{sk} |\vec{E}| \quad (7.147)$$

Wielkość h_{sk} nazywamy *długością (wysokością) skuteczną* anteny. Wyrażamy ją w metrach. Zwróćmy uwagę, że napięcie może być podane jako amplituda lub wartość skuteczna w zależności od sposobu określenia natężenia pola elektrycznego. Długość skuteczna ma swoją interpretację fizyczną w przypadku anten nadawczych. Jeśli mamy antenę liniową o długości L z dowolnym rozkładem prądu, to wytwarza ona w strefie dalekiej pewne pole elektryczne o natężeniu x . Jeśli zastąpimy teraz tę antenę inną anteną z równomiernym rozkładem prądu (dipol idealny) o wartości równej maksimum prądu w badanej antenie i długości h_{sk} , to wytworzy ona w tym samym punkcie obserwacji pole elektryczne o identycznym natężeniu x (rys. 7.23).

Chociaż długość skuteczna może być określona dla każdej anteny, to przyjęło się używać tego parametru w odniesieniu do anten liniowych (zarówno nadawczych, jak i odbiorczych). Wtedy długość skuteczną obliczamy z następującego wzoru

$$h_{sk} = \frac{1}{|I_{max}|} \int_0^L |I(z)| dz \quad (7.148)$$

gdzie I_{max} jest maksymalną wartością prądu w antenie, $I(z)$ rozkładem prądu, a L długością fizyczną anteny. Długość skuteczna dipola półfalowego wynosi λ/π . Napięcie indukowane na zaciskach dipola w pasmie fal ultrakrótkich jest mniejsze niż dla dipola półfalowego w pasmie fal krótkich przy tym samym natężeniu pola elektrycznego w punkcie odbioru. Oznacza to konieczność stosowania anten o większym zysku energetycznym dla dużych częstotliwości.



Rys. 7.23. Fizyczna interpretacja długości skutecznej dla unipola

Istnieje bezpośrednie powiązanie wysokości skutecznej z rezystancją promieniowania anteny oraz jej powierzchnią skuteczną. W przypadku dopasowania impedancyjnego moc dostarczona przez antenę wynosi (ze schematu zastępczego)

$$P_L = \frac{U_{sk}^2}{4R_{pr}} = \frac{U_{oc}^2}{4R_{pr}} = \frac{h_{sk}^2 |\vec{E}_{sk}|^2}{4R_{pr}} \quad (7.149)$$

Moc ta jest jednocześnie równa

$$P_L = \bar{S} A_e = \frac{|\vec{E}_{sk}|^2 A_e}{Z_0} \quad (7.150)$$

Porównując oba wzory otrzymujemy zależność

$$h_{sk} = 2 \sqrt{\frac{R_{pr} A_e}{Z_0}} \quad (7.151)$$

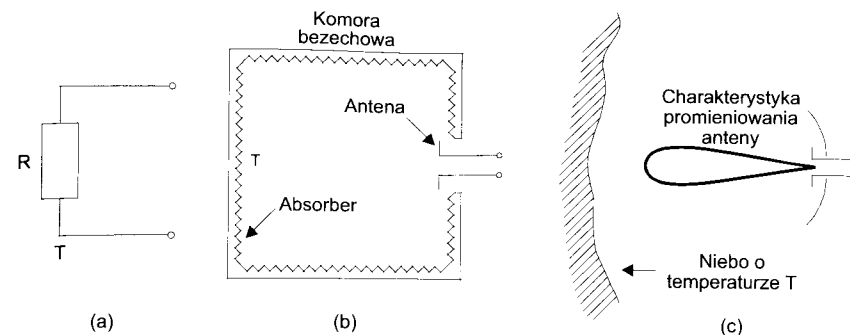
Największe napięcie na otwartych zaciskach anteny występuje tylko w przypadku dopasowania polaryzacyjnego (polaryzacja pożądana). Jeśli na antenę pada fala o polaryzacji ortogonalnej, to napięcie w przypadku idealnym wynosi 0 (w praktyce antena „wyląpuje” falę o polaryzacji ortogonalnej i napięcie na zaciskach jest nieco większe od zera). W pracy [9] można znaleźć powiązanie długości skutecznej i polaryzacji anteny za pomocą wektorowej postaci równania (7.147).

7.4.9. Zastępcza temperatura szumowa i współczynnik przydatności

Gdy umieścimy rezystor R w temperaturze T kelwinów, to na skutek fluktuacji cieplnych wydzieli się na nim moc

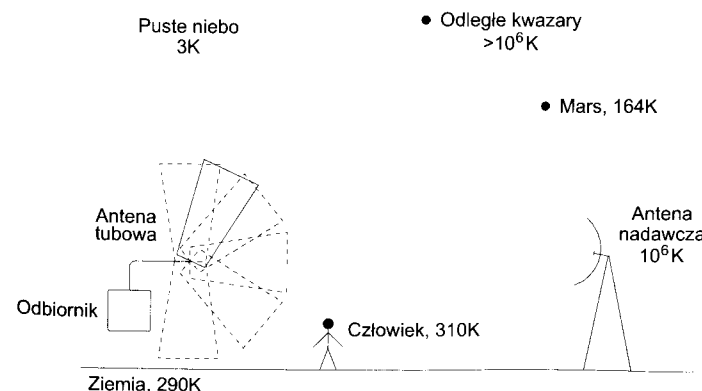
$$P = kTB \quad (7.152)$$

gdzie k jest stałą Boltzmanna ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K), a B szerokością pasma (w Hz). Jeśli umieścimy bezstratną antenę o rezystancji wejściowej R w komorze bezechowej

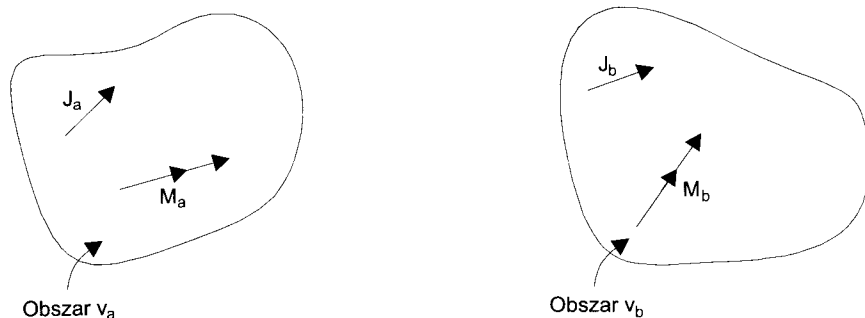


Rys. 7.24. a) Rezystor o temperaturze T, b) antena w komorze bezechowej w temperaturze T, c) antena skierowana w stronę nieba o temperaturze T. We wszystkich przypadkach moc szumów na jednostkę pasma na zaciskach anteny jest identyczna

w temperaturze T, to moc szumu na zaciskach pozostanie bez zmian (rys. 7.24). Jeśli wyniesiemy antenę z komory i skierujemy ją na niebo o temperaturze T, również i w tym przypadku moc szumów na zaciskach nie zmieni się. Jeśli na zaciskach dowolnego układu o rezystancji R występuje moc szumów P, która jest równa mocy wydzielanej na zaciskach opornika o takiej samej wartości R umieszczonego w temperaturze T, to mówimy, że **zastępcza temperatura szumowa** układu wynosi T kelwinów. Nie jest to rzeczywista temperatura fizyczna układu. Jeśli skierujemy antenę na dowolny obiekt, to okaże się, że wytwarza on pewną moc szumów na zaciskach, przez co może być opisany zastępczą temperaturą szumową. Na rysunku 7.25 przedstawiono zastępcze temperatury szumowe kilku obiektów widzianych przez antenę tubową w pasmie mikrofalowym. Temperatura pustego nieba 3 K jest pozostałością po Wielkim Wybuchu, który był prawdopodobnie początkiem naszego Wszechświata. Szum ten widzimy częściowo na ekranach niedostrojonych odbiorników TV, do których podłączona jest antena zewnętrzna. Źródłem szumów radioelektrycznych są wyładowania atmosferyczne, wszelkiego



Rys. 7.25. Zastępcze temperatury widziane przez antenę tubową skierowaną na różne obiekty w pasmie mikrofal



Rys. 7.26. Konfiguracja źródeł do twierdzenia o wzajemności

rodzaju urządzenia iskrzące i przełączające (przełączniki, spawarki, układy zapłonowe aut, falowniki tyrystorowe, układy odchylające TV) oraz urządzenia wytwarzające celowo energię elektromagnetyczną (nadajniki, zgrzewarki, diatermie krótkofalowe i mikrofalowe itp.).

Na wypadkową zastępczą temperaturę szumów anteny składają się szumy pochodzące z obiektów zewnętrznych oraz szum termiczny samej anteny (rezystancja strat). Zastępcza temperatura szumów zewnętrznych zależy od charakterystyki promieniowania anteny i temperatury zastępczej źródeł szumu:

$$T_A = \frac{1}{\Omega_A} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} T_s(\theta, \phi) G(\theta, \phi) d\Omega \quad (7.153)$$

gdzie T_A jest zastępczą temperaturą źródeł zewnętrznych, $T_s(\theta, \phi)$ jest rozkładem temperatury źródła w funkcji kątów, Ω_A jest zastępczym kątem pełnej mocy anteny, natomiast $G(\theta, \phi)$ jest funkcją zysku energetycznego zdefiniowaną wzorem (7.102). Całkowita **temperatura zastępcza anteny** wynosi [6]

$$T_{zast} = T_A + T_{AP} \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) \quad (7.154)$$

gdzie T_{AP} jest fizyczną temperaturą anteny, a η jej sprawnością energetyczną. Dokładną analizę szumów (połączenie antena — odbiornik) można znaleźć w [6].

W literaturze spotyka się czasem pojęcie **współczynnika przydatności stacji odbiorczej** G/T . Jest to stosunek zysku energetycznego anteny do zastępczej temperatury szumów będącej wypadkową temperatury szumowej anteny, linii transmisyjnej i odbiornika. Jednostką współczynnika przydatności jest dB/K.

7.5. Zasada wzajemności

Omówimy teraz bardzo ważne twierdzenie w teorii anten zwane **zasadą wzajemności**. W tym celu wyjdziemy od zasady wzajemności zdefiniowanej przez Lorentza dla dowolnych pól elektromagnetycznych. Załóżmy, że dane są dwa obszary, w których płyną prądy (rys. 7.26). Niech źródła $\vec{J}_a$ i $\vec{M}_a$ wytwarzają odpowiednio

pola $\vec{E}_a$ i $\vec{H}_a$, natomiast źródła $\vec{J}_b$ i $\vec{M}_b$ pola $\vec{E}_b$ i $\vec{H}_b$. Niech częstotliwości w obu przypadkach będą takie same. Dla ośrodków izotropowych zachodzi wtedy równość [9]

$$\iiint_{V_a} (\vec{E}_b \cdot \vec{J}_a - \vec{H}_b \cdot \vec{M}_a) dv' = \iiint_{V_b} (\vec{E}_a \cdot \vec{J}_b - \vec{H}_a \cdot \vec{M}_b) dv' \quad (7.155)$$

Lewa strona równania jest miarą sprzężenia pól wytwarzanych przez źródło **b** na źródło **a**, natomiast prawa strona opisuje sprzężenie pól wytwarzanych przez źródło **a** ze źródłem **b**. Załóżmy teraz, że źródło **b** jest dipolem idealnym o długości wektorowej $\vec{p}$, który jest umieszczony w punkcie (x_p, y_p, z_p) . Ponieważ w dipolu $\vec{M}_b = 0$, a prąd możemy zapisać jako

$$\vec{J}_b = \delta(x - x_p) \delta(y - y_p) \delta(z - z_p) \vec{p} \quad (7.156)$$

to równanie (7.155) przekształca się do

$$\vec{E}_a(x_p, y_p, z_p) \cdot \vec{p} = \iiint_{V_a} (\vec{E}_b \cdot \vec{J}_a - \vec{H}_b \cdot \vec{M}_a) dv' \quad (7.157)$$

Podane wyrażenie pozwala nam obliczyć pole elektryczne ze źródeł **a** poprzez obliczenie całki z wykorzystaniem znanych źródeł $\vec{J}_a$ i $\vec{M}_a$ i znanych pól pochodzących od dipola $\vec{E}_b$ i $\vec{H}_b$ (wzory 7.33 i 7.34). Zasada wzajemności Lorentza może być użyta do wyprowadzenia **zasady wzajemności dla anten** wykorzystującej napięcia i prądy na zaciskach anten. Załóżmy, że źródła **a** i **b** są antenami pobudzonymi przez idealne źródła prądowe I_a oraz I_b . Ponieważ nie ma źródeł prądu magnetycznego, więc (7.155) przyjmuje postać

$$\iiint_{V_a} \vec{E}_b \cdot \vec{J}_a dv' = \iiint_{V_b} \vec{E}_a \cdot \vec{J}_b dv' \quad (7.158)$$

Dla doskonale przewodzących anten pole elektryczne będzie równe zeru na ich powierzchni, ale na zaciskach pojawi się niezerowe napięcie, które można obliczyć ze wzoru (1.17). Wzór (7.158) przekształca się do postaci

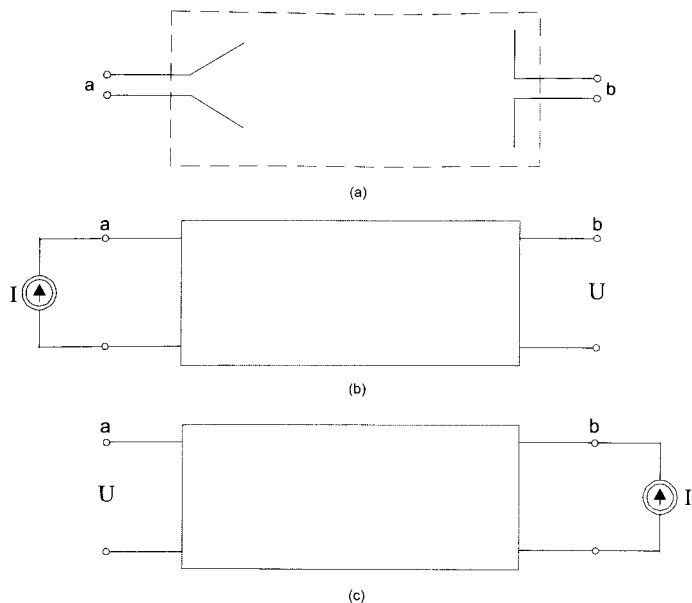
$$U_a^{oc} I_a = U_b^{oc} I_b \quad (7.159)$$

gdzie U_a^{oc} jest napięciem na otwartych zaciskach anteny **a** wytworzonym przez pole E_b generowane przez antenę **b**, a U_b^{oc} jest napięciem na otwartych zaciskach anteny **b** wytworzonym przez antenę **a**. Równanie (7.159) możemy zapisać w postaci proporcji:

$$\frac{U_a^{oc}}{I_b} = \frac{U_b^{oc}}{I_a} \quad (7.160)$$

Na napięcie indukowane na otwartych zaciskach anteny wpływają takie czynniki jak typ anteny, ośrodek między antenami oraz przedmioty znajdujące się w ich pobliżu. Ogólnie możemy przedstawić tę sytuację korzystając z parametrów obwodowych:

$$U_a = Z_{aa} I_a + Z_{ab} I_b \quad (7.161a)$$



Rys. 7.27. Ilustracja zasady wzajemności w ujęciu obwodowym. Napięcie U jest identyczne dla (b) i (c) przy tym samym prądzie I .

$$U_b = Z_{ba} I_a + Z_{bb} I_b \quad (7.161b)$$

gdzie U_a , U_b , I_a , I_b są napięciami i prądami na zaciskach anteny **a** i **b**. Jeśli antena **a** jest pobudzana źródłem I_a , napięcie na otwartych zaciskach anteny **b** wynosi $U_b|_{I_b=0}$. Impedancja Z_{ba} jest zdefiniowana jako

$$Z_{ba} = \frac{U_b}{I_a} \Big|_{I_b=0} \quad (7.162)$$

Jeśli antena **b** jest pobudzana źródłem I_b , to napięcie na rozwartych zaciskach anteny **a** wynosi $U_a|_{I_a=0}$. Z_{ab} jest zdefiniowana jako

$$Z_{ab} = \frac{U_a}{I_b} \Big|_{I_a=0} \quad (7.163)$$

Gdy popatrzymy uważnie na te dwa wzory oraz (7.160), to dojdziemy do wniosku, że

$$Z_{ab} = Z_{ba} = Z_m \quad (7.164)$$

gdzie Z_m jest **impedancją wzajemną** między antenami. Jest to twierdzenie prawdziwe, gdy ośrodek między antenami jest liniowy i izotropowy.

W przypadku, gdy idealne źródło prądowe o wydajności I pobudza antenę **a**, to napięcie na otwartych zaciskach anteny **b** wyniesie

$$U_b|_{I_b=0} = I Z_{ba} \quad (7.165)$$

Jeśli tym samym źródłem pobudzamy antenę **b**, to napięcie na rozwartych zaciskach anteny **a** wyniesie

$$U_a|_{I_a=0} = I Z_{ab} \quad (7.166)$$

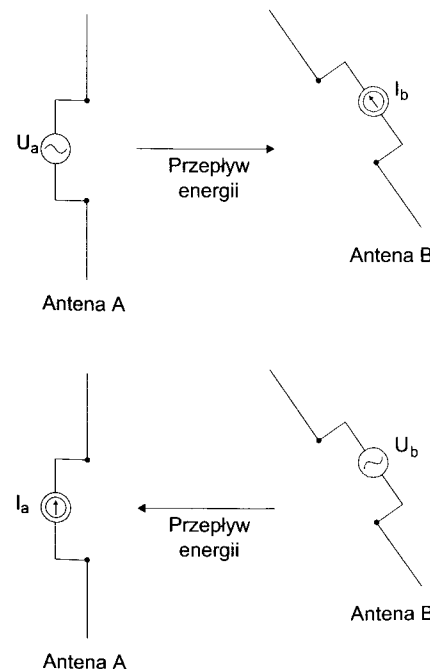
Ponieważ $Z_{ab} = Z_{ba}$, tak więc mamy

$$U_a|_{I_a=0} = U_b|_{I_b=0} = U \quad (7.167)$$

Jeśli pobudzimy antenę **a** lub **b** identycznym prądem, to na zaciskach drugiej anteny otrzymamy zawsze takie samo napięcie (rys. 7.27). Zasada wzajemności może być zatem wyrażona następująco:

Jeśli do zacisków anteny A przyłożymy siłę elektromotoryczną i zmierzmy prąd płynący przez zwarte zaciski drugiej anteny B, to identyczny prąd będzie płynął przez zwarte zaciski anteny A, jeśli do zacisków anteny B przyłożymy taką samą siłę elektromotoryczną (rys. 7.28).

Zasada wzajemności ma bardzo ważne implikacje praktyczne. Mówi ona, że **parametry anteny traktowanej jako nadawcza są identyczne z parametrami tej samej anteny traktowanej jako odbiorcza**. Wykażemy, że charakterystyka promieniowania anteny nadawczej jest identyczna z charakterystyką promieniowania tej samej anteny użytej jako odbiorcza. Niech pobudzana będzie najpierw antena **a** (nadajnik), a napięcie mierzymy na otwartych zaciskach anteny **b**. Jeśli anteny znajdują się wzajemnie w swoich strefach promieniowania, to impedancja Z_{ba} jest w rzeczywistości charakterystyką promieniowania anteny **a**, jeśli antena **b** porusza się wokół **a** po okręgu (rys. 7.29). Zakładamy przy tym, że antena **b** jest podczas ruchu utrzymywana w takiej samej orientacji przestrzennej i polaryzacji względem anteny **a**. Napięcie na zaciskach **b** w funkcji kąta daje nam charakterystykę promieniowania anteny **a** (wg definicji (7.162) jest to Z_{ba}). Jeśli teraz pobudzimy

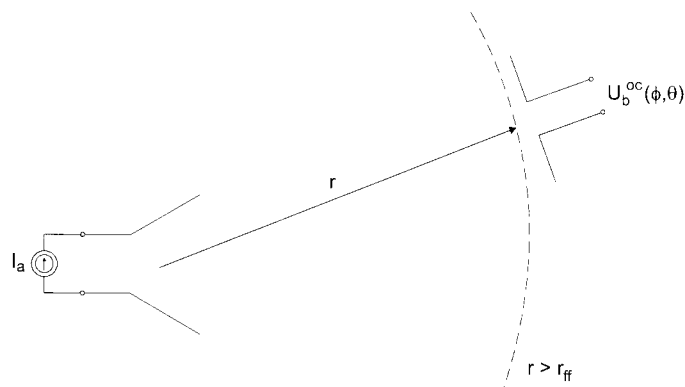


Rys. 7.28. Ilustracja zasady wzajemności dla anten

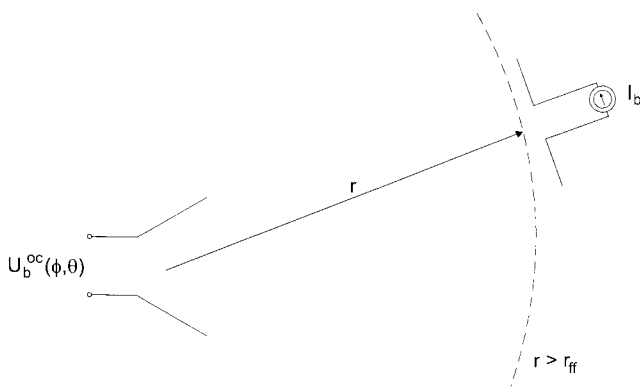
antenę **b**, a antena **a** będzie odbiornikiem, to napięcie na otwartych zaciskach **a** odpowiada charakterystyce odbiorczej anteny **a**, jeśli poruszamy anteną **b** w stałej odległości od **a**. Z_{ab} jest więc charakterystyką odbiorczą anteny **a**. Ponieważ wiemy, że obie impedancje są równe, więc charakterystyka nadawcza jest równa charakterystyce odbiorczej. Należy zauważyć, że zasada wzajemności obowiązuje również wtedy, gdy anteny nie są umieszczone w strefie promieniowania.

7.6. Antena w torze radiowym

W tym podrozdziale rozważymy przypadek użycia anteny w typowym łączy radiowym, a następnie w zastosowaniach radiolokacyjnych. Niech nasze łączy tworzy nadajnik i odbiornik oddalone od siebie o r metrów (rys. 7.19). Gdyby antena nadajnika była izotropowa, to wytwarzałaby w odległości r falę, której średni wektor Poyntinga wynosiłby



(a)



(b)

Rys. 7.29. Identyczność charakterystyk promieniowania dla anteny nadawczej (a) i odbiorczej (b)

$$\bar{S} = \frac{U_{ave}}{r^2} = \frac{P_T}{4\pi r^2} \quad (7.168)$$

gdzie P_T jest uśrednioną w czasie mocą dostarczoną do anteny (zakładamy bezstratność anteny izotropowej), a U_{ave} jest średnią gęstością promieniowania. Jeśli antena nadawcza ma kierunkowość D_T i jest skierowana w stronę odbiornika, to powierzchniowa gęstość mocy w punkcie odbioru wyniesie

$$\bar{S} = \frac{U_m}{r^2} = \frac{D_T U_{ave}}{r^2} = \frac{D_T P_T}{4\pi r^2} \quad (7.169)$$

Moc wydzielana w dopasowanym obciążeniu anteny odbiorczej jest równa

$$P_R = \bar{S} A_{emR} = \frac{D_T P_T A_{emR}}{4\pi r^2} \quad (7.170)$$

gdzie A_{emR} jest aperturą maksymalną anteny odbiorczej (zakładamy dopasowanie impedancyjne i polaryzacyjne). Jeśli wyrazimy aperturę maksymalną za pomocą kierunkowości (wz. 7.138), to moc wydzielana na obciążeniu odbiornika wyniesie

$$P_R = P_T \frac{D_T D_R \lambda^2}{(4\pi r)^2} \quad (7.171)$$

Inną postać tej zależności nazywamy *transmisyjnym wzorem Friisa*:

$$P_R = P_T \frac{A_{emT} A_{emR}}{r^2 \lambda^2} \quad (7.172)$$

Wiemy, że anteny rzeczywiste nie są bezstratne i charakteryzują się sprawnością energetyczną η . Parametrem lepiej opisującym antenę jest zysk energetyczny równy

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \eta A_{em} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e \quad (7.173)$$

Zastępując kierunkowości zyskami energetycznymi dostajemy wzór Friisa uwzględniający straty w antenach:

$$P_R = P_T \frac{G_T G_R \lambda^2}{(4\pi r)^2} \quad (7.174)$$

Wzór ten jest niezmiernie użyteczny przy obliczaniu bilansu energetycznego mikrofalowych łączy radiowych. Zakłada on, że istnieje dopasowanie impedancyjne i polaryzacyjne anteny nadawczej i odbiorczej. Anteny muszą być skierowane tak, aby ich kierunki maksymalnego promieniowania pokrywały się. Jeśli jeden z tych warunków nie jest spełniony, należy wprowadzić współczynniki korygujące odpowiednio niedopasowanie impedancyjne $(1 - |\Gamma|^2)$, polaryzacyjne oraz kierunku. Ponieważ przy obliczaniu bilansu operujemy zwykle na skali logarytmicznej, wygodnie jest zapisać (7.174) w następującej postaci:

$$P_R [\text{dBm}] = P_T [\text{dBm}] + G_T [\text{dB}] + G_R [\text{dB}] - 20 \log r [\text{km}] - 20 \log f [\text{MHz}] - 32,44 \quad (7.175)$$

Opiszemy teraz pokrótce zastosowanie anten w systemach radiolokacyjnych. Niech celem wykrywanym przez radar będzie samolot odległy od niego o r metrów (rys. 7.30). Zakładamy też, że antena nadawcza i odbiorcza są skierowane w taki sposób, że maksima promieniowania są ustawione na kierunku samolotu. Uśredniona powierzchniowa gęstość mocy padająca na samolot wynosi

$$\bar{S}_{\text{inc}} = \frac{P_T}{4\pi r^2} G_T = \frac{P_T A_{eT}}{\lambda^2 r^2} \quad (7.176)$$

Moc przechwycona przez cel i odbita w przestrzeń wynosi

$$P_{\text{inc}} = \sigma \bar{S}_{\text{inc}} \quad (7.177)$$

Wielkość σ ma wymiar m^2 i nosi nazwę **skutecznej powierzchni odbicia**. Jest to zastępcza powierzchnia przekroju metalowej kuli, która odbija izotropowo padającą na nią energię w takiej samej ilości jak obiekt rzeczywisty. Chociaż w rzeczywistości moc P_{inc} nie jest rozpraszana izotropowo, jednak odbiornik ma antenę skierowaną tylko w jedną stronę i zakładamy, że właśnie na tym kierunku rozpraszanie jest izotropowe. Do odbiornika dociera wtedy fala o powierzchniowej gęstości mocy wynoszącej

$$\bar{S}_{\text{scat}} = \frac{P_{\text{inc}}}{4\pi r^2} \quad (7.178)$$

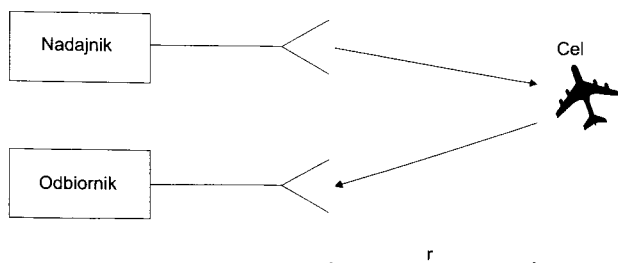
W odbiorniku wydziela się moc

$$P_R = A_{eR} \bar{S}_{\text{scat}} = A_{eR} \frac{\sigma \bar{S}_{\text{inc}}}{4\pi r^2} = P_T \frac{A_{eR} A_{eT} \sigma}{4\pi r^4 \lambda^2} \quad (7.179)$$

Jest to tzw. **równanie radarowe** określające moc sygnału na dopasowanym obciążeniu anteny odbiorczej, które często zapisuje się w postaci

$$P_R = P_T \frac{\lambda^2 G_R G_T \sigma}{(4\pi)^3 r^4} \quad (7.180)$$

Moc w odbiorniku przy ustalonych zyskach anten jest wprost proporcjonalna do kwadratu długości fali i odwrotnie proporcjonalna do czwartej potęgi z odległości.



Rys. 7.30. System radiolokacyjny

Łącząc wzory (7.177) i (7.178) otrzymujemy równanie definiujące skuteczną powierzchnię odbicia:

$$\sigma = \frac{4\pi r^2 \bar{S}_{\text{scat}}}{\bar{S}_{\text{inc}}} \quad (7.181)$$

Literatura

1. C.A. Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, New York 1997
2. D.J. Bem. *Anteny i rozchodzenie się fal radiowych*. WNT, Warszawa 1973
3. Z. Bieńkowski, E. Lipiński. *Amatorskie anteny KF i UKF*. WKŁ, Warszawa 1978
4. Z. Bieńkowski. *Poradnik ultrakrótkofalowca*. WKŁ, Warszawa 1988
5. H. Jasik, R. Johnson (ed.). *Antenna Applications Reference Guide*. McGraw-Hill, New York 1987
6. J.D. Kraus. *Antennas*. McGraw-Hill, New York 1988
7. S. Lee, Y. Lo. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold, New York 1988
8. J. Pieniak. *Anteny telewizyjne i radiowe*. WKŁ, Warszawa 1993
9. W.L. Stutzman, G.A. Thiele. *Antenna Theory and Design*. John Wiley & Sons, New York 1998

8. Proste struktury promieniujące

8.1. Dipol krótki

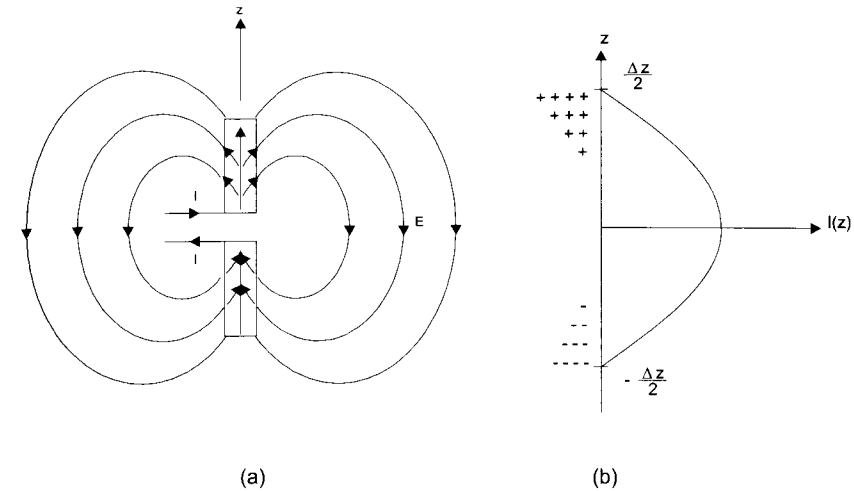
W tym rozdziale przedstawimy właściwości prostych anten, które są najczęściej wykorzystywane w praktyce — samodzielnie lub jako część składowa bardziej skomplikowanych struktur. Dipol idealny (krótki) i mała pętla z prądem są ponadto uważane za struktury elementarne. Ich znajomość pomoże nam w zrozumieniu zasady działania innych anten.

Mówimy, że antena jest **elektrycznie krótka**, jeśli jej wymiary są znacznie mniejsze od długości fali. Jedną z definicji precyzuje, że antena powinna mieścić się wewnątrz kuli o promieniu $\lambda/2\pi$. Takie anteny są bardzo nieefektywne. Wymagania na niewielkie rozmiary, wagę i łatwość przenoszenia powodują, że anteny mają małe rozmiary geometryczne i dla niskich częstotliwości stają się elektrycznie krótkie. Najprostszą anteną jest **dipol krótki**. Analizowaliśmy już dipol idealny, który może być przybliżony za pomocą dipola krótkiego z pojemnościami wierzchołkowymi.

Rozważmy rzeczywisty dipol krótki przedstawiony na rys. 8.1. Prąd na końcach anteny powinien gładko maleć do zera (rys. 8.1a). Dla anteny wykonanej z cienkiego pręta (średnica $\ll \lambda$) rozkład prądu jest w przybliżeniu sinusoidalny. Powoduje to rozkład ładunków na powierzchni przewodnika jak na rys. 8.1b. Nagromadzenie ładunków w antenie prowadzi do wystąpienia prądu przesunięcia o gęstości $\text{j}\omega\epsilon\vec{E}$ w otaczającej dipol przestrzeni. Prąd ten wywołuje z kolei falę elektromagnetyczną, która oddala się od wytwarzającego ją źródła. Rozkłady prądu i ładunków są narysowane dla ustalonej chwili, w której prąd wejściowy na zaciskach osiąga wartość maksymalną. Ponieważ prąd zmienia się sinusoidalnie w czasie, podobnie zmieniają się prądy i ładunki w antenie. Gdy długość dipola Δz staje się bardzo mała, rozkład sinusoidalny może być przybliżony za pomocą rozkładu trójkątnego (rys. 7.18). Impedancja wejściowa dipola krótkiego (bezstratnego) wynosi

$$Z_{we} = 20\pi^2 \left(\frac{\Delta z}{\lambda} \right)^2 - j \frac{240}{\beta \Delta z} \ln \frac{\Delta z}{2a} \quad (8.1)$$

Reaktancja wejściowa dipola krótkiego ma charakter pojemnościowy. Jeśli wyobrażymy sobie taką antenę jako rozwartą linię transmisyjną, to odległość $\Delta z/2$



Rys. 8.1. Dipol krótki: a) pole elektryczne otaczające dipol, b) rozkład prądu i ładunków

między końcami anteny a punktem zasilania jest znacznie mniejsza niż $\lambda/4$ i stąd impedancja wejściowa ma charakter pojemnościowy. Dla zrównoważenia tej składowej często używa się cewek zamocowanych u podstawy anteny (przy jej zaciskach — np. anteny samochodowe).

W dipolu idealnym wszystkie ładunki są zgromadzone na końcu anteny. Dipol idealny może być analizowany albo jako element z równomiernym rozkładem prądu, albo jako dwa ładunki punktowe oscylujące z pulsacją ω (rys. 8.2). Ten pierwszy model może być fizycznie zrealizowany poprzez umieszczenie metalowych płyt na końcu przewodu. W ten sposób w płytach gromadzi się ładunek elektryczny (rys. 8.3). Jeśli $\Delta z \ll \lambda$, prądy płynące radialnie od środka w stronę krawędzi płyt wytwarzają pola, które prawie całkowicie znoszą się w strefie promieniowania anteny, ponieważ prądy o tej samej amplitudzie są skierowane przeciwnie, a różnica faz wynikająca z odległości między płytami jest niewielka ($\beta \Delta z \ll \lambda$). Jeśli $\Delta z \ll \Delta r$, to zgromadzony na płytach ładunek powoduje powstanie równomiernego rozkładu prądu wzdłuż dipola. W praktyce spotyka się anteny — „parasole”, w których płyty są zastąpione prętami. Rezystancja promieniowania dipola krótkiego ze stałym rozkładem prądu wynosi

$$R_{pr} = 80\pi^2 \left(\frac{\Delta z}{\lambda} \right)^2 \quad (8.2)$$

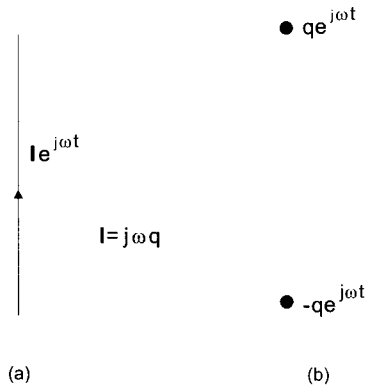
Reaktancja wejściowa ma charakter pojemnościowy. Dodanie pojemności końcowych w postaci talerzy metalowych lub prętów zmniejsza tę reaktancję. Charakterystyka promieniowania dipoli krótkich o równomiernym rozkładzie prądu (lub zbliżonym do niego) jest identyczna z charakterystyką dipola idealnego.

8.2. Dipol półfalowy

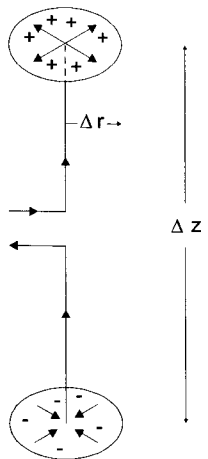
Bardzo popularną i szeroko stosowaną w praktyce anteną jest **dipol półfalowy** należący do klasy anten prostoliniowych omawianych dokładniej w rozdziale 9. Mimo prostej budowy jego analiza jest dość skomplikowana. Rozkład prądu wzdłuż anteny jest sinusoidalny z maksimum w połowie anteny (rys. 8.4). Zakładamy też, że dipol jest nieskończenie cienki i wykonany z idealnego przewodnika. Jest to dobre przybliżenie dla anten, dla których **współczynnik smukłości** (stosunek długości do średnicy) ma dużą wartość rzędu kilku tysięcy. Zaletą dipola jest to, że dobierając jego długość można wyeliminować składową reaktancyjną i konieczność jej kompensacji. Kompensacji dokonuje się przez nieznaczne skrócenie długości dipola w stosunku do połowy długości fali w powietrzu, przy czym skrócenie jest tym większe, im mniejszy jest współczynnik smukłości. Zagadnienia te będą przedstawione w rozdziale 9.

Jeśli umieścimy dipol wzdłuż osi z , to rozkład prądu w antenie wyraża się wzorem

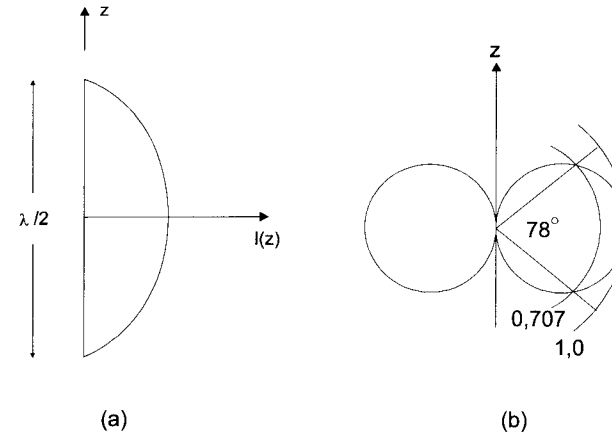
$$I(z) = I_m \sin \left[\beta \left(\frac{\lambda}{4} - |z| \right) \right] \quad |z| \leq \frac{\lambda}{4} \quad (8.3)$$



Rys. 8.2. Modele dipola idealnego: a) model z równomiernym rozkładem prądu, b) model ładunkowy



Rys. 8.3. Dipol Hertza z pojemnościami końcowymi



Rys. 8.4. Dipol półfalowy: a) rozkład prądu, b) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie E

Znając rozkład prądu możemy obliczyć charakterystykę promieniowania z zależności [4]

$$\vec{E} = j\omega\mu \sin\theta A_z \hat{\theta} \quad (8.4)$$

$$A_z = \hat{z} \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \int I(z') e^{j\beta z' \cos\theta} dz' \quad (8.5)$$

Pole elektryczne dipola w strefie dalekiej wynosi

$$E_\theta = j\omega\mu \sin\theta \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \int I(z') e^{j\beta z' \cos\theta} dz' \quad (8.6)$$

Oszacujemy teraz całkę w (8.6) będącą nieunormowaną charakterystyką układu:

$$\begin{aligned} f_{un} &= \int I(z') e^{j\beta z' \cos\theta} dz' = \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} I_m \sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta|z'|\right) e^{j\beta z' \cos\theta} dz' = \\ &= I_m \int_{-\lambda/4}^0 \sin\left(\frac{\pi}{2} + \beta z'\right) e^{j\beta z' \cos\theta} dz' + I_m \int_0^{\lambda/4} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta z'\right) e^{j\beta z' \cos\theta} dz' \end{aligned} \quad (8.7)$$

Wykorzystując wzór

$$\int \sin(a + bx) e^{cx} dx = \frac{e^{cx}}{b^2 + c^2} [c \sin(a + bx) - b \cos(a + bx)] \quad (8.8)$$

otrzymujemy

$$\begin{aligned}
f_{\text{un}} &= I_m \frac{e^{j\beta z' \cos \theta}}{\beta^2 - \beta^2 \cos^2 \theta} \left[j\beta \cos \theta \sin \left(\frac{\pi}{2} + \beta z' \right) - \beta \cos \left(\frac{\pi}{2} + \beta z' \right) \right]_{-\lambda/4}^0 + \\
&+ I_m \frac{e^{j\beta z' \cos \theta}}{\beta^2 - \beta^2 \cos^2 \theta} \left[j\beta \cos \theta \sin \left(\frac{\pi}{2} - \beta z' \right) + \beta \cos \left(\frac{\pi}{2} - \beta z' \right) \right]_0^{\lambda/4} = \\
&= \frac{I_m}{\beta^2 \sin^2} [j\beta \cos \theta - e^{-j(\pi/2)\cos \theta} (-\beta) + e^{j(\pi/2)\cos \theta} (\beta) - j\beta \cos \theta] = \\
&= \frac{I_m}{\beta \sin^2 \theta} 2 \cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right) \quad (8.9)
\end{aligned}$$

Podstawiając wynik do (8.6) mamy

$$E_\theta = j\omega\mu \frac{2I_m}{\beta} \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin \theta \frac{\cos[(\pi/2) \cos \theta]}{\sin^2 \theta} \quad (8.10)$$

W podanym wyrażeniu możemy zidentyfikować charakterystykę elementu $g(\theta) = \sin \theta$ oraz znormalizowaną charakterystykę układu

$$f(\theta) = \frac{\cos[(\pi/2) \cos \theta]}{\sin^2 \theta} \quad (8.11)$$

Obie charakterystyki mają maksimum dla $\theta = \pi/2$. Znormalizowana charakterystyka promieniowania dipola półfalowego wynosi zatem

$$F(\theta) = g(\theta) f(\theta) = \frac{\cos[(\pi/2) \cos \theta]}{\sin \theta} \quad (8.12)$$

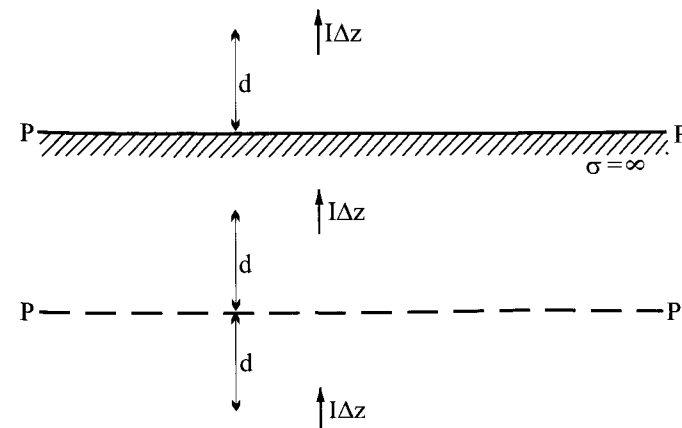
Wykres charakterystyki jest przedstawiony na rys. 8.4b. Kąt połowy mocy dipola półfalowego wynosi 78° . Dipol półfalowy ma zatem nieco większą kierunkowość od dipola idealnego ($HP = 90^\circ$). Kierunkowość dipola półfalowego wynosi 1,64 (2,15 dB), a jego impedancja wejściowa $73 + j42,5 \Omega$.

Z fizyki wiemy, że w zamkniętym układzie liczba ładunków dodatnich jest równa liczbie ładunków ujemnych dla dowolnej chwili. Jeśli ładunki są statyczne, to pola w dużej odległości pochodzące od ładunków dodatnich i ujemnych wygaszają się. Jeśli jednak odległość między ładunkami dodatnimi i ujemnymi zaczyna być rzędu długości fali, to różnica faz wynikająca z różnicy dróg może nie powodować całkowitego wygaszania pól w strefie dalekiej. W przypadku dipola półfalowego, gdzie prąd wzdłuż całej anteny jest w fazie (płyne wszędzie w tym samym kierunku), maksimum promieniowania występuje w kierunku prostopadłym do dipola, a minimum w kierunku jego osi. Dla dipoli o większej długości, gdzie prądy płyną w różnych kierunkach w zależności od miejsca w antenie, przesunięcie fazy między źródłami wynikające z różnic odległości powoduje, że promieniowanie od różnych części dipola dodaje się (*interferencja pozytywna*) w jednych kierunkach, a osłabia (*interferencja negatywna*) w innych.

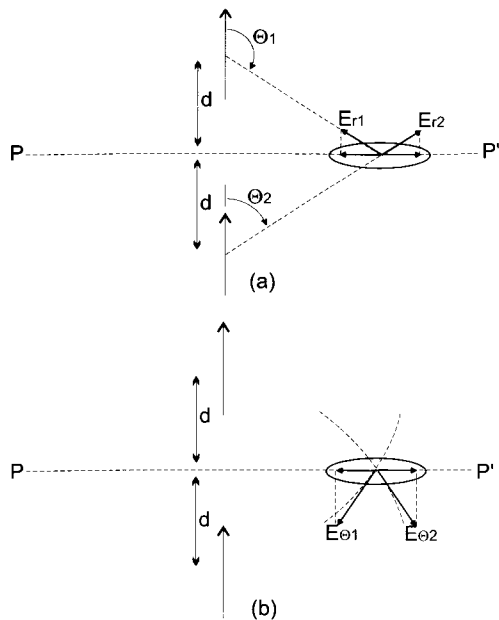
8.3. Anteny nad doskonale przewodzącą płaszczyzną (ziemią doskonałą)

Anteny występują zwykle w otoczeniu różnych przedmiotów. Jednym z nich może być płaszczyzna masy lub ziemi. Duży kawał blachy lub metalowa siatka są dobrym przybliżeniem płaszczyzny wykonanej z doskonałego przewodnika. W tym podrozdziale zajmujemy się wpływem ziemi doskonałej na charakterystykę prostych struktur antenowych. Otrzymane wyniki posłużą nam jako punkt wyjścia do analizy wpływu ziemi rzeczywistej na pracę anten liniowych.

Analizę przypadków anten umieszczonych nad ziemią idealną umożliwia *metoda odbić lustrzanych*. Rozważmy najpierw pionowy dipol idealny umieszczony przed nieskończone rozległą i doskonale przewodzącą płaszczyzną (rys. 8.5a). Chcemy znaleźć pola E i H nad płaszczyzną PP'. Ze względu na jednoznaczność rozwiązania równania różniczkowego (równania falowego) oraz jego warunki początkowe, możemy wprowadzić zastępczy układ, który różni się poniżej PP' od układu wyjściowego, ale spełnia takie same warunki brzegowe na płaszczyźnie PP' oraz ma takie same źródła powyżej PP'. Metoda polega zatem na zastąpieniu niejednorodnego ośrodka z płaszczyzną przewodzącą ośrodkiem jednorodnym pozbawionym tej płaszczyzny z dodatkowymi źródłami promieniowania. Taki układ zastępczy, który wytwarza identyczne pola powyżej PP' jak układ pierwotny, ma swe lustrzane odbicie poniżej płaszczyzny PP'. W naszym przypadku źródło lustrzane jest dipolem idealnym, w którym prąd płynie w tym samym kierunku, jak w dipolu rzeczywistym, co pokazano na rys. 8.5b. Sprawdzimy teraz, że warunek zerowania się składowej stycznej pola elektrycznego na powierzchni PP' jest spełniony dla tak skonstruowanego układu. Ponieważ płaszczyzna masy może znajdować się w polu indukcji lub pośrednim anteny, musimy używać pełnego wyrażenia na pole elektryczne wytwarzane przez dipol idealny (wzór 7.35). Składowa wzdłużna zmienia się proporcjonalnie do $\cos \theta$, a składowa $\hat{\theta}$ proporcjonalnie do $\sin \theta$ (rys. 8.6a). Niech θ_1 i θ_2 będą kątami między odcinkiem łączącym źródła a linią łączącą odpowiednio źródło pierwotne i jego odbicie z punktem na



Rys. 8.5. Pionowy dipol idealny nad doskonale przewodzącą płaszczyzną: a) model fizyczny, b) model zastępczy



Rys. 8.6. Składowe pola elektrycznego pochodzące od dipola idealnego i jego odbicia: a) składowe radialne, b) składowe θ

płaszczyźnie PP'. Składowe radialne w tym punkcie pochodzące od obu źródeł wynoszą

$$E_{r1} = C \cos \theta_1 \quad (8.13)$$

$$E_{r2} = C \cos \theta_2 \quad (8.14)$$

Stała C jest taka sama dla obu składowych, gdyż amplitudy obu źródeł są równe, podobnie jak odległość punktu od każdego ze źródeł. Z rysunku widać, że $\theta_1 + \theta_2 = 180^\circ$, więc

$$E_{r1} = C \cos(180^\circ - \theta_2) = -C \cos \theta_2 \quad (8.15)$$

Porównując ten wynik z (8.14) widzimy, że składowe radialne wzdłuż płaszczyzny PP' są równe co do amplitudy i mają przeciwne fazy:

$$E_{r1} = E_{r2} \quad (8.16)$$

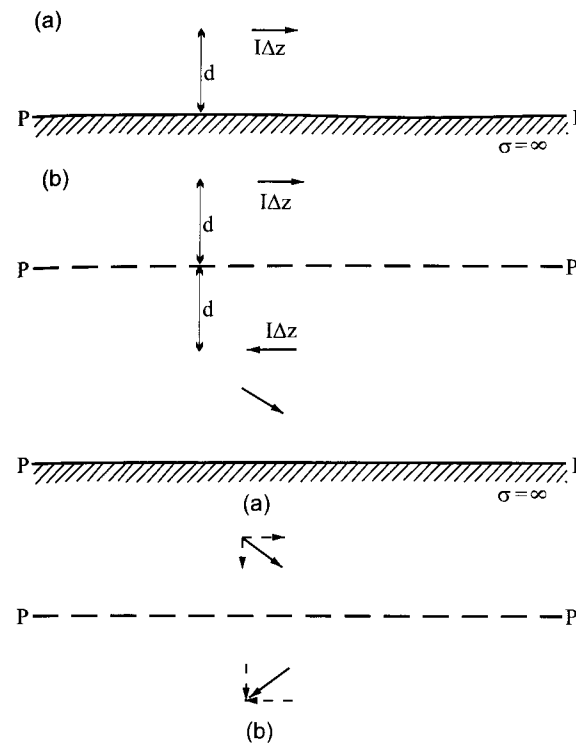
E_{r2} jest skierowane na zewnątrz źródła θ_2 , ponieważ kąt ten jest mniejszy od 90° i jego kosinus jest dodatni. E_{r2} jest skierowane do wewnątrz, gdyż (8.15) przyjmuje ujemne wartości. Rzuty obu składowych na powierzchnię (składowe styczne) zerują się. Podobne rozumowanie dla składowej θ prowadzi do wzorów

$$E_{\theta 1} = D \sin \theta_1 = D \sin \theta_2 \quad (8.17)$$

$$E_{\theta 2} = D \sin \theta_2 \quad (8.18)$$

$$E_{\theta 1} = E_{\theta 2} \quad (8.19)$$

Na rysunku 8.6b pokazano, że rzuty obu składowych na płaszczyznę także się zerują.



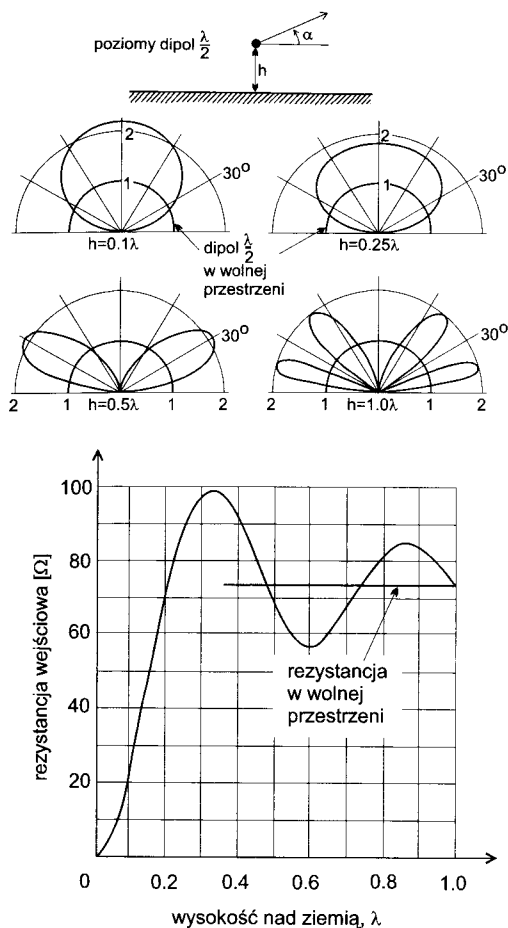
Rys. 8.7. Poziomy dipol idealny nad płaszczyzną przewodzącą: a) model fizyczny, b) model zastępczy



Rys. 8.8. Dipol o dowolnej orientacji nad powierzchnią ziemi: a) model fizyczny, b) model zastępczy

Wykazaliśmy, że dla dipola idealnego przedstawionego na rys. 8.5 składowa styczna na powierzchni jest równa zero przy wprowadzeniu jego lustrzanego odbicia. Oznacza to, że konfiguracja z rys. 8.5b jest identyczna z konfiguracją z rys. 8.5a w tym sensie, że pola powyżej płaszczyzny PP' są w obu przypadkach takie same. Jeśli mamy dipol idealny zorientowany poziomo w stosunku do płaszczyzny, to jego odbicie lustrzane jest umieszczone w takiej samej odległości od PP', ale prąd w odbiciu jest skierowany przeciwnie (rys. 8.7). Można to udowodnić analogicznie jak dla poprzedniej konfiguracji. Odbicie elementu o dowolnej orientacji prądu może być znalezione poprzez wektorową dekompozycję prądów w antenie na składową prostopadłą i równoległą, znalezienie odbić składowych i złożenie ich z powrotem w jedno źródło (rys. 8.8).

Założenie o płaszczyźnie idealnie przewodzącej jest spełnione, jeśli używamy np. blachy wykonanej z miedzi czy aluminium. Bardziej krytyczne jest założenie o nieskończonej powierzchni. Można podać bardzo ogólny warunek — kryterium dotyczące nieskończenie rozległej płaszczyzny jest spełnione, gdy płaszczyzna rozciąga się poza źródło przynajmniej na kilka jego długości, oraz jeśli źródło nie jest zbyt oddalone od płaszczyzny. Dokładniejsza analiza wpływu płaszczyzny na parametry anteny jest przeprowadzona w rozdziale poświęconym antenom liniowym. Należy pamiętać, że obecność takiej płaszczyzny wpływa przede wszystkim na charakterystykę promieniowania i impedancję wejściową anteny. Na rysunku 8.9 pokazano wykresy rezystancji wejściowej i charakterystyki

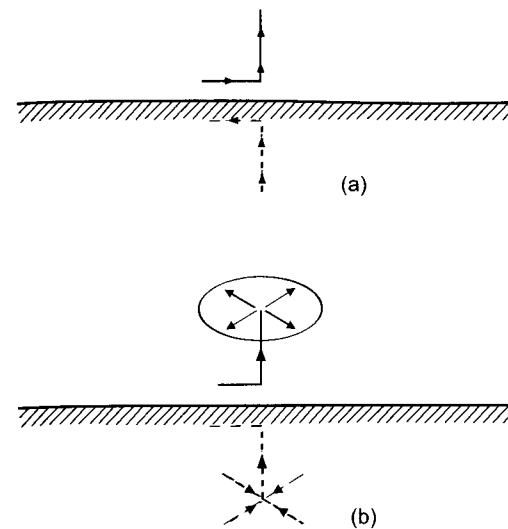


Rys. 8.9. Rezystancja wejściowa i charakterystyka promieniowania dipola poziomego $\lambda/2$ w funkcji wysokości nad ziemią doskonałą. Charakterystyka promieniowania obliczona względem natężenia pola dipola w wolnej przestrzeni zasilanego identyczną mocą

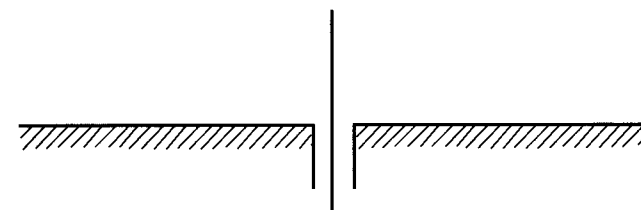
promieniowania dla dipola półfalowego pionowego i poziomego umieszczonego nad ziemią idealną. Obecność ziemi powoduje przyrost zysku w niektórych kierunkach o 6 dB.

8.4. Unipole

Dotychczas rozważaliśmy dipol krótki, który jest anteną symetryczną względem ziemi. Oznacza to, że napięcia w obu ramionach anteny mają taką samą amplitudę, lecz są przeciwnie skierowane (są w przeciwfazie) względem potencjału odniesienia (najczęściej masa urządzenia lub ziemia). Osobną klasą anten są **unipole**, czyli dipole pionowe zasilane asymetrycznie względem ziemi. Dwa unipole są przedstawione na rys. 8.10, a ich typowy sposób zasilania za pomocą kabla koncentrycznego na rys. 8.11. Prądy i ładunki w unipolu są takie same, jak w górnej połowie odpowiadającego mu dipola, natomiast napięcie na zaciskach wynosi tylko połowę napięcia zasilającego dipol symetryczny przy tym samym prądzie wejściowym. Dzieje się tak dlatego, gdyż szerokość przerwy między zaciskami unipola wynosi



Rys. 8.10. Unipole nad ziemią doskonałą: a) unipol będący odpowiednikiem dipola idealnego, b) unipol z pojemnością wierzchołkową



Rys. 8.11. Unipol zasilany niesymetrycznie kablem koncentrycznym

tylko połowę odległości między zaciskami dipola i identyczne natężenie pola elektrycznego między zaciskami daje o połowę mniejsze napięcie. Z tego względu impedancja wejściowa unipola jest równa połowie impedancji wejściowej dipola:

$$Z_{we, mono} = \frac{U_{we, mono}}{I_{we, mono}} = \frac{0,5U_{we, dip}}{I_{we, dip}} = \frac{1}{2} Z_{we, dip} \quad (8.20)$$

Dla przykładu rezystancja unipola idealnego wynosi

$$R_{pr, mono} = 160\pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \quad (8.21)$$

dla $h \ll \lambda$, gdzie h jest długością unipola i $\Delta z = 2h$.

Charakterystyka promieniowania unipola powyżej płaszczyzny masy jest identyczna z charakterystyką dipola umieszczonego podobnie w przestrzeni, ponieważ pola powyżej masy są w obu przypadkach takie same. Unipol promieniuje w górnej przestrzeni połowę mocy promieniowanej przez dipol w wolnej przestrzeni (przy tym samym prądzie wejściowym). Zastępczy kąt pełnej mocy anteny unipola jest równy połowie tego kąta dla dipola w wolnej przestrzeni. Oznacza to podwojenie kierunkowości unipola w stosunku do dipola:

$$D_{mono} = \frac{4\pi}{\Omega_{A, mono}} = \frac{4\pi}{0,5\Omega_{A, dip}} = 2D_{dip} \quad (8.22)$$

Możemy to również pokazać w nieco inny sposób. Jeśli dipol w wolnej przestrzeni ma maksimum gęstości promieniowania równe U_m , to unipol o połowę krótszy umieszczony nad płaszczyzną przewodzącą z takim samym prądem wejściowym będzie miał identyczną wartość maksymalną U_m , gdyż pola wytwarzane przez obie anteny są równe. Całkowita moc promieniowana przez dipol wynosi P_{pr} , podczas gdy dla unipola tylko połowę tej wartości. Kierunkowości obu anten wynoszą

$$D_{dip} = \frac{U_m}{U_{ave}} = \frac{U_m}{P_{pr}/4\pi} \quad (8.23)$$

$$D_{mono} = \frac{U_m}{0,5P_{pr}/4\pi} = 2D_{dip} \quad (8.24)$$

Wzrost kierunkowości nie bierze się zatem ze wzrostu gęstości promieniowania, ale ze zmniejszenia średniej gęstości promieniowania.

8.5. Małe anteny pętlowe

Zamknięte pętle z prądem o rozmiarach mniejszych od dziesiątej części fali są zwane **małymi antenami pętlowymi**. Są to struktury dualne do dipoli. Takie dualizmy występują czasami w teorii anten i pola elektromagnetycznego. Istnieje wtedy możliwość pisania pól wytwarzanych przez antenę na podstawie znajomości pól wytwarzanych przez antenę dualną poprzez zamianę niektórych wielkości, co widać z **zasady dualizmu**. Struktury anten dualnych są podobne do dualnych obwodów elektrycznych. Rozważmy źródło napięciowe połączone szeregowo z rezystorem i cewką (rys. 8.12a). Obwodem do niego dualnym jest obwód składający się ze źródła prądowego i połączonych równolegle pojemności i konduktancji (rys. 8.12b). Napięciowe prawo Kirchhoffa dla pierwszego obwodu

$$U = RI + j\omega LI \quad (8.25)$$

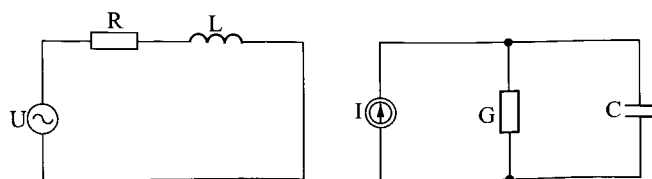
będzie opisywać obwód dualny, gdy zamienimy U na I , R na G i L na C :

$$I = GU + j\omega CU \quad (8.26)$$

Założmy, że mamy źródło prądu elektrycznego o gęstości J_1 i parametry materiału ϵ_1 , μ_1 , σ . Równania Maxwella dla tego układu są następujące:

$$\nabla \times \vec{E}_1 = -j\omega\mu_1 \vec{H}_1 \quad (8.27)$$

$$\nabla \times \vec{H}_1 = j\omega\epsilon'_1 \vec{E}_1 + \vec{J}_1 \quad (8.28)$$



Rys. 8.12. Dualne obwody elektryczne: a) szeregowy obwód RL, b) dualny do niego obwód RC; $U \Leftrightarrow I$, $G \Leftrightarrow R$, $C \Leftrightarrow L$

gdzie $\vec{E}_1$, $\vec{H}_1$ są polami wytwarzanymi przez $\vec{J}_1$ w obecności materiałów (ϵ_1 , μ_1 , σ_1). Założmy, że istnieje fikcyjny prąd magnetyczny o gęstości $\vec{M}_2$ w obecności materiałów (ϵ_2 , μ_2 , σ_2). Równania Maxwella dla tego przypadku mają postać:

$$\nabla \times \vec{H}_2 = j\omega\epsilon'_2 \vec{E}_2 \quad (8.29)$$

$$\nabla \times \vec{E}_2 = -j\omega\mu_2 \vec{H}_2 - \vec{M}_2 \quad (8.30)$$

gdzie $\vec{E}_2$, $\vec{H}_2$ są polami wytwarzanymi przez $\vec{M}_2$. Oba układy są dualne, jeśli zamienimy wielkości zgodnie z tabl. 8-1. Podstawiając wielkości z tabeli do równań (8.29, 8.30) otrzymamy równania (8.27, 8.28). Z zasady dualności widać, że jeśli źródła w dwóch układach są dualne ($M_2 \Leftrightarrow J_1$) oraz jeśli warunki brzegowe są również dualne ($\mu_2 \Leftrightarrow \epsilon_1$ i $\epsilon_2 \Leftrightarrow \mu_1$, gdzie $\epsilon_1 = \epsilon_1 - j(\sigma_1/\omega)$), to pola w układzie 2 mogą być znalezione z rozwiązania układu 1 przez podstawienie odpowiednich wielkości z tabl. 8-1.

Zastosujemy teraz zasadę dualności do znalezienia pól wytwarzanych przez małą pętlę z prądem, korzystając przy tym ze znanych już wzorów na pola wytwarzane przez dipol idealny. Pętla z prądem może być przedstawiona jako fikcyjny dipol magnetyczny z równomiernym rozkładem prądu magnetycznego I^m i długości Δz . Oba źródła są dualne, jeśli

$$I^m \Leftrightarrow I^e \quad (8.31)$$

gdzie I^e jest prądem elektrycznym w dipolu idealnym o długości Δz . Ponieważ ośrodkiem jest wolna przestrzeń, nie mamy warunków brzegowych. Dipol idealny wytwarza pola o postaci

$$\vec{E}_1 = E_{\theta 1} \hat{\theta} + E_{r1} \hat{r} \quad (8.32)$$

$$\vec{H}_1 = H_{\phi 1} \hat{\phi} \quad (8.33)$$

Stosując podstawienia z tabl. 8-1 znajdujemy poszukiwane pola pochodzące od pętli z prądem:

$$\vec{E}_2 \Leftrightarrow -\vec{H}_1 = -H_{\phi 1} \hat{\phi} \quad (8.34)$$

$$\vec{H}_2 \Leftrightarrow \vec{E}_1 = E_{\theta 1} \hat{\theta} + E_{r1} \hat{r} \quad (8.35)$$

Tabl. 8-1. ZAMIANA ZMIENNYCH MIĘDZY UKŁADEM 1 Z PRĄDAMI ELEKTRYCZNYMI I UKŁADEM 2 Z PRĄDAMI MAGNETYCZNYMI

Układ 2	Układ 1
$\vec{M}_2$	$\vec{J}_1$
ϵ'_2	μ_1
μ_2	ϵ'_1
$\vec{E}_2$	$-\vec{H}_1$
$\vec{H}_2$	$\vec{E}_1$

przy podstawieniach wynikających z faktu otaczania anten przez wolną przestrzeń o parametrach μ i ϵ :

$$\mu_2 = \mu_0 \Leftrightarrow \varepsilon'_1 = \varepsilon_0, \varepsilon'_2 = \varepsilon_0 \Leftrightarrow \mu_1 = \mu_0 \quad (8.36)$$

Zwróćmy uwagę, że współczynnik fazy β ma taką samą wartość w obu przypadkach. Łącząc wzory (8.34 + 36), (8.31) ze wzorami na pola wytwarzane przez dipol idealny otrzymujemy

$$\vec{E}_2 = -\frac{I^m \Delta z}{4\pi} j\beta \left(1 + \frac{1}{j\beta r}\right) \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \hat{\phi} \quad (8.37)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}_2 = & \frac{I^m \Delta z}{4\pi} j\omega\varepsilon \left[1 + \frac{1}{j\beta r} + \frac{1}{(j\beta r)^2}\right] \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \hat{\theta} + \\ & + \frac{I^m \Delta z}{2\pi} j\omega\varepsilon \left[\frac{1}{j\beta r} + \frac{1}{(j\beta r)^2}\right] \frac{e^{-j\beta r}}{r} \cos\theta \hat{r} \end{aligned} \quad (8.38)$$

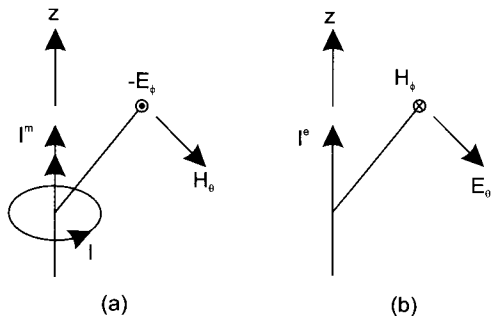
Wyrażenia dla strefy dalekiej znajdujemy poprzez zestawienie składników proporcjonalnych do $1/r$:

$$\vec{E}_2 = -I^m \Delta z j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\theta \hat{\phi} \quad (8.39)$$

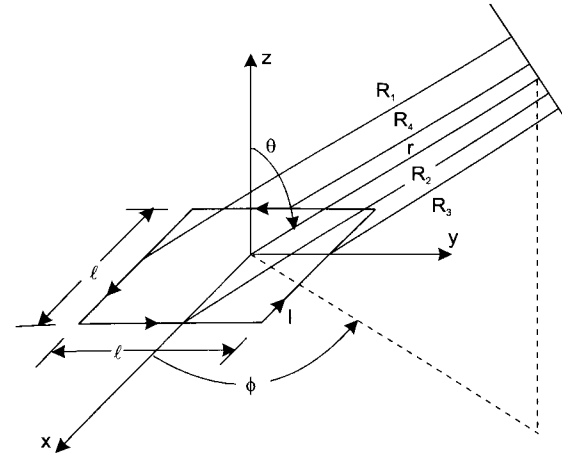
$$\vec{H}_2 = I^m \Delta z j\omega\varepsilon \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\theta \hat{\theta} \quad (8.40)$$

Pola w strefie dalekiej pochodzące od dipola idealnego i anteny pętlowej są pokazane na rys. 8.13. Obie anteny mają identyczną charakterystykę promieniowania ($\sin\theta$).

W znalezionych dla pętli zależnościach występuje fikcyjny prąd magnetyczny I^m . Rozwiązując bezpośrednio problem małej pętli możemy znaleźć relację między płynącym w niej prądem I a prądem magnetycznym I^m . Będziemy analizować wytwarzane pola w strefie dalekiej. Okazuje się, że pola wytwarzane przez małe pętle nie zależą od kształtu pętli, a tylko od jej pola powierzchni. Wybierzmy zatem pętlę o kształcie kwadratu (rys. 8.14) w celu ułatwienia obliczeń. Prąd ma stałą amplitudę I i zerową fazę wzdłuż całej pętli. Każdy bok pętli jest krótkim elementem z równomiernym rozkładem prądu, modelowanym przez dipol idealny. Dwa boki równoległe do osi x wytwarzają całkowity potencjał wektorowy (tylko składowa x)



Rys. 8.13. Składowe pola pochodzące od małej pętli z prądem (a) i dipola idealnego (b)



Rys. 8.14. Geometria małej, kwadratowej pętli z prądem

$$A_x = \frac{I\ell}{4\pi} \left(\frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} - \frac{e^{-j\beta R_3}}{R_3} \right) \quad (8.41)$$

(patrz wzór 7.27). Znak „-” w drugim składniku bierze się z przeciwnej orientacji prądu 3 względem osi x . Podobnie dla gałęzi 2 i 4 mamy

$$A_y = \frac{I\ell}{4\pi} \left(\frac{e^{-j\beta R_2}}{R_2} - \frac{e^{-j\beta R_4}}{R_4} \right) \quad (8.42)$$

Przybliżenie dla strefy dalekiej oznacza, że odległości użyte do obliczenia zmian amplitudy są prawie równe ($R_1 \approx R_2 \approx R_3 \approx R_4 \approx r$), natomiast różnice faz są znajdowane przy założeniu równoległości wszystkich promieni. Stosując proste zależności geometryczne znajdujemy odległości:

$$R_1 = r + \frac{\ell}{2} \sin\theta \sin\phi \quad (8.43a)$$

$$R_2 = r - \frac{\ell}{2} \sin\theta \cos\phi \quad (8.43b)$$

$$R_3 = r - \frac{\ell}{2} \sin\theta \sin\phi \quad (8.43c)$$

$$R_4 = r + \frac{\ell}{2} \sin\theta \cos\phi \quad (8.43d)$$

Wstawiając podane zależności do wykładników i mianowników dostajemy

$$\begin{aligned} A_x = & \frac{I\ell e^{-j\beta r}}{4\pi r} (e^{-j\beta(\ell/2)\sin\theta\sin\phi} - e^{+j\beta(\ell/2)\sin\theta\sin\phi}) = \\ = & -2j \frac{I\ell e^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\left(\frac{\beta\ell}{2} \sin\theta \sin\phi\right) \end{aligned} \quad (8.44)$$

$$A_y = \frac{I\ell e^{-j\beta r}}{4\pi r} (e^{+j\beta(\ell/2)\sin\theta\cos\phi} - e^{-j\beta(\ell/2)\sin\theta\cos\phi}) =$$

$$= 2j \frac{I\ell e^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\left(\frac{\beta\ell}{2} \sin\theta \cos\phi\right) \quad (8.45)$$

Ponieważ pętla jest mała w porównaniu z λ , więc iloczyn $\beta\ell = 2\pi\ell/\lambda$ jest również mały i funkcja sinus może być zastąpiona przez swój argument, co daje nam

$$A_x \approx -j \frac{Ie^{-j\beta r}}{4\pi r} \beta\ell^2 \sin\theta \sin\phi \quad (8.46a)$$

$$A_y \approx j \frac{Ie^{-j\beta r}}{4\pi r} \beta\ell^2 \sin\theta \cos\phi \quad (8.46b)$$

Całkowity potencjał wektorowy wynosi

$$\vec{A} = A_x \hat{x} + A_y \hat{y} = j\beta\ell^2 \frac{Ie^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\theta (-\sin\phi \hat{x} + \cos\phi \hat{y}) \quad (8.47)$$

Wyrażenie w nawiasie jest wersorem $\hat{\phi}$ (patrz dodatek), zatem

$$\vec{A} = j\beta S \frac{Ie^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\theta \hat{\phi} \quad (8.48)$$

gdzie S jest powierzchnią pętli. Promieniowane pole elektryczne wynosi $-j\omega\mu\vec{A}$, co po podstawieniu daje

$$\vec{E} = Z_0 \beta^2 S \frac{Ie^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\theta \hat{\phi} \quad (8.49)$$

ponieważ

$$\omega\mu\beta = \omega^2\mu \sqrt{\mu\epsilon} = \sqrt{\mu/\epsilon} \omega^2\mu\epsilon = Z_0\beta^2 \quad (8.50)$$

Pole magnetyczne jest równe

$$\vec{H} = \frac{1}{Z_0} \hat{r} \times \vec{E} = -\beta^2 S \frac{Ie^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\theta \hat{\theta} \quad (8.51)$$

Porównując (8.50) lub (8.51) z (8.39) lub (8.40) dostajemy zależność między prądem elektrycznym i magnetycznym:

$$I^m \Delta z = j\omega\mu IS \quad (8.52)$$

Stosując tę zależność w (8.37) i (8.38) otrzymamy pełne wyrażenia na pole magnetyczne i elektryczne wytwarzane przez pętlę o momencie magnetycznym IS . Pola zależą tylko od powierzchni pętli i prądu, a nie od jej kształtu. Podobnie od kształtu nie zależy charakterystyka promieniowania małych anten pętlowych.

Impedancja wejściowa małej anteny pętlowej ma charakter indukcyjny. Rezystancja promieniowania jest obliczona poprzez określenie mocy promieniowanej przez pętlę (wzór 7.78), równej [4]

$$P_{pr} = 10I^2(\beta^2 S)^2 \quad (8.53)$$

Rezystancja promieniowania wynosi ostatecznie

$$R_{pr} = \frac{2P_{pr}}{I^2} = 20(\beta^2 S)^2 \approx 31200 \left(\frac{S}{\lambda^2}\right)^2 \quad (8.54)$$

To przybliżenie jest ważne dla anten, których średnica jest mniejsza od $0,3\lambda$.

Rezystancja promieniowania anteny może być zwiększona poprzez zastosowanie kilku zwojów. Moment magnetyczny pętli o n zwojach wynosi nIS , co daje rezystancję promieniowania

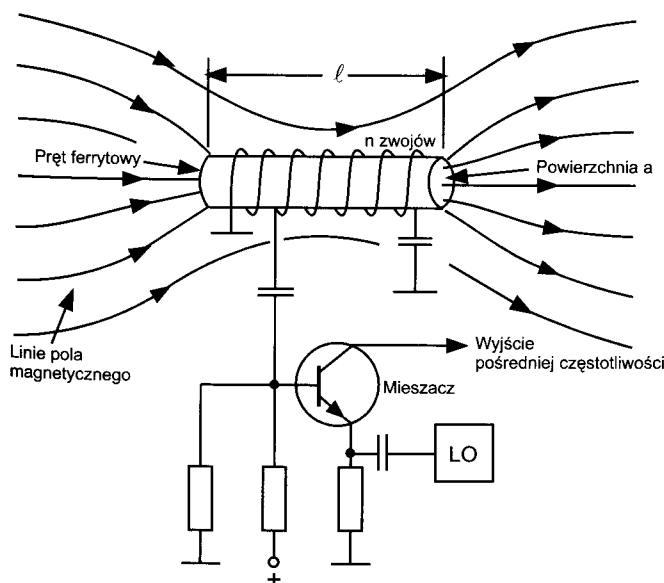
$$R_{pr} = 20(\beta^2 nS)^2 \approx 31200 \left(n \frac{S}{\lambda^2}\right)^2 \quad (8.55)$$

Inną metodą zwiększenia rezystancji promieniowania jest nawinięcie zwojów na rdzeniu ferrytowym. Powstaje wtedy *antena ferrytowa* używana powszechnie w odbiornikach radiowych na fale długie i średnie. Jednocześnie służy ona w połączeniu z kondensatorem jako pierwszy obwód wejściowy odbiornika (rys. 8.15). Zasady projektowania tych anten można znaleźć np. w [1], [2], [4].

Anteny pętlowe mają również znaczną rezystancję strat. Dla prostokątnej pętli o bokach ℓ_1 i ℓ_2 przybliżony wzór określający tę rezystancję ma postać [4]

$$R_{str} = \frac{2\ell_1 \ell_2}{\pi d^2} R_s \left\{ \frac{1}{[(\ell_1/d)^2 - 1]^{1/2}} + \frac{1}{[(\ell_2/d)^2 - 1]^{1/2}} \right\} \quad (8.56)$$

gdzie d jest średnicą drutu, a R_s rezystancją powierzchniową. Jeśli ℓ_1 i ℓ_2 są znacznie większe od d , to (8.56) redukuje się do



Rys. 8.15. Antena ferrytowa w stopniu wejściowym odbiornika radiowego

$$R_{\text{str}} = \frac{2(\ell_1 + \ell_2)}{\pi d} R_s \quad (8.57)$$

Wzór ten można uogólnić dla pętli o dowolnym kształcie

$$R_{\text{str}} = \frac{\ell}{w} R_s \quad (8.58)$$

gdzie ℓ jest średnią długością pętli, a w w obwodem przekroju przewodu, z którego wykonano pętlę. Dla pętli o kształcie kołowym rezystancja wynosi

$$R_{\text{str}} = \frac{2\pi b}{\pi d} R_s = \frac{2b}{d} R_s \quad (8.59)$$

gdzie b jest promieniem pętli, a d średnicą przewodu.

Indukcyjność małej, prostokątnej anteny pętlowej wynosi [4]

$$L = \frac{\mu}{\pi} \left[\ell_2 \operatorname{arch}\left(\frac{\ell_1}{d}\right) + \ell_1 \operatorname{arch}\left(\frac{\ell_2}{d}\right) \right] \quad (8.60)$$

a indukcyjność okrągłej pętli o promieniu b jest równa

$$L = b\mu \left[\ln\left(\frac{16b}{d}\right) - 1,75 \right] \quad (8.61)$$

Literatura

1. C.A. Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, New York 1997
2. J.D. Kraus. *Antennas*. McGraw-Hill, New York 1988
3. S. Lee, Y. Lo. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold, New York 1988
4. W.L. Stutzman, G.A. Thiele. *Antenna Theory and Design*. John Wiley & Sons, New York 1998

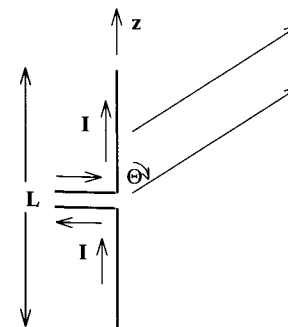
9. Anteny prostoliniowe

9.1. Dipole

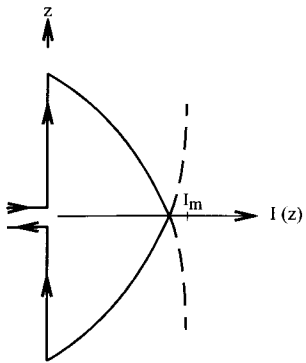
9.1.1. Dipol prosty

Anteny prostoliniowe są najstarszymi i wciąż najbardziej popularnymi antenami, dlatego poświęcimy im nieco więcej miejsca. Aby znaleźć dokładne analityczne rozwiązanie dla anten liniowych rzeczywistych (o skończonej długości), musimy zastosować warunek brzegowy mówiący o zerowaniu się składowej stycznej pola elektrycznego na powierzchni przewodnika. Prowadzi to do skomplikowanego **równania całkowego Hallena** [2] dla anteny cylindrycznej, które zostało rozwiązane jedynie w sposób przybliżony. Dokładne rozwiązanie dla anten rzeczywistych, polegające na znalezieniu rozkładu prądu i określeniu ich parametrów, stało się możliwe dzięki zastosowaniu komputerów i **metody momentów** [1], [6], [11], będącej do dziś jedną z najpopularniejszych metod rozwiązywania zagadnień elektromagnetycznych. Okazuje się jednak, że przyjmując założenie o nieskończenie cienkiej antenie i sinusoidalnym rozkładzie prądu (ta aproksymacja została potwierdzona pomiarami), otrzymujemy dość dokładne zależności, mogące służyć w praktyce inżynierskiej do projektowania anten. Przybliżenie takie daje dobre rezultaty dla anten liniowych, których średnica przewodu, z jakiego została wykonana, jest mniejsza od $0,01\lambda$.

Dipol liniowy leżący wzdłuż osi z jest pokazany na rys. 9.1. Jest on zasilany w środku za pomocą **symetrycznej linii transmisyjnej**, co oznacza, że



Rys. 9.1. Dipol liniowy



Rys. 9.2. Rozkład prądu w dipolu o długości $L < \lambda/2$

prądy w każdym z ramion dipola są równe co do amplitudy i przeciwne co do kierunku. Dipol liniowy jest więc *anteną symetryczną*. Zakładamy, że płynący wzdłuż niego prąd ma rozkład sinusoidalny:

$$I(z) = I_m \sin \left[\beta \left(\frac{L}{2} - |z| \right) \right] \quad |z| < \frac{L}{2} \quad (9.1)$$

L jest długością dipola, a β współczynnikiem fazy dla powietrza (próżni). Na rysunku 9.2 przedstawiono rozkład prądu dla anteny o długości mniejszej od $\lambda/2$. Zwróćmy uwagę, że wartość maksymalna prądu na zaciskach wynosi w tym przypadku $I_m \sin(\beta L/2)$, a prądy w obu ramionach mają ten sam kierunek. Dla długości dipola większych od $\lambda/2$ prąd w antenie będzie zmieniał swój kierunek w zależności od miejsca. Na rysunku 9.3 przedstawiono rozkłady prądu dla dipoli o różnych długościach. Prąd na końcu dipola przyjmuje zawsze wartość 0.

Aby obliczyć charakterystykę promieniowania, musimy najpierw oszacować całkę

$$f_{un} = \int_{-L/2}^{L/2} I(z') e^{j\beta z' \cos \theta} dz' \quad (9.2)$$

Podstawiając rozkład prądu dostajemy

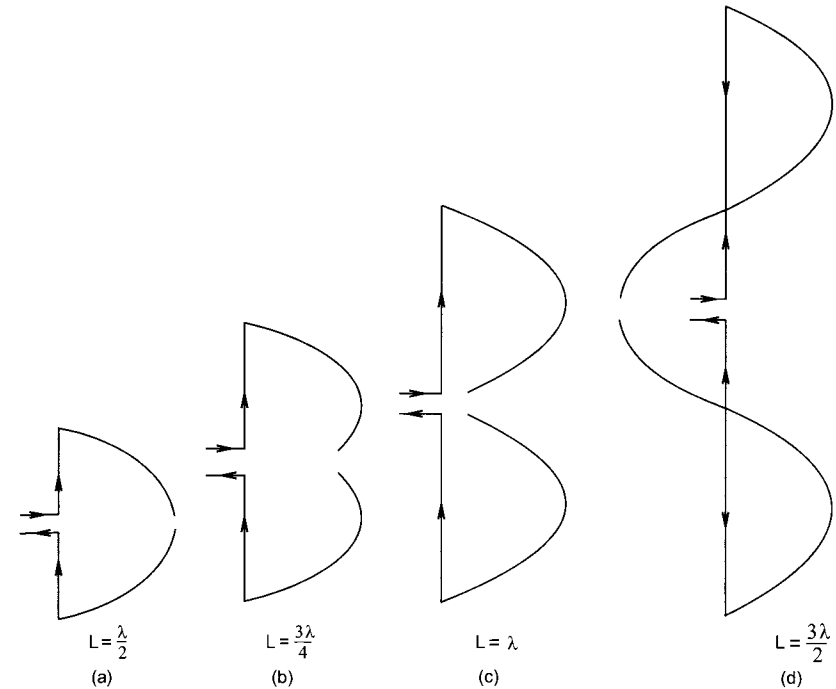
$$f_{un} = \int_{-L/2}^0 I_m \sin \left[\beta \left(\frac{L}{2} + z' \right) \right] e^{j\beta z' \cos \theta} dz' + \int_0^{L/2} I_m \sin \left[\beta \left(\frac{L}{2} - z' \right) \right] e^{j\beta z' \cos \theta} dz' \quad (9.3)$$

Po obliczeniu otrzymujemy nieunormowaną charakterystykę promieniowania dipola:

$$f_{un} = \frac{2I_m}{\beta} \frac{\cos[(\beta L/2) \cos \theta] - \cos(\beta L/2)}{\sin^2 \theta} \quad (9.4)$$

Pole elektryczne w strefie dalekiej wynosi [11]

$$E_\theta = j\omega\mu \sin \theta \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \frac{2I_m}{\beta} \frac{\cos[(\beta L/2) \cos \theta] - \cos(\beta L/2)}{\sin^2 \theta} \quad (9.5)$$



Rys. 9.3. Rozkłady prądu w dipolach o różnej długości: a) $L = \lambda/2$, b) $L = 3\lambda/4$, c) $L = \lambda$, d) $L = 3\lambda/2$

Po wprowadzeniu impedancji falowej $\omega\mu/\beta = Z_0$ wzór (9.5) upraszcza się do

$$E_\theta = jZ_0 \frac{e^{-j\beta r}}{2\pi r} I_m \frac{\cos[(\beta L/2) \cos \theta] - \cos(\beta L/2)}{\sin \theta} \quad (9.6)$$

Zależność od kąta θ określa charakterystykę promieniowania. Dla dipola półfalowego jest ona równa

$$F(\theta) = \frac{\cos[(\pi/2) \cos \theta]}{\sin \theta} \quad (9.7)$$

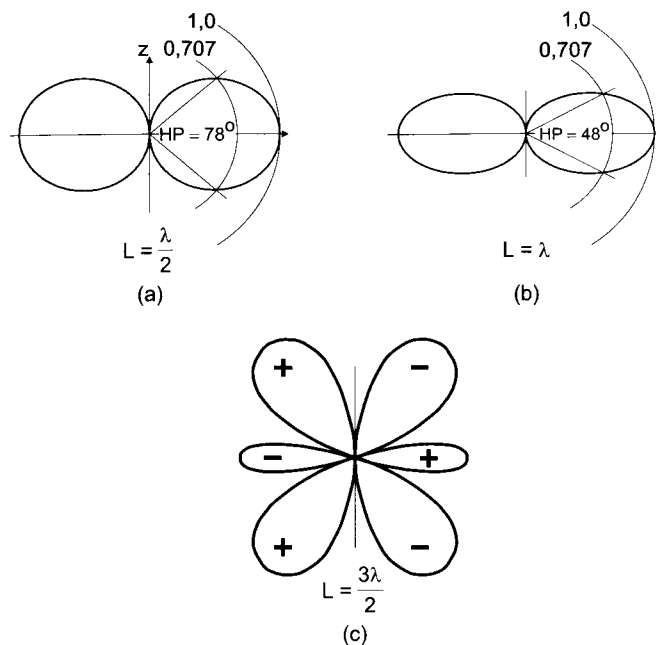
Kąt połowy mocy wynosi 78° . Dla dipola całofalowego ($L = \lambda$) unormowana charakterystyka wynosi

$$F(\theta) = \frac{\cos(\pi \cos \theta) + 1}{2 \sin \theta} \quad (9.8)$$

a kąt połowy mocy jest równy 45° . Dla $L = 3\lambda/2$ mamy

$$F(\theta) = 0,7148 \frac{\cos\left(\frac{3}{2} \pi \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad (9.9)$$

Liczba 0,7148 jest współczynnikiem normalizacyjnym. Na rysunku 9.4 przedstawiono wykresy obliczonych wcześniej charakterystyk. Zwróćmy uwagę, że dla



Rys. 9.4. Charakterystyki promieniowania dipoli liniowych: a) $L = \lambda/2$, b) $L = \lambda$, c) $L = 3\lambda/2$

dipola $3\lambda/2$ pojawiło się kilka listków. Dzieje się tak dlatego, iż w antenach o długości przekraczającej λ prąd płynie w różnych kierunkach, powodując osłabianie wypadkowego pola w jednych, a wzmacnianie go w innych kierunkach.

W celu znalezienia rezystancji promieniowania musimy najpierw obliczyć promieniowaną moc. Wstawiając (9.6) do (7.81) mamy

$$P_{pr} = \frac{1}{2Z_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Z_0^2 \frac{I_m^2}{(2\pi r)^2} \left\{ \frac{\cos[(\beta L/2) \cos \theta] - \cos(\beta L/2)}{\sin \theta} \right\}^2 r^2 \sin \theta d\theta d\phi =$$

$$= \frac{Z_0}{8\pi^2} I_m^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \frac{\{\cos[(\beta L/2) \cos \theta] - \cos(\beta L/2)\}^2}{\sin \theta} d\theta$$

Wykonujemy podstawienie $\tau = \cos \theta$, $d\tau = -\sin \theta d\theta$:

$$P_{pr} = \frac{Z_0}{2\pi} I_m^2 \int_{-1}^0 \frac{\{\cos[(\beta L/2) \tau] - \cos(\beta L/2)\}^2}{1 - \tau^2} (-d\tau) =$$

$$= \frac{Z_0}{4\pi} I_m^2 \int_{-1}^1 \left(\frac{\{\cos[(\beta L/2) \tau] - \cos(\beta L/2)\}^2}{1 + \tau} + \frac{\{\cos[(\beta L/2) \tau] - \cos(\beta L/2)\}^2}{1 - \tau} \right) d\tau$$

gdzie zastosowano tożsamość

$$\frac{1}{1-u^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{1+u} + \frac{1}{1-u} \right) \quad (9.12)$$

Całkę tę oblicza się wykorzystując funkcję sinusa i kosinusa całkowego (patrz dodatek). Uprościmy sobie obliczenia wybierając przypadek szczególny dipola półfalowego, dla którego $\beta L/2 = \pi/2$. Wzór (9.11) przyjmuje teraz postać

$$P_{pr} = \frac{Z_0}{4\pi} I_m^2 \int_0^1 \left[\frac{\cos^2(\pi\tau/2)}{1+\tau} + \frac{\cos^2(\pi\tau/2)}{1-\tau} \right] d\tau \quad (9.13)$$

Dokonujemy kolejnego podstawienia $v = 1 - \tau$ oraz $w = 1 + \tau$:

$$P_{pr} = \frac{Z_0}{4\pi} I_m^2 \left[\int_1^0 \frac{-\sin^2(\pi v/2)}{v} dv + \int_1^2 \frac{\sin^2(\pi w/2)}{w} dw \right] =$$

$$= \frac{Z_0}{4\pi} I_m^2 \int_0^2 \frac{\sin^2(\pi v/2)}{v} dv = \frac{Z_0}{4\pi} I_m^2 \int_0^2 \frac{1 - \cos \pi v}{2v} dv \quad (9.14)$$

Podstawiając $t = \pi v$ otrzymujemy

$$P_{pr} = \frac{Z_0}{8\pi} I_m^2 \int_0^{2\pi} \frac{1 - \cos t}{t} dt = \frac{Z_0}{8\pi} I_m^2 \text{Cin}(2\pi) = \frac{Z_0}{8\pi} I_m^2 \cdot 2,44 \quad (9.15)$$

gdzie wartość $\text{Cin}(2\pi)$ odczytano z tablic. Ostatecznie rezystancja promieniowania dipola półfalowego jest równa

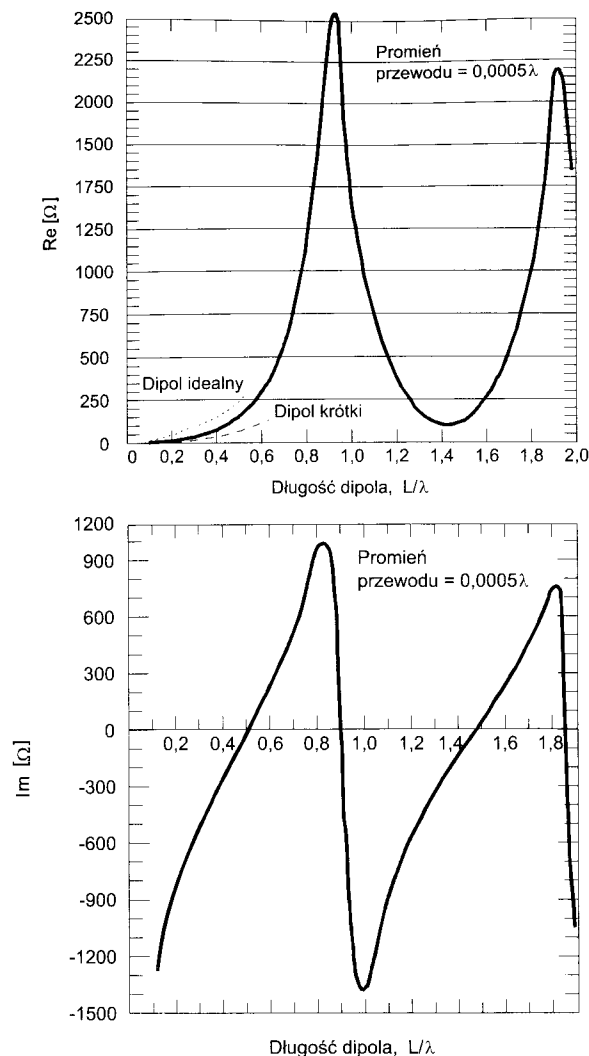
$$R_{pr} = \frac{2P_{pr}}{I_m^2} = \frac{2(151 I_m^2 \cdot 2,44)}{I_m^2} \approx 73 \Omega \quad (9.16)$$

Nieskończenie cienki dipol półfalowy ma również składową reaktancyjną (indukcyjną). Całkowita impedancja wejściowa dipola wynosi

$$Z_{we} = 73 + j42,5 \Omega \quad (9.17)$$

Na rysunku 9.5 przedstawiono wykres impedancji wejściowej obliczonej metodą momentów dla dipola o skończonej średnicy $0,005\lambda$. Widać na nich wyraźnie rezonansowe zachowanie się anteny. Na wykresie rezystancji pokazano również krzywe dla dipola idealnego i krótkiego obliczone wg podanych wcześniej wzorów (7.118) i (7.121).

Rezystancję wejściową można powiązać z rezystancją promieniowania. Zwykle rezystancję promieniowania definiuje się dla maksimum prądu I_m niezależnie od tego, czy rzeczywiście występuje on w antenie. Taką rezystancję będziemy oznaczać R_{prm} . Można również używać rezystancji promieniowania



Rys. 9.5. Impedancja wejściowa dipola liniowego o promieniu 0,0005λ w funkcji długości L. Linia kropkowana przedstawia rezystancję wejściową obliczoną ze wzoru dla dipola idealnego, linia przerywana dla dipola krótkiego.

zdefiniowanej dla zacisków wejściowych (R_{pri}). Moc promieniowana przez antenę wynosi

$$P_{pr} = \frac{1}{2} I_m^2 R_{prm} = \frac{1}{2} I_m^2 R_{pri} \quad (9.18)$$

Dla dipoli będących nieparzystą wielokrotnością $\lambda/2$ $I_m = I_{we}$ i $R_{prm} = R_{pri}$. Trzecia definicja rezystancji promieniowania (R_{pr}) odnosi się do rzeczywistego maksimum prądu występującego w antenie. Dla dipoli krótszych od połowy długości fali maksimum prądu zawsze występuje na środku (zaciskach) dipola i $R_{pri} = R_{pr}$. W praktyce interesuje nas rezystancja wejściowa anteny, więc ważna staje się również R_{pri} . Prąd na zaciskach wejściowych dla dipoli zasilanych w środku jest równy

$$I_{we} = I_m \sin \frac{\beta L}{2} \quad (9.19)$$

Wstawienie go do (10.1) daje

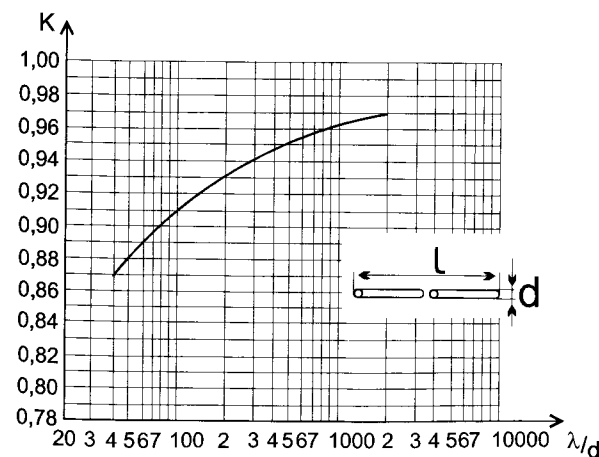
$$R_{pri} = \frac{I_m^2}{I_{we}^2} R_{prm} = \frac{R_{prm}}{\sin^2(\beta L/2)} \quad (9.20)$$

R_{pri} jest składnikiem rezystancji wejściowej anteny i jest równe R_{we} przy pominięciu strat cieplnych (co zwykle będziemy czynić).

Dla dipoli o długościach $L = \lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$, mamy $\beta L/2 = \pi, 2\pi, 3\pi \dots$, a ponadto rezystancja R_{pri} jest nieskończona. Będzie tak przy założeniu idealnie sinusoidalnego rozkładu prądu. Dipole o skończonej grubości mają bardzo duże, lecz skończone wartości impedancji wejściowej dla długości w pobliżu wielokrotności λ . Oznacza to, że rozkład prądu dla tych długości nieco odbiega od założonego — prąd wejściowy ma zawsze skończoną wartość różną od 0.

Ponieważ przenikalność elektryczna przewodników jest nieco większa od 1, fala rozchodzi się wzdłuż anteny z nieco mniejszą prędkością niż w próżni. Na zmniejszenie prędkości ma ponadto wpływ pojemność rozproszenia anteny. Oznacza to, że długość fizyczna dipola nie jest równa długości elektrycznej. Redukując lekko długość dipola półfalowego otrzymujemy pracę anteny **w rezonansie** ($X_{we} = 0$). Jego impedancja wejściowa wynosi wtedy ok. $70 + j0 \Omega$. Stopień skrócenia musi być tym większy, im większa jest średnica dipola, czyli przy małych współczynnikach smukłości. Najbardziej precyzyjnie można określić stopień skrócenia za pomocą metod numerycznych. Jeśli nie mamy do dyspozycji odpowiedniego oprogramowania, długość dipola półfalowego w rezonansie możemy obliczyć z zależności

$$L_{rzecz} = \frac{\lambda}{2} K_p \quad (9.21)$$



Rys. 9.6. Współczynnik skrócenia dla dipola liniowego [3]

gdzie K_p jest tzw. **współczynnikiem skrócenia**. Można go odczytać znając smukłość anteny z wykresu na rys. 9.6. Współczynnik ten zależy od odległości anteny od ziemi i innych przedmiotów. Można również wykorzystać podany dalej wzór analityczny do obliczenia współczynnika skrócenia dipola półfalowego:

$$K_p = 1 - \frac{0,3}{\ln \frac{\lambda/2}{2a}} \quad (9.22)$$

gdzie a jest promieniem przewodu, z którego wykonano dipol. W praktyce wykonuje się dipol nieco dłuższy, a następnie skraca się go obserwując jednocześnie impedancję wejściową lub WFS.

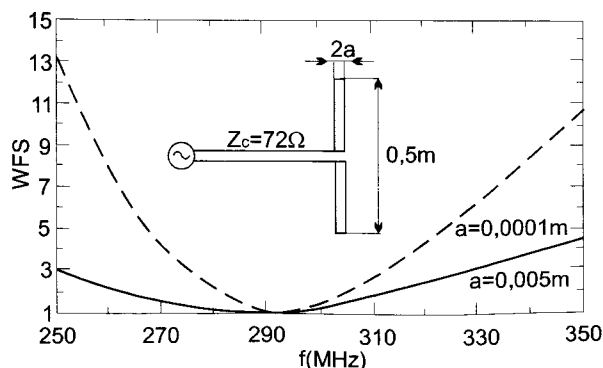
Ponieważ dipole są strukturami rezonansowymi, ich pasmo pracy jest wąskie (kilka procent częstotliwości środkowej). Wykres WFS w funkcji częstotliwości dla dipola półfalowego pokazano na rys. 9.7. Dla dipola półfalowego szerokość pasma pracy wyraża się wzorem [2]

$$B = \frac{WFS - 1}{\sqrt{WFS}} \frac{f_r}{Q} \quad (9.23)$$

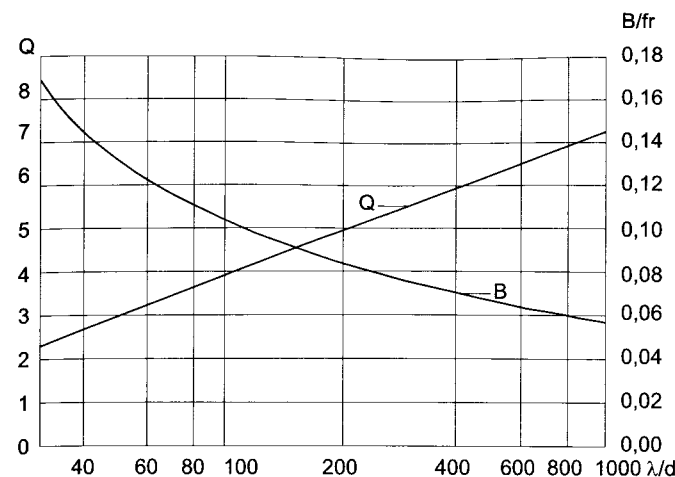
gdzie Q jest dobrocią anteny traktowanej jako szeregowy obwód rezonansowy o częstotliwości rezonansowej f_r . Jeśli przyjmiemy $WFS = 2$ (wartość zbyt duża dla większości systemów profesjonalnych; jest jednak często używana w literaturze do porównywania pasma różnych anten), to otrzymamy

$$B = 0,71 \frac{f_r}{Q} \quad (9.24)$$

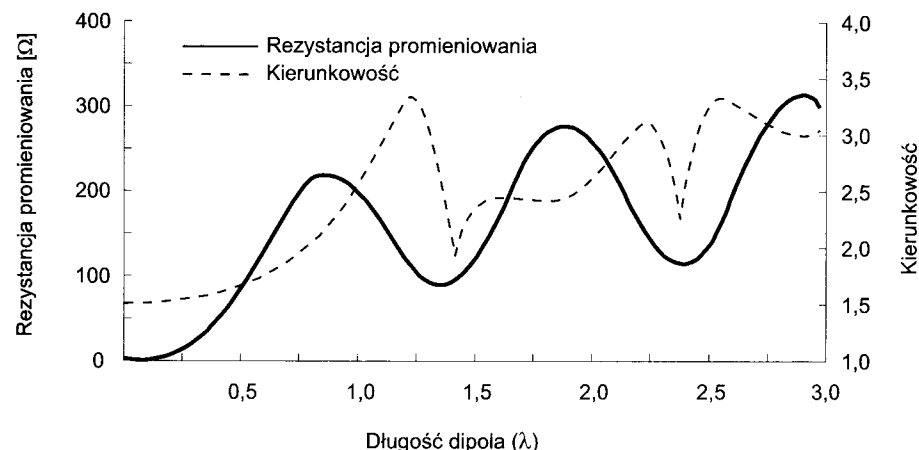
Wykres dobroci i względnej szerokości pasma na poziomie $WFS < 1,5$ w funkcji smukłości dipola jest przedstawiony na rys. 9.8. Analiza wzorów i wykresów dostarcza nam praktycznej wskazówki, że **im grubszy dipol, tym szersze jego pasmo pracy**. Minimum WFS dla grubszych dipoli występuje dla mniejszych częstotliwości w porównaniu z cieńszymi antenami.



Rys. 9.7. WFS w funkcji częstotliwości dla dipoli o różnych średnicach [11]



Rys. 9.8. Wpływ smukłości dipola na dobroć Q oraz pasmo B/f_r dla $WFS \leq 1,5$ [1]



Rys. 9.9. Rezystancja promieniowania i kierunkowość cienkiego dipola w funkcji jego długości (dla sinusoidalnego rozkładu prądu) [1]

Na zakończenie tego podrozdziału wyznaczmy kierunkowość dipola półfalowego. Obliczyliśmy już moc promieniowaną przez dipol (wzór 9.15). Znajdujemy teraz maksymalną gęstość promieniowania używając (9.6):

$$U_m = \frac{r^2}{2Z_0} |E_\theta|_{\max}^2 = \frac{1}{2Z_0} \frac{Z_0^2 I_m^2}{(2\pi)^2} = \frac{Z_0}{8\pi^2} I_m^2 \quad (9.25)$$

Kierunkowość dipola półfalowego wynosi

$$D = \frac{4\pi U_m}{P_{pr}} = \frac{4\pi (Z_0/8\pi^2) I_m^2}{(Z_0/8\pi) I_m^2 \cdot 2,44} = 1,64 \text{ (2,15 dB)} \quad (9.26)$$

Kierunkowość dipola półfalowego jest tylko nieznacznie większa od kierunkowości dipola idealnego. Dipol całofalowy ma kierunkowość równą 2,41 (3,82 dB). Wykres zmian kierunkowości w funkcji długości dipola przedstawiono na rys. 9.9.

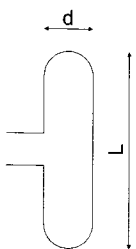
9.1.2. Dipol pętlowy

Bardzo użyteczną anteną jest **dipol pętlowy** pokazany na rys. 9.10, składający się z dwóch równoległych dipoli połączonych na końcach i zasilanych w środku jednego z nich. Odległość między dipolami d jest znacznie mniejsza od ich długości L . Zaletą dipola pętlowego jest większa impedancja wejściowa i nieco szersze pasmo pracy. Ze względu na rozkład napięcia i prądu można go galwanicznie uziemić na środku, co chroni urządzenia elektroniczne przed wyładowaniami atmosferycznymi i elektrostatycznymi. Dipol pętlowy jest zwykle elementem aktywnym w antenach Yagi.

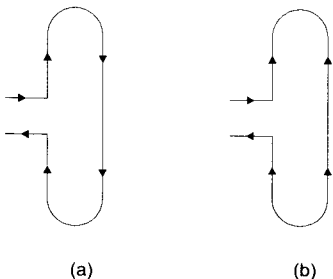
Dipol pętlowy możemy traktować jako niesymetryczną linię transmisyjną z nierównymi prądami. Jego analiza polega na rozłożeniu prądu w antenie na dwa rodzaje pracy: **rodzaj linii transmisyjnej** oraz **rodzaj antenowy**. Oba rodzaje są zilustrowane na rys. 9.11. Prądy w rodzaju linii transmisyjnej wytwarzają pola mające tendencję do redukcji w strefie dalekiej ze względu na małe d . Impedancja wejściowa tego rodzaju jest dana wzorem na impedancję zwartej linii transmisyjnej:

$$Z_T = jZ_c \operatorname{tg} \frac{\beta L}{2} \quad (9.27)$$

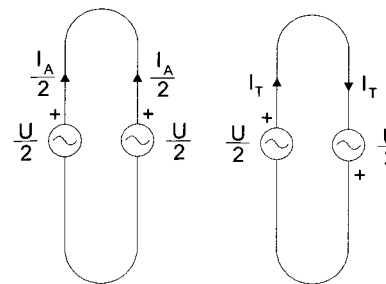
gdzie Z_c jest impedancją charakterystyczną linii. W rodzaju antenowym pola wytwarzane przez jednakowo skierowane prądy wzmacniają się. W tym rodzaju ładunki nie odbijają się od końców anteny i nie wracają do wejścia jak w dipolu prostym, co powoduje dwukrotne zwiększenie prądu wejściowego dla długości rezonansowych. Dla rodzaju antenowego zatem prąd wejściowy jest równy połowie prądu wejściowego dipola prostego. Załóżmy, że do wejścia dipola pętlowego przyłożyliśmy napięcie U . Wypadkowe zachowanie anteny jest określone



Rys. 9.10. Dipol pętlowy



Rys. 9.11. Rodzaj linii transmisyjnej (a) i rodzaj antenowy (b) w dipolu pętlowym



Rys. 9.12. Wzbudzenie poszczególnych rodzajów w dipolu pętlowym: a) rodzaj antenowy, b) rodzaj linii transmisyjnej

superpozycją obwodów zastępczych dla poszczególnych rodzajów (rys. 9.12). Zwróćmy uwagę, że po nałożeniu obu schematów na siebie i zsumowaniu napięć, na zaciskach wystąpi U , a po prawej stronie napięcie wyniesie 0 jak w antenie rzeczywistej. Prąd dla rodzaju linii transmisyjnej wynosi

$$I_T = \frac{U/2}{Z_T} = \frac{U}{2Z_T} \quad (9.28)$$

Dla rodzaju antenowego całkowity prąd jest sumą prądów składowych i wynosi I_A . Pobudzenie tego prądu zapewnia źródło $U/2$, zatem prąd w antenie wynosi

$$I_A = \frac{U/2}{Z_D} = \frac{U}{2Z_D} \quad (9.29)$$

gdzie Z_D jest w pierwszym przybliżeniu impedancją wejściową dipola prostego wykonanego z przewodu o takiej samej średnicy. Całkowity prąd po lewej stronie (na zaciskach) dipola pętlowego wynosi $I_T + I_A/2$, co przy napięciu U na zaciskach daje impedancję wejściową dipola równą

$$Z_{we} = \frac{U}{I_T + \frac{1}{2} I_A} \quad (9.30)$$

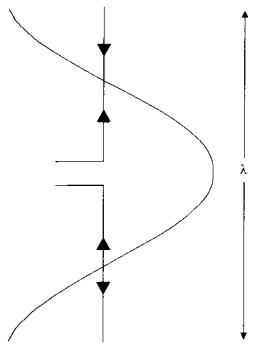
Wstawiając (9.28) i (9.29) do (9.30) dostajemy

$$Z_{we} = \frac{4Z_T Z_D}{Z_T + 2Z_D} \quad (9.31)$$

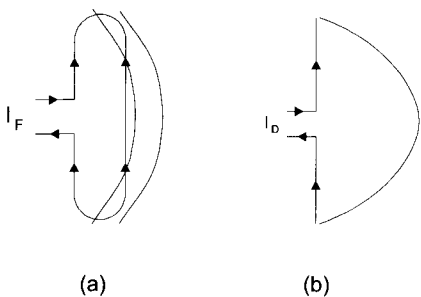
Rozważmy jako przykład najczęściej używany pętlowy dipol półfalowy, dla którego $L = \lambda/2$, $Z_T = jZ_c \operatorname{tg}[(2\pi/\lambda)(\lambda/4)] = jZ_c \operatorname{tg}(\pi/2) = \infty$. Wstawiając te dane do równania (9.31) otrzymujemy

$$Z_{we} = 4Z_D \quad (9.32)$$

Pętlowy dipol półfalowy ma czterokrotnie większą impedancję niż dipol prosty dzięki temu, że występuje bardzo silne sprzężenie między dipolami składowymi i transformacja impedancji. Ponieważ dipol półfalowy w rezonansie ma tylko część rzeczywistą impedancji (ok. 70 Ω), podobnie zachowuje się dipol pętlowy.



Rys. 9.13. Rozkład prądu w półfalowym dipolu pętlowym — rodzaj antenowy



Rys. 9.14. Rozkład prądu w: a) półfalowym dipolu pętlowym, b) dipolu prostym

Jeśli rozetniemy dipol pętlowy naprzeciwko jego zacisków i wyprostujemy ramiona, to rozkład prądu wzdłuż dipola w rodzaju antenowym będzie wyglądał jak na rys. 9.13. Prąd na końcach nie jest równy zero, gdyż w rzeczywistości są one ze sobą połączone. Prądy można też zobrazować jak na rys. 9.14. Taki sam całkowity prąd płynie w dipolu pętlowym i prostym, co powoduje, że charakterystyki promieniowania obu anten są identyczne. Między prądem wejściowym dipola pętlowego a prądem dipola prostego istnieje zależność

$$I_F = 0,5 I_D \quad (9.33)$$

Moc doprowadzona do wejścia dipola pętlowego wynosi

$$P_F = 0,5 Z_{we} I_F^2 \quad (9.34)$$

a do wejścia dipola prostego

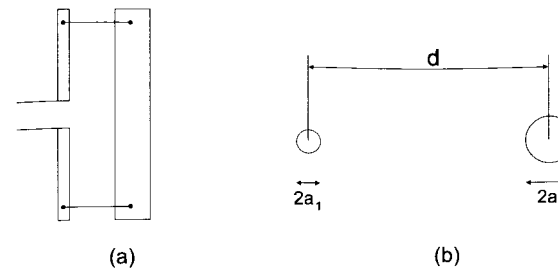
$$P_D = 0,5 Z_D I_D^2 \quad (9.35)$$

Ponieważ całkowite prądy w antenach są równe, równa jest też promieniowana moc. Porównanie (9.34) i (9.35) z wykorzystaniem (9.33) daje $0,5 Z_D I_D^2 = 0,5 Z_{we} 0,25 I_D^2$ lub

$$Z_{we} = 4 Z_D \quad (9.36)$$

W rezonansie dipol pętlowy ma ok. 280 Ω, a więc wartość bliską impedancji popularnego kabla symetrycznego.

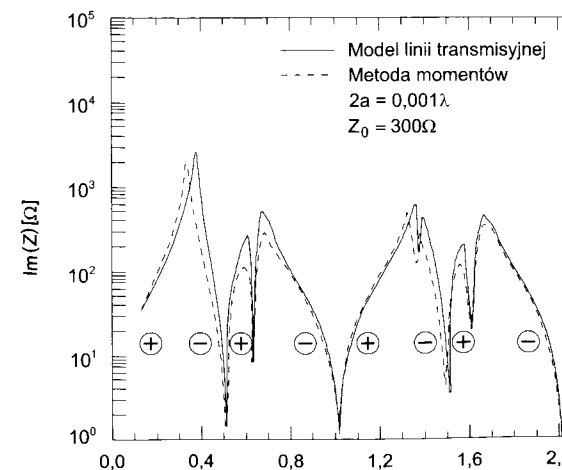
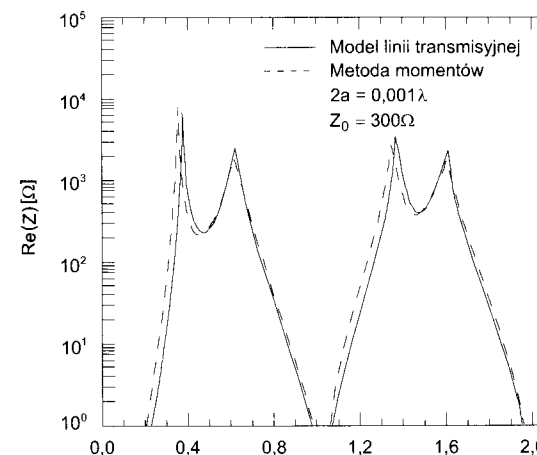
Zwykle dipol pętlowy jest wykonany z jednego przewodu o takiej samej średnicy. Wykonując go jednak z dwóch przewodów o różnych średnicach, jak



Rys. 9.15. Dipol pętlowy zbudowany z przewodników o różnych średnicach

pokazano na rys. 9.15, możemy wpływać na impedancję wejściową. Taki dipol pętlowy jest równoważny dipolowi prostemu o tej samej długości i średnicy zastępczej określonej zależnością [2]

$$\ln \frac{d_{zast}}{2} = \ln \frac{a_1}{2} + \frac{1}{(1 + a_2/a_1)^2} \left[(a_2/a_1)^2 \ln \frac{a_2}{a_1} + 2a_2/a_1 \ln \frac{2d}{a_1} \right] \quad (9.37)$$



Rys. 9.16. Impedancja wejściowa dipola pętlowego w funkcji długości [11]

Dla dipola półfalowego impedancja wejściowa jest dana wzorem [11]

$$Z_{we} = (1 + c)^2 Z_D \quad (9.38)$$

Jeśli promienie przewodów są znacznie mniejsze od d , to współczynnik c obliczamy z zależności

$$c \approx \frac{\ln(d/a_1)}{\ln(d/a_2)} \quad (9.39)$$

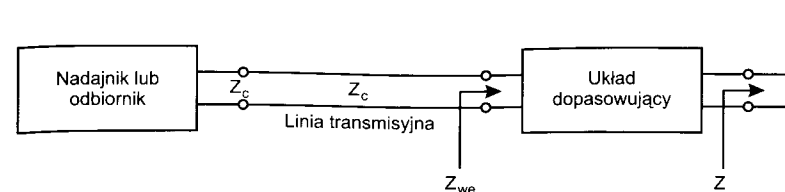
Impedancja wejściowa dipola pętlowego w funkcji długości jest przedstawiona na rys. 9.16.

Bardzo prosto możemy wykonać antenę na radiofoniczny zakres UKF 87,5 ÷ 108 MHz. Wystarczy uciąć 1,5 m przewodu symetrycznego 300 Ω , zlutować jego końce, rozciąć na środku jeden z przewodów i podłączyć do niego przewód symetryczny łączący z odbiornikiem.

9.2. Zasilanie anten prostoliniowych

9.2.1. Dopasowanie impedancyjne

Poprawne połączenie anteny nadawczej z nadajnikiem powinno zapewniać maksymalne przeniesienie mocy, podobnie jak zależy nam na przeniesieniu do odbiornika całej mocy zaindukowanej w antenie. Typowa konfiguracja nadajnik (odbiornik) — linia transmisyjna — antena jest przedstawiona na rys. 9.17. Nadajnik lub odbiornik jest z reguły dopasowany do linii transmisyjnej. W przypadku anten przeznaczonych do pracy na jednej częstotliwości lub w wąskim pasmie impedancja wejściowa anteny jest zwykle równa impedancji linii transmisyjnej. Jeśli tak nie jest, to wzrasta WFS w linii i straty mocy. Część mocy doprowadzonej do linii może odbić się od zacisków anteny i wrócić do nadajnika. Moc ta nie zostanie wypromieniowana w przestrzeń, ponadto może zmienić się punkt pracy stopnia końcowego nadajnika lub w skrajnym przypadku nadajnik może ulec zniszczeniu. Dopuszczalna wartość WFS zależy od systemu radiokomunikacyjnego. Musi ona być bardzo mała dla nadawczych systemów telewizyjnych (wielokrotne odbicia między anteną i nadajnikiem w przypadku kabli o długości kilkuset m mogą powodować odbicia na ekranie, których nie można zlikwidować za pomocą ustawiania anteny odbiorczej). Podobnie w systemach o dużej mocy nadajnika (powyżej 100–500 W) WFS powinien być mały ze względu na sprawność energetyczną całego systemu (1% odbitej mocy dla nadajnika 100 W to 1 W, w przypadku nadajnika 100 kW jest to już 1 kW, co przy założeniu pracy 24h/dobę*365 dni w roku daje wymierne straty ekonomiczne). Należy zawsze starać się dobrać antenę w taki sposób, aby jej impedancja wejściowa była równa impedancji linii transmisyjnej. Jeśli jest to niemożliwe, możemy zastosować układ dopasowujący włączony tak jak na rys. 9.17. Może to być układ typu L lub π podobny do używanych w stopniach końcowych nadajników (praktyczne rozwiązania można znaleźć w [3], [4], [9]). Należy jednak pamiętać, że są to



Rys. 9.17. Połączenie nadajnika (odbiornika) z anteną

układy stratne (szczególnie cewki) i w niektórych przypadkach połączenie anteny poprzez taki układ daje gorsze rezultaty niż połączenie bezpośrednie. Może to być również odcinek linii ćwierćfalowej o odpowiednio dobranej impedancji. Wymienione układy dopasowujące są układami wąskopasmowymi (patrz np. rys. 5.15) i ograniczają zakres częstotliwości pracy. Wykorzystuje się też transformatory na rdzeniach ferrytowych, lecz będą one omówione razem z symetryzatorami.

Istnieją również sposoby dopasowania bez użycia układów dopasowujących. Impedancję wejściową dipola możemy zmienić poprzez zmianę położenia punktu zasilania (zacisków). Jeśli zaciski są w odległości z_{we} od środka dipola (rys. 9.18), to prąd na nich jest równy

$$I_{we} = I_m \sin \left[\beta \left(\frac{L}{2} - |z_{we}| \right) \right] \quad (9.40)$$

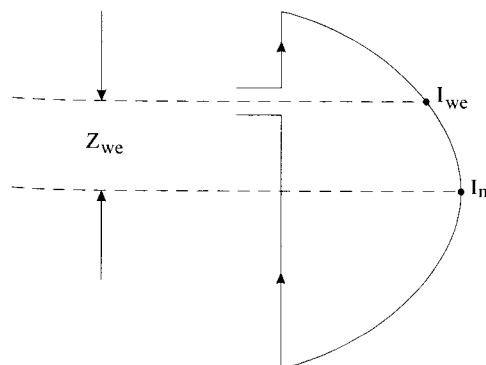
i dla dipola półfalowego wynosi

$$I_{we} = I_m \cos \beta z_{we} \quad (9.41)$$

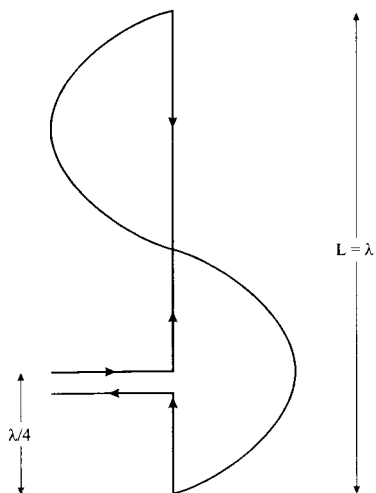
Rezystancja wejściowa na przesuniętych zaciskach dipola ma wartość

$$R_{we} = \frac{I_m^2}{I_{we}^2} R_{prm} = \frac{R_{prm}}{\cos^2 \beta z_{we}} \quad (9.42)$$

gdzie R_{prm} oznacza rezystancję promieniowania określoną w punkcie występowania maksimum prądu I_m . Powyższy rezultat wskazuje, że gdy punkt zasilania jest na końcu dipola, to impedancja wejściowa osiąga nieskończoność. W praktyce ma ona skończoną i dużą wartość. Charakterystyka promieniowania w przypadku dipola



Rys. 9.18. Dipol półfalowy z przesuniętymi zaciskami zasilającymi



Rys. 9.19. Rozkład prądu w dipolu całofalowym z przesuniętymi zaciskami

półfalowego nie ulega zmianie przy przesuwaniu punktu zasilania. W przypadku dłuższych dipoli charakterystyka i impedancja wejściowa ulegają zmianom, co pokazano na rys. 9.19 na przykładzie rozkładu prądu w dipolu całofalowym zasilanym w odległości $\lambda/4$ od końca.

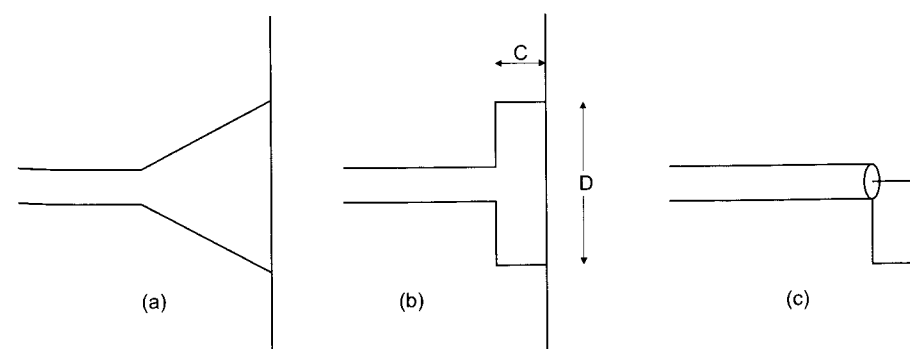
Zasilanie boczne dipola jest niesymetryczne i może prowadzić do niepożądanych zmian fazy prądu wzdłuż anteny (rys. 9.19). Zasilanie symetryczne, które polega na zwiększeniu rezystancji wejściowej wraz ze wzrostem odległości od środka anteny, zwimy **zasilaniem bocznikowym**. Na rys. 9.20 pokazano trzy podstawowe sposoby zasilania bocznikowego: typu **delta**, typu **T** i typu **gamma**. Omówimy dokładniej zasilanie typu T; sposób działania pozostałych układów jest podobny. Centralna sekcja dopasowania typu T może być uważana za zwartą linię transmisyjną połączoną równolegle dipolem, w którym odstęp między zaciskami zasilającymi jest duży. Zwarty odcinek linii jest krótszy od $\lambda/4$ i stąd jego impedancja ma charakter indukcyjny. Możemy wprowadzić pojemność kompensującą indukcyjność poprzez skrócenie dipola lub umieszczenie kondensatorów zmiennych w doprowadzeniach bocznika. W miarę wzrostu odległości D zwiększa się impedancja wejściowa, która ma maksimum dla D równego około połowy długości dipola. Przy dalszym wzroście D impedancja maleje i osiąga wartość typową dla dipola pętlowego. Dokładna wartość impedancji zależy od odległości C i D oraz stosunku średnicy dipola do średnicy pręta, z którego wykonano bocznik. Zaletą dopasowania typu T jest możliwość dogodnego doboru dopasowania drogą eksperymentalną, wadą zaś konieczność wykonania pewnych elektrycznie styków z anteną. Dopasowanie typu delta polega na doborze dwóch punktów na antenie, w których impedancja wejściowa jest równa impedancji linii zasilającej. Ponieważ odległość ta jest inna niż rozstaw przewodów linii, wybiera się dwa inne punkty. Trójkąt łączący antenę z dipolem (od którego wzięła się nazwa układu) pełni rolę transformatora impedancji. Zaletą dopasowania typu delta jest możliwość umieszczenia anteny wprost na uziemionym maszcie (środek dipola półfalowego ma potencjał zerowy), co pozwala uziemić zarówno antenę, jak i linię transmisyjną.

Dopasowanie typu gamma umożliwia natomiast zasilanie anteny symetrycznej przewodem niesymetrycznym. Układy praktyczne zasilania bocznikowego można znaleźć w [3] i [9], a sposoby ich projektowania w [1].

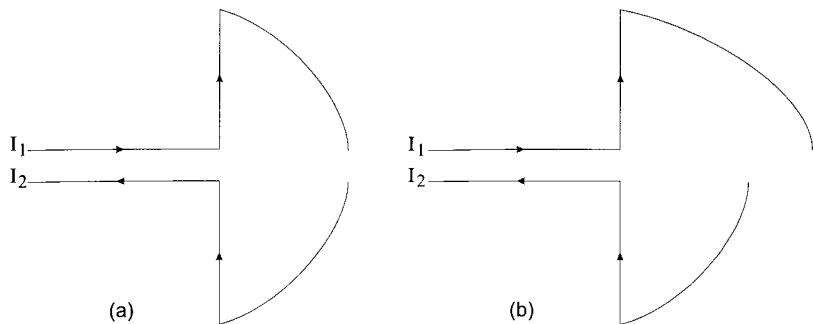
9.2.2. Symetryzacja

Linie transmisyjne możemy podzielić na **symetryczne** i **niesymetryczne**. Płynący w przewodach linii symetrycznej prąd o takiej samej amplitudzie i przeciwnych kierunkach wzbudza symetryczne prądy w antenie (rys. 9.21a). Potencjały obu przewodów względem punktu odniesienia (najczęściej masy urządzenia lub ziemi) są identyczne co do wartości i mają przeciwne zwroty. Ponieważ prądy w linii są umieszczone blisko siebie, pola w strefie dalekiej wygaszają się. W przypadku zaburzenia symetrii (rys. 9.21b) prąd I_1 jest większy od I_2 , a ich różnica płynie w linii transmisyjnej powodując promieniowanie i powstawanie zakłóceń radioelektrycznych. Zmienia się również charakterystyka promieniowania anteny, gdyż w przypadku braku symetrii mamy do czynienia z wypadkową charakterystyką układu linia — antena. Jest więc oczywiste, że symetryczne anteny liniowe należy zasilac w sposób symetryczny. Operację dopasowania linii niesymetrycznej do anteny symetrycznej nazywamy **symetryzacją**, a urządzenia służące temu celowi — **symetryzatorami**.

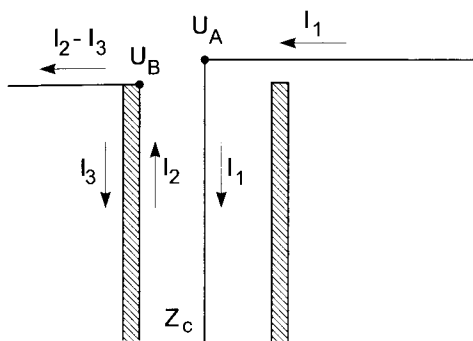
Kabel koncentryczny jest linią niesymetryczną, chociaż prąd płynący w żyłce ma identyczną amplitudę i przeciwny kierunek względem prądu płynącego po ekranie. Jeśli jednak taka fala dotrze do anteny symetrycznej, to po zewnętrznej stronie ekranu popłynie prąd wyrównawczy I_3 , zaburzający symetrię anteny i linii (rys. 9.22). Powoduje on niepożądane promieniowanie linii, podniesienie się minimum na charakterystyce promieniowania i wystąpienie napięć w.c.z. na obudowie nadajnika **mimo** jego uziemienia. Napięcie to może poprzez sieć przedostać się np. do stopni wejściowych odbiorników TV powodując ich przesterowanie i widoczne zniekształcenia obrazu oraz do detektorów, gdzie będzie następować nakładanie się niepożądanego sygnału na modulację pożądaną. Prądy I_1 oraz I_2 są ekranowane przez oplot kabla, więc ich asymetria powodująca promieniowanie nie ma znaczenia. Na rysunku 9.23 wyjaśniono dokładnie



Rys. 9.20. Zasilanie bocznikowe: a) typu delta, b) typu T, c) typu gamma

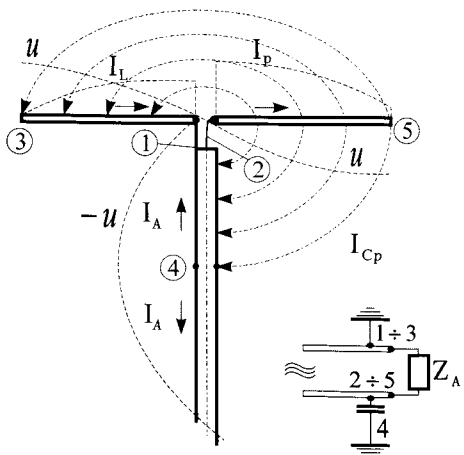


Rys. 9.21. Rozkład prądu w dipolu półfalowym zasilanym; a) symetrycznie, b) asymetrycznie

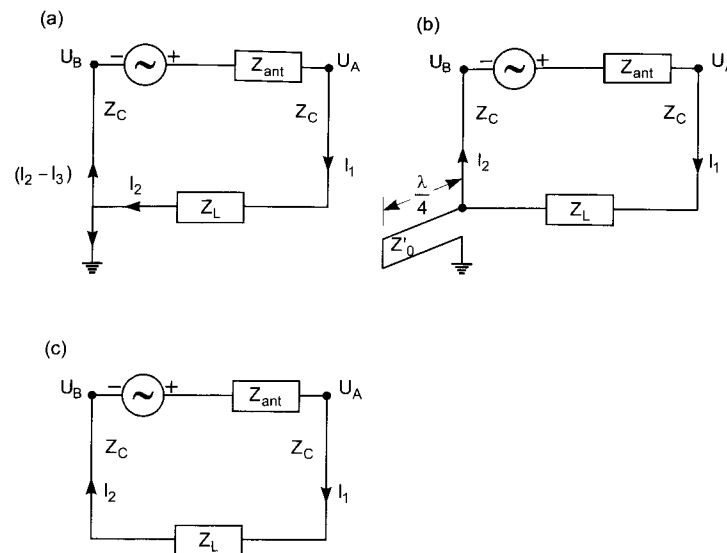


Rys. 9.22. Przekrój przez zasilanie asymetryczne za pomocą kabla koncentrycznego

zjawisko asymetrii. W lewym ramieniu dipola napięcie chwilowe rośnie od punktu 1 do punktu 3, w prawym zaś maleje od punktu 2 do punktu 5. Na powierzchni zasilającego przewodu współosiowego na odcinku 1–4 powstaje napięcie zgodne w fazie z napięciem w ramieniu lewym 1–3 i w przeciwfazie do napięcia w ramieniu prawym 2–5. Wywołuje to przepływ prądu pojemnościowego I_{cp} między prawym ramieniem a przewodem zasilającym (między punktami 2–1 aż do 5–4). W wyniku tego po powierzchni ekranu płynie prąd asymetrii I_A . Schemat

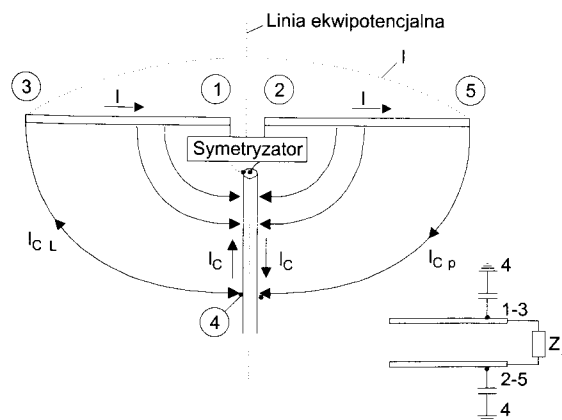


Rys. 9.23. Rozkład napięć, prądów i pól w dipolu zasilanym asymetrycznie

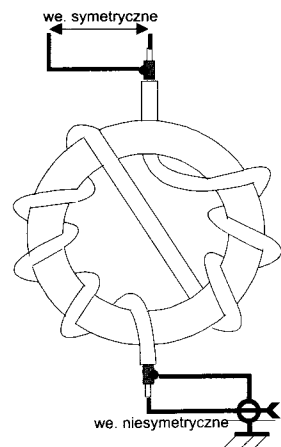


Rys. 9.24. Obwody zastępcze dla dipola zasilanego kablem współosiowym o impedancji Z_C obciążonym impedancją Z_L : a) schemat zastępczy obwodu z rys. 9.22, b) c) schemat zastępczy obwodu z symetryzatorem rękawowym (rys. 9.28)

obwodowy przedstawiono na rys. 9.24a. Zadaniem symetryzacji jest likwidacja prądu asymetrii I_A . Można to osiągnąć albo poprzez wstawienie dławika na koniec linii, który utrudnia przepływ prądu asymetrii, albo poprzez dobudowanie w końcowej części przewodu zasilającego odcinka linii wytwarzającego prąd w przeciwfazie lub uniemożliwiającego jego przepływ. W języku angielskim używa się nazwy „balun” od początkowych liter wyrazów **balanced** i **unbalanced**. Sytuację po zastosowaniu symetryzatora przedstawiono na rys. 9.25. Ważne jest też symetryczne prowadzenie linii transmisyjnej względem ramion dipola. Odchylenie od linii symetrii (linii ekwipotencjalnej) powinno nastąpić co najmniej w odległości $\lambda/2$ od anteny, w przeciwnym razie mimo stosowania symetryzatora



Rys. 9.25. Dipol oddzielony symetryzatorem od linii zasilającej

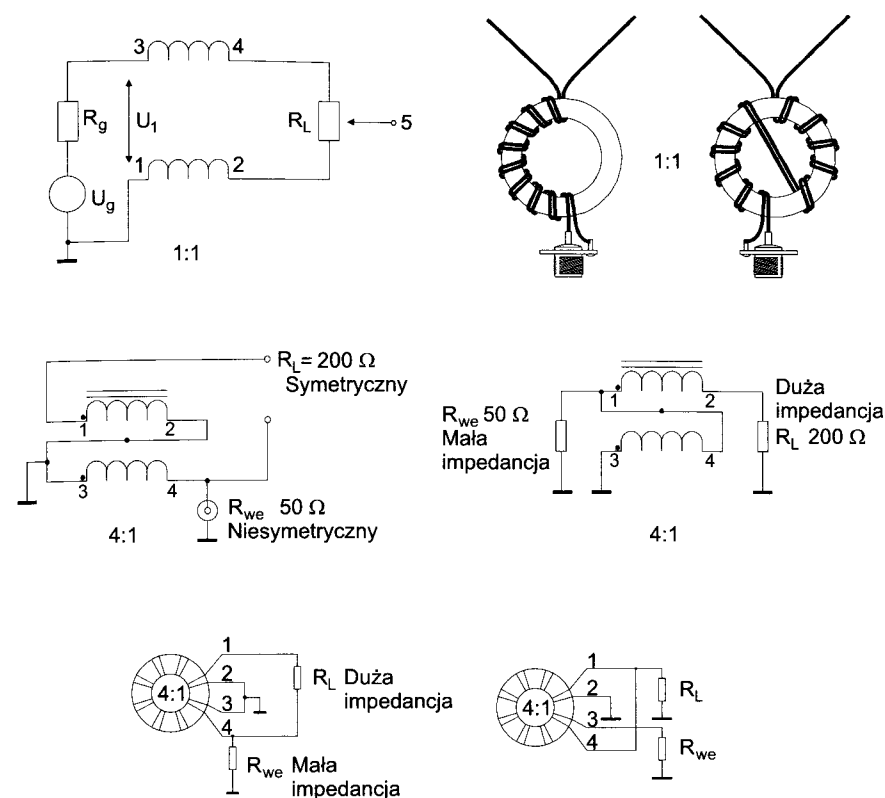


Rys. 9.26. Szerokopasmowy symetryzator na rdzeniu pierścieniowym (12 zwojów w pasmie $3,5 \div 30$ MHz, 10 zwojów w pasmie $7 \div 30$ MHz)

może wystąpić prąd asymetrii. Może on się pojawić w przypadku niesymetrycznego otoczenia wokół ramion anteny (rynny, piorunochrony, inne obiekty metalowe).

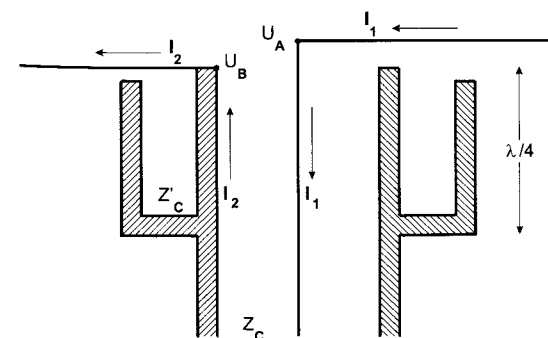
Dokonamy teraz krótkiego przeglądu symetryzatorów, które często spełniają jednocześnie funkcję układów dopasowujących impedancję. Zaczniemy od układów dławikowych. Najprostszą metodą jest nałożenie na kabel koncentryczny pierścienia ferrytowego utrudniającego przepływ prądu asymetrii. Z części kabla koncentrycznego można także uformować cewkę. Spotyka się rozwiązania polegające na nawinięciu kabla koncentrycznego na pierścieniowy rdzeń ferrytowy (rys. 9.26). Częściej używa się transformatorów nawiniętych przewodem na rdzeniu ferrytowym i dołączanych wprost do zacisków anteny. Rozwiązania konstrukcyjne przedstawiono na rys. 9.27. Zasada działania jest oparta na silnym sprzężeniu magnetycznym cewek, które dla składowych symetrycznych mają małą impedancję, natomiast dla składowych asymetrycznych transformator staje się dławikiem o bardzo dużej impedancji. Moce doprowadzone do takich transformatorów sięgają nawet kilku kW w zależności od przekroju użytego rdzenia. Rdzenie o nieco innym kształcie stosowane w popularnych symetryzatorach do anten TV pozwalają na doprowadzenie mocy do 10 W. Układy symetryzujące — transformujące należą do klasy układów szerokopasmowych, co stanowi ich główną zaletę. Wadą natomiast może być mniejsza sprawność w porównaniu z układami wąskopasmowymi, spowodowana stratami w rdzeniu.

Jednym z symetryzatorów wąskopasmowych jest układ o nazwie „bazooka” (*symetryzator rękawowy*), przedstawiony na rys. 9.28. W warunkach amatorskich można go wykonać z puszek po napojach chłodzących. Zewnętrzny rękaw tworzy wraz z ekranem przewodu koncentrycznego zwarty odcinek linii transmisyjnej o długości $\lambda/4$ i impedancji Z'_c . W praktyce odcinek jest nieco krótszy. Schemat zastępczy układu przedstawiono na rys. 9.24b. Z powodu bardzo dużej impedancji, jaką przedstawia dla prądu asymetrii zwarty odcinek ćwierćfalowy, prąd ten nie może płynąć po zewnętrznej powierzchni ekranu. Odmianą symetryzatora rękawowego jest układ przedstawiony na rys. 9.29, zwany *symetryzatorem Pawseya*. Na długości $\lambda/4$ (należy pamiętać o współczynniku skrócenia kabla) prowadzimy równoległe od anteny do ekranu drugi taki sam przewód. Utworzona w ten sposób

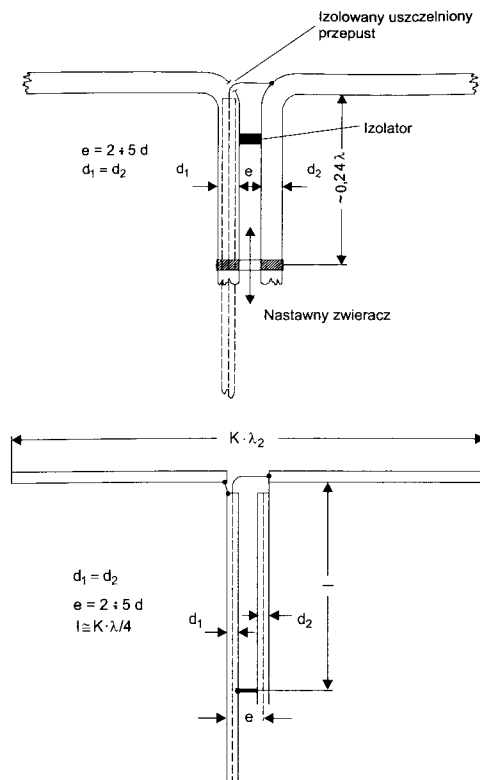


Rys. 9.27. Różne rozwiązania symetryzatorów i transformatorów symetryzujących

linia ćwierćfalowa transformuje punkt zwarcia na nieskończenie dużą impedancję na zaciskach anteny. Bardzo duża impedancja nie zmienia impedancji wejściowej anteny. Odstęp e między przewodami powinien być jak najmniejszy, gdyż zwiększamy w ten sposób skuteczność symetryzacji i zmniejszamy straty promieniowania. Wpływa on również na współczynnik skrócenia tak powstałej linii. Izolacja zewnętrzna kabla powinna być wykonana z dielektryka o małych stratach i nie pokryta sadzą czy wilgocią, gdyż w przeciwnym razie wzrosną straty energii.



Rys. 9.28. Symetryzator rękawowy

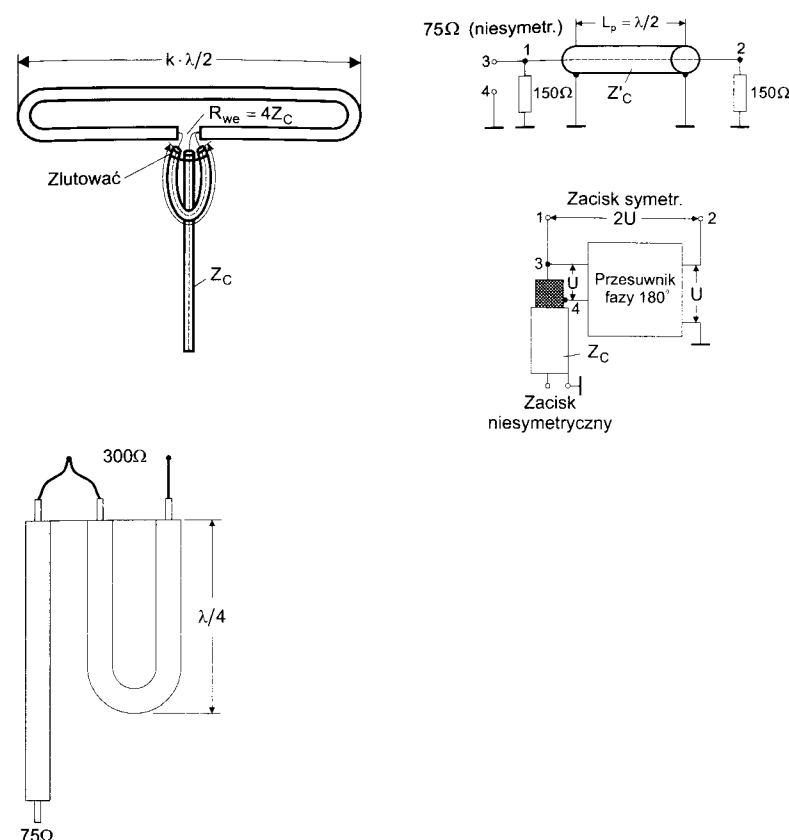


Rys. 9.29. Symetryzator Pawseya [3]

Innym układem jest symetryzator pętlowy, wykonany w postaci pętli o długości ok. $\lambda/2$ i mający właściwości transformujące o przekładni 4 : 1 (rys. 9.30). Jedno ramię dipola jest zasilane żyłą środkową, natomiast drugie powinno być zasilane przebiegiem przesuniętym w fazie o 180° . Przesunięcie zapewnia odcinek półfalowy. Warunkiem poprawnej pracy jest symetryczne położenie pętli wobec dipola, co przedstawiono na rysunku montażowym. Szerokość pasma symetryzatora zależy od stosunku impedancji falowych odcinka półfalowego oraz przewodu zasilającego i jest największa dla wartości impedancji odcinka równej 150Ω (przy impedancji linii zasilającej 75Ω). Dla pętli wykonanej z kabla 75Ω pasmo pracy wynosi $\pm 15\%$ względem f_0 ($WFS \leq 1,5$). Stosowanie symetryzatorów 1 : 1 jest niepożądane przy zasilaniu dipoli poziomych na zakres fal krótkich kablem zwisającym pionowo w dół [10]. Należy tylko zadbać o to, aby linia zasilająca nie miała długości będącej wielokrotnością ćwiartki fali.

9.3. Anteny Yagi

Obwody zasilające układy antenowe znacznie się upraszczają, gdy tylko niektóre elementy układu są zasilane z nadajnika. Takie układy noszą nazwę **biernych**. Elementy bierny są pobudzane polem bliskim wytwarzanym przez elementy aktywne. Bierny układ antenowy złożony z równoległych dipoli jest zwany **antena**



Rys. 9.30. Symetryzator pętlowy

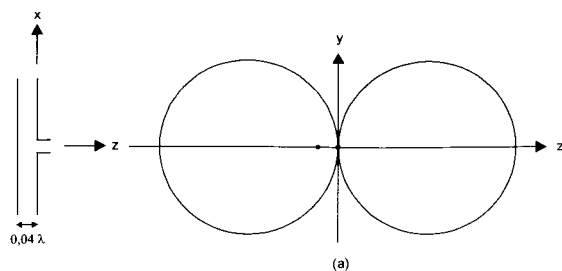
Yagi-Uda (w skrócie antena Yagi). Antena Yagi składa się z co najmniej trzech elementów. Aby zrozumieć zasadę działania tej anteny, zaczniemy nasze rozważania od dwuelementowych układów antenowych, w których występuje jeden element aktywny, zwany **wibratorem**. Jest to dipol półfalowy w rezonansie. Jeśli element bierny umieścimy blisko wibratora, to pole elektryczne padające na niego $\vec{E}_{\text{pad}}$ jest w przybliżeniu równe polu na powierzchni wibratora $\vec{E}_{\text{wib}}$:

$$\vec{E}_{\text{pad}} = \vec{E}_{\text{wib}} \quad (9.43)$$

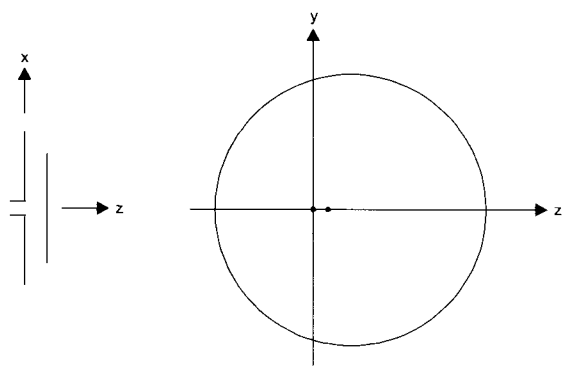
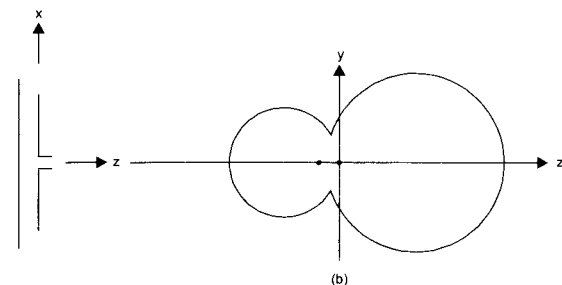
W elemencie biernym wzbudza się prąd, który wytwarza pole elektryczne, również styczne do powierzchni przewodu, o takiej samej amplitudzie i fazie przesuniętej o 180° . Wynika to z warunków brzegowych na powierzchni przewodnika. Ponieważ pole elektryczne na powierzchni przewodnika jest równe 0, mamy

$$\vec{E}_{\text{bier}} = -\vec{E}_{\text{pad}} = -\vec{E}_{\text{wib}} \quad (9.44)$$

gdzie $\vec{E}_{\text{bier}}$ oznacza pole wtórne wytworzone przez element bierny. Z teorii układów antenowych wiadomo, że dwa elementy umieszczone blisko siebie i zasilane równymi prądami o przeciwnych fazach mają maksimum charakterystyki promieniowania w kierunku osi, na której są umieszczone. Przykład charakterystyki

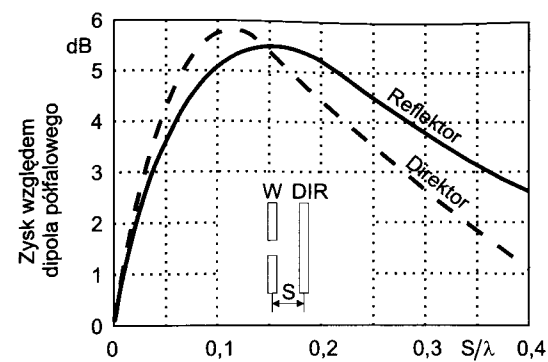


Rys. 9.31. a) Dwuelementowy układ antenowy złożony z dipoli półfalowych i jego charakterystyka promieniowania w pł. H (prądy w elementach mają równą amplitudę i fazę), b) układ wibrator (0,4781λ) — reflektor (0,49λ) odległe o 0,04λ i wykonane z drutu o promieniu 0,001λ oraz jego charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie H

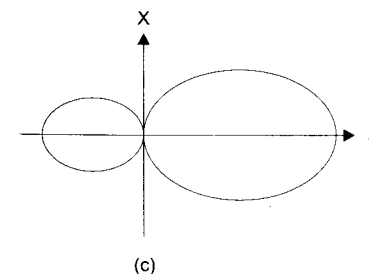
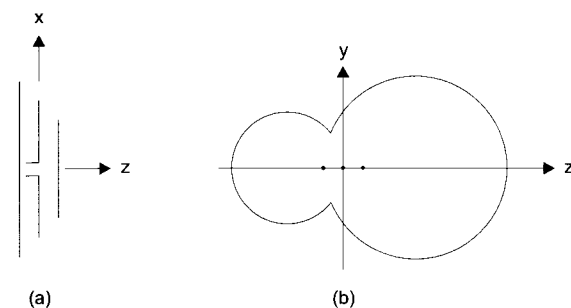


Rys. 9.32. Układ wibrator (0,4781λ) — direktor (0,45λ) odległe o 0,04λ i jego charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie H

układu biernego z elementami oddalonymi o $0,04\lambda$ jest przedstawiony na rys. 9.31a. Jeśli wydłużymy nieco element bierny, to pojawia się wyraźnie wiązka główna na charakterystyce skierowana od elementu biernego do wibratora (rys. 9.31b). Taki element bierny jest zwany **reflektorem**, gdyż odbija on energię w stronę wibratora. Jeśli skrócimy element bierny względem wibratora, to pojawi się wyraźne maksimum na kierunku od wibratora do tego elementu (rys. 9.32). Elementy bierne krótsze od wibratorów zwiemy **direktorami**, gdyż ukierunkowują one energię z wibratora w swoją stronę. Zmiana odległości między elementami powoduje zmianę charakterystyki promieniowania, stosunku przód-tył (stosunek natężenia pola elektrycznego na kierunku maksymalnego promieniowania do natężenia pola elektrycznego w największej wiązce wstecznej) oraz impedancji wejściowej. Wykres zysku w funkcji odległości między elementami (teoretycznie wartość maksymalna wynosi $+6$ dBd) oraz rezystancji wejściowej dla układów dwuelementowych przedstawiono na rys. 9.33. Zmienia się również częstotliwość rezonansowa wibratora. Zbliżając direktor należy wydłużyć wibrator, aby był on nadal w rezonansie. Zbliżając reflektor należy nieco skrócić wibrator.

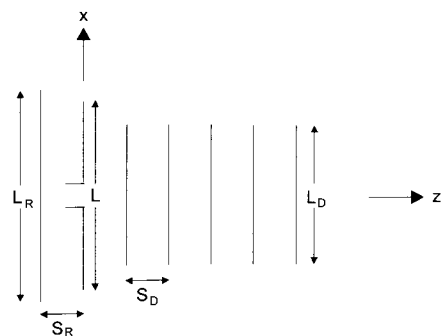


Rys. 9.33. Zależność zysku wywołanego półfalowym elementem biernym od odległości między elementami [3]



Rys. 9.34. Trójelementowa antena Yagi (reflektor $0,49\lambda$, wibrator $0,4781\lambda$ i direktor $0,45\lambda$ odległe wzajemnie o $0,04\lambda$ i wykonane z drutu o średnicy $0,001\lambda$): a) budowa, b) charakterystyka w płaszczyźnie H, c) charakterystyka w płaszczyźnie E

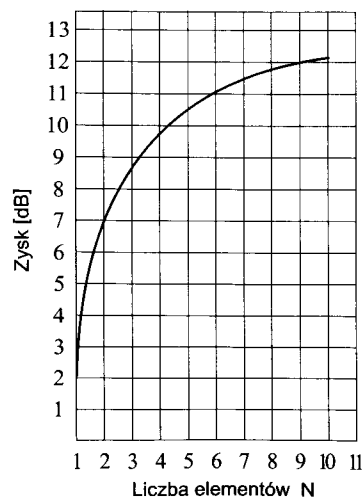
Połączenie direktora i reflektora daje nam najprostszą antenę Yagi (rys. 9.34). Maksymalna kierunkowość trójelementowej anteny wynosi 9 dB. Wielelementową antenę Yagi przedstawiono na rys. 9.35. Optymalne odległości (ze względu na kierunkowość) wynoszą około $0,15$ – $0,25\lambda$ między reflektorem i wibratorem oraz między direktorami. Direktory są typowo o 5% krótsze, a reflektory o 5% dłuższe od wibratora. Zwiększenie liczby reflektorów nie powoduje znaczącego wzrostu kierunkowości, tylko spadek poziomu listków wstecznych. Dodanie direktorów zwiększa kierunkowość, ale nie w sposób liniowy (rys. 9.36). Antena Yagi jest w zasadzie anteną z falą bieżącą. Zasada działania wygląda tu następująco: wibrator wytwarza w przestrzeni falę kulistą. Fala rozchodzi się wzdłuż anteny z mniejszą prędkością fazową niż w powietrzu. Oznacza to, że kuliste powierzchnie ekwifazowe ulegają spłaszczeniu w kierunku direktorów, gdyż część powierzchni ekwifazowej rozchodząca się w powietrzu dogania fragment powierzchni rozchodzący się wzdłuż anteny. Po opuszczeniu



Rys. 9.35. Ogólna budowa i wymiary anteny Yagi

anteny czoło fali jest bardziej podobne do płaszczyzny (fala staje się w przybliżeniu płaska) i jest to powodem zwiększenia kierunkowości anteny.

Projektowanie anten Yagi było dość trudne do momentu rozpowszechnienia się komputerów i rozwoju metod numerycznych. Do tego czasu trzeba było korzystać z doświadczalnie opracowanych tabel z wymiarami (np. [1], [5] lub tabela w dodatku) lub budować i mierzyć prototypy anten. Obecnie wykorzystuje się programy wykorzystujące metodę momentów. Anteny Yagi można optymalizować ze względu na zysk energetyczny, impedancję wejściową oraz stosunek promieniowania przód-tył. Trudna jest jednoczesna optymalizacja wszystkich trzech parametrów. Dane z tabeli mogą być wykorzystane przy budowie własnych konstrukcji. Średnica prętów, z których wykonuje się elementy, nie jest krytyczna. Zaletą anten Yagi (oprócz prostoty wykonania i niskich kosztów przy dobrych parametrach elektrycznych) jest możliwość uziemienia elementów biernych. Jeśli chcemy uziemić również wibrator, to musimy zastosować dipol pętlowy. Zwiększa to jednocześnie impedancję wejściową anteny i szerokość pasma pracy. Stosunek przód-tył może być zwiększony poprzez zastosowanie siatki lub kilku reflektorów rozmieszczonych na powierzchni walca. Anteny Yagi o maksymalnym zysku są



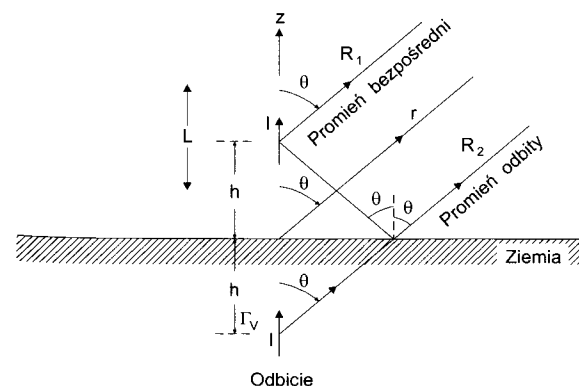
Rys. 9.36. Zysk typowej anteny Yagi w funkcji całkowitej liczby elementów N (elementy oddalone o $0,015\lambda$ i wykonane z drutu o średnicy $0,0025\lambda$) [11]

wąskopasmowe (1 kanał TV). Przy wzroście częstotliwości wzrasta długość elektryczna elementów i odległość między nimi, podczas gdy optymalna długość elementów maleje ze wzrostem odległości między nimi. Jeśli direktory wykonana się znacznie krótsze od optymalnych, a reflektor znacznie dłuższy, to można osiągnąć zwiększenie szerokopasmowości kosztem zysku energetycznego. Anteny Yagi są powszechnie używane do odbioru TV i w liniach radiowych pracujących do 1 GHz. Czasami można też spotkać anteny Yagi, w których elementami promieniującymi są pętle kołowe.

9.4. Anteny nad ziemią rzeczywistą

Na anteny pracujące na zakresie poniżej 300–500 MHz duży wpływ mają otaczające je przedmioty (ziemia, budynki itp.). W rozdziale 8. analizowaliśmy przypadek anten nad doskonale przewodzącą płaszczyzną. Do określenia tego wpływu pomocna jest teoria układów antenowych. Obecnie zajmiemy się przypadkiem, gdy płaszczyzna pod anteną nie jest idealnie przewodząca (dobre przewodniki mają konduktywność około 10^7 S/m, ziemia w zależności od typu gleby $10^{-1} - 10^{-3}$ S/m). Dla małych konduktywności pole elektryczne wytwarzane w strefie bliskiej anteny wnika w głąb gruntu i wzbudza prądy powodujące straty cieplne ($\sigma |\vec{E}|^2$). Ponieważ obecność ziemi najbardziej wpływa na anteny pracujące na niższych częstotliwościach, a są to zwykle anteny liniowe, więc przykłady wpływu nieidealnego gruntu będą dotyczyć tych właśnie anten.

Charakterystyka promieniowania anteny nad rzeczywistym gruntem jest inna od charakterystyki anteny zawieszanej nad płaszczyzną idealną. Do znalezienia tej pierwszej również wykorzystamy metodę odbić lustrzanych, przy czym amplitudy prądów odbitych będą skorygowane przez współczynnik odbicia dla odpowiedniej polaryzacji. Rozważmy pionowy dipol krótki w odległości h nad ziemią (rys. 9.37). Do strefy dalekiej dociera zarówno promień bezpośredni, jak i odbity, pochodzący jak gdyby od lustrzanego odbicia anteny. Antena i jej odbicie tworzą układ antenowy. Pole elektryczne nad płaszczyzną wynosi (wzory 7.41 i 7.55) [11]:



Rys. 9.37. Pionowy dipol krótki nad ziemią rzeczywistą

$$E_\theta = j\omega\mu \sin\theta \left(I \cdot L \frac{e^{-j\beta R_1}}{4\pi R_1} + \Gamma_V I \cdot L \frac{e^{-j\beta R_2}}{4\pi R_2} \right) \quad (9.45)$$

gdzie L jest długością dipola, a $\Gamma_V I$ jest prądem w lustrzanym odbiciu dipola. Γ_V jest współczynnikiem odbicia dla gruntu dla polaryzacji pionowej. Użycie równoległych promieni dla obliczeń w strefie promieniowania daje wzory na odległości:

$$R_1 = r - h \cos\theta \quad (9.46)$$

$$R_2 = r + h \cos\theta \quad (9.47)$$

Wzór (9.45) przyjmuje postać

$$E_\theta = j\omega\mu \frac{I \cdot L}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta (e^{j\beta h \cos\theta} + \Gamma_V e^{-j\beta h \cos\theta}) \quad (9.48)$$

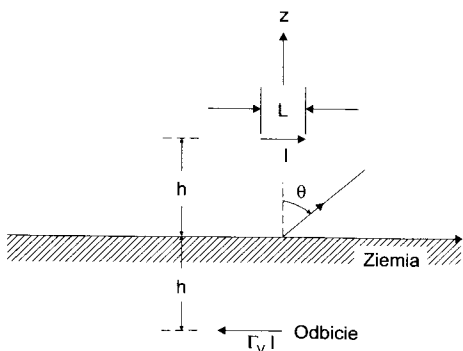
gdzie $R_1 \approx R_2 \approx r$. Wzór ten jest oczywiście ważny tylko w przestrzeni powyżej płaszczyzny ziemi. Zawiera on charakterystykę elementu $\sin\theta$ i współczynnik układu w nawiasie. Dla dipola krótkiego zorientowanego poziomo jak na rys. 9.38 mamy dla płaszczyzny xz

$$E_\theta = j\omega\mu \frac{I \cdot L}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \cos\theta (e^{j\beta h \cos\theta} - \Gamma_V e^{-j\beta h \cos\theta}) \quad (9.49)$$

Znak „-” w nawiasie pojawił się ze względu na przeciwny kierunek prądu w elemencie będącym lustrzanym odbiciem. Pole elektryczne w płaszczyźnie yz określa wzór

$$E_\phi = j\omega\mu \frac{I \cdot L}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} (e^{j\beta h \cos\theta} + \Gamma_H e^{-j\beta h \cos\theta}) \quad (9.50)$$

Charakterystyka elementu jest równa 1, ponieważ dipol ma dookólną charakterystykę promieniowania w płaszczyźnie prostopadłej do jego osi. Użyliśmy tu współczynnika odbicia dla polaryzacji poziomej Γ_H , ponieważ pole elektryczne od dipola w płaszczyźnie yz pada poziomo na powierzchnię ziemi.



Rys. 9.38. Poziomy dipol krótki nad ziemią rzeczywistą

Współczynniki odbicia są dane wzorami [11]

$$\Gamma_H = \frac{\cos\theta - \sqrt{\epsilon'_r - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\epsilon'_r - \sin^2\theta}} \quad (9.51)$$

$$\Gamma_V = \frac{\epsilon'_r \cos\theta - \sqrt{\epsilon'_r - \sin^2\theta}}{\epsilon'_r \cos\theta + \sqrt{\epsilon'_r - \sin^2\theta}} \quad (9.52)$$

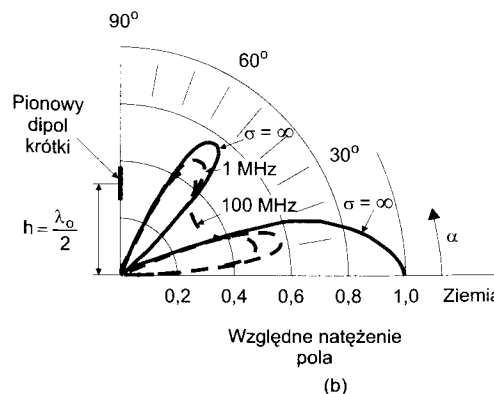
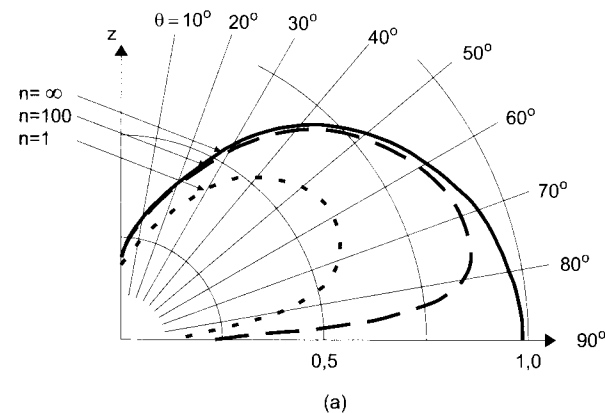
ϵ'_r jest względną, zespoloną przenikalnością elektryczną gruntu:

$$\epsilon'_r = \frac{\epsilon'}{\epsilon_0} = \epsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (9.53)$$

Parametry elektryczne gruntu różnią się w zależności od miejsca położenia (rodzaj gleby, wilgotność itp.). Średnia wartość przenikalności wynosi $\epsilon_r = 15$. Przydatnym parametrem jest stosunek części urojonej przenikalności do jej części rzeczywistej:

$$n = \frac{\sigma}{\omega\epsilon_r\epsilon_0} \quad (9.54)$$

Wartość n wzrasta, gdy maleje częstotliwość lub rośnie konduktywność, i jest równa nieskończoności dla płaszczyzny doskonale przewodzącej. Współczynniki

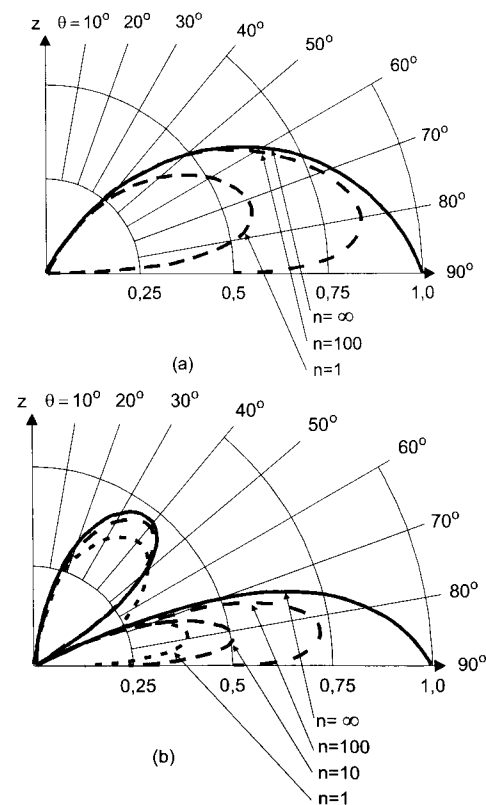


Rys. 9.39. Charakterystyki w płaszczyźnie pionowej pionowego dipola krótkiego na powierzchni ziemi (idealnej dla $n = \infty$ i rzeczywistej dla $n = 1$ i 100) przy $\epsilon_r = 15$ (a) oraz charakterystyki promieniowania pionowego dipola krótkiego umieszczonego na wysokości $\lambda/2$ nad ziemią o parametrach $\epsilon_r = 15$ i $\sigma = 10^{-2}$ S/m (b). [11]

Γ_H i Γ_V dążą do -1 dla rzeczywistej ziemi i kąta θ bliskiego 90° . Współczynnik odbicia dla polaryzacji pionowej ma dość skomplikowany przebieg w funkcji θ (patrz rozdział 4). Współczynnik odbicia dla polaryzacji poziomej ma fazę bliską 180° i moduł bliski jedności dla wszystkich wartości θ (szczególnie dla częstotliwości poniżej 1 MHz i terenów o dobrej konduktywności).

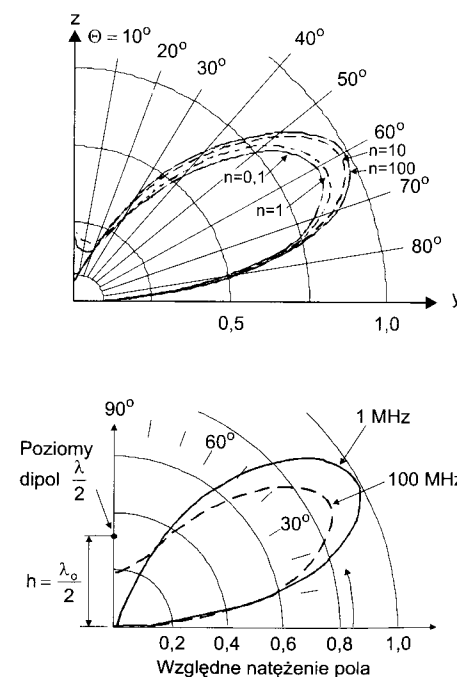
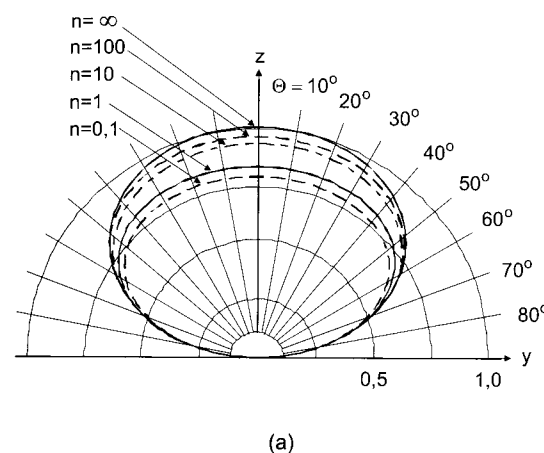
Zastosowanie współczynników odbicia dla fali płaskiej prowadzi tylko do przybliżonego wyznaczenia charakterystyki promieniowania, gdyż anteny nad powierzchnią ziemi nie wytwarzają idealnej fali płaskiej w płaszczyźnie gruntu. Oprócz promieniowania występuje też fala powierzchniowa rozchodząca się wzdłuż powierzchni gruntu. Jest ona dość silnie tłumiona już w zakresie fal krótkich. Dla θ bliskiego 90° $\Gamma_V \approx -1$ i stąd anteny pionowe na powierzchni ziemi mają zerowe promieniowanie dla $\theta = 90^\circ$ (wzór 9.48). W tym przypadku propagacja fal odbywa się tylko za pomocą fali powierzchniowej (zasięg radiofonicznych stacji długo- i średniofalowych w dzień). Pomijając zjawisko fali powierzchniowej dla anten pionowych otrzymujemy dość dobre rezultaty określając pole w przestrzeni nad płaszczyzną. Anteny poziome powinny być umieszczone co najmniej na wysokości $0,2\lambda$ nad ziemią, aby założenie o fali płaskiej padającej na ziemię było w przybliżeniu prawdziwe i dawało dobre wyniki.

Na rysunku 9.39a przedstawiono charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej dla krótkiego dipola pionowego umieszczonego na powierzchni gleby o różnych parametrach elektrycznych. Gdy płaszczyzna jest doskonale



Rys. 9.40. Charakterystyki w płaszczyźnie pionowej (E) pionowego dipola krótkiego nad różnymi glebami ($\epsilon_r = 15$) umieszczonego na wysokości $\lambda/4$ (a) oraz $\lambda/2$ (b) [11]

przewodząca, to charakterystyka powyżej płaszczyzny jest identyczna jak dla dipola krótkiego w wolnej przestrzeni ($\sin\theta$). Maksimum promieniowania jest wzdłuż płaszczyzny, podczas gdy w przypadku skończonej konduktywności jest ono uniesione nieco w górę i ma mniejsze wartości (dla tej samej promieniowanej mocy) ze względu na straty cieplne. W celu obniżenia kąta elewacji tego maksimum (łączność na fali jonosferycznej) stosuje się systemy uziemiające, które poprawiają przewodność powierzchni wokół anteny. Z kolei pionowy dipol krótki umieszczony w odległości $\lambda/4$ nad powierzchnią tworzy na mocy metody odbić lustrzanych układ antenowy złożony z dwóch kolinearnie umieszczonych i zasilanych współfazowo dipoli oddalonych o $\lambda/2$ od siebie. Charakterystyka tego układu jest



Rys. 9.41. a) Charakterystyka w pł. H ćwierćfalowego dipola poziomego umieszczonego na wysokości $h = \lambda/4$ nad ziemią o $\epsilon_r = 15$, b) ch-ka w pł. H poziomego dipola półfalowego umieszczonego na wysokości $h = \lambda/2$, c) ch-ka w pł. H (pionowej) poziomego dipola półfalowego dla różnych częstotliwości (parametry gruntu jak na rys. 9.39b) — charakterystyka dla 100 MHz jest równoważna charakterystyce dla ziemi idealnej [11]

przedstawiona na rys. 9.40a ($n = \infty$). Dla ziemi rzeczywistej dla kątów θ bliskich 90° $\Gamma_v \approx -1$ i fale pochodzące od obu źródeł wygaszają się na powierzchni ziemi. Przy podniesieniu anteny na wysokość $\lambda/2$ odległość między antenami w układzie wynosi λ , co powoduje powstanie charakterystyki z wieloma listkami (rys. 9.40b).

Dla krótkiego dipola poziomego w płaszczyźnie yz (prostopadłej do osi dipola) pole elektryczne jest dane wzorem (9.50). Współczynnik odbicia Γ_H wynosi dokładnie -1 dla płaszczyzny doskonale przewodzącej i w przybliżeniu -1 dla płaszczyzny o skończonej konduktywności dla wszystkich wartości θ . Charakterystyka elementu jest izotropowa, ponieważ dipol oglądany w płaszczyźnie $H(yz)$ staje się punktem. W tym wypadku charakterystykę wypadkową określa charakterystyka układu. Charakterystyki w płaszczyźnie H są przedstawione na rys. 9.41 dla h równego $\lambda/4$ i $\lambda/2$ dla płaszczyzn o różnych konduktywnościach. Ponieważ dipol i jego odbicie są praktycznie w przeciwfazie, to na płaszczyźnie pojawia się zero charakterystyki. Dla $h = \lambda/4$ odległość między elementami wynosi pół długości fali, a maksimum występuje dla $\theta = 0^\circ$. Dla $h = \lambda/2$ i doskonale przewodzącej płaszczyzny pola pochodzące od dipola i jego odbicia mają dokładnie przeciwne fazy i na kierunku $\theta = 0^\circ$ pojawia się zero charakterystyki. Dla ziemi rzeczywistej amplitudy obu źródeł nie są identyczne, a przesunięcie fazy nie wynosi dokładnie 180° , co powoduje, że na kierunku $\theta = 0^\circ$ występuje minimum charakterystyki. Zwróćmy uwagę, że wpływ skończonej konduktywności jest bardziej widoczny w przypadku anten pionowych niż poziomych. Pole elektryczne w płaszczyźnie E może być obliczone z zależności (9.49). Podane zależności dla dipoli krótkich nad ziemią mogą być stosowane także w przypadku innych anten po zamianie charakterystyki elementu ($\sin\theta$ i $\cos\theta$) na charakterystykę promieniowania danej anteny.

Literatura

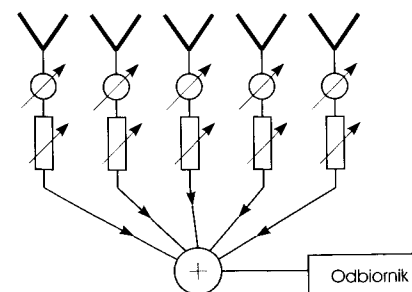
1. C.A. Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, New York 1997
2. D.J. Bem. *Anteny i rozchodzenie się fal radiowych*. WNT, Warszawa 1973
3. Z. Bieńkowski, E. Lipiński. *Amatorskie anteny KF i UKF*. WKŁ, Warszawa 1978
4. Z. Bieńkowski. *Poradnik ultrakrótkofalowca*, WKŁ, Warszawa 1988
5. H. Jasik, R. Johnson (ed.). *Antenna Applications Reference Guide*. McGraw-Hill, New York 1987
6. J.D. Kraus. *Antennas*. McGraw-Hill, New York 1988
7. S. Lee, Y. Lo. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold, New York 1988
8. J. Pieniak. *Anteny telewizyjne i radiowe*. WKŁ, Warszawa 1993
9. *The ARRL Book for Radio Amateurs*. American Radio Relay League, New York 1994
10. *Radio Communication*. The Journal of the Radio Society of Great Britain, Vol. 70, No. 8, August 1994
11. W.L. Stutzman, G.A. Thiele. *Antenna Theory and Design*. John Wiley & Sons, New York 1998
12. P. Vizmuller. *RF Design Guide-Systems, Circuits, and Equations*. Artech House, London 1995

10. Układy antenowe

10.1. Współczynnik układu dla układów liniowych

Zespół złożony z co najmniej dwóch anten nazywamy **układem antenowym**. Anteny o małych rozmiarach liniowych mogą być łączone w układy w celu osiągnięcia charakterystyk typowych dla anten o dużych rozmiarach (przede wszystkim zys energetyczny). Dzięki rozwojowi metod projektowania i technologii wytwarzania układów elektrycznych biernych i czynnych łatwiej jest dzisiaj zbudować sieć połączeń elektrycznych dla układu antenowego niż budować jedną antenę o dużych rozmiarach. Układy antenowe mają też bezcenną zaletę: możliwość elektronicznego sterowania wiązką bez konieczności mechanicznego poruszania anteny. Osiąga się to poprzez zmianę fazy przebiegów zasilających poszczególne anteny w układzie. Układy tego typu noszą nazwę **fazowanych** i są szczególnie chętnie używane w radiolokacji oraz radiokomunikacji ruchomej.

Najczęściej wykorzystuje się **układy liniowe**, w których środki anten tworzących układ leżą na jednej prostej. Popularne są też **układy planarne**, kiedy środki anten leżą na płaszczyźnie (układy prostokątne lub pierścieniowe). Osobną klasę tworzą **układy niepłaskie**, w których środki leżą na powierzchniach nie będących płaszczyznami (powierzchnia kuli, pobocznica walca itp.). Charakterystyka promieniowania układu zależy od rozmieszczenia elementów w przestrzeni i ich orientacji, typu elementu promieniującego, a także amplitud i faz przebiegów zasilających poszczególne elementy. Aby uprościć rozważania, będziemy rozpatrywać układy złożone ze źródeł izotropowych. Charakterystykę promieniowania takiego układu będziemy nazywać **współczynnikiem układu**.



Rys. 10.1. Układ antenowy

Typowy układ antenowy przedstawiono na rys. 10.1. Przebieg z zacisków wyjściowych każdego elementu może być regulowany co do amplitudy i fazy poprzez tłumiki i przesuwniki fazy. Oprócz tego istnieje przesunięcie fazy wynikające z różnicy dróg, jakie przebywa fala do poszczególnych elementów promieniujących, zależne od odległości między elementami i kąta nadejścia fali. Charakterystyka promieniowania pojedynczego elementu również wpływa na wypadkową charakterystykę. Układ z rysunku 10.1 jest przedstawiony jako odbiorczy, jednak na mocy zasady wzajemności charakterystyka promieniowania jest identyczna dla układu nadawczego. Będziemy korzystać z układów nadawczych lub odbiorczych w zależności od tego, który układ będzie wygodniejszy do analizy. Jeśli zastąpimy rzeczywiste anteny źródłami izotropowymi (bez zmiany położenia czy relacji fazowych prądów zasilających), to charakterystyka promieniowania będzie współczynnikiem układu. Pola pochodzące od anteny izotropowej są proporcjonalne do czynnika

$$I_0 \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \quad (10.1)$$

gdzie I_0 jest prądem źródła. Możemy się o tym przekonać analizując wzory na pola wytwarzane przez dipol idealny przy pominięciu zależności od kątów θ i ϕ . Dla układu złożonego z jednej anteny izotropowej charakterystyka promieniowania (na powierzchni kuli o promieniu $r = \text{const}$) wynosi

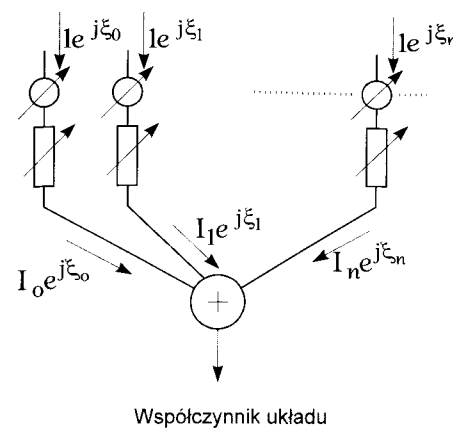
$$AF = I_0 \quad (10.2)$$

Ponieważ I_0 jest stałe (liczba zespolona), AF mógłby być zapisany jako „1”, lecz w miarę dodawania elementów należy uwzględniać ich wpływ na charakterystykę poprzez podanie amplitudy prądu. Współczynnik układu znajdziemy ze schematu zastępczego z rys. 10.2. Dla układu odbiorczego współczynnik układu jest sumą odpowiedzi na źródła izotropowe ($e^{j\xi_0}, e^{j\xi_1}, \dots$) mnożonych (ważonych) przez amplitudy i przesunięcia fazowe wnoszone przez linie transmisyjne dołączone do każdego elementu. Współczynnik układu z rys. 10.2 wynosi więc

$$AF = I_0 e^{j\xi_0} + I_1 e^{j\xi_1} + I_2 e^{j\xi_2} + \dots \quad (10.3)$$

gdzie $\xi_0, \xi_1, \dots$ są fazami nadchodzących fal płaskich odpowiednio do elementu 1, 2 itd. Fazy te są zwykle odniesione do początku układu współrzędnych, tzn. faza fali docierającej do n -tego elementu wyprzedza fazę fali w punkcie początku układu współrzędnych o ξ_n .

Przeanalizujemy teraz kilka prostych układów antenowych w celu zapoznania się z ich właściwościami. Jako pierwszy rozważymy układ złożony z dwóch źródeł izotropowych oddalonych od siebie o pół fali i zasilanych prądami o takiej samej fazie i amplitudzie (rys. 10.3a). W strefie promieniowania wzdłuż osi x odległości do obu źródeł są równe. Ponieważ także fazy i amplitudy obu źródeł są identyczne, fale docierające do osi x wzmacniają się. Inna sytuacja występuje wzdłuż osi z . Patrząc w prawo, fala nadchodząca z lewego źródła musi podróżować dodatkowo $\lambda/2$, zanim osiągnie źródło po prawej stronie. Oznacza to



Rys. 10.2. Schemat zastępczy do obliczenia współczynnika układu

przesunięcie (opóźnienie) fazy o 180° . Fale z obu źródeł kontynuują rozchodzenie się wzdłuż osi „ z ” z tym samym przesunięciem, co oznacza znoszenie się obu fal. Podobna sytuacja występuje w stronę ujemnych „ z ”. Charakterystyka promieniowania będzie mieć zatem maksimum wzdłuż osi x i minimum wzdłuż osi z (rys. 10.3b). Korzystając z rys. 10.3c i uwzględniając przesunięcia faz wynikające z różnicy dróg możemy zapisać współczynnik układu jako

$$AF = 1e^{-j\beta(d/2)\cos\theta} + 1e^{j\beta(d/2)\cos\theta} = 2\cos\left(\beta \frac{d}{2} \cos\theta\right) \quad (10.4)$$

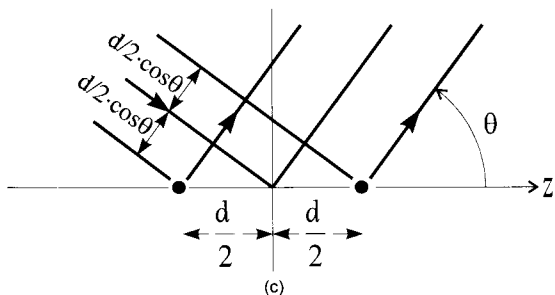
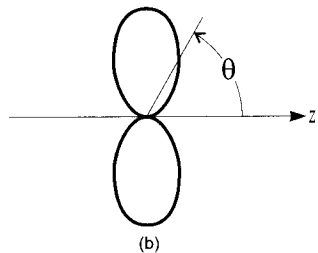
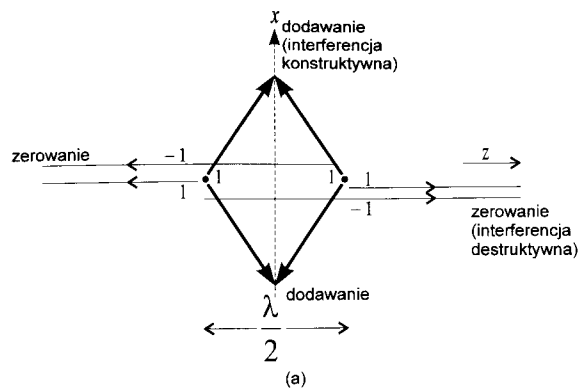
Odległość między elementami wynosi $d = \lambda/2$, więc $\beta d/2 = \pi/2$:

$$AF = 2\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right) \quad (10.5)$$

Normalizując charakterystykę dostajemy

$$f(\theta) = \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right) \quad (10.6)$$

Jako drugi przykład rozważymy identyczny układ antenowy, którego elementy są zasilane w przeciwfazie (rys. 10.4a). Wzdłuż osi x fale docierające z obu źródeł mają takie same amplitudy, ale przeciwne fazy, co powoduje ich wygaszanie się. Fale rozchodzące się wzdłuż osi z doznają przesunięcia o 180° na drodze między źródłami, co w połączeniu z przesunięciem fazy przebiegów zasilających daje wypadkowe przesunięcie 360° . Oznacza to, że fale pochodzące od obu źródeł w punktach na osi z są współfazowe i wzmacniają się. Maksimum promieniowania wystąpi więc tym razem wzdłuż osi z , a minimum wzdłuż osi x . Zwróćmy uwagę, że udało nam się obrócić kierunek wiązki głównej bez mechanicznego poruszania obu anten. Współczynnik układu wynosi w tym przypadku



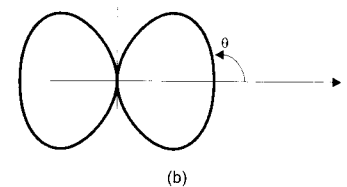
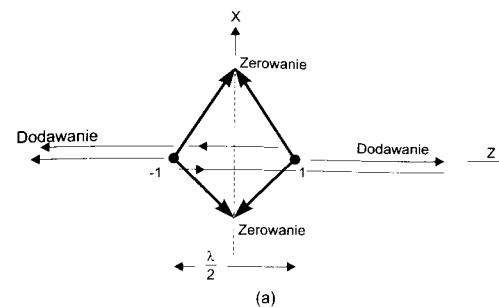
Rys. 10.3. Układ dwóch źródeł izotropowych oddalonych o $\lambda/2$ i zasilanych współfazowo:
a) konfiguracja, b) charakterystyka promieniowania, c) rysunek pomocniczy do obliczenia charakterystyki

$$AF = -1e^{-j\beta(d/2)\cos\theta} + 1e^{j\beta(d/2)\cos\theta} = 2j\sin\left(\beta\frac{d}{2}\cos\theta\right) \quad (10.7)$$

Po normalizacji i podstawieniu $d = \lambda/2$ otrzymujemy (rys. 10.4b)

$$f(\theta) = \sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) \quad (10.8)$$

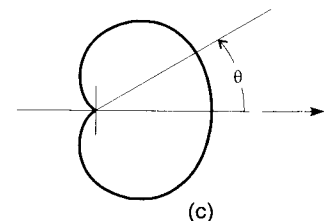
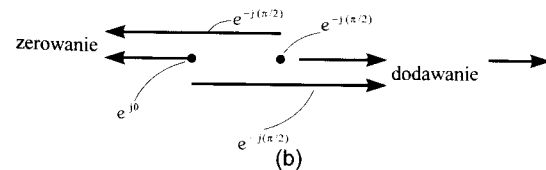
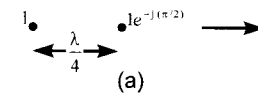
Trzeci przykład to układ dwóch anten izotropowych oddalonych o $\lambda/4$ od siebie i zasilanych przebiegami przesuniętymi o 90° o równych amplitudach (rys. 10.5a). Fale opuszczające lewe źródło i podróżujące w stronę $+z$ docierają do prawej anteny opóźnione o 90° . Ponieważ prawa antena jest zasilana przebiegiem opóźnionym o taki sam kąt w stosunku do lewego źródła, to obie fale biegnące



Rys. 10.4. Układ dwóch źródeł izotropowych oddalonych o $\lambda/2$ i zasilanych w przeciwfazie:
a) konfiguracja, b) charakterystyka promieniowania

w prawą stronę są w fazie i wzmacniają się. Dla fal opuszczających prawe źródło i podróżujących w lewą stronę do opóźnienia wynikającego z zasilania dochodzi opóźnienie ze względu na przebytą drogę. Fale od obu źródeł na ujemnej osi z znoszą się wzajemnie. Dla kątów θ pomiędzy 0 a 180° charakterystyka przybiera wartości pośrednie. Wypadkowa charakterystyka (rys. 10.5b) ma kształt *kardioidalny*. Współczynnik układu wynosi tutaj

$$AF = 1e^{-j\beta(d/2)\cos\theta} + 1e^{-j\beta(\pi/2)}e^{j\beta(d/2)\cos\theta} = e^{-j(\pi/4)}[e^{-j[\beta(d/2)\cos\theta - \pi/4]} + e^{j[\beta(d/2)\cos\theta - \pi/4]}] = \quad (10.9)$$



Rys. 10.5. Układ dwóch źródeł izotropowych oddalonych o $\lambda/4$ i zasilanych z przesunięciem fazy 90° :
a) konfiguracja, b) charakterystyka promieniowania

$$= e^{-j(\pi/4)} 2 \cos\left(\frac{\beta d}{2} \cos \theta - \frac{\pi}{4}\right)$$

Maksimum występuje dla $\theta = 0^\circ$, a minimum dla $\theta = 180^\circ$. Ostatni rozważany przez nas układ składa się z dwóch anten izotropowych oddległych o λ i zasilanych współfazowo (rys. 10.6). Wzdłuż osi z występuje interferencja pozytywna fal z obu anten, gdyż różnica dróg wynosi długość fali (360°) i obie fale mają identyczne fazy i amplitudy. Podobna sytuacja występuje na osi x. Kierunki x i z są więc w tym przypadku kierunkami występowania maksimów. Znajdziemy teraz kierunki, na których fale się wygaszają. Fale od obu źródeł muszą wtedy być w przeciwfazie, co oznacza różnicę długości równą połowie długości fali. Ponieważ różnica dróg w funkcji kąta θ wynosi $\lambda \cos \theta$, musimy rozwiązać następujące równanie:

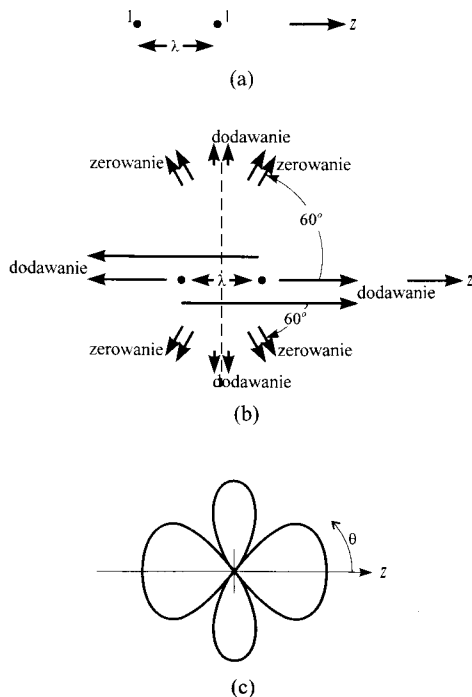
$$\lambda \cos \theta = \pm \frac{\lambda}{2} \quad (10.10)$$

Rozwiązaniem tego równania są wartości kątów 60° i 120° . Współczynnik układu dla $d = \lambda$ wynosi

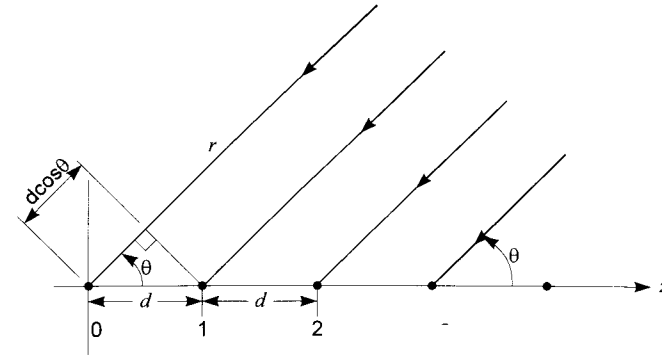
$$AF = 2 \cos\left(\beta \frac{d}{2} \cos \theta\right) = 2 \cos(\pi \cos \theta) \quad (10.11)$$

a znormalizowana charakterystyka

$$f(\theta) = \cos(\pi \cos \theta) \quad (10.12)$$



Rys. 10.6. Układ dwóch źródeł izotropowych oddległych o λ i zasilanych współfazowo: a), b) konfiguracja, c) charakterystyka promieniowania



Rys. 10.7. Układ liniowy źródeł izotropowych równo oddległych od siebie

Z ostatniego przykładu widać, że jeśli odległość między źródłami jest większa od $\lambda/2$, na charakterystyce może pojawić się kilka wiązek o takiej samej wartości maksymalnej.

Rozważmy przypadek układu odbiorczego złożonego z równoodległych od siebie elementów (rys. 10.7). Wyrażenie na współczynnik układu (10.3) może być uproszczone. Kąt θ tworzy nadchodząca fala z osią układu. Faza źródła umieszczonego w początku układu współrzędnych jest przyjmowana jako odniesienie ($\xi_0 = 0$). Fala dociera prędzej do elementu 1 niż 0, ponieważ odległość do niego jest krótsza o $d \cos \theta$. Faza w elemencie pierwszym jest przesunięta do przodu względem 0 o wartość $\xi_1 = \beta d \cos \theta$. Podobnie wygląda przesunięcie między każdymi dwoma sąsiednimi elementami. Równanie (10.3) możemy przepisać w postaci

$$AF = I_0 + I_1 e^{j\beta d \cos \theta} + I_2 e^{j2\beta d \cos \theta} + \dots = \sum_{n=0}^{N-1} I_n e^{j\beta n d \cos \theta} \quad (10.13)$$

Przeanalizujmy przypadek, kiedy układ wysyła (nadaje) fale w przestrzeń. Jeśli faza prądu narasta liniowo wraz z numerem elementu (tzn. przesunięcie fazy między sąsiednimi elementami jest takie samo), możemy zapisać zespolone amplitudy prądu w każdym elemencie jako (pomijamy podkreślenie wielkości zespolonych)

$$I_n = A_n e^{jn\alpha} \quad (10.14)$$

gdzie $(n+1)$. element wyprzedza w fazie n . element o kąt α . Wzór (10.13) przekształca się do

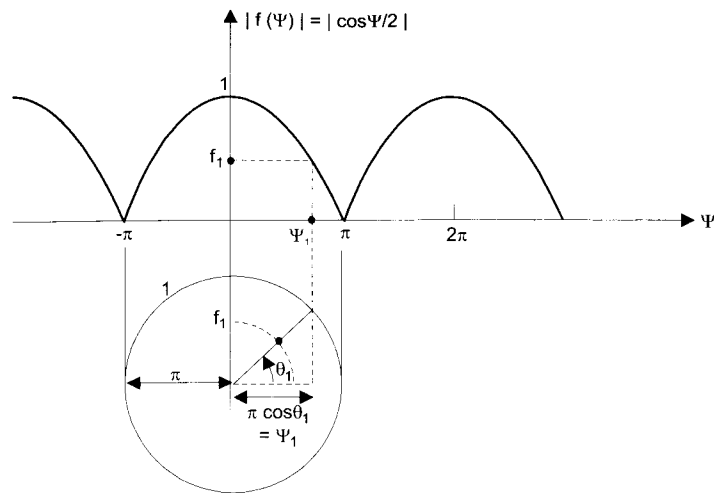
$$AF = \sum_{n=0}^{N-1} A_n e^{jn(\beta d \cos \theta + \alpha)} \quad (10.15)$$

Zdefiniujmy kąt

$$\psi = \beta d \cos \theta + \alpha \quad (10.16)$$

i wykorzystajmy go w (10.15):

$$AF = \sum_{n=0}^{N-1} A_n e^{jn\psi} \quad (10.17)$$



Rys. 10.8. Sposób otrzymania biegunowego wykresu charakterystyki promieniowania w funkcji kąta θ dla dwóch źródeł

Współczynnik układu jest więc funkcją kąta ψ i ma postać szeregu Fouriera. Taka postać jest dogodna do obliczeń, lecz wykres charakterystyki promieniowania jest zwyczajowo funkcją kąta θ . Można jednak wykorzystać metody graficzne do zamiany kątów wg (10.16). Dla przykładu rozważmy dwa źródła oddalone o pół długości fali i zasilane współfazowo. Znaleźliśmy znormalizowaną charakterystykę daną wzorem (10.6). W tym przypadku mamy

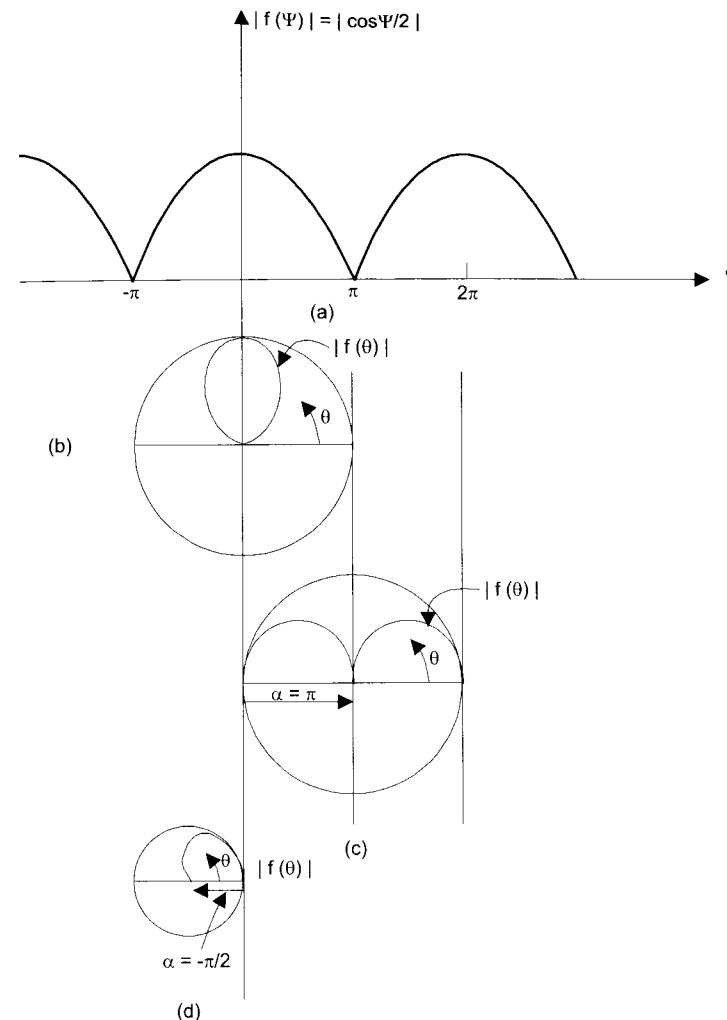
$$\psi = \beta d \cos \theta + \alpha = \pi \cos \theta \quad (10.18)$$

gdyż $d = \lambda/2$ i $\alpha = 0$. Możemy wyrazić charakterystykę w funkcji kąta ψ :

$$f(\psi) = \cos \frac{\psi}{2} \quad (10.19)$$

Wykres tej funkcji jest dość prosty. Chcemy otrzymać z tego wykresu inny, przedstawiający $|f|$ jako funkcję θ . Najpierw wykonujemy wykres $|f(\psi)|$ pokazany na rys. 10.8. Następnie rysujemy pod spodem okrąg o promieniu $\psi = \pi$, ponieważ (10.18) jest równaniem okręgu we współrzędnych biegunowych. Dla dowolnej wartości ψ_1 prowadzimy w dół linię aż do przecięcia się z okręgiem. Wartości $\theta = \theta_1$ i $|f| = f_1$ odpowiadające $\psi = \psi_1$ są zaznaczone na rysunku. Wyznaczenie kilkunastu punktów w analogiczny sposób prowadzi do otrzymania pożądanego wykresu. Zwróćmy uwagę, że przy zmianie kąta θ od 0 do π kąt ψ ulega zmianie od π do $-\pi$. Uzyskany w ten sposób wykres jest przedstawiony na rys. 10.9b.

Zbadajmy przypadek ogólny otrzymywania charakterystyki promieniowania w układzie biegunowym dla układów anten izotropowych. Przykładowy wykres współczynnika układu jest przedstawiony na rys. 10.10. Poniżej narysowano okrąg o promieniu βd i środku umieszczonym w $\psi = \alpha$. Korzystanie z tego wykresu jest proste. Dla danej wartości θ należy znaleźć punkt przecięcia się promienia z okręgiem (punkt a). Odpowiadająca mu wartość ψ (punkt b) znajduje



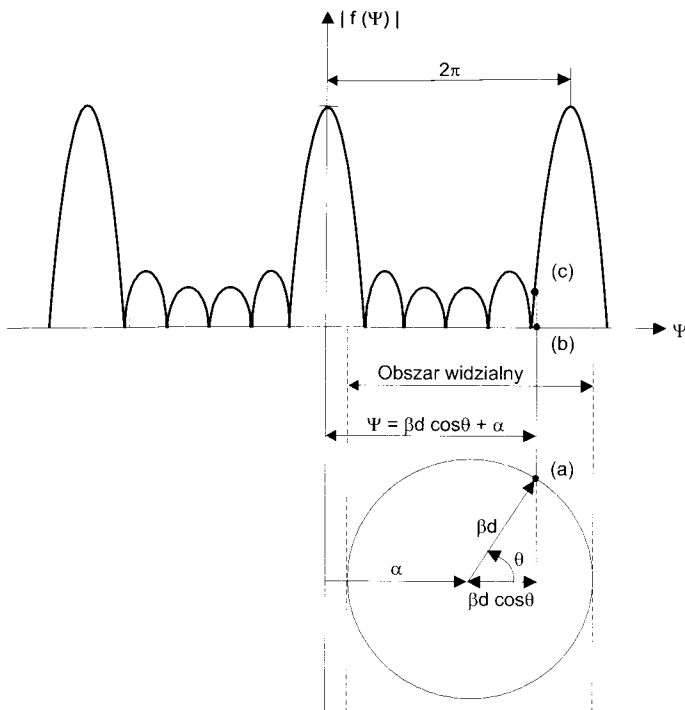
Rys. 10.9. Współczynnik układu dla dwóch źródeł zasilanych tą samą amplitudą: a) uniwersalny współczynnik układu, b) charakterystyka dla $d = \lambda/2$, $\beta d = \pi$, $\alpha = 0$, c) charakterystyka dla $d = \lambda/2$, $\beta d = \pi$, $\alpha = \pi$, d) charakterystyka dla $d = \lambda/4$, $\beta d = \pi/2$, $\alpha = -\pi/2$

się na pionowej linii prowadzącej z punktu a. Odpowiadająca θ i ψ wartość współczynnika układu to punkt c znajdujący się na tej samej, pionowej linii. Aby lepiej zilustrować opisaną procedurę, znajdziemy jeszcze wykresy dla układów dwuelementowych o równych amplitudach, analizowanych na początku rozdziału. Współczynnik układu będący funkcją ψ , wg (10.17) dla $N = 2$ wynosi

$$AF = 1 + e^{j\psi} = e^{j(\psi/2)} (e^{-j(\psi/2)} + e^{j(\psi/2)}) = 2e^{j(\psi/2)} \cos \frac{\psi}{2} \quad (10.20)$$

gdzie $A_0 = A_1 = 1$. Znormalizowany współczynnik układu wynosi

$$|f(\psi)| = \left| \cos \frac{\psi}{2} \right| \quad (10.21)$$



Rys. 10.10. Sposób znajdowania charakterystyki we współrzędnych biegunowych w funkcji θ

Współczynnik układu $|f(\psi)|$ jest taki sam dla wszystkich dwuelementowych układów zasilanych identyczną amplitudą. Przedstawiono go na rys. 10.9a. Oczywiście ψ ulega zmianom przy zmianie odległości między elementami lub zależności fazowych między nimi. Jeśli odległość wynosi pół długości fali, a fazy każdego elementu wynoszą 0 ($\alpha = 0$), współczynnik układu jest wyznaczany jak na rys. 10.8, a wynik pokazuje rys. 10.9b. Wykres dla układu zasilanego w przeciwfazie $\alpha = \pi$ przedstawiono na rys. 10.9c. Wykres współczynnika układu dla wcześniej analizowanego przypadku źródeł oddalonych o ćwierć fali ($d = \lambda/4$, $\alpha = -\pi/2$) przedstawiono na rys. 10.9d.

Zwróćmy uwagę, że współczynnik układu dla układów liniowych jest okresową funkcją kąta ψ . Okres wynosi tu 2π :

$$AF(\psi + 2\pi) = \sum A_n e^{jn(\psi + 2\pi)} = \sum A_n e^{jn\psi} e^{jn2\pi} = \sum A_n e^{jn\psi} = AF(\psi) \quad (10.22)$$

Współczynnik układu rozmieszczonego wzdłuż osi z jest funkcją kąta θ , a nie ϕ . Oznacza to, że współczynnik układu jest całkowicie określony dla przedziału

$$0 < \theta < \pi \quad (10.23)$$

Jest to tak zwany **fragment (zakres) widzialny** współczynnika układu. Odpowiada on zmianom $-1 < \cos \theta < 1$ lub $-\beta d < \beta d \cos \theta < \beta d$, bądź też

$$\alpha - \beta d < \psi < \alpha + \beta d \quad (10.24)$$

Odstęp między elementami wyrażony w długościach fali d/λ określa wielkość okręgu na rys. 10.10 i jednocześnie fragment współczynnika układu pojawiający

się w zakresie widzialnym. Obszar zakresu widzialnego w funkcji ψ określa liczba $2\beta d$, która jest średnicą okręgu. Załóżmy, że w zakresie widzialnym pojawia się dokładnie jeden okres, czyli że $2\pi = 2\beta d = 2(2\pi/\lambda)d$ lub $d/\lambda = 1/2$, co oznacza, że dokładnie 1 okres pojawia się wtedy, gdy odstęp między elementami wynosi pół długości fali. Dla odstępów mniejszych widzimy mniej niż okres, dla większych więcej. Dla odległości d większych od $\lambda/2$ na charakterystyce w zakresie widzialnym może pojawić się więcej listków o takim samym poziomie. Wiązki (listki) o poziomie identycznym jak wiązka główna zwie się **wiązkami wtórnymi**. Dla układu złożonego z 2 elementów oddległych o λ (rys. 10.6c) wiązki wtórne występują dla $\theta = 0$ i $\theta = 180^\circ$ (zakładając, że wiązka w kierunku $\theta = 90^\circ$ jest pożądaną wiązką główną). W większości przypadków wiązki wtórne nie są pożądane i w trakcie projektowania staramy się, żeby odległość między elementami była bliska $\lambda/2$.

Bardzo ważnym przypadkiem jest równomiernie zasilany układ antenowy o równo oddległych elementach, w którym

$$A_0 = A_1 = A_2 = \dots \quad (10.25)$$

Różnice faz między poszczególnymi elementami są równe α . Współczynnik układu wynosi tu

$$AF = A_0 \sum_{n=0}^{N-1} e^{jn\psi} = A_0 (1 + e^{j\psi} + \dots + e^{j(N-1)\psi}) \quad (10.26)$$

Jest to szereg geometryczny, który przekształcamy dalej:

$$AF e^{j\psi} = A_0 (e^{j\psi} + e^{j2\psi} + \dots + e^{jN\psi}) \quad (10.27)$$

Odejmując (10.27) od (10.26) dostajemy

$$AF(1 - e^{j\psi}) = A_0(1 - e^{jN\psi})$$

lub

$$AF = \frac{1 - e^{jN\psi}}{1 - e^{j\psi}} A_0 \quad (10.28)$$

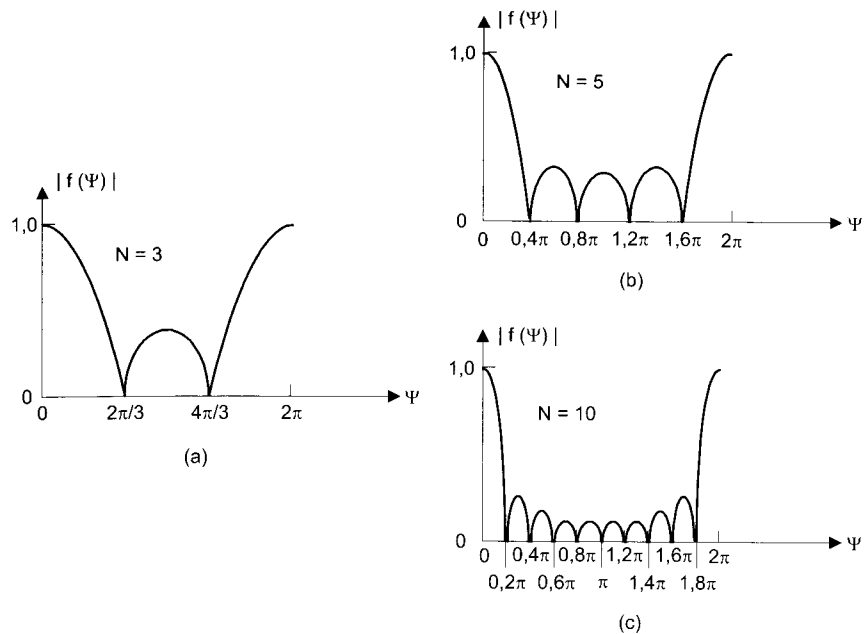
Możemy ten wzór przekształcić do bardziej dogodnej postaci:

$$AF = A_0 \frac{e^{jN\psi/2} - 1}{e^{j\psi/2} - 1} = A_0 \frac{e^{jN\psi/2} - e^{-jN\psi/2}}{e^{j\psi/2} - e^{-j\psi/2}} = A_0 e^{j(N-1)\psi/2} \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)} \quad (10.29)$$

Kąt fazy $e^{j(N-1)\psi/2}$ jest w tym momencie nieistotny. Jeśli układ byłby położony symetrycznie wokół środka układu współrzędnych, czynnik ten nie występowałby we wzorze. Pomijając go dostajemy

$$AF = A_0 \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)} \quad (10.30)$$

Wyrażenie to osiąga maksimum dla $\psi = 0$:



Rys. 10.11. Współczynnik układu dla układu równoodległych i równomiernie pobudzonych źródeł dla a) 3, b) 5 i c) 10 źródeł

$$AF(\psi = 0) = A_0(1 + 1 + \dots + 1) = A_0 N \quad (10.31)$$

Dzieląc przez otrzymany wynik (10.30) dostajemy znormalizowany współczynnik układu:

$$f(\psi) = \frac{\sin(N\psi/2)}{N \sin(\psi/2)} \quad (10.32)$$

Na rysunku 10.11 pokazano wykresy współczynnika dla trzech wartości N . Analizując wykresy możemy dojść do kilku interesujących wniosków:

- wraz ze wzrostem N zwęża się wiązka główna,
- wraz ze wzrostem N występuje więcej wiązek bocznych w jednym okresie $f(\psi)$; ich liczba wraz z wiązką główną w jednym okresie wynosi $N-1$,
- wiązki boczne mają szerokość $2\pi/N$ (na wykresie w funkcji ψ), natomiast wiązka główna i wiązki wtórne są dwa razy szersze,
- amplitudy wiązek bocznych maleją wraz ze wzrostem N ; $SLL = -12$ dB dla $N = 5$ i -13 dB dla $N = 20$ (przy wzroście N wartość SLL dąży do $-13,3$ dB),
- wykres $|f(\psi)|$ jest symetryczny względem π .

10.2. Sterowanie wiązką główną i układy fazowane

Omawialiśmy już otrzymywanie charakterystyki w funkcji θ . Weźmy układ czteroelementowy, w którym fazy każdego elementu różnią się o 90° (rys. 10.12a). Uniwersalny współczynnik układu dla $N = 4$ jest pokazany na rys. 10.12b.

Charakterystykę możemy narysować znajdując zera i maksima. Punkty te są następnie rzutowane na okrąg. Wykres charakterystyki promieniowania we współrzędnych biegunowych przedstawiono na rys. 10.12c.

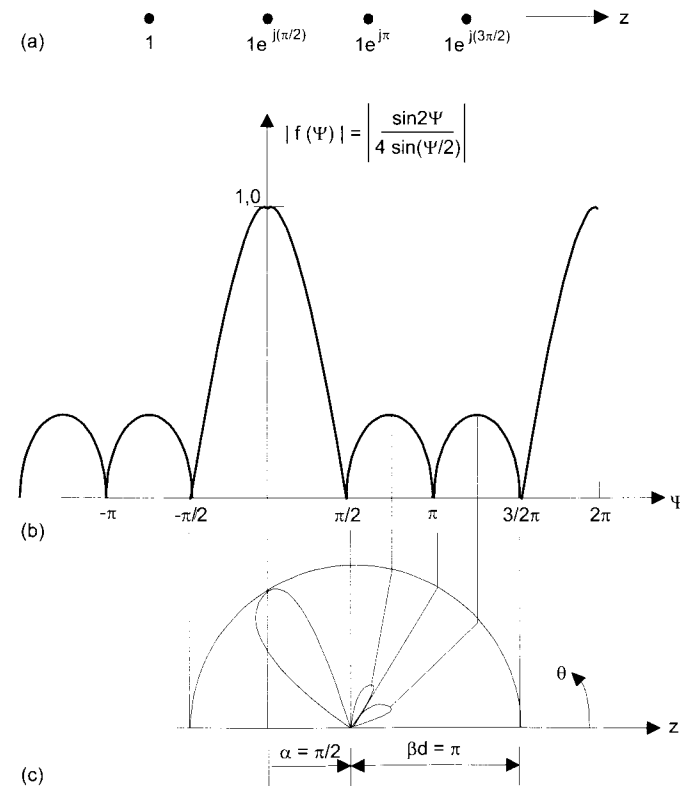
Maksimum współczynnika układu występuje przy $\psi = 0$, któremu odpowiada kąt θ_0 . Mamy wtedy (z 10.16)

$$\alpha = -\beta d \cos \theta_0 \quad (10.33)$$

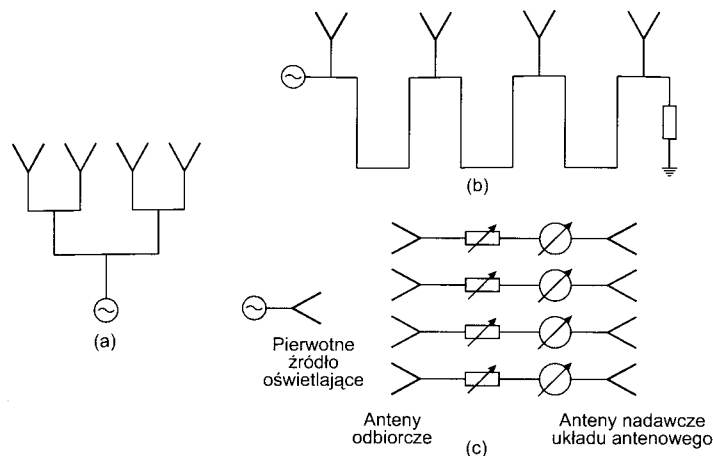
Wzór ten określa przesunięcie fazy między poszczególnymi elementami, jakie jest wymagane w przypadku, gdy chcemy osiągnąć maksimum promieniowania na kierunku θ_0 . Prąd w elementach powinien mieć wartość

$$I_n = e^{jn\alpha} = e^{-jn\beta d \cos \theta_0} \quad (10.34)$$

dla układu jednorodnego o identycznych amplitudach i odległościach. Dla układów z promieniowaniem poprzecznym ($\theta_0 = 90^\circ$) $\alpha = 0$, natomiast dla układów z promieniowaniem wzdłużnym ($\theta_0 = 0$ lub 180°) $\alpha = -\beta d$ lub βd . Dla przykładu z rys. 10.12 mamy $\alpha = \pi/2$, $d = \lambda/2$ i $\theta_0 = \arccos(-\alpha/\beta d) = 120^\circ$. Układy antenowe, w których zmianę kąta wiązki głównej osiąga się wyłącznie poprzez zmianę faz prądów zasilających, nazywamy **układami fazowanymi**. Są one bardzo



Rys. 10.12. Współczynnik układu dla czteroelementowego, równomiernie zasilanego układu o równoodległych elementach: a) pobudzenia w układzie, b) uniwersalny współczynnik układu dla $N = 4$, c) wykres we współrzędnych biegunowych dla $d = \lambda/2$ i $\alpha = \pi/2$



Rys. 10.13. Różne typy zasilania układów fazowanych: a) zasilanie równoległe, b) zasilanie szeregowe, c) zasilanie przestrzenne

rozpowszechnione w radiolokacji, gdzie wymagana jest duża szybkość przemiatania wiązką fal przestrzeni, a ponadto w układach ustalających kierunek nadchodzącej fali radiowej i w antenach używanych w radiokomunikacji ruchomej (układy adaptacyjne). Zadanie polegające na dobraniu takiego rozkładu elementów w układzie lub prądów w antenie, które zapewni nam pożądaną charakterystykę promieniowania, nazywamy **syntezą charakterystyki**. W ogólności jest to zadanie dość skomplikowane, w którym wykorzystuje się różne metody oparte na całkach lub szeregu Fouriera, twierdzeniu o próbkowaniu (metoda Woodwarda) czy metodach wielomianowych (metoda Dolpha–Czebyszewa). Osoby zainteresowane szczegółami mogą je znaleźć w pracach [1], [3], [7]. Używa się również programów komputerowych wspomagających proces syntezy układów antenowych [6]. Układy fazowane stanowią w ostatnich latach jedną z najbardziej rozwijających się gałęzi w teorii anten.

Znane są trzy podstawowe techniki zasilania układów fazowanych. Pierwsza z nich to **zasilanie równoległe** (rys. 10.13a), w którym doprowadzenia do wszystkich elementów mają jednakową długość, co oznacza równość faz i amplitud. W razie potrzeby można zastosować zmienne tłumiki lub przesuwniki fazy w celu modyfikacji tych parametrów. Drugi sposób, **szeregowy** (rys. 10.13b), jest łatwy w wykonaniu, lecz trudny w projektowaniu. W miarę rozchodzenia się fali wzdłuż linii transmisyjnej jest ona tłumiona z powodu promieniowania energii przez poszczególne elementy układu. Musimy uwzględnić ten fakt w fazie projektowania. Impedancja obciążenia jest zwykle dopasowana ze względu na odbicia. Względne przesunięcie fazy między sąsiednimi elementami jest określone długością elektryczną łączącej linii i wzajemnym sprzężeniem między nimi. Zmieniając częstotliwość zmieniamy długość elektryczną linii, i co za tym idzie, różnicę faz między elementami. Ten sposób kontroli położenia wiązki poprzez zmianę częstotliwości nazywamy **sterowaniem częstotliwościowym** układu antenowego. Trzecim sposobem wzbudzenia układu jest **zasilanie przestrzenne** polegające na tym, że jedna antena

główna jest pobudzana przez nadajnik i wzbudza kilka anten odbiorczych, które zbierają energię i przekazują ją do wtórnego układu promieniującego za pośrednictwem przesuwników fazy i ewentualnie tłumików. Względne amplitudy prądu wzbudzanego w antenach odbiorczych zależą od charakterystyki promieniowania anteny głównej połączonej z nadajnikiem.

W praktyce można spotkać układy antenowe liczące do kilku — kilkunastu tysięcy elementów (na zakresie mikrofalowym). Jako elementy promieniujące mogą służyć dipole półfalowe, otwarte końcówki falowodów czy anteny tubowe. Szczególnie atrakcyjne ze względu na łatwość wykonania i korzystne cechy elektryczno-mechaniczne są układy antenowe wykonane z anten mikropaskowych (np. anteny płaskie używane do odbioru TV satelitarnej).

10.3. Zjawisko superkierunkowości

Wróćmy do układu antenowego o promieniowaniu wzdłużnym, w którym różnice faz między równo odległymi elementami wynikające z różnicy dróg wynoszą $\alpha = \pm \beta d$. Można zmniejszyć szerokość wiązki i zwiększyć kierunkowość układu poprzez zwiększenie przesunięcia fazy między elementami, co powoduje przesunięcie części wiązki głównej poza zakres widzialny. Jeśli różnica faz między elementami wyraża się wzorem

$$\alpha = \pm \left(\beta d + \frac{\pi}{N} \right) \quad (10.35)$$

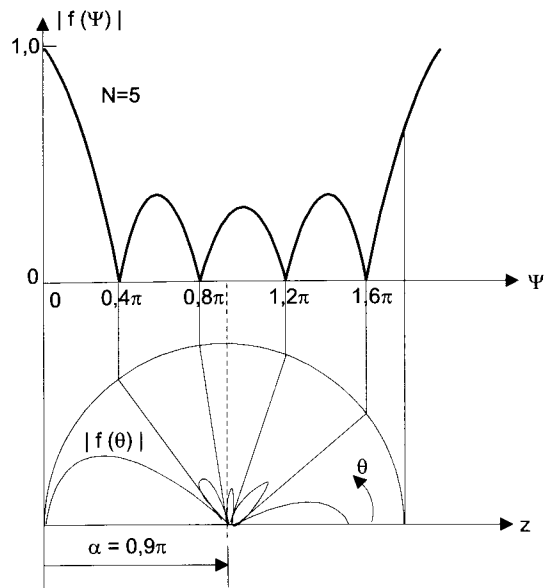
to taki układ zwiemy **układem Hansena-Woodyarda**. Na rysunku 10.14 przedstawiono wykres współczynnika układu dla $N = 5$. Zwykły układ z promieniowaniem poprzecznym ma nieco szerszą wiązkę w porównaniu z układem Hansena-Woodyarda, którego charakterystyka w układzie biegunowym jest przedstawiona na rys. 10.15. Wiązka główna uległa zawężeniu, natomiast wiązki boczne zwiększają swój poziom. Aby zapobiec temu zwiększeniu ponad poziom wiązki głównej, musimy spełnić warunek [7]

$$\alpha = \beta d + \frac{\pi}{N} < \pi \quad (10.36)$$

lub inaczej

$$d < \frac{\lambda}{2} \left(1 - \frac{1}{N} \right) \quad (10.37)$$

Oznacza to, że aby osiągnąć pojedynczą wiązkę główną w układzie Hansena-Woodyarda, musimy zmniejszyć odległości między elementami w porównaniu do zwykłego układu z promieniowaniem wzdłużnym. Zjawisko polegające na uzyskaniu znacznie większej kierunkowości niż w przypadku zwykłego układu o tych samych rozmiarach jest zwane **superkierunkowością**. Uzyskanie przez układ antenowy superkierunkowości nie oznacza jednocześnie uzyskania superzysku energetycznego. Ze względu na szybki wzrost dobroci układu, jaki towarzyszy



Rys. 10.14. Charakterystyka promieniowania dla zwykłego układu o promieniowaniu porzecznym z odległością między elementami $d = 0,45\lambda$ i $\alpha = 0,9\pi$

superkierunkowości, wzrasta ilość energii magazynowanej w antenie, co oznacza zwiększenie płynących w niej prądów. To z kolei powoduje wzrost strat ciepłych i spadek sprawności anteny. Nie bez znaczenia jest też fakt, że w przypadku bardzo dużych układów znaczne straty powstają w układzie zasilania doprowadzającym energię do poszczególnych elementów (szczególnie istotne przy układach wykonanych w technice mikropaskowej). Duża dobroć anten powoduje, że ich pasmo pracy jest bardzo małe. Ze względu na omówione zjawiska superkierunkowość nie znalazła do tej pory szerszego wykorzystania w układach praktycznych.

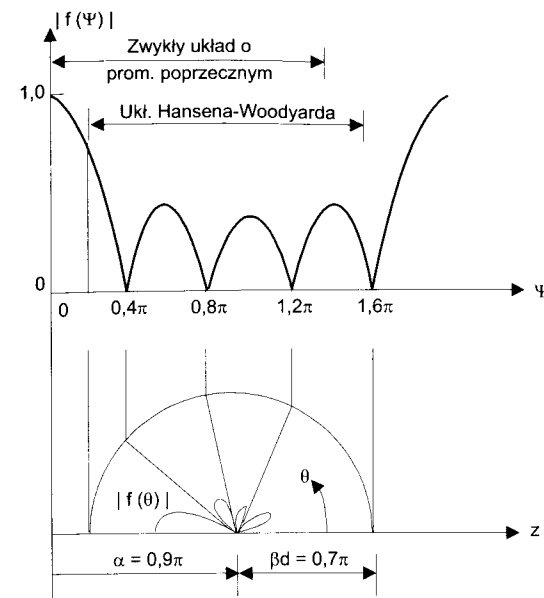
10.4. Zasada przemnażania charakterystyk

Załóżmy, że mamy do czynienia z układem antenowym, w którym elementami promieniującymi są identyczne anteny (np. dipole półfalowe) o unormowanej charakterystyce promieniowania $g_a(\theta, \phi)$. Aby określić wypadkową charakterystykę całego układu posługujemy się **zasadą przemnażania charakterystyk**:

Charakterystyka promieniowania układu antenowego złożonego z takich samych elementów jest równa iloczynowi charakterystyki promieniowania pojedynczego elementu oraz charakterystyki układu źródeł izotropowych mających takie samo położenie i prądy zasilające, jak rzeczywiste elementy promieniujące.

Unormowana charakterystyka promieniowania układu jest więc równa

$$F(\theta, \phi) = g_a(\theta, \phi) f(\theta, \phi) \quad (10.38)$$



Rys. 10.15. Charakterystyka promieniowania dla pięcioelementowego układu Hansena — Woodyarda o promieniowaniu porzecznym i zwiększonej kierunkowości dla $d = 0,35\lambda$ i $\alpha = 0,9\pi$

gdzie $f(\theta, \phi)$ jest unormowanym współczynnikiem układu źródeł izotropowych. Dobierając odpowiednio charakterystykę elementu można częściowo skompensować niekorzystne cechy współczynnika układu (np. poziom listków bocznych). Zasada przemnażania charakterystyk może służyć nie tylko do konstrukcji układów antenowych, ale również do określania wpływu powierzchni ziemi lub ekranu na charakterystykę promieniowania anteny. Kilka przykładów obliczania charakterystyk układów złożonych z dipoli krótkich przedstawiono na rys. 10.16.

10.5. Impedancja wzajemna

Kiedy anteny pracują blisko siebie, ich wzajemne oddziaływanie jest bardzo skomplikowane. Mamy wtedy do czynienia ze **sprzężeniem wzajemnym** anten. Powoduje ono zmiany rozkładu i fazy prądu w porównaniu do anteny izolowanej od otoczenia. Zmienia się wtedy charakterystyka promieniowania i impedancja wejściowa. Analityczne badanie wpływu wzajemnego oddziaływania jest bardzo trudne. Dopiero wprowadzenie szybkich komputerów oraz rozwój metod numerycznej analizy zagadnień elektromagnetycznych pozwoliły na pełne uwzględnienie tego zjawiska.

Rozważmy układ antenowy złożony z N elementów, przy czym interesować nas będzie impedancja wejściowa każdego z elementów z osobna. Wzajemne powiązanie między napięciami, prądami i impedancjami widać w równaniach znanych z teorii obwodów:

$$U_1 = Z_{11} I_1 + Z_{12} I_2 + \dots + Z_{1N} I_N$$

$$U_2 = Z_{21} I_1 + Z_{22} I_2 + \dots + Z_{2N} I_N \quad (10.39)$$

...

$$U_N = Z_{N1} I_1 + Z_{N2} I_2 + \dots + Z_{NN} I_N$$

gdzie U_n i I_n są napięciem i prądem na zaciskach n -tego elementu, Z_{nn} jest **impedancją własną** n -tego elementu, kiedy inne elementy są rozwarne, a Z_{mn} ($= Z_{nm}$ ze względu na zasadę wzajemności) jest **impedancją wzajemną** między m -tym i n -tym elementem. Jest ona zdefiniowana jako

$$Z_{mn} = \frac{U_m}{I_n} \Big|_{I_i=0} \quad \text{dla wszystkich } i \text{ oprócz } i = n \quad (10.40)$$

Aktywną impedancję elementu zwiemy jego impedancję wejściową przy pobudzeniu innych elementów. Na przykład dla elementu 1 wynosi ona

$$Z_{1,we} = \frac{U_1}{I_1} = Z_{11} + \frac{I_2}{I_1} Z_{12} + \dots + \frac{I_N}{I_1} Z_{1N} \quad (10.41)$$

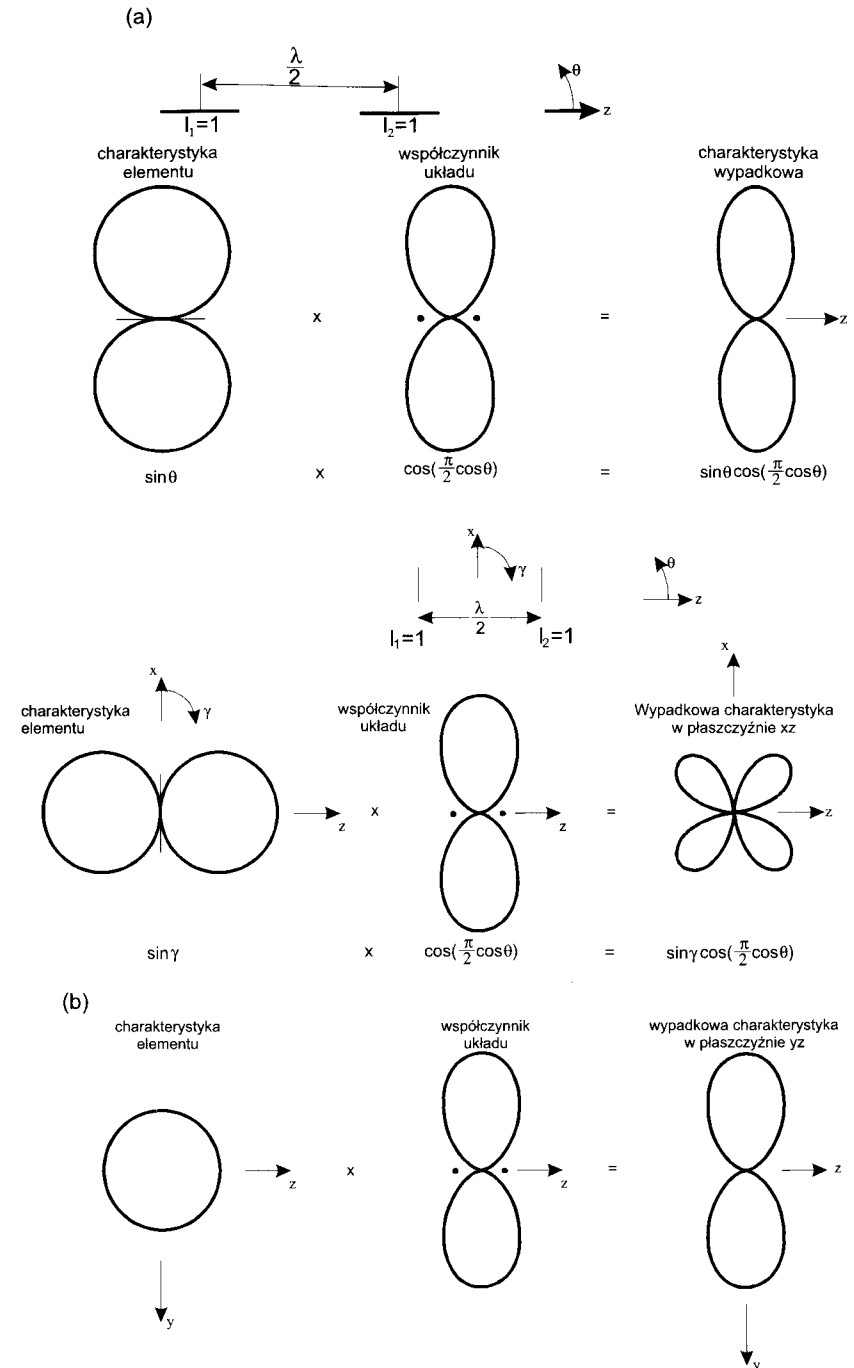
Zwróćmy uwagę, że impedancja aktywna nie jest tylko sumą impedancji własnych, ale zależy od prądów w innych elementach.

Możemy teraz określić kilka intuicyjnych zasad dotyczących wzajemnego oddziaływania anten na siebie. Po pierwsze, sprzężenie maleje wraz ze wzrostem odległości między antenami. Po drugie, jeśli weźmiemy pod uwagę charakterystykę promieniowania anteny wyizolowanej, to sprzężenie jest tym większe, im bardziej anteny oświetlają się wzajemnie na kierunkach maksymalnego promieniowania. Jeśli natomiast w kierunku drugiej anteny pojawi się minimum na charakterystyce, to sprzężenie wzajemne słabnie. Na przykład dwa dipole umieszczone równolegle do siebie mają duże wzajemne oddziaływanie, natomiast te same dipole umieszczone wzdłuż wspólnej osi (mówimy wtedy o **układzie kolinearnym**) są sprzężone w bardzo małym stopniu. Na rysunku 10.17÷10.19 przedstawiono sposób oddziaływania na siebie dwóch dipoli półfalowych znajdujących się w rezonansie (gdy są izolowane) przy różnym ich ułożeniu (równoległe, kolinearne, równoległe przesunięte).

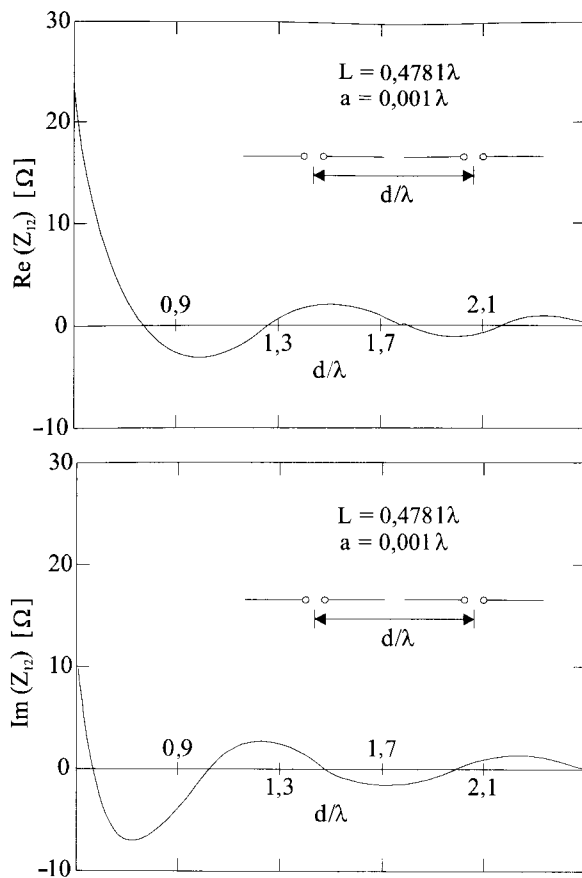
Zastanówmy się, jak możemy mierzyć impedancję wzajemną między dwiema antenami. Załóżmy, że na zaciskach wyizolowanej anteny występuje prąd I_1 oraz napięcie U_1 , wobec czego impedancja własna wynosi

$$Z_{we} = Z_{11} = \frac{U_1}{I_1} \quad (10.42)$$

Jeśli umieścimy drugą antenę w pobliżu pierwszej, to pochodzące od niej promieniowanie zaindukuje w drugiej antenie prąd, który z kolei powoduje promieniowanie drugiej anteny wpływające na rozkład prądu w pierwszej. Druga antena może być zasilana poprzez zaciski lub pole (antena bierna), lecz niezależnie od tego płynie w niej pewien prąd I_2 . Całkowite napięcie na zaciskach pierwszej anteny wynosi wtedy



Rys. 10.16. Ilustracja zasady przemnażania charakterystyk: a) układ dwóch kolinearnych dipoli krótkich zasilanych taką samą amplitudą i fazą, b) układ dwóch równoległych dipoli krótkich zasilanych taką samą fazą i amplitudą



Rys. 10.17. Impedancja wzajemna w funkcji odległości między dwoma dipolami półfalowymi w rezonansie umieszczonymi kolinearnie [7]

$$U_1 = Z_{11} I_1 + Z_{12} I_2 \quad (10.43)$$

Podobnie możemy wyrazić napięcie na zaciskach drugiej anteny:

$$U_2 = Z_{21} I_1 + Z_{22} I_2 \quad (10.44)$$

Założmy, że do zacisków drugiej anteny podłączono impedancję obciążenia Z_2 , tak że napięcie $U_2 = -Z_2 I_2$. Możemy zapisać (10.44) jako

$$-Z_2 I_2 = Z_{21} I_1 + Z_{22} I_2 \quad (10.45)$$

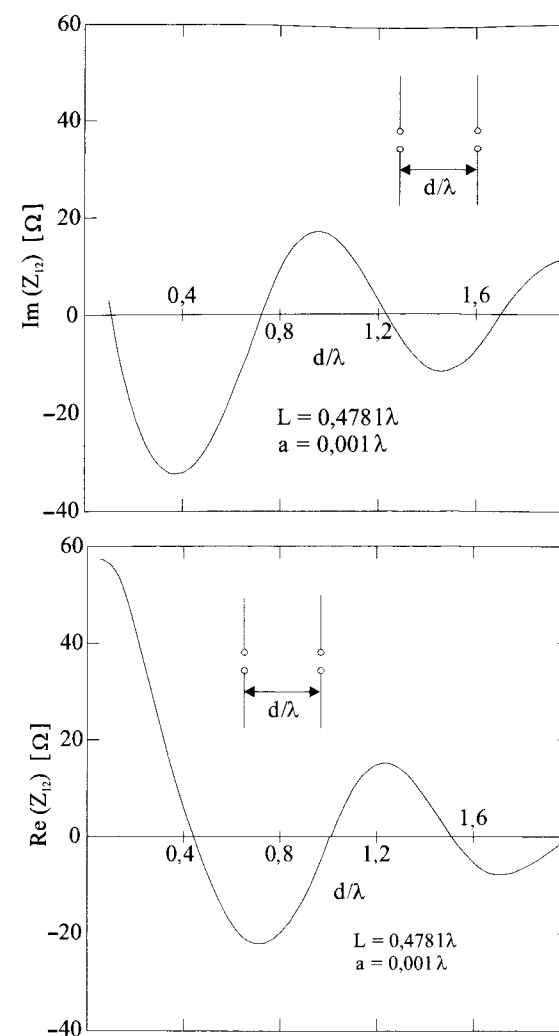
Rozwiązując równanie ze względu na I_2 otrzymujemy

$$I_2 = \frac{-Z_{21} I_1}{Z_{22} + Z_2} = \frac{-Z_{12} I_1}{Z_{22} + Z_2} \quad (10.46)$$

Podstawiając do (10.43) i dzieląc przez I_1 mamy

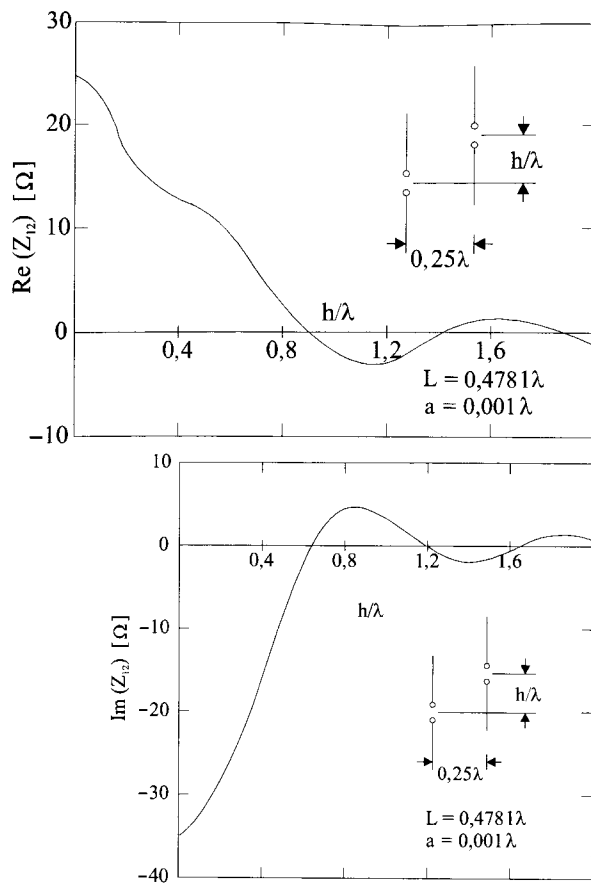
$$\frac{U_1}{I_1} = Z_{1,we} = Z_{11} - \frac{(Z_{12})^2}{Z_{22} + Z_2} \quad (10.47)$$

Impedancja wejściowa jest tu wyrażona w funkcji dwóch impedancji własnych, impedancji wzajemnej oraz impedancji obciążenia drugiej anteny, która nie jest



Rys. 10.18. Impedancja wzajemna w funkcji odległości między dwoma równoległymi dipolami półfalowymi w rezonansie [7]

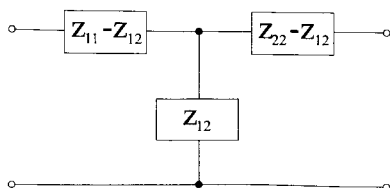
pobudzana poprzez zaciski. Jeśli na przykład mamy obok siebie dwa dipole półfalowe, przy czym drugi z nich ma otwarte zaciski, to impedancja wejściowa dipola pierwszego wynosi $Z_{1,we} = Z_{11}$, ponieważ $Z_2 = \infty$. Fizycznie oznacza to, że w ramionach drugiego dipola zaindukuje się pomijalnie mały prąd. Można zatem mierzyć impedancję własną dipola pierwszego w obecności drugiego, jeśli rozewrzemy zaciski drugiego dipola, przez co nie będzie on w rezonansie i indukowany w nim prąd będzie bardzo mały. Oczywiście nie byłoby to możliwe, gdyby drugi dipol miał długość λ . Równanie (10.47) określa model obwodowy dwóch anten sprzężonych, przedstawiony na rys. 10.20. W ogólności chcąc dokonać pomiaru impedancji wzajemnej między dwiema antenami, musimy wykonać trzy pomiary. Najpierw mierzymy Z_{11} na zaciskach anteny 1 z usuniętą lub rozwartą anteną 2. Potem analogicznie mierzymy Z_{22} , po czym na końcu mierzymy $Z_{1,we}$ przy zwartych zaciskach anteny 2 ($Z_2 = 0$). Impedancję wzajemną znajdujemy z przekształconego wzoru (10.47):



Rys. 10.19. Impedancja wzajemna między dwoma równoległymi i przesuniętymi dipolami w funkcji przesunięcia między nimi [7]

$$Z_{12} = \sqrt{Z_{22}(Z_{11} - Z_{1,we})} \quad (10.48)$$

Znając impedancję własną możemy obliczyć impedancję aktywną, a następnie ustalić napięcie potrzebne do wzbudzenia w antenie prądu wymaganego dla otrzymania prawidłowej charakterystyki promieniowania układu. Opisana procedura jest słuszna tylko dla układów dwuantenowych. Dla układów wieloelementowych musimy rozwiązać układ równań (10.39). Dokładne zależności na impedancję wzajemną dla układu dwóch dipoli półfalowych lub dipoli nad powierzchnią ziemi można znaleźć w [3]. O wiele łatwiej można dziś określić numerycznie impedancje wejściowe układu anten za pomocą *metody momentów* [3], [6], [7].



Rys. 10.20. Model obwodowy wzajemnego sprzężenia między dwiema antenami

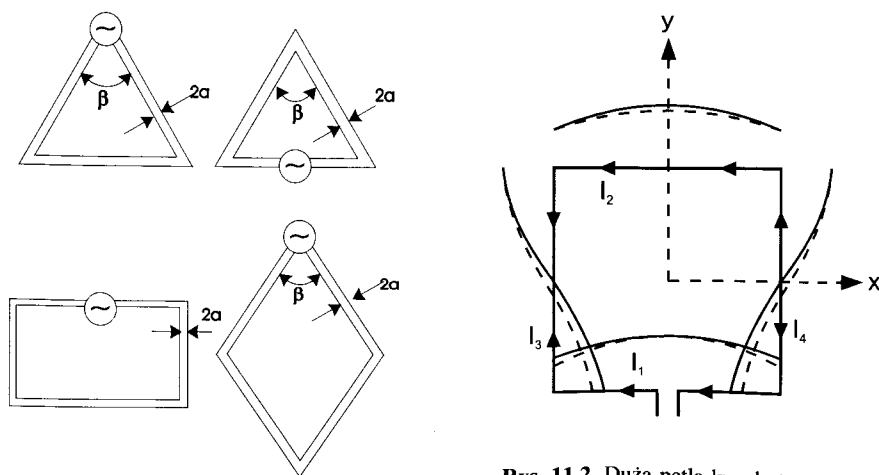
Literatura

1. C.A. Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, New York 1997
2. D.J. Bem. *Anteny i rozchodzenie się fal radiowych*. WNT, Warszawa 1973
3. J.D. Kraus. *Antennas*. McGraw-Hill, New York 1988
4. S. Lee, Y. Lo. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold, New York 1988
5. R.J. Mailloux. *Phased Array Antenna Handbook*. Artech House, London 1994
6. D. Pozar. *Antenna Design Using Personal Computers*. Artech House 1985
7. W.L. Stutzman, G.A. Thiele. *Antenna Theory and Design*. John Wiley & Sons, New York 1998

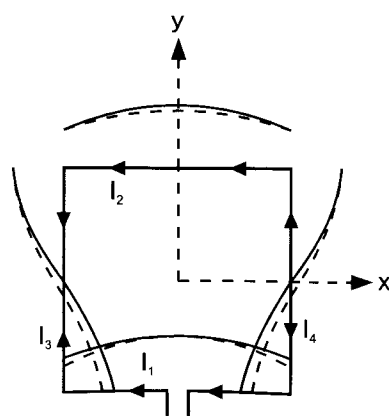
11. Przegląd najczęściej stosowanych anten

11.1. Duże anteny pętlowe

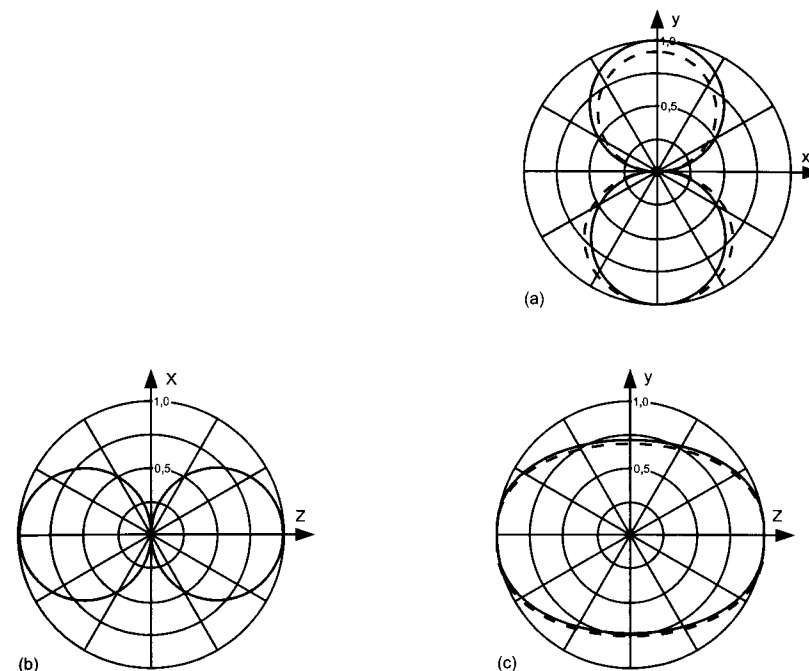
Przedstawimy obecnie krótki przegląd najczęściej stosowanych typów anten. Ze względu na bardzo obszerną tematykę nie jest możliwe dokładne omówienie każdej anteny oraz sposobów projektowania. Ograniczymy się tylko do podania najważniejszych własności i podstawowych wzorów. Osoby zainteresowane projektowaniem powinny sięgnąć do monografii i poradników praktycznych, których wykaz umieszczono na końcu rozdziału. Nasz przegląd zaczniemy od anten pętlowych o dużych średnicach. Omówiliśmy wcześniej małe pętle, które okazały się strukturami dualnymi do dipoli krótkich. Okazuje się, że parametry dużych pętli różnią się znacznie w zależności od ich rozmiarów i kształtu. Pętle mogą mieć różne kształty (rys. 11.1), jednak najczęściej używa się **pętli kwadratowych i kołowych**. Na rysunku 11.2 przedstawiono kwadratową pętlę o całkowitej długości λ (długość boku $\lambda/4$) i sinusoidalnym rozkładzie prądu (linią przerywaną zaznaczono rzeczywisty rozkład obliczony metodami numerycznymi). Na rysunku 11.3 przedstawiono charakterystyki promieniowania pętli w płaszczyznach xy i yz (składowa E_ϕ — rys. 11.3a i c) oraz xz (składowa E_θ — rys. 11.3b). Zwróćmy uwagę, że maksimum promieniowania występuje w kierunku prostopad-



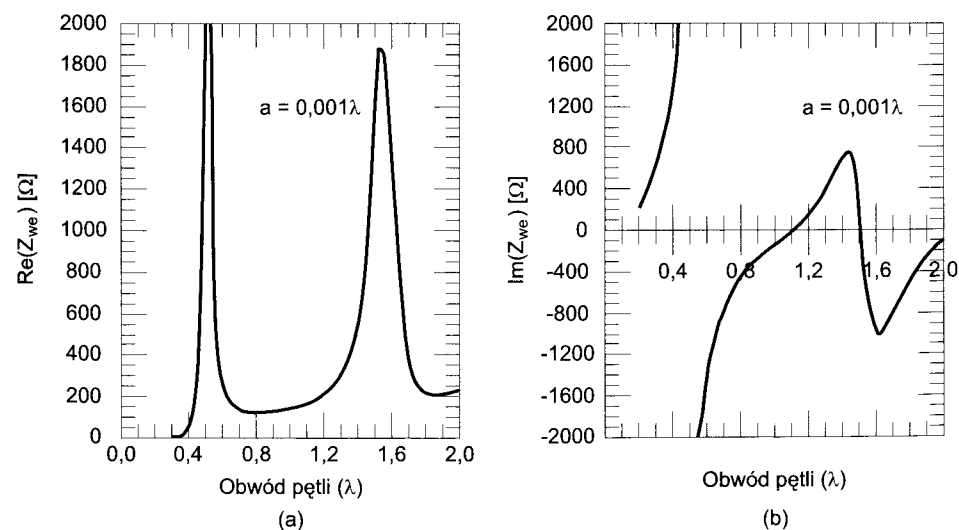
Rys. 11.1. Różne kształty anten pętlowych



Rys. 11.2. Duża pętla kwadratowa o boku $\lambda/4$ wraz z rozkładem prądów

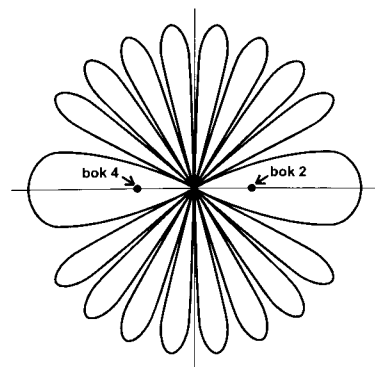


Rys. 11.3. Charakterystyki promieniowania pętli z rys. 11.2: a) w płaszczyźnie xy (składowa E_ϕ), b) w płaszczyźnie xz (składowa E_θ), c) w płaszczyźnie yz (składowa E_ϕ). Linia przerywana — charakterystyki obliczone dla rozkładu otrzymanego metodą momentów [15]



Rys. 11.4. Impedancja wejściowa pętli kwadratowej w funkcji długości obwodu [15]

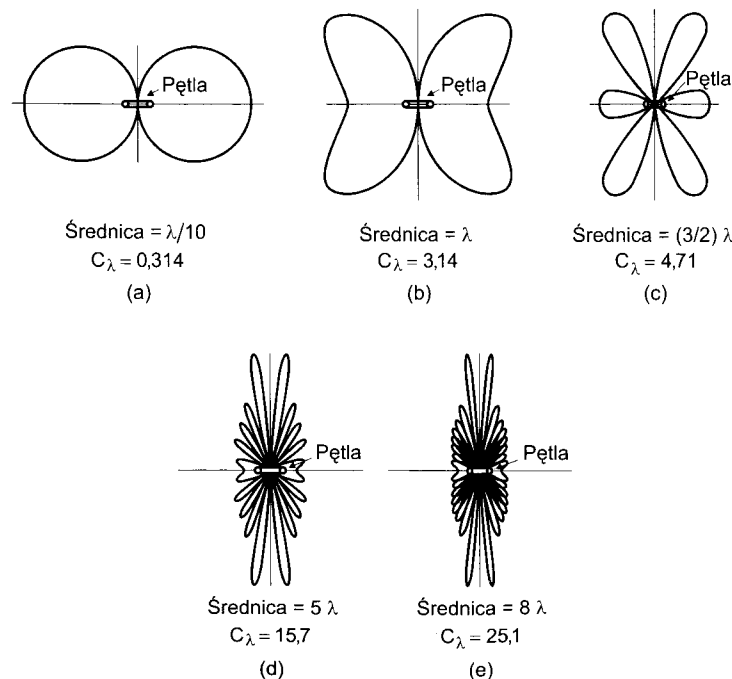
łym do powierzchni pętli (wzdłuż osi z). Fala w tym kierunku jest spolaryzowana równoległe do ramienia x pętli. W ramieniu znajdują się zaciski zasilające. Kąt połowy mocy dla składowej E_θ wynosi 85° . W płaszczyźnie pętli występuje zero w kierunku równoległym do ramienia z zaciskami (oś x) i listek w kierunku



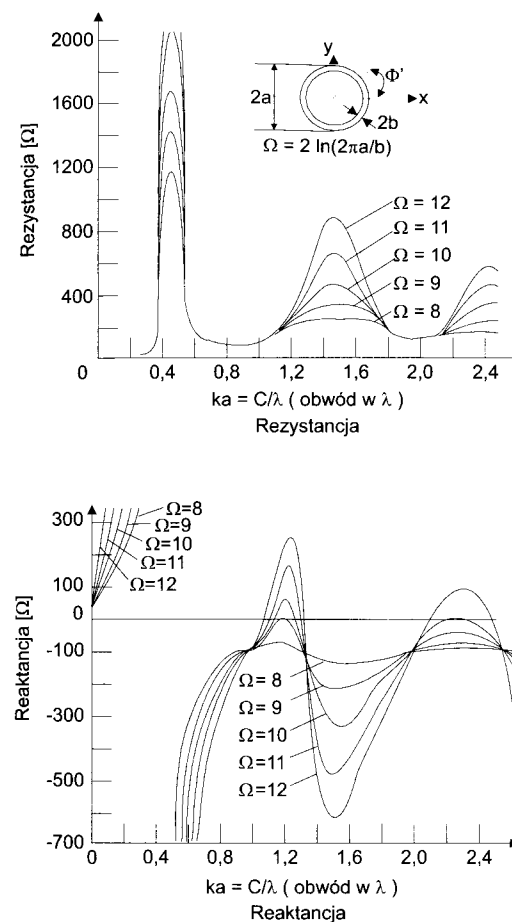
Rys. 11.5. Charakterystyka promieniowania pętli kwadratowej o boku $4,44\lambda$ i równomiernym rozkładzie prądu [9]. Bok 2 i 4 — ramiona anteny prostopadłe do ramienia zasilającego

prostopadłym do tego ramienia (oś y). Na rysunku 11.4 przedstawiono impedancję wejściową pętli kwadratowej w funkcji jej rozmiarów. Najczęściej używa się pętli o obwodzie równym (około) długości fali (rezonans przy $1,09\lambda$) ze względu na małą reaktancję i dość dogodną wartość rezystancji wejściowej (około 100Ω). Zysk takiej pętli wynosi $3,09 \text{ dB}$, czyli jest mniejszy od zysku dipola całofalowego ($3,82 \text{ dB}$). Na rysunku 11.5 przedstawiono przykładową charakterystykę promieniowania pętli o długości boku $4,44\lambda$ w płaszczyźnie prostopadłej do pętli.

Pętłe kołowe są analizowane analitycznie przy założeniu równomiernego rozkładu prądu. We wzorach na charakterystykę promieniowania pojawiają się funkcje Bessela, które powodują zmniejszanie się poziomu listków bocznych w porównaniu z charakterystyką pętli kwadratowych. Ilustruje to rys. 11.6, na



Rys. 11.6. Charakterystyki promieniowania pętli kołowych o różnych średnicach [9]

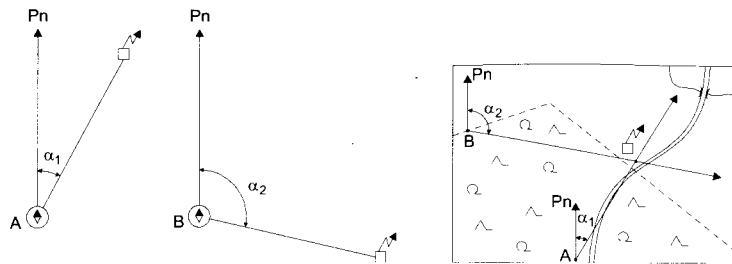


Rys. 11.7. Impedancja wejściowa pętli kołowej [1]

którym przedstawiono charakterystyki pętli o różnych średnicach. Założenie o równomiernym rozkładzie prądu jest prawdziwe tylko dla pętli o małym promieniu ($a < 0,04\lambda$). Dla większych promieni dokonano analizy metodami numerycznymi [1].

Jej rezultaty przedstawiono na rys. 11.7. Jest to wykres impedancji wejściowej anteny w funkcji obwodu pętli $C = 2\pi a$. Wykres ten może być pomocny przy projektowaniu. Widać wyraźnie rezonansowy charakter anteny, podobnie jak w przypadku dipola liniowego. Pętla kołowa ma także z reguły znaczną składową pojemnościową impedancji wejściowej.

Anteny pętlowe są wykorzystywane do odbioru radiowego i TV. Były one dość często używane w przeszłości do znajdowania kierunku, z którego przychodzi fala radiowa lub do umiejscowienia nadajnika, czyli do **radiopelengacji**. Znalazienie kierunku fali polega na wykorzystaniu właściwości kierunkowych anten. Mając np. odbiornik na zakres fal średnich z anteną ferrytową możemy ustalić kierunek nadchodzącej fali poprzez jego obracanie aż do momentu, kiedy zaniknie sygnał odbieranej stacji. Kierunek wyznaczony przez położenie rdzenia anteny (zwykle

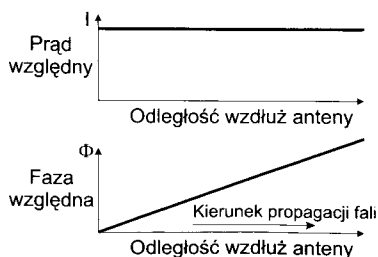


Rys. 11.8. Określenie położenia radiostacji przez namiar

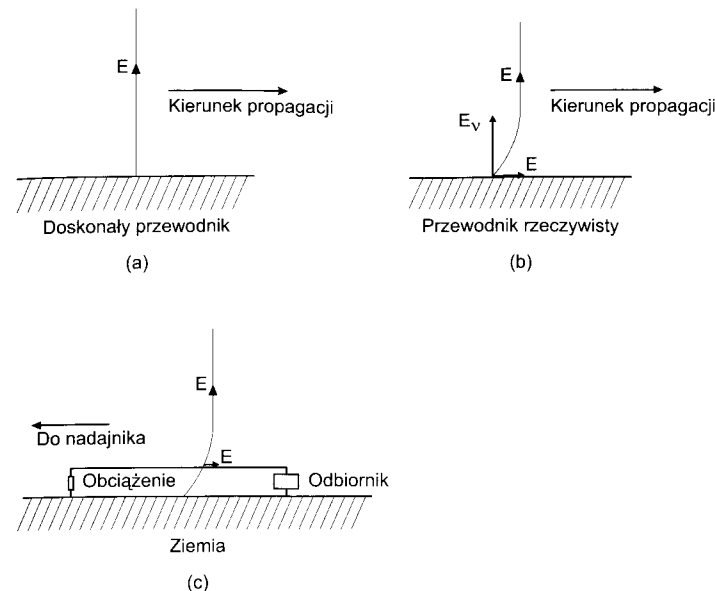
wzdłuż dłuższego boku obudowy) wyznacza kierunek nadchodzenia fali (kąt α_1 względem kierunku północy na mapie — rys. 11.8). Możemy wykreślić ten kierunek na mapie, przy czym musi on przechodzić przez punkt A, w którym się znajdujemy. Zmieniając swoje położenie w terenie możemy powtórnie znaleźć w punkcie B kierunek nadejścia fali i zaznaczyć go na mapie. Przecięcie się obu linii wyznacza miejsce położenia nadajnika (oczywiście z pewną dokładnością). Można też znając położenie dwóch nadajników określić swoje położenie (**radionawigacja lotnicza i morska**). Obecnie do znajdowania kierunków wykorzystuje się elektronicznie przestrajane układy antenowe i skomplikowane algorytmy wyszukiwania, umożliwiające wyznaczenie kierunku na płaszczyźnie, jak i w trzech wymiarach [5].

11.2. Anteny z falą bieżącą

Omawiane do tej pory anteny rzeczywiste miały sinusoidalny lub trójkątny rozkład prądu, który może być traktowany jako fala stojąca powstała na skutek nałożenia się fal o tych samych amplitudach i biegnących w przeciwnych kierunkach. Anteny prostoliniowe mające taką zasadę pracy nazywamy **antenami rezonansowymi**. Jeśli w antenie występuje tylko fala rozchodząca się w jednym kierunku, to rozkład prądu będzie równomierny, a faza zmieniać się będzie liniowo wraz z odległością (rys. 11.9). Takie anteny nazywamy **antenami z falą bieżącą**. Należą do nich: omawiana wcześniej antena Yagi, antena Beverage'a, antena rombowa, antena spiralna, antena logarytmicznie periodyczna, antena śrubowa (helikalna) i antena dwustożkowa. Również anteny aperturowe, którym jest poświęcony osobny podrozdział, mogą być traktowane jako antena z falą bieżącą. Omówimy teraz



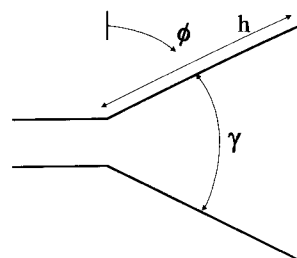
Rys. 11.9. Amplituda prądu i jego faza wzdłuż anteny z falą bieżącą



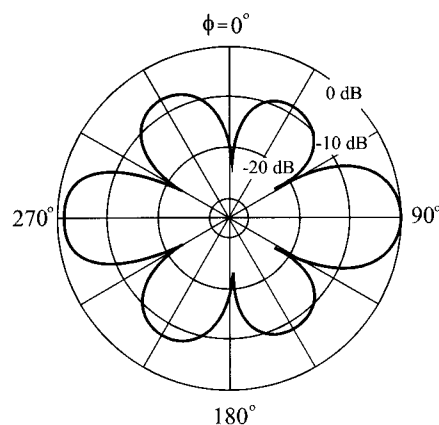
Rys. 11.10. Fala nad ziemią doskonałą (a), rzeczywistą (b) i antena Beverage'a (c)

krótko właściwości i budowę takich anten. Antena spiralna, logarytmicznie periodyczna, śrubowa i dwustożkowa zostaną omówione w rozdziale poświęconym antenom szerokopasmowym.

Likwidacja fali odbitej może polegać na zastosowaniu dopasowanego obciążenia na końcu anteny. Antenę liniową o długości ponad λ umieszczoną nad powierzchnią ziemi i zakończoną dopasowanym obciążeniem równym impedancji charakterystycznej nazywamy **anteną Beverage'a** (rys. 11.10). Pole elektryczne fali rozchodzącej się wzdłuż idealnie przewodzącej powierzchni pozostaje zawsze prostopadłe do niej (rys. 11.10a). Jeśli jednak mamy do czynienia z powierzchnią o skończonej konduktywności, to linie pola elektrycznego uginają się tuż przy powierzchni (rys. 11.10b). Dzieje się tak dlatego, gdyż pole wnika w powierzchnię i propaguje się w niej, jednak z mniejszą prędkością fazową niż fala w powietrzu. Powoduje to wystąpienie składowej wzdłużnej (wzdłuż kierunku propagacji fali) pola E_x . Ponadto wnikaćca fala wzbudza prądy wirowe, które zamieniają energię fali elektromagnetycznej na ciepło. Zwróćmy uwagę, że fala jest w efekcie spolaryzowana eliptycznie, a płaszczyzna elipsy nie leży w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji, jak ma to miejsce dla fali płaskiej spolaryzowanej eliptycznie. Taka sytuacja występuje dla radiofonicznych fal długich i średnich, rozchodzących się nad powierzchnią ziemi. Występowanie składowej E_x wykorzystano w antenie Beverage'a, która odbiera fale spolaryzowane pionowo po stronie anteny nadawczej. Siły elektromotoryczne indukowane wzdłuż anteny przez składową E_x , pochodzącą od fali biegnącej w stronę odbiornika dodają się w fazie na jego wejściu. Energia fali biegnącej w przeciwną stronę wydziela się w dopasowanym obciążeniu. Antena wykazuje zatem własności kierunkowe w płaszczyźnie poziomej z maksimum w kierunku do obciążenia. Anteny



Rys. 11.11. Antena typu V

Rys. 11.12. Charakterystyka promieniowania anteny V dla $h = 0,75\lambda$ i $\gamma = 118,5^\circ$ [15]

Beverage'a są używane do odbioru fal długich i średnich, a ostatnio opisuje się ich użycie na falach krótkich.

Jeśli antena będzie odpowiednio długa, to nawet bez jej obciążenia dopasowaną impedancją fala odbita ma małą amplitudę. Dzieje się tak na skutek promieniowania energii zarówno fali padającej, jak i odbitej wzdłuż anteny. Ten mechanizm wykorzystano w *antenie typu V* (rys. 11.11). Kąt γ (w stopniach), dla którego występuje największa kierunkowość, jest określony następująco [15]:

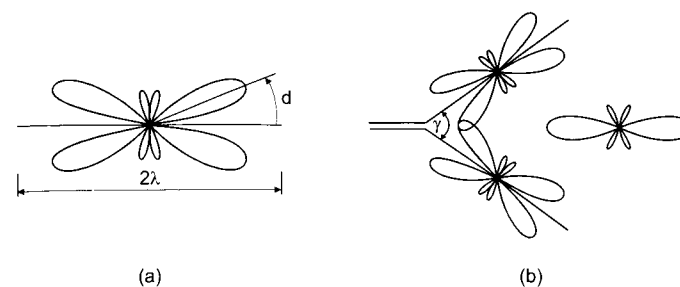
$$\gamma = 152\left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 - 388\left(\frac{h}{\lambda}\right) + 324 \quad \text{dla } 0,5 \leq \frac{h}{\lambda} \leq 1,5 \quad (11.1a)$$

$$\gamma = 11,5\left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 - 70,5\left(\frac{h}{\lambda}\right) + 162 \quad \text{dla } 1,5 \leq \frac{h}{\lambda} \leq 3,0 \quad (11.1b)$$

Kierunkowość tej anteny może być większa niż dipola liniowego. Wynosi ona

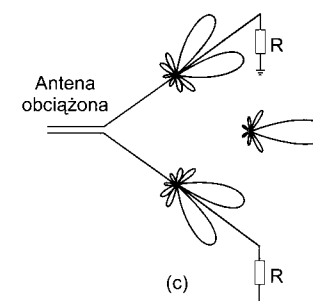
$$D = 2,94\left(\frac{h}{\lambda}\right) + 1,15 \quad (11.2)$$

Na rysunku 11.12 przedstawiono charakterystykę promieniowania anteny V dla $h = 0,75\lambda$ i $\gamma = 118,5^\circ$. Zwróćmy uwagę, że promieniowanie dla $\phi = 90^\circ$ (wiązka główna) jest większe o 2 dB niż dla $\phi = 270^\circ$. Większa kierunkowość w porównaniu z dipolem liniowym bierze się ze zmniejszonego poziomu listków bocznych. W tym przypadku wynosi ona 5,26 dB. Kierunkowość dipola prostego o długości

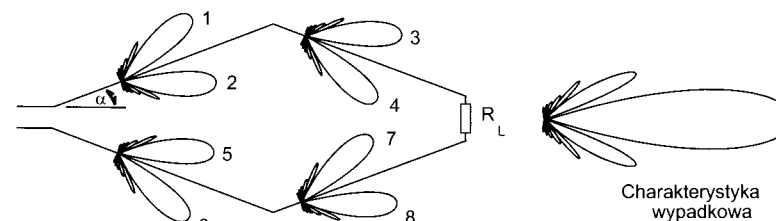


(a)

(b)



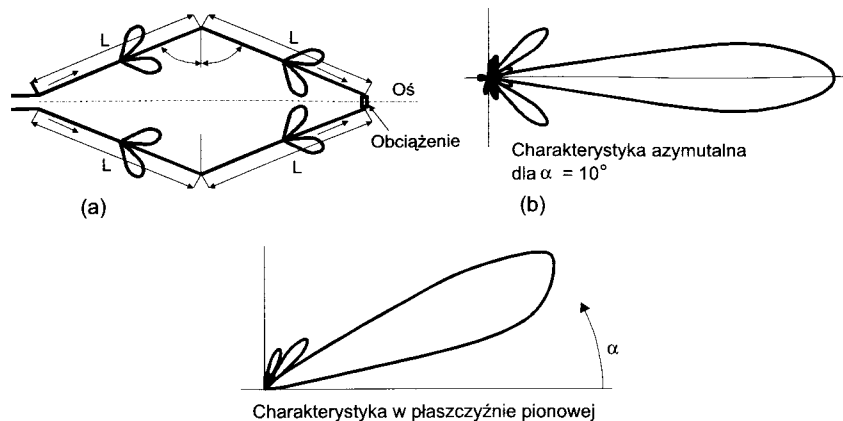
(c)

Rys. 11.13. Charakterystyka promieniowania: a) dipola 2λ , b) anteny V o długości ramion 2λ , c) anteny V z obciążeniem

Rys. 11.14. Antena rombowa

$1,5\lambda$ wynosi 3,4 dB. Impedancja wejściowa anteny V jest zwykle mniejsza niż impedancja dipola o tej samej długości. Impedancja naszej anteny V wynosi $102 + j14 \Omega$. Jeśli obciążymy impedancją charakterystyczną ramiona anteny, to na skutek znacznie lepszego pochłaniania fali odbitej zredukujemy poziom promieniowania w kierunku wstecznym. Pokazano to na przykładzie anteny o ramionach 2λ (rys. 11.13).

Odmianą anteny V jest *antena rombowa* pokazana na rys. 11.14. Może ona być traktowana jako linia transmisyjna, której przewody rozsunięto na pewną odległość, przez co zwiększono impedancję charakterystyczną. Dzięki dużej odległości elektrycznej między przewodami linia zaczyna promieniować energię w przestrzeń. Charakterystykę w płaszczyźnie pionowej i w płaszczyźnie poziomej odchylonej o 10° (zawierającej kierunek maksymalnego promieniowania) dla anteny o długości ramienia równej 6λ przedstawiono na rys. 11.15. Impedancja wejściowa anten rombowych (równa impedancji obciążenia R_L) wynosi typowo



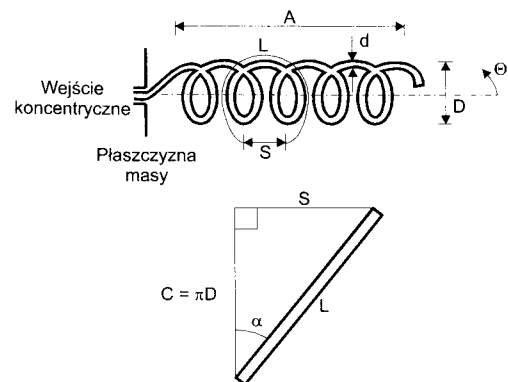
Rys. 11.15. Obciążona antena rombowa (a) i jej charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie poziomej (b) i pionowej (c). Długość ramienia 6λ , kąt $\phi = 70^\circ$, antena wisi na wysokości $1,1\lambda$ nad ziemią idealną [9]

600–800 Ω . Należy zauważyć, że impedancja wejściowa anten z falą bieżącą ma charakter rzeczywisty (podobnie jak impedancja wejściowa linii transmisyjnej, w której brak fali odbitej). Parametry anteny silnie zależą od wysokości zawieszenia nad ziemią.

11.3. Anteny szerokopasmowe

11.3.1. Anteny śrubowe (helikalne)

W rozdziale 7. zdefiniowaliśmy pojęcie szerokości pasma pracy anteny i pojęcie anteny szerokopasmowej. Przedstawimy teraz kilku przedstawicieli tej klasy anten. Pierwszym z nich jest **antena śrubowa (helikalna)** wynaleziona i dokładnie opisana przez J.D. Krausa [9]. Jest ona używana przede wszystkim w zakresie mikrofalowym, choć znane są konstrukcje na zakres fal krótkich. Budowę anteny wraz z wymiarami przedstawiono na rys. 11.16. Poszczególne litery oznaczają:



Rys. 11.16. Geometria anteny śrubowej

D — średnicę anteny liczoną między środkami przewodu,

C — obwód zwoju ($C = \pi D$),

S — odstęp między zwojami (skok linii śrubowej, $S = C \tan \alpha$),

α — kąt wzniosu ($\alpha = \arctg(S/C)$),

L — długość jednego zwoju ($L = \sqrt{C^2 + S^2}$),

N — liczbę zwojów,

A — długość osiową ($A = NS$),

d — średnicę przewodu. Zwróćmy uwagę, że gdy $S = 0$ ($\alpha = 0^\circ$), to antena redukuje się do pętli, a gdy $D = 0$ ($\alpha = 90^\circ$), to otrzymujemy dipol liniowy.

Antena śrubowa może pracować dwojako: w **rodzaju normalnym** i **rodzaju osiowym**. W rodzaju normalnym maksimum promieniowania występuje w kierunku prostopadłym do osi anteny. Występuje on, gdy średnica anteny jest mała w porównaniu z długością fali. W rodzaju osiowym, który występuje, gdy C jest rzędu długości fali, kierunek maksymalnego promieniowania pokrywa się z osią.

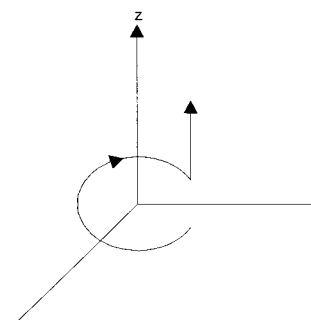
W rodzaju normalnym ($D \ll \lambda$) wytwarzana przez antenę fala ma polaryzację eliptyczną. Ponieważ antena pracująca w rodzaju normalnym jest elektrycznie krótka, jej sprawność energetyczna jest niska. W tym wypadku zakładamy ze względu na małe rozmiary, że amplituda i faza prądu wzdłuż anteny jest stała. Charakterystyka promieniowania nie zależy od liczby zwojów, dlatego wystarczy określić ją dla jednego zwoju. Można go z kolei przybliżyć małą pętlą z prądem połączoną z dipolem idealnym (rys. 11.17). Pole elektryczne w strefie dalekiej pochodzące od dipola wynosi

$$E_D = j\omega\mu IS \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\theta \hat{\theta} \quad (11.3)$$

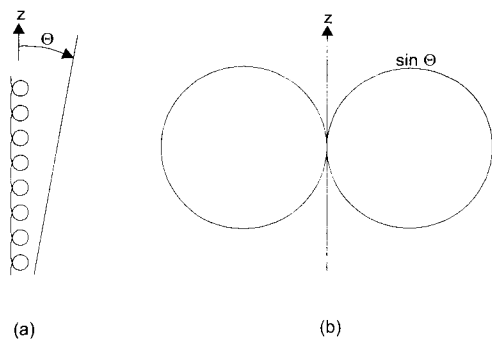
gdzie S (odstęp między zwojami) jest długością dipola, natomiast pole pochodzące od pętli jest równe

$$E_L = Z_0 \beta^2 \frac{\pi}{4} D^2 I \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \sin\theta \hat{\phi} \quad (11.4)$$

Pole wypadkowe jest sumą wektorową obu pól, które mają identyczną zależność od kąta θ i są przesunięte w fazie o dokładnie 90° . Współczynnik osiowy polaryzacji dla elipsy wytworzonej przez pole elektryczne wynosi



Rys. 11.17. Model zastępczy jednozwojowej anteny śrubowej składający się z małej pętli i dipola idealnego



Rys. 11.18. Antena śrubowa w rodzaju normalnym: a) geometria, b) charakterystyka promieniowania dla $|E_\theta|$ i $|E_\phi|$

$$|AR| = \frac{|E_\theta|}{|E_\phi|} = \frac{4\omega\mu S}{\sqrt{\mu/\epsilon}\omega\sqrt{\mu\epsilon}(2\pi/\lambda)\pi D^2} = \frac{2S\lambda}{\pi^2 D^2} \quad (11.5)$$

Przy równych amplitudach składowych pola ($|AR| = 1$), co zachodzi, gdy

$$C = \pi D = \sqrt{2S\lambda} \quad (11.6)$$

antena wytwarza falę o polaryzacji kołowej we wszystkich kierunkach (oprócz zer na charakterystyce, rys. 11.18). Z rysunku 11.16 można wyprowadzić zależności

$$L \sin \alpha = S \quad \text{lub} \quad \alpha = \arcsin(S/L) \quad (11.7)$$

$$C^2 + S^2 = L^2 \quad (11.8)$$

Dla polaryzacji kołowej w rodzaju normalnym wstawienie (11.6) do (11.8) daje równanie kwadratowe

$$S^2 + 2\lambda S - L^2 = 0 \quad (11.9)$$

Jego rozwiązaniem jest

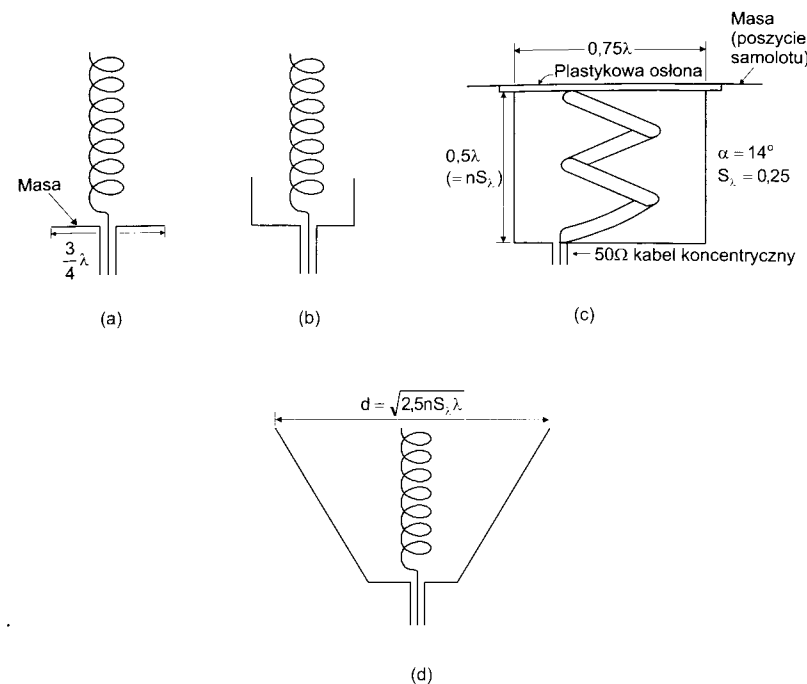
$$S = \frac{-2\lambda \pm \sqrt{4\lambda^2 + 4L^2}}{2} = \lambda \left[-1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2} \right] \quad (11.10)$$

Wybierając znak „+” w celu uzyskania dodatniego S i podstawiając to rozwiązanie do (11.7) dostajemy kąt wzniosu dla polaryzacji kołowej:

$$\alpha_{CP} = \arcsin \left[\frac{-1 + \sqrt{1 + (L/\lambda)^2}}{L/\lambda} \right] \quad (11.11)$$

W rodzaju osiowym antena śrubowa jest anteną o promieniowaniu wzdłużnym z pojedynczym maksimum wzdłuż osi +z. Fala promieniowana blisko osi ma polaryzację zbliżoną do kołowej. Kąt połowy mocy może być zmniejszony poprzez zwiększenie liczby zwojów. Z rodzajem osiowym mamy do czynienia, gdy obwód jednej pętli jest rzędu λ . Wzory prezentowane dalej są ważne w zakresie częstotliwości spełniających nierówność [9]

$$\frac{3}{4}\lambda < C < \frac{4}{3}\lambda \quad (11.12)$$



Rys. 11.19. Różne sposoby zasilania anten śrubowych [9]

Jeśli f_U jest górną, a f_L dolną częstotliwością pasma pracy, to ich stosunek wynosi

$$\frac{f_U}{f_L} = \frac{c/\lambda_U}{c/\lambda_L} = 1,78 \quad (11.13)$$

Antena pracująca z tym rodzajem przenosi prawie czystą falę padającą, której wektor pola elektrycznego wiruje podobnie jak prąd w antenie. Na końcu anteny występuje tylko słabe odbicie fali, stąd na płaszczyznę masy pada bardzo mała część energii (dla anten, których $A < \lambda/2$) i możemy pominąć wpływ tej płaszczyzny na antenę. Rozmiar płaszczyzny masy nie jest zbyt krytyczny, powinien być jednak większy niż $\lambda/2$. Średnica przewodu d nie ma większego wpływu na parametry anteny. Antenę śrubową najwygodniej jest zasilac za pomocą kabla współosiowego, którego żyłę mocujemy do śruby, a ekran do płaszczyzny masy (rys. 11.19). Oś anteny może, ale nie musi pokrywać się z osią przewodu. Charakterystykę promieniowania możemy znaleźć traktując antenę jako układ N elementów promieniujących. Charakterystyka elementu jest charakterystyką pętli całofalowej ($\cos\theta$). Zakładając równe amplitudy dla każdej pętli charakterystyka układu jest identyczna z charakterystyką N równo odległych i zasilanych tą samą amplitudą elementów (wzór 9.32). Wypadkowa charakterystyka jest opisana zależnością

$$F(\theta) = K \cos\theta \frac{\sin(N\psi/2)}{N \sin(\psi/2)} \quad (11.14)$$

gdzie $\psi = \beta S \cos \theta + \alpha$, a K jest współczynnikiem proporcjonalności. Załóżmy, że antena może być zamodelowana jako układ antenowy z promieniowaniem osiowym. Maksimum występuje dla $\theta = 0$ przy $\psi = 0$, co daje $\alpha = -\beta S$. $-\beta S$ jest opóźnieniem fazy wynikającym z propagacji wzdłuż osi na odległości S , czyli odstęp między sąsiednimi zwojami. Fala prądowa propaguje się wzdłuż linii śruby, co wprowadza dodatkowe opóźnienie fazy równe -2π (długość zwoju jest równa λ). Przesunięcie fazy dla zwykłego układu z promieniowaniem osiowym wynosi $\alpha = -\beta S - 2\pi$. Okazuje się, że fala bieżąca w rodzaju osiowym jest bardzo zbliżona do układu Hansena-Woodyarda. Opóźnienie fazy w tym układzie różni się od opóźnienia w zwykłym układzie z promieniowaniem osiowym (gdzie opóźnienie między elementami bierze się tylko z odległości między elementami) o czynnik $-\pi/N$, zatem przesunięcie fazy między elementami wynosi ostatecznie

$$\alpha = -(\beta S + 2\pi + \pi/N) \quad (11.15)$$

Wzór empiryczny na kąt połowy mocy w rodzaju osiowym jest następujący

$$HP = \frac{52^\circ}{(C/\lambda) \sqrt{N(S/\lambda)}} \quad (11.16)$$

i jest słuszny dla $12^\circ < \alpha < 15^\circ$ i $N > 3$. Kierunkowość anteny śrubowej w rodzaju osiowym wynosi

$$D \approx 12 \left(\frac{C}{\lambda} \right)^2 \frac{NS}{\lambda} \quad (11.17)$$

i jest w praktyce równa zyskowi energetycznemu ze względu na małe straty energii w tym rodzaju. Antena śrubowa o skończonej długości nie wytwarza idealnie kołowo spolaryzowanej fali. Współczynnik osiowy jest równy

$$|AR| = \frac{2N+1}{2N} \quad (11.18)$$

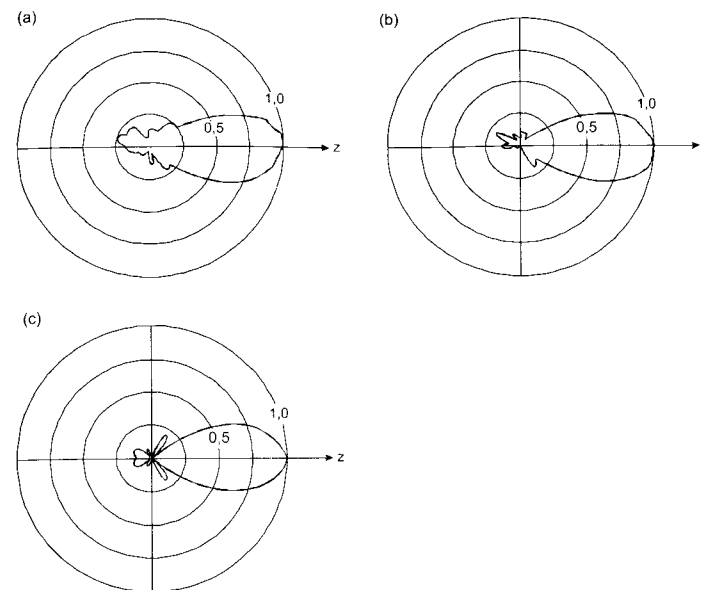
na kierunku maksymalnego promieniowania. Składowe E_θ i E_ϕ są przesunięte w fazie o 90° . Skrętność polaryzacji określa sposób nawinięcia śruby, tzn. śruba prawo- lub lewoskrętna wytwarza odpowiednio falę prawo- lub lewoskrętną. Ponieważ antena w rodzaju osiowym jest anteną z falą bieżącą, więc impedancja wejściowa ma charakter rzeczywisty i wynosi

$$R_{we} = 140C/\lambda \quad (11.19)$$

jeśli oś kabla pokrywa się z osią anteny i

$$R_{we} = \frac{150}{\sqrt{C/\lambda}} \quad (11.20)$$

jeśli oś kabla nie pokrywa się z osią anteny. Wzory te są słuszne dla $0,8 < C/\lambda < 1,2$, $12^\circ < \alpha < 14^\circ$ i $N > 3$. Sposób mocowania gniazda i sposób dopasowania kabla 50Ω jest istotny ze względu na odbicia. Drut, z którego



Rys. 11.20. Charakterystyka promieniowania 10-zwojowej anteny śrubowej z $C = \lambda$ i $\alpha = 13^\circ$: a) zmierzona charakterystyka E_θ dla 8 GHz, b) zmierzona charakterystyka E_ϕ dla 8 GHz, c) charakterystyka obliczona wg (11.22) [15]

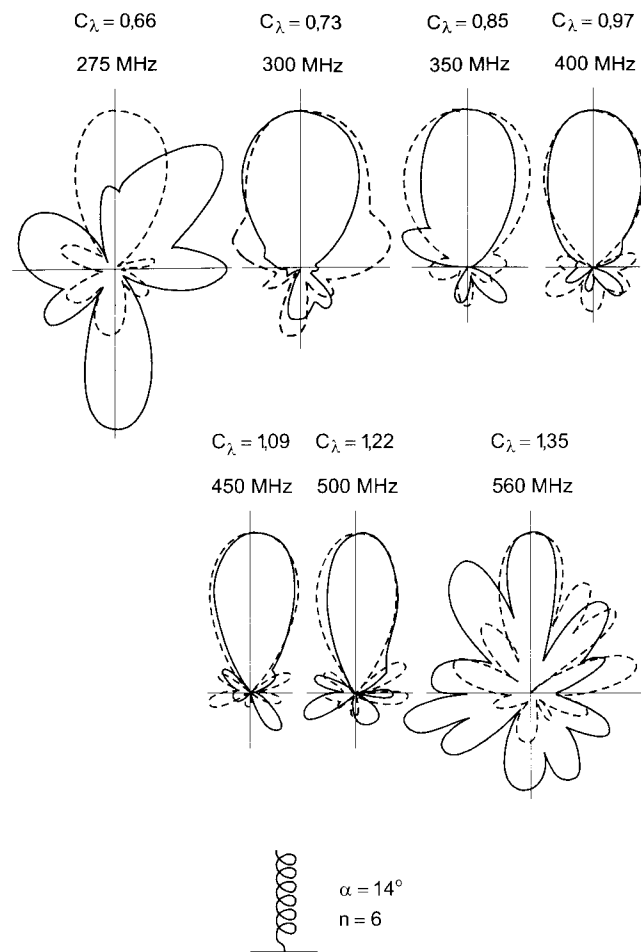
wykonano antenę, ulega stopniowemu spłaszczeniu i jest zupełnie płaski tuż przy gnieździe, a przy tym oddzielony od płaszczyzny masy warstwą dielektryczną o grubości

$$h = \frac{w}{[377/(\sqrt{\epsilon_r} Z_c)] - 2} \quad (11.21)$$

gdzie w jest szerokością spłaszczonego drutu przy gnieździe, h oznacza grubość warstwy dielektrycznej, ϵ_r jej względną przenikalność elektryczną, a Z_c jest impedancją charakterystyczną linii. Jako przykład pokażemy charakterystykę promieniowania anteny o 10 zwojach skonstruowanej dla częstotliwości środkowej 8 GHz, kącie wzniosu $\alpha = 13^\circ$ i $C = 0,92\lambda_0$. Pomierzone charakterystyki promieniowania przedstawiono na rys. 11.20 a i b, a charakterystykę obliczoną wg wzoru słusznego dla obu składowych [15]

$$F(\theta) = (-1)^{N+1} \sin \frac{\pi}{2N} \cos \theta \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)} \quad (11.22)$$

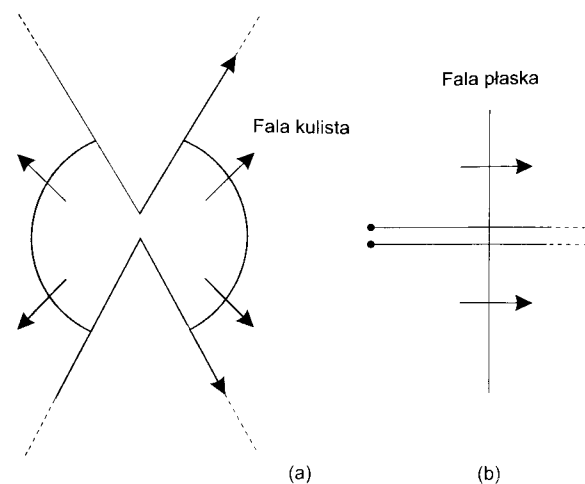
gdzie $\psi = \beta S(\cos \theta - 1) - 2\pi - \pi/N$ pokazano na rys. 11.20c. Charakterystyki zmierzone różnią się nieznacznie od obliczonych. Zmierzony kąt połowy mocy wyniósł 45° , natomiast obliczony $38,8^\circ$. Na rysunku 11.21 pokazano wpływ zmian częstotliwości na charakterystykę promieniowania anteny śrubowej.



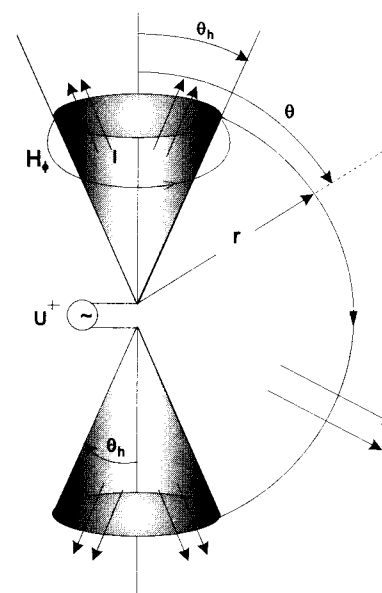
Rys. 11.21. Zmierzone charakterystyki anteny śrubowej o 6 zwojach i $\alpha = 14^\circ$ dla różnych częstotliwości (wg [9]). Linia ciągła oznacza charakterystykę dla składowej poziomej E_ϕ , linia przerywana dla składowej pionowej E_θ .

11.3.2. Anteny dwustożkowe

Omawiając anteny prostoliniowe stwierdziliśmy, że szersze pasmo pracy można osiągnąć poprzez zwiększenie średnicy przewodu, z którego wykonano antenę. Dalszą poprawę można uzyskać stosując przewodniki w kształcie stożka. Otrzymujemy w ten sposób **antenę dwustożkową**. Była ona stosowana już przez Marconiego w czasie jego eksperymentów z łącznością radiową. Jeśli przyjmiemy, że antena jest nieskończenie długa, mamy do czynienia z **nieskończoną anteną stożkową**, w której brak odbić. Jest ona analogiczna do dwuprzewodowej, nieskończenie długiej linii transmisyjnej z tą różnicą, że rozchodząca się fala jest sferyczna, a nie płaska (rys. 11.22). Ponieważ w linii transmisyjnej dwustożkowej może rozchodzić się nieskończenie wiele rodzajów pola, do analizy założymy rozchodzenie się podstawowego rodzaju TEM. Jeśli do zacisków anteny podłączymy źródło napięcia, to po powierzchni anteny popłynie prąd w kierunku radialnym, który z kolei wytwarza zamknięte linie pola magnetycznego (składowa H_ϕ — rys. 11.23). Pole



Rys. 11.22. Nieskończona antena dwustożkowa (a) jako struktura analogiczna do nieskończonej linii transmisyjnej (b)



Rys. 11.23. Pola wytwarzane przez nieskończoną antenę dwustożkową

elektryczne dla fali typu TEM jest prostopadłe do kierunku propagacji i do pola magnetycznego. W naszym przypadku spełnia ten warunek składowa E_θ . Dla linii transmisyjnej typu TEM stosunek napięcia U między dwoma punktami odległymi od środka o r do prądu I w tej samej odległości nie zależy od r .

Dokonyamy teraz analizy nieskończonej anteny dwustożkowej. Do tego celu dogodnie jest używać sferycznego układu współrzędnych. W obszarze między stożkami mamy $\vec{J} = 0$, $\vec{H} = H_\phi \hat{\phi}$, $\vec{E} = E_\theta \hat{\theta}$. Drugie równanie Maxwella $\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} + \vec{J}$ redukuje się do

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta H_\phi) = j\omega\epsilon E_r = 0 \quad (11.23)$$

dla składowej r oraz

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) = j\omega\epsilon E_\theta \quad (11.24)$$

dla składowej θ . Z równania (11.23) widać, że $\partial/\partial\theta(\sin\theta H_\phi) = 0$, z czego wynika, że

$$H_\phi \propto \frac{1}{\sin\theta} \quad (11.25)$$

Ponieważ mamy do czynienia ze strukturą prowadzącą fale sferyczne, możemy zapisać (11.25) jako

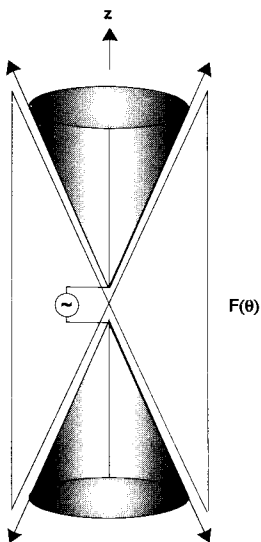
$$H_\phi = H_o \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \frac{1}{\sin\theta} \quad (11.26)$$

Podstawiając ten wzór do (11.24) mamy

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{-1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{r} \frac{H_o}{4\pi \sin\theta} \frac{\partial}{\partial r} (e^{-j\beta r}) = \frac{\beta H_o}{\omega\epsilon} \frac{1}{r} \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi} \frac{1}{\sin\theta} = \\ &= Z_o H_o \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \frac{1}{\sin\theta} \end{aligned} \quad (11.27)$$

Równanie to można zapisać po prostu jako $E_\theta = Z_o H_\phi$, co potwierdza nasze założenie o fali TEM. Składowa pola elektrycznego zmienia się proporcjonalnie do $1/\sin\theta$, zatem charakterystyka promieniowania anteny nieskończonej wynosi

$$F(\theta) = \frac{\sin\theta_h}{\sin\theta} \quad \text{dla } \theta_h < \theta < \pi - \theta_h \quad (11.28)$$



Rys. 11.24. Charakterystyka promieniowania nieskończonej anteny dwustożkowej

po znormalizowaniu względem maksimów wzdłuż powierzchni przewodnika. Charakterystyka ta jest przedstawiona na rys. 11.24.

Aby znaleźć impedancję wejściową anteny nieskończonej, obliczymy najpierw napięcie i prąd na jej zaciskach. Napięcie znajdziemy poprzez całkowanie wzdłuż łuku o promieniu r :

$$U(r) = \int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} E_\theta r d\theta \quad (11.29)$$

Całkować możemy dla dowolnego r , gdyż stożki są powierzchniami ekwipotencjalnymi. Wstawiając (11.27) do (11.29) dostajemy

$$\begin{aligned} U(r) &= \frac{Z_o H_o}{4\pi} e^{-j\beta r} \int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} \frac{d\theta}{\sin\theta} = \frac{Z_o H_o}{4\pi} e^{-j\beta r} \left[\ln \left| \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right| \right]_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} = \\ &= \frac{Z_o H_o}{2\pi} e^{-j\beta r} \ln \left(\operatorname{ctg} \frac{\theta_h}{2} \right) \end{aligned} \quad (11.30)$$

Warunek brzegowy dla składowej H_ϕ na powierzchni przewodnika ma postać $J_s = H_\phi$. Całkowity prąd na jednym stożku znajdujemy poprzez całkowanie gęstości prądu J_s wokół stożka:

$$I(r) = \int_0^{2\pi} H_\phi r \sin\theta d\phi = 2\pi r H_\phi \sin\theta \quad (11.31)$$

Podstawiając (11.26) do (11.31) otrzymujemy

$$I(r) = \frac{H_o}{2} e^{-j\beta r} \quad (11.32)$$

Impedancja charakterystyczna anteny jako linii TEM wynosi dla dowolnego r

$$Z_c = \frac{U(r)}{I(r)} = \frac{Z_o}{\pi} \ln \left(\operatorname{ctg} \frac{\theta_h}{2} \right) \quad (11.33)$$

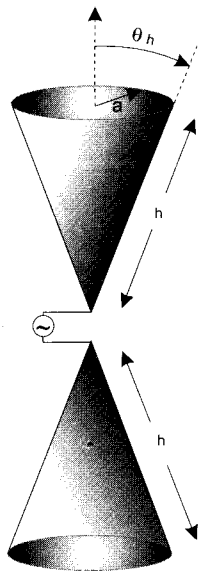
Ponieważ nie jest ona funkcją r , dla $r = 0$ staje się impedancją wejściową anteny nieskończonej:

$$Z_{we} = Z_c = 120 \ln \left(\operatorname{ctg} \frac{\theta_h}{2} \right) \quad (11.34)$$

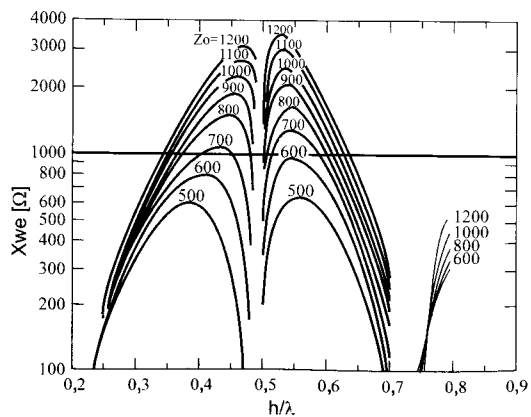
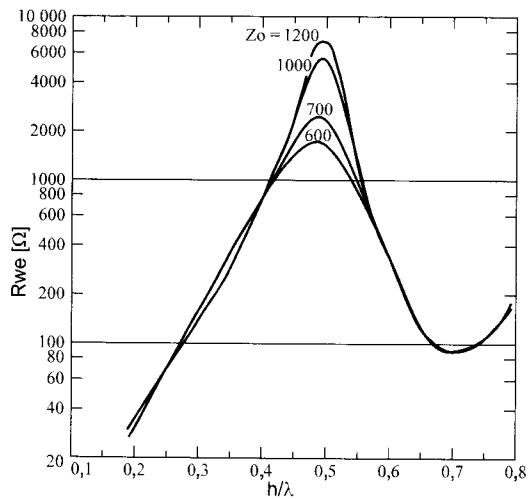
Dla kątów $\theta_h < 20^\circ$ mamy

$$Z_{we} = Z_c \approx 120 \ln \left(\frac{2}{\theta_h} \right) \quad (11.35)$$

gdzie θ_h jest wyrażony w radianach. Impedancja wejściowa jest rzeczywista ze względu na nieskończoną strukturę TEM. Dla θ_h równego 1° i 50° impedancja wejściowa wynosi odpowiednio $568 + j0 \Omega$ i $91 + j0 \Omega$.



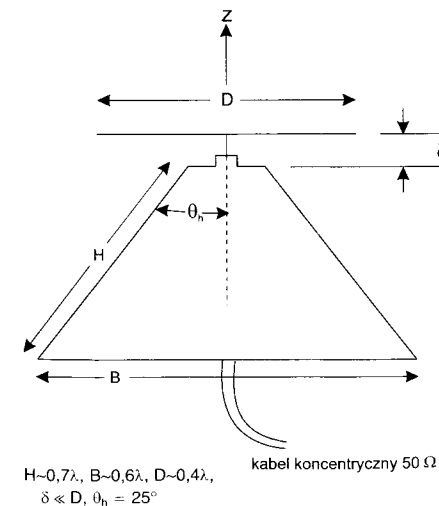
Rys. 11.25. Antena dwustożkowa o skończonych wymiarach



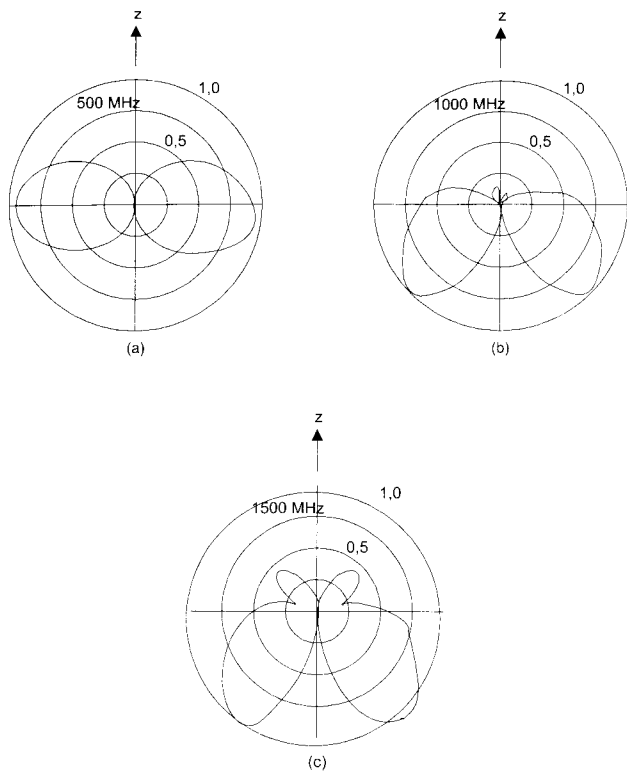
Rys. 11.26. Impedancja wejściowa skończonej anteny dwustożkowej o długości ramienia h ($Z_0 = 120 \ln[\text{ctg}(\theta_h/2)]$) [15]

Jeśli strukturę nieskończoną utniemy w odległości h od zacisków anteny, to otrzymamy **skończoną antenę dwustożkową** (rys. 11.25). Odbicia fal od końców anteny powodują powstanie fal stojących i pojawienie się składowej reaktancyjnej impedancji wejściowej. Wewnątrz kuli o promieniu h i środku położonym między zaciskami występuje fala TEM wraz z wyższymi rodzajami, natomiast na zewnątrz tej kuli propagują się tylko wyższe rodzaje. Kiedy fala TEM dochodzi do powierzchni kuli, część jej energii jest odbijana jako fala TEM, a część jako fale wyższych rodzajów. Znalazienie impedancji wejściowej jest dość skomplikowane [9], a we wzorach pojawia się sinus i kosinus całkowy. Na rysunku 11.26 przedstawiono impedancję wejściową skończonej anteny dwustożkowej. Chcąc skorzystać z tych wykresów, należy najpierw obliczyć Z_c wg wzoru (11.34). Możemy zaobserwować rezonansowe zachowanie się anteny dla długości $2h$ równej około długości fali (duża rezystancja i mała reaktancja). Charakterystyka promieniowania dla skończonych anten dwustożkowych o małym kącie θ_h jest prawie identyczna jak dla nieskończonej cienkiej anteny liniowej o tej samej długości.

Jeśli zamiast jednego stożka umieścimy okrągły dysk, to otrzymamy **antenę dyskowo-stożkową** (rys. 11.27). Wytwarza ona falę o polaryzacji pionowej i ma dookólną charakterystykę promieniowania w płaszczyźnie poziomej. Antenę cechuje mała zmiana parametrów w zakresie kilku oktaw. Ekran kabla koncentrycznego jest połączony ze stożkiem, natomiast żyła z dyskiem. Na rysunku 11.28 pokazano charakterystyki promieniowania dla trzech różnych częstotliwości dla anteny zaprojektowanej na częstotliwość środkową 1 GHz ($H = 21,3$ cm, $B = 19,3$ cm, $\theta_h = 25^\circ$). Dla małych częstotliwości struktura jest elektrycznie krótka i charakterystyka promieniowania nie odbiega znacząco od charakterystyki dipola krótkiego. Zwiększenie częstotliwości powoduje wzrost promieniowania w kierunku dolnej części anteny. Dalsze zwiększanie częstotliwości powoduje, że charakterystyka zaczyna przypominać coraz bardziej charakterystykę nieskończonej anteny dwustożkowej.

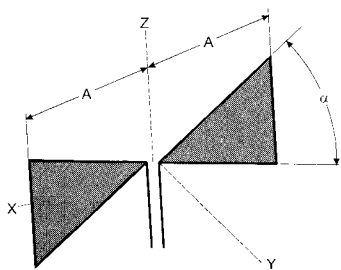


Rys. 11.27. Antena dyskowo-stożkowa

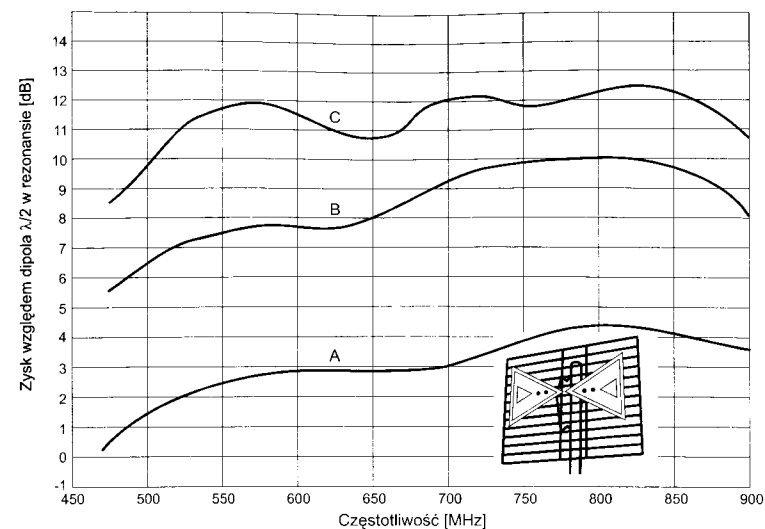


Rys. 11.28. Zmierzone charakterystyki anteny dyskowo-stożkowej dla $H = 21,3$ cm, $B = 19,3$ cm i $\theta_h = 25^\circ$ dla: a) 500 MHz, b) 1 GHz, c) 1,5 GHz [15]

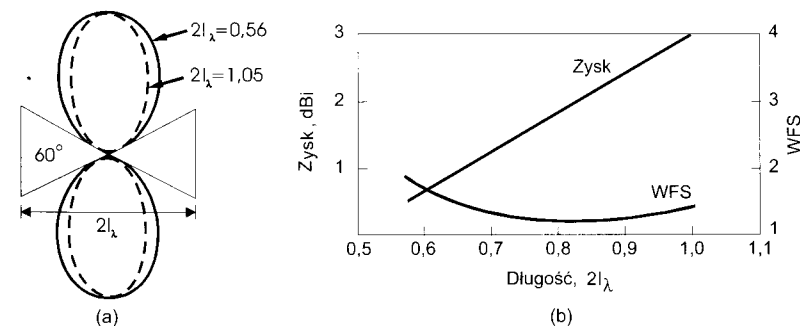
Planarną odmianą anteny dwustożkowej jest **antena motylkowa** stosowana często do odbioru TV (rys. 11.29). Zwykle występuje ona w układzie antenowym z reflektorem siatkowym w celu obniżenia listków wstecznych i bocznych (rys. 11.30). Charakterystyka promieniowania ma dwie identyczne wiązki z maksimami leżącymi w kierunkach prostopadłych do płaszczyzny anteny (rys. 11.31a). Ponieważ prąd maleje gwałtownie na końcach anteny, ma ona skończone pasmo pracy. Jest ono jednak na tyle szerokie, aby traktować antenę jako szerokopasmową. Wykres WFS i zysku energetycznego dla pojedynczego elementu przedstawiono na rys. 11.31b. Antena motylkowa jest umieszczana w odległości $\lambda/4$ od ekranu w celu zwiększenia zysku energetycznego i zmniejszenia poziomu listków wstecznych. Dalsze zwiększenie zysku osiągamy poprzez zastosowanie dwóch lub więcej



Rys. 11.29. Antena motylkowa



Rys. 11.30. Zysk energetyczny anteny motylkowej: a) samodzielnej ($\alpha = 70^\circ$, $A = 19,05$ cm), b) z ekranem 56 cm na 48 cm, c) układu dwóch anten oddalonych o 58,4 cm od siebie z ekranem [8]

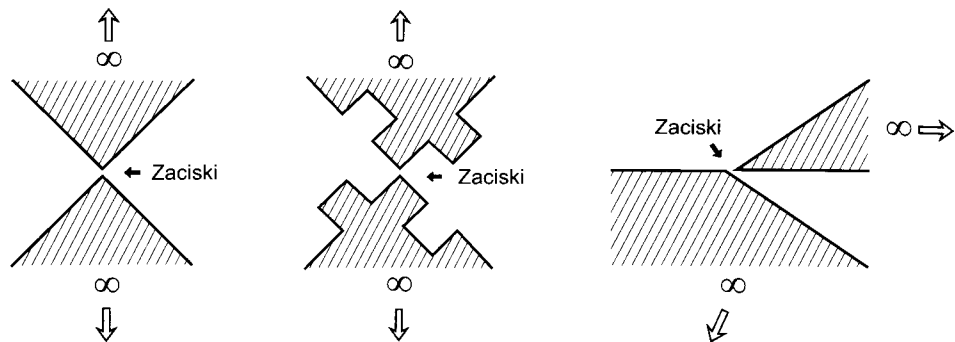


Rys. 11.31. Charakterystyka promieniowania (a), zysk energetyczny i WFS (b) w funkcji długości anteny motylkowej [9]

elementów ułożonych w układ antenowy (najczęściej w pionie) i odpowiednio zasilanych. Wykres zysku dla anteny motylkowej z reflektorem i układu antenowego złożonego z dwóch anten z reflektorem przedstawiono na rys. 11.30. Anteny tego typu mają zwykle WFS < 2 , stosunek promieniowania przód — tył co najmniej 15 dB, a poziom listków bocznych mniejszy o 13–15 dB od maksimum w wiązce głównej. Dalsze uproszczenie konstrukcji anteny polega na zastąpieniu anteny motylkowej dwoma skośnie ułożonymi dipolami. Prowadzi to jednak do znacznego pogorszenia szerokopasmowości anteny.

11.3.3. Anteny spiralne

Nieskończona antena dwustożkowa miała impedancję wejściową niezależną od częstotliwości, natomiast jej skrócenie spowodowało ograniczenie pasma pracy. Okazuje się, że zastępując rozmiary liniowe anteny kątami uzyskujemy struktury

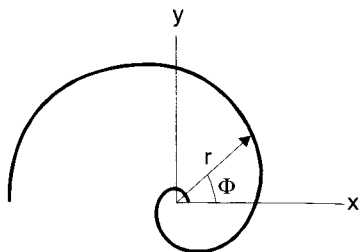


Rys. 11.32. Przykłady struktur komplementarnych lustrzanych

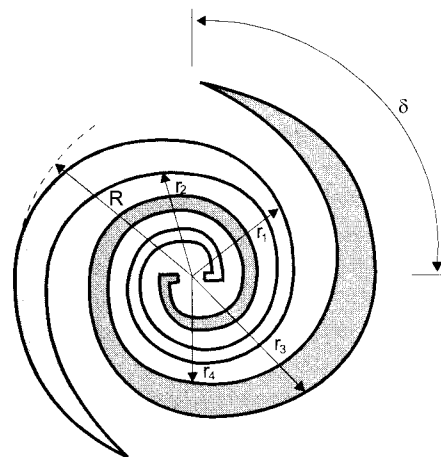
o dużej szerokości pasma (około 10 : 1). Aby antena o skończonych rozmiarach miała parametry niezależne od częstotliwości, prąd płynący wzdłuż anteny powinien podlegać silnemu tłumieniu (strata energii na skutek promieniowania), tak aby na końcach anteny był już bardzo mały. Aby zachodziło promieniowanie, ładunki muszą być przyspieszane lub opóźniane. Dzieje się tak, gdy przewodnik jest zakrzywiony lub odgięty od kierunku, po którym poruszają się ładunki. Taką strukturę geometryczną mają **anteny spiralne**. Podobnie omawiana wcześniej nieskończona antena dwustożkowa może być określona tylko za pomocą kątów. Zanim jednak zapoznamy się z antenami spiralnymi, określonymi głównie poprzez kąty, a nie wymiary liniowe, wprowadzimy pojęcie **anten komplementarnej (dopełniającej)**. Odnosi się ono do nieskończonego cienkiego, płaskiego i rozległego struktur wykonanych z idealnego przewodnika. Rozważmy antenę wykonaną z kawałka metalowej blachy, której impedancja wejściowa jest równa Z_{met} . Struktura dopełniająca powstanie wtedy, gdy zamienimy miejscami ośrodki: metal i otaczającą go przestrzeń. Będzie ona miała impedancję wejściową Z_{pow} . Przykłady struktur komplementarnych przedstawiono na rys. 11.32. Impedancje wejściowe obu anten spełniają równanie [9]

$$Z_{\text{met}} Z_{\text{pow}} = \frac{Z_0^2}{4} \quad (11.36)$$

Jeśli antena i jej struktura komplementarna mają taki sam kształt, to mówimy o **strukturze komplementarnej (dopełniającej) lustrzanej** (rys. 11.32). Wtedy impedancje obu struktur są identyczne i wynoszą



Rys. 11.33. Spirala z zaznaczonymi parametrami



Rys. 11.34. Płaska antena spiralna

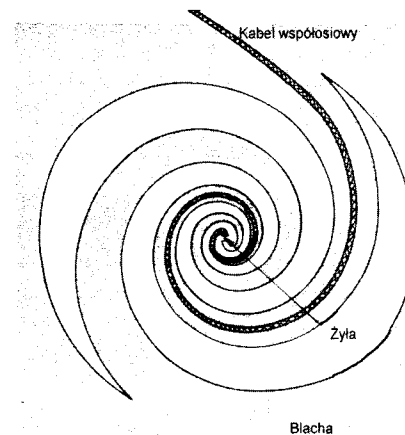
$$Z_{\text{pow}} = Z_{\text{met}} = \frac{Z_0}{2} = 188,5 \, \Omega \quad (11.37)$$

Zwróćmy uwagę, że impedancja nie zależy tu od częstotliwości.

Rozważmy obecnie strukturę spiralną przedstawioną na rys. 11.33. W układzie współrzędnych cylindrycznych odległość krzywej od środka dana jest wzorem

$$r = r_0 e^{a\phi} \quad (11.38)$$

gdzie r_0 jest promieniem dla $\phi = 0$, a stała a określa otwartość spirali. Spirala na rysunku jest prawoskrętna, spirale lewoskrętne uzyskujemy dla ujemnych wartości a . Omawiana krzywa może służyć do konstrukcji anteny z rys. 11.34, zwanej **płaską anteną spiralną**. Cztery krawędzie ograniczające metal są opisane za pomocą krzywej ze wzoru (11.38). Krawędź 1 jest opisana równaniem $r_1 = r_0 e^{a\phi}$, krawędź 2 jest obrócona o kąt δ ($r_2 = r_0 e^{a(\phi - \delta)}$). Druga połowa anteny jest



Rys. 11.35. Antena spiralna wycięta w kawałku blachy wraz z zasilaniem

symetryczna względem pierwszej, co oznacza, że obrót jednego ramienia spirali powoduje nakładanie się na drugie ramię. Krawędzie są opisane wzorami $r_3 = r_0 e^{a(\phi - \pi)}$ oraz $r_4 = r_0 e^{a(\phi - \pi - \delta)}$. Antena z rys. 11.34 jest strukturą komplementarną lustrzaną, zatem $\delta = \pi/2$. Impedancja wejściowa, charakterystyka promieniowania i polaryzacja pozostaje prawie stała w szerokim pasmie częstotliwości. Punkt zasilania, całkowity promień spirali i jej rozwartość wpływają znacząco na parametry elektryczne. Anteny spiralne płaskie są często wycinane w kawałku blachy, jak pokazano na rys. 11.35. Widać tam również typowe zasilanie kablem koncentrycznym, które powoduje lekką asymetrię anteny. Sama spirala służy tu jako symetryzator. W celu wyrównania charakterystyki dodaje się czasami drugi kabel koncentryczny biegnący wzdłuż drugiego ramienia.

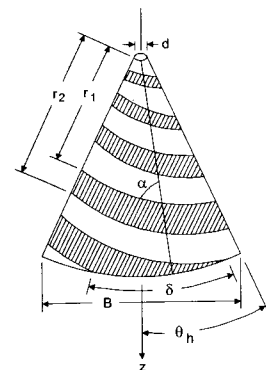
Charakterystyka promieniowania płaskiej anteny spiralnej ma dwie dość szerokie wiązki w kierunku prostopadłym do anteny i jest w przybliżeniu opisywana przez $\cos\theta$ dla osi z prostopadłej do płaszczyzny anteny. Kąt połowy mocy wynosi ok. 90° , zysk energetyczny tylko kilka dB. Polaryzacja w zakresie kątów $-70^\circ < \theta < 70^\circ$ jest w przybliżeniu kołowa, a skrętność określa kierunek spirali. Fala wytwarzana przez antenę z rys. 11.35 w kierunku patrzącego jest spolaryzowana kołowo prawoskrętnie. Do wyznaczenia stałej a , wykorzystuje się *współczynnik ekspansji*

$$\varepsilon = \frac{r(\phi + 2\pi)}{r(\phi)} = \frac{r_0 e^{a(\phi + 2\pi)}}{r_0 e^{a\phi}} = e^{a2\pi} \quad (11.39)$$

który określa przyrost promienia po jednym obrocie spirali. Typowa wartość tego współczynnika wynosi 4, co oznacza $a = 0,221$. Górną częstotliwość pasma pracy określa struktura zasilająca — minimalny promień r_0 ma długość ok. $\lambda/4$ dla $\varepsilon = 4$. Dolny limit częstotliwości wyznacza największy promień anteny R (w przybliżeniu również $\lambda/4$). Eksperymentalnie stwierdzono, że spirale od półtora do trzech zwojów są mało wrażliwe na zmiany a i δ (optimum dla półtora zwoju). Dla przykładu określimy pasmo pracy anteny z rys. 11.35. Maksymalny promień wynosi $R = r(\phi = 3) = r_0 e^{0,221 \cdot 3\pi} = 8,03r_0$. Promień ten jest równy $\lambda_L/4$, gdzie λ_L jest długością fali odpowiadającą najmniejszej częstotliwości pasma pracy. W punkcie zasilania mamy $r = r(\phi = 0) = r_0 = \lambda_0/4$, gdzie $\lambda_0/4$ odpowiada największej częstotliwości pasma pracy anteny. Szerokość pasma wynosi zatem ok. 8:1, choć spotyka się anteny o pasmie 20:1. Promieniowanie wytwarzane przez anteny spiralne pochodzi z obszaru, którego obwód wynosi ok. jednej długości fali. Wraz ze zmianą częstotliwości maksimum prądu występuje zawsze w innej części anteny, co zapewnia jej szerokopasmowość. Impedancja struktur komplementarnych lustrzanych wynosi $188,5 + j0 \Omega$, jednak w przypadku rzeczywistych anten spiralnych zawiera się typowo w przedziale od 50 do 100Ω .

Anteny spiralne umieszczone na innych powierzchniach niż płaszczyzna są stosowane w celu uzyskania pojedynczej wiązki głównej. Jedną z części stosowanych jest *stożkowa antena spiralna* pokazana na rys. 11.36. Równanie krzywej ma tu postać

$$r = e^{(a \sin \theta_h) \phi} \quad (11.40)$$

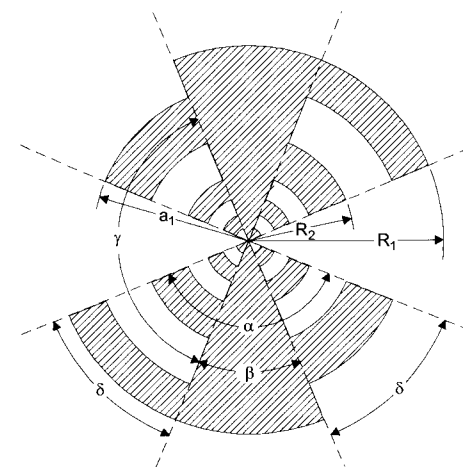


Rys. 11.36. Stożkowa antena spiralna

Spiralna antena płaska jest specjalnym przypadkiem, dla którego $\theta_h = 90^\circ$. Maksimum promieniowania spiralnej anteny stożkowej jest skierowane w stronę $-z$. Polaryzacja wytwarzanej fali jest kołowa.

11.3.4. Anteny logarytmicznie periodyczne

Chociaż anteny spiralne nie należą do geometrycznie skomplikowanych, to ich konstrukcja może być jeszcze bardziej uproszczona poprzez zastosowanie struktur zawierających okrągłe lub proste krawędzie. Anteny tego typu, określane głównie za pomocą kątów, są zwane *antenami logarytmicznie periodycznymi*, gdyż ich impedancja i charakterystyka promieniowania powtarza się okresowo wraz z logarytmem częstotliwości. W praktyce te okresowe zmiany są bardzo niewielkie i dzięki temu anteny logarytmicznie periodyczne uważamy za szerokopasmowe. Rozważmy na początek *logarytmicznie periodyczną płaską antenę ząbkową* (rys. 11.37). Jest to antena motylkowa uzupełniona o „ząbki” zaburzające prądy płynące na powierzchni anteny. Prądy płyną wzdłuż ząbków i dzięki temu mają małe



Rys. 11.37. Logarytmicznie periodyczna płaska antena ząbkowa

wartości na końcach anteny w porównaniu z anteną motylkową (za wyjątkiem skrajnych częstotliwości pasma pracy). Oznacza to lepsze przybliżenie struktury nieskończonej, w której prąd nie odbija się od końców anteny. Geometrię anteny ząbkowej wyjaśnimy wykorzystując teorię płaskiej anteny spiralnej. Promienie dwu sąsiednich bliższych lub dalszych krawędzi spirali wzdłuż promienia wychodzącego ze środka anteny są równe (wzór 11.38)

$$r_n = r(\phi + n2\pi) = r_0 e^{a(\phi + n2\pi)} \quad (11.41)$$

Stosunek promienia $n+1$ do n jest równy współczynnikowi ekspansji:

$$\frac{r_{n+1}}{r_n} = \frac{r_0 e^{a[\phi + (n+1)2\pi]}}{r_0 e^{a(\phi + n2\pi)}} = e^{a2\pi} = \varepsilon \quad (11.42)$$

Dla anteny ząbkowej przedstawionej na rysunku stosunek promieni krawędzi zewnętrznych jest także wielkością stałą:

$$\tau = \frac{R_{n+1}}{R_n} < 1 \quad (11.43)$$

Szerokość szczeliny jest określona zależnością

$$\sigma = \frac{a_n}{R_n} < 1 \quad (11.44)$$

Obie relacje są słuszne dla każdego n . Stała τ wyznacza okres struktury, a zatem i okres zmian impedancji i charakterystyki promieniowania. Jeśli częstotliwości f_{n+1} i f_n z sąsiednich okresów prowadzą do takich samych wartości np. impedancji, to

$$\frac{f_n}{f_{n+1}} = \tau \quad \text{dla } f_n < f_{n+1} \quad (11.45)$$

Przekształcając nieco ten wzór i logarytmując obustronnie otrzymamy

$$\log f_{n+1} = \log f_n + \log(1/\tau) \quad (11.46)$$

Okresowość jest zatem widoczna na skali logarytmicznej (stąd nazwa anteny). Własność ta jest wspólna dla wszystkich anten logarytmicznie periodycznych.

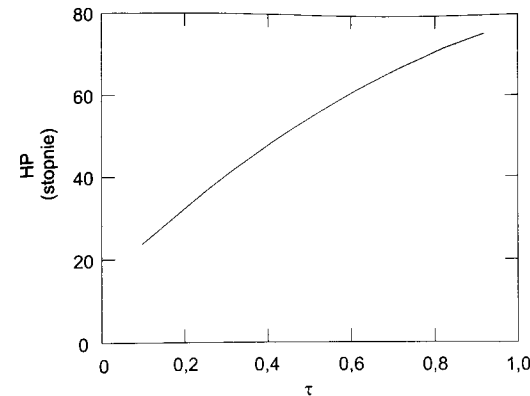
Jeśli rozmiary ząbków są odpowiednio dobrane, to antena ząbkowa może być strukturą dopełniającą lustrzaną. Zależności dotyczące kątów dla anteny ząbkowej są następujące:

$$\gamma + \beta = 180^\circ \quad \text{i} \quad \beta + 2\delta = \alpha \quad (11.47)$$

Dla struktury dopełniającej lustrzanej mamy

$$\alpha = \gamma \quad \text{i} \quad \beta = \delta \quad (11.48)$$

co oznacza, że $\alpha + \beta = 180^\circ$ oraz $\beta + 2\beta = \alpha$. Rozwiązanie tego układu równań daje wartości kątów dla struktury dopełniającej lustrzanej:



Rys. 11.38. Kąt połowy mocy dla płaskiej anteny ząbkowej (dopełniająca struktura lustrzana $\sigma = \sqrt{\tau}$) [15]

$$\alpha = 135^\circ \quad \text{i} \quad \beta = 45^\circ \quad (11.49)$$

Przypomnijmy, że antena dopełniająca lustrzana jest częstotliwościowo niezależna, a jej impedancja wynosi $188,5 \Omega$.

Jeśli szerokości ząbków i przerw są równe, to $\sigma = a_n/R_n = R_{n+1}/a_n$ i biorąc pod uwagę (11.43) dostajemy

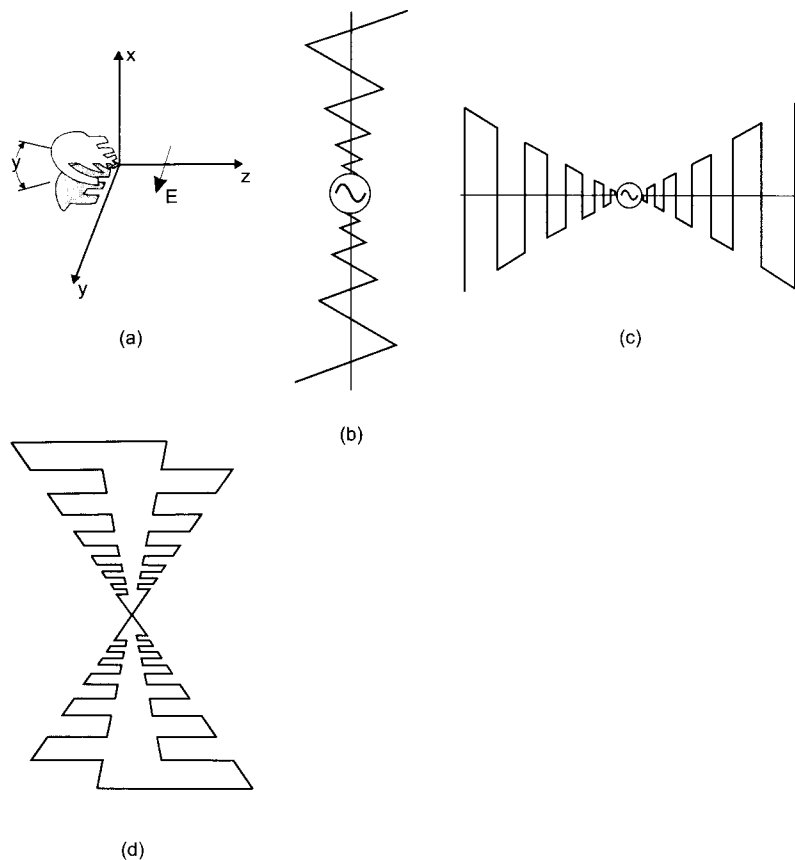
$$\sigma = \sqrt{\tau} \quad (11.50)$$

Właściwości anten logarytmicznie periodycznych zależą od τ , np. kąt połowy mocy wzrasta razem z τ (rys. 11.38). Charakterystyka promieniowania ma dwie wiązki z maksimami, każda w kierunku prostopadłym do powierzchni anteny. Wytwarzana fala jest spolaryzowana liniowo i równoległe do krawędzi ząbków (polaryzacja ortogonalna do fali z anteny motylkowej). Oznacza to, że większy prąd płynie wzdłuż ząbków niż w stronę końców anteny. Prąd osiąga największe wartości dla ząbków, których długość jest równa w przybliżeniu $\lambda/4$.

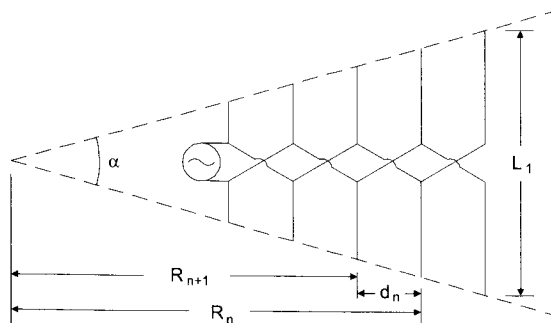
Na rysunku 11.39 pokazano odmiany anten logarytmicznie periodycznych — od płaszczyznowych do *anteny prętowej zygzakowej* (rys. b) czy *trapezoidalnej* (rys. c). Najbardziej popularna jest jednak *dipolowa antena logarytmicznie periodyczna* (LPDA — rys. 11.40). Jest to szeregowo zasilany układ antenowy równoległych dipoli o stopniowo narastających długościach. Zwróćmy uwagę na krzyżowanie się linii transmisyjnej zasilającej dipole. Promieniowanie jest najbardziej efektywne wtedy, gdy elementy anteny są w rezonansie. Obszar aktywny (wytwarzający największe promieniowanie) przemieszcza się zatem wzdłuż anteny wraz z częstotliwością. Praktyczne sposoby zasilania anteny kablem koncentrycznym pokazano na rys. 11.41. Dla anteny przedstawionej na rys. 11.40 obowiązują następujące zależności:

$$\tau = \frac{R_{n+1}}{R_n} < 1 \quad (11.51)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{L_n/2}{R_n} = \frac{L_{n+1}/2}{R_{n+1}} \quad (11.52)$$



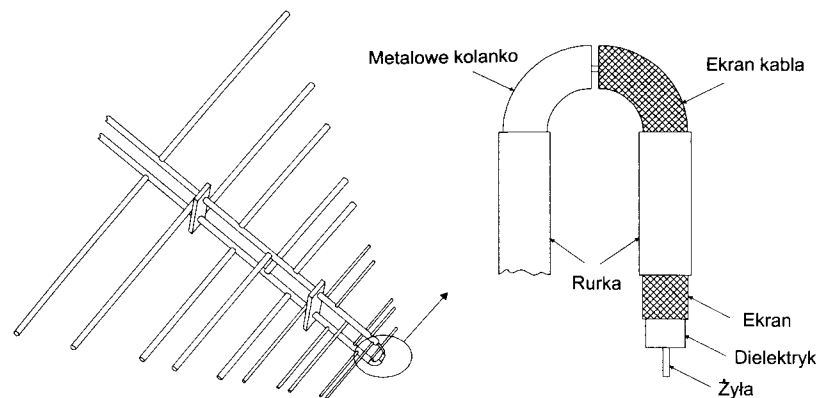
Rys. 11.39. Różne typy anten logarytmicznie periodycznych



Rys. 11.40. Geometria logarytmicznie periodycznej anteny dipolowej

$$\frac{L_1}{R_1} = \dots = \frac{L_n}{R_n} = \frac{L_{n+1}}{R_{n+1}} \dots = \frac{L_N}{R_N} \quad (11.53)$$

$$\tau = \frac{R_{n+1}}{R_n} = \frac{L_{n+1}}{L_n} \quad (11.54)$$



Rys. 11.41. Szczegóły konstrukcyjne dipolowej anteny logarytmicznie periodycznej

Współczynnik odległości dla LPDA jest zdefiniowany jako

$$\sigma = \frac{d}{2L_n} \quad (11.55)$$

gdzie

$$d_n = R_n - R_{n+1} \quad (11.56)$$

Ponieważ $R_{n+1} = \tau R_n$, więc

$$d_n = R_n - \tau R_n = (1 - \tau) R_n \quad (11.57)$$

Ze wzoru (11.52) mamy $R_n = L_n / 2 \tan(\alpha/2)$. Wstawienie do wzoru (11.57) daje nam

$$d_n = (1 - \tau) \frac{L_n}{2 \tan(\alpha/2)} \quad (11.58)$$

i dalej po podstawieniu do (11.55)

$$\sigma = \frac{d_n}{2L_n} = \frac{1 - \tau}{4 \tan(\alpha/2)} \quad (11.59)$$

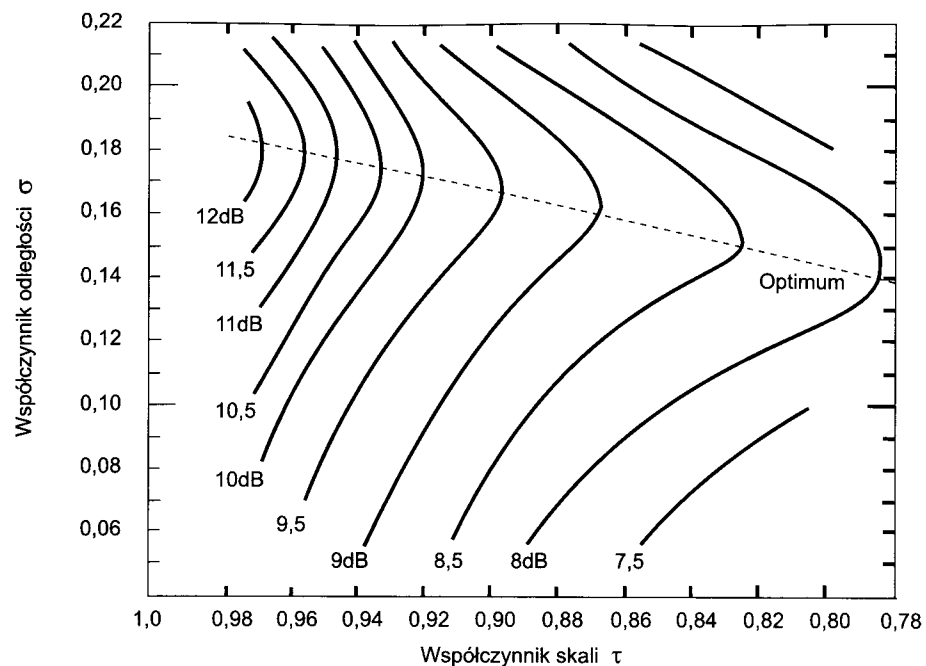
lub w innej postaci

$$\alpha = 2 \arctg \left(\frac{1 - \tau}{4\sigma} \right) \quad (11.60)$$

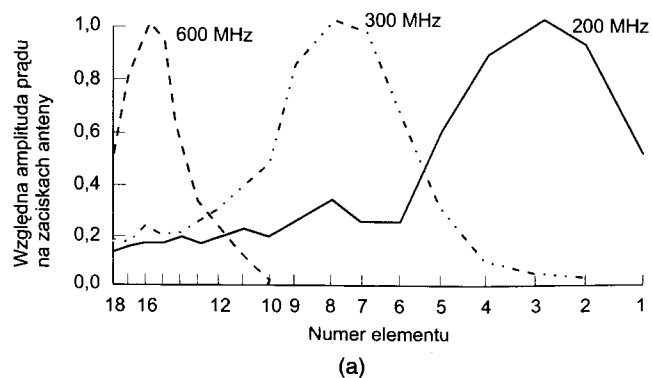
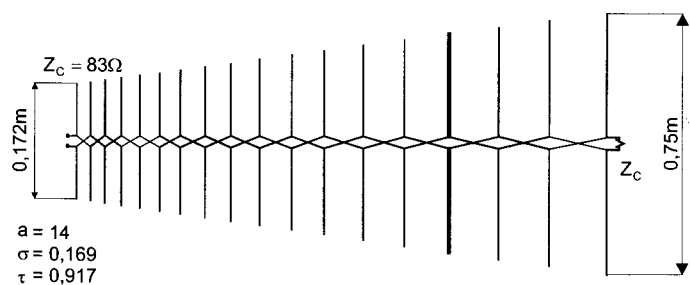
Łącząc (11.59) z (11.54) widzimy, że wszystkie rozmiary są do siebie w jednakowym stosunku:

$$\tau = \frac{R_{n+1}}{R_n} = \frac{L_{n+1}}{L_n} = \frac{d_{n+1}}{d_n} \quad (11.61)$$

Kierunek maksymalnego promieniowania możemy określić wyobrażając sobie LPDA jako antenę Yagi. Dłuższy dipol za dipolem w obszarze aktywnym odgrywa rolę reflektora, podczas gdy krótszy, znajdujący się przed wibratorem, kieruje

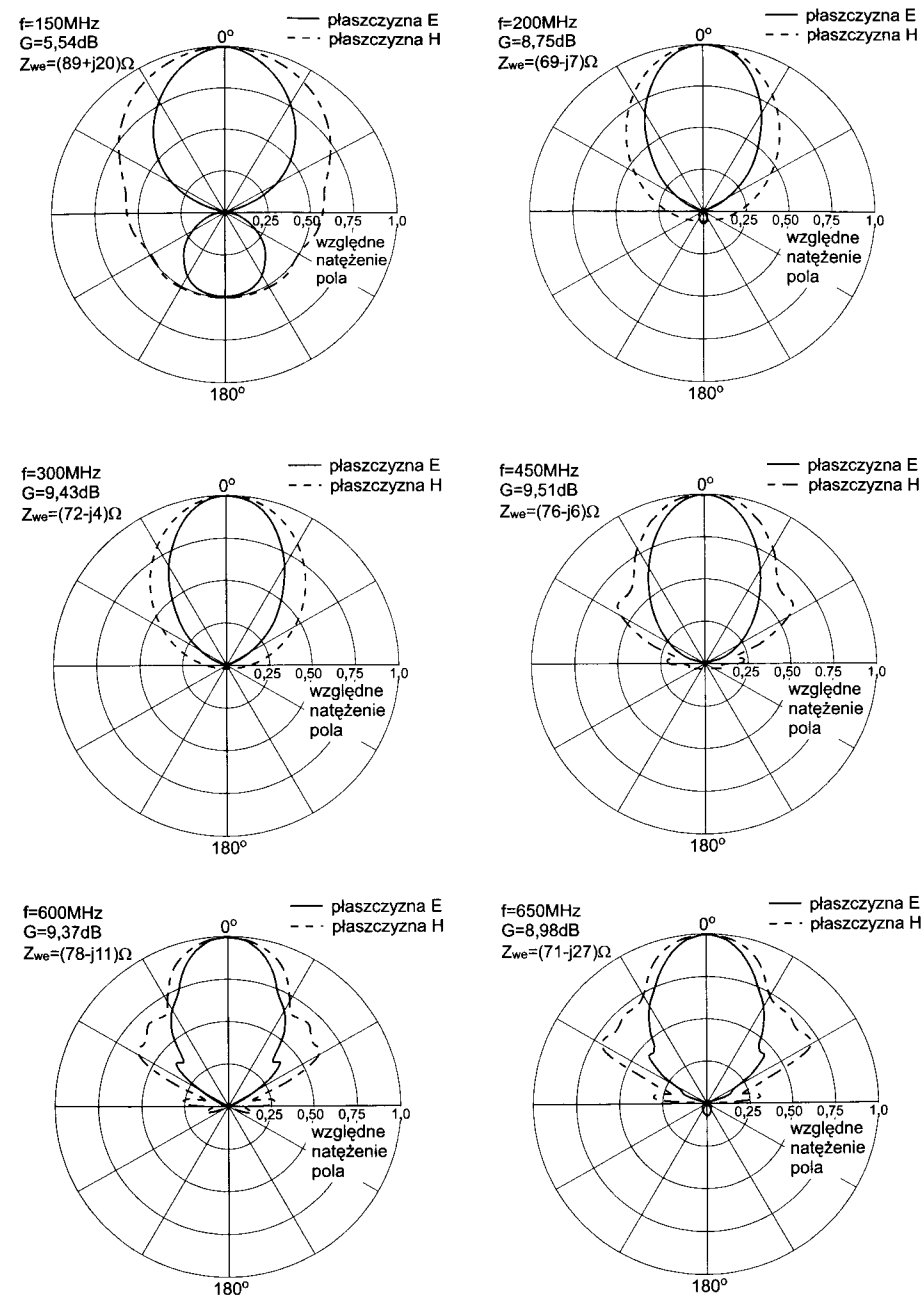


Rys. 11.42. Wykres zysku LPDA pomocny przy jej projektowaniu [15]



(a)

Rys. 11.43. LPDA do pracy w pasmie 200–600 MHz: a) wymiary i rozkład prądu, b) charakterystyki promieniowania dla różnych częstotliwości [15]



(b)

cd. rys. 11.43.

energię podobnie jak dyrektor. Obrys anteny wyznacza nam „strzałkę” zgodną z kierunkiem maksymalnego promieniowania. Kierunek ten jest przeciwny, jeśli linia transmisyjna zasilająca dipole nie krzyżuje się.

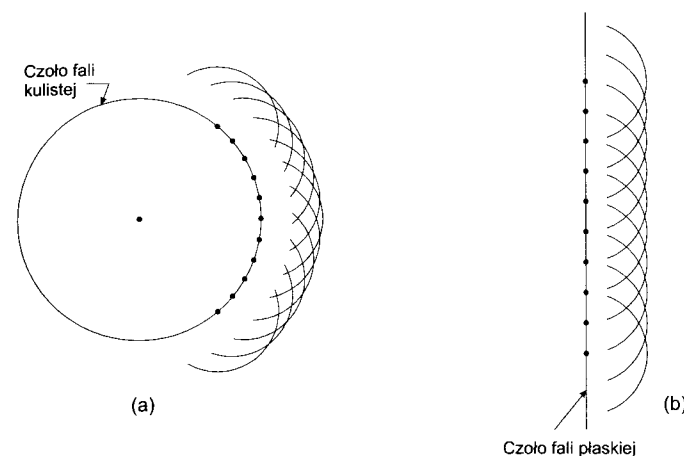
Zakres częstotliwości pracy jest w przybliżeniu określony przez rozmiary najdłuższego i najkrótszego dipola. Odpowiadają one połowie długości najdłuższej fali ($L_1 \approx \lambda_1/2$) oraz najkrótszej fali ($L_N \approx \lambda_U/2$). Czasami dodaje się po jednym dodatkowym dipolu z każdego końca anteny, aby polepszyć jej parametry na krańcach pasma. Zysk energetyczny, charakterystyka promieniowania i impedancja wejściowa zależą od τ i σ . Ze względu na to, że LPDA jest szerokopasmową anteną o prostej konstrukcji, małej masie i dobrych parametrach elektrycznych, przedstawimy krótko sposób jej projektowania. Krzywe parametryczne zysku energetycznego anteny w zależności od τ i σ przedstawiono na rys. 11.42. Duży zysk wymaga dużych wartości τ , co z kolei oznacza mały kąt α i przez to zwiększenie długości anteny przy zadanym pasmie pracy. Zysk niewiele zależy od średnicy dipoli i rośnie o około 0,2 dB przy jej podwojeniu. Optymalne zyski energetyczne, przy których współczynnik skali τ przyjmuje najmniejsze wartości, są zaznaczone na wykresie linią przerywaną. Projektowanie polega na określeniu wymaganego zysku i pasma pracy. Następnie z wykresu określamy τ i σ , na podstawie których liczymy kąt α (wzór 11.60). Potem określamy długość najdłuższego dipola. Kolejne długości wyznaczamy z równania $L_{n+1} = \tau L_n$ aż do momentu, kiedy ostatni element będzie krótszy od $\lambda_U/2$. Ostatnim krokiem jest obliczenie odległości między elementami ze wzoru (11.59). Na rysunku 11.43 przedstawiono optymalną LPDA dla pasma 200–600 MHz, wartości prądu w poszczególnych dipolach w funkcji częstotliwości oraz wykresy charakterystyki promieniowania.

11.4. Anteny aperturowe

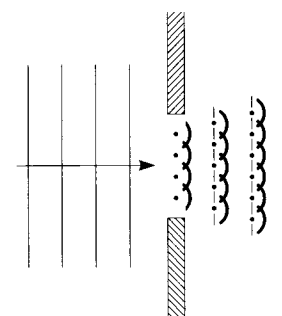
11.4.1. Promieniowanie apertury prostokątnej i kołowej

W rozdziale 7. wprowadziliśmy pojęcie anten aperturowych, charakteryzujących się pewną powierzchnią. Anteny aperturowe są powszechnie używane w zakresie mikrofalowym (linie radiowe, łączność satelitarna, radiolokacja). Zanim omówimy najczęściej stosowane typy anten aperturowych, zajmiemy się promieniowaniem wytwarzanym przez aperturę prostokątną i kołową. Wyprowadzenia podanych dalej wzorów są dość skomplikowane i z tego względu zostaną pominięte.

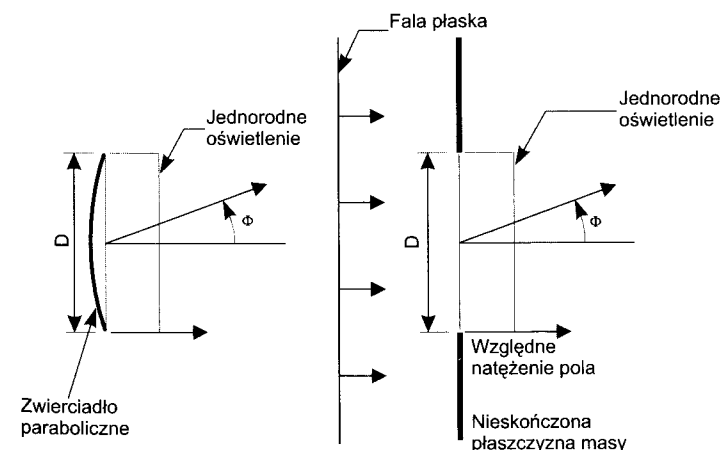
Analiza anten aperturowych jest oparta na **zasadzie Huygensa** (rys. 11.44): każdy punkt znajdujący się na czole fali może być traktowany jako źródło wtórne fali kulistej, a czoło rozchodzącej się fali jest superpozycją fal kulistych pochodzących ze źródeł wtórnych. Możemy przekonać się doświadczalnie o słuszności tej zasady. Jeśli weźmiemy deskę i uderzymy nią o powierzchnię wody, to na powierzchni zacznie rozchodzić się fala płaska. Jeśli teraz wbijemy w deskę w linii prostej małe gwoźdźce i zaczniemy nimi uderzać o powierzchnię wody, to powstanie również fala zbliżona do płaskiej (przybliżenie będzie tym lepsze, im gęściej wbijemy gwoźdźce). Dzięki tej zasadzie oraz prawom optyki fizycznej



Rys. 11.44. Ilustracja zasady Huygensa

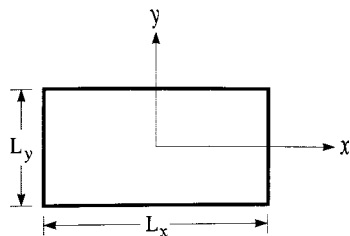


Rys. 11.45. Fala płaska padająca na szczelinę w ekranie



Rys. 11.46. Antena aperturowa (a) i zastępcza, równomiernie oświetlona apertura o tej samej średnicy D w nieskończenie rozległej płaszczyźnie

można wytłumaczyć zjawisko ugięcia fali płaskiej (dyfrakcji) przy przejściu przez szczelinę (rys. 11.45). Analiza anten aperturowych polega na zastąpieniu powierzchni odbijającej (apertury) otworem o takiej samej powierzchni i kształcie



Rys. 11.47. Apertura prostokątna

wyciętym w nieskończenie rozległej płaszczyźnie i oświetlonym falą płaską. Jest to pokazane na rys. 11.46 dla reflektora parabolicznego o średnicy D .

Apertura prostokątna jest przedstawiona na rys. 11.47. Zakładamy idealne pobudzenie apertury, tzn. pola w aperturze mają w każdym punkcie identyczną fazę i amplitudę. Jest to przypadek *apertury równomiernie oświetlonej*. Zagadnienie znalezienia rozkładu pola w strefie dalekiej dla dowolnej apertury sprowadza się do obliczenia podwójnej transformaty Fouriera z rozkładu pola występującego w aperturze. Z podobną sytuacją mamy do czynienia w przypadku anten liniowych, gdzie dokonujemy jednowymiarowej transformaty z rozkładu prądu wzdłuż anteny. Jeśli pole w aperturze jest spolaryzowane w kierunku y (pole postaci $E_0 \hat{y}$), to składowe pola elektrycznego w strefie dalekiej są opisane wzorami [15]:

$$E_\theta = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{2\pi r} E_0 L_x L_y \sin\phi \frac{\sin[(\beta L_x/2)u]}{(\beta L_x/2)u} \frac{\sin[(\beta L_y/2)v]}{(\beta L_y/2)v} \quad (11.62)$$

$$E_\phi = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{2\pi r} E_0 L_x L_y \cos\theta \cos\phi \frac{\sin[(\beta L_x/2)u]}{(\beta L_x/2)u} \frac{\sin[(\beta L_y/2)v]}{(\beta L_y/2)v} \quad (11.63)$$

$$u = \sin\theta \cos\phi, \quad v = \sin\theta \sin\phi \quad (11.64)$$

W płaszczyźnie E (płaszczyzna xy dla $\phi = 90^\circ$) mamy

$$E_\theta = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{2\pi r} E_0 L_x L_y \frac{\sin[(\beta L_y/2)\sin\theta]}{(\beta L_y/2)\sin\theta} \quad (11.65)$$

W płaszczyźnie H (xz , $\phi = 0^\circ$) uzyskamy zaś

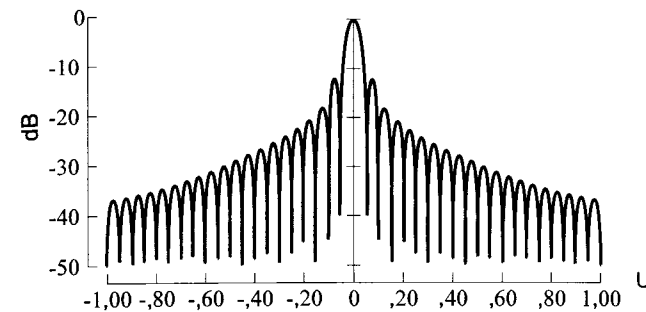
$$E_\phi = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{2\pi r} E_0 L_x L_y \cos\theta \frac{\sin[(\beta L_x/2)\sin\theta]}{(\beta L_x/2)\sin\theta} \quad (11.66)$$

Po znormalizowaniu obie charakterystyki wynoszą

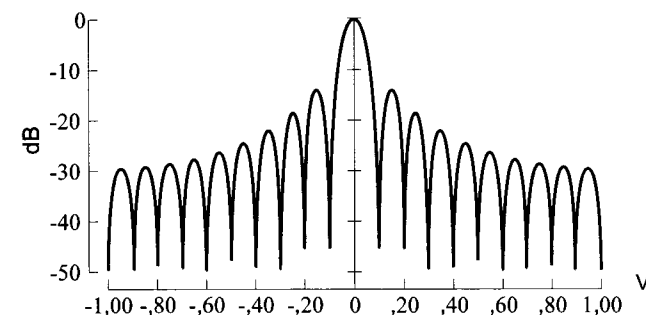
$$F_E(\theta) = \frac{\sin[(\beta L_y/2)\sin\theta]}{(\beta L_y/2)\sin\theta} \quad (11.67)$$

$$F_H(\theta) = \cos\theta \frac{\sin[(\beta L_x/2)\sin\theta]}{(\beta L_x/2)\sin\theta} \quad (11.68)$$

Dla dużych apertur ($L_x, L_y \gg \lambda$) szerokość wiązki głównej jest mała i można pominąć czynnik $\cos\theta$. Wtedy charakterystyka promieniowania jest opisana funkcją



(a)



(b)

Rys. 11.48. Charakterystyki promieniowania apertury prostokątnej ($L_x = 20\lambda$, $L_y = 10\lambda$): a) w płaszczyźnie xz , b) w płaszczyźnie yz [15]

próbującą $\sin x/x$. Kąty połowy mocy w płaszczyznach xz i yz wynoszą odpowiednio [15]

$$HP_x = 0,886 \frac{\lambda}{L_x} [\text{rad}] \quad (11.69)$$

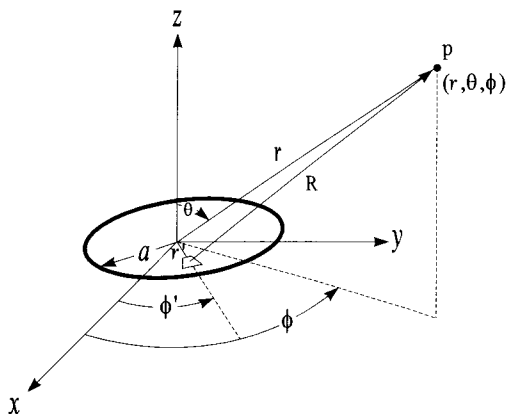
$$HP_y = 0,886 \frac{\lambda}{L_y} [\text{rad}] \quad (11.70)$$

Charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie E i H dla apertury prostokątnej o rozmiarach $L_x = 20\lambda$, $L_y = 10\lambda$ jest przedstawiona na rys. 11.48.

Obliczenie kierunkowości dla apertury równomiernie oświetlonej daje rezultat

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} L_x L_y \quad (11.71)$$

W tym przypadku apertura maksymalna jest równa aperturze fizycznej ($A_{em} = L_x L_y$). Twierdzenie to jest słuszne dla apertur równomiernie oświetlonych o dowolnym kształcie. Ponieważ w rozważanym idealnym przypadku nie ma strat (sprawność energetyczna jest równa 1), więc zysk energetyczny jest równy kierunkowości i powierzchnia skuteczna jest równa aperturze maksymalnej ($A_e = A_{em}$). W praktyce często spotyka się apertury oświetlone nierównomiernie



Rys. 11.49. Apertura kołowa

(na przykład pole maleje na krawędziach). Pozwala to na zredukowanie poziomu listków bocznych kosztem zmniejszenia zysku energetycznego anteny.

Unormowana względem maksimum dla $\theta = 0^\circ$ charakterystyka promieniowania kołowej apertury o promieniu a (rys. 11.49) jest dana wzorem [15]

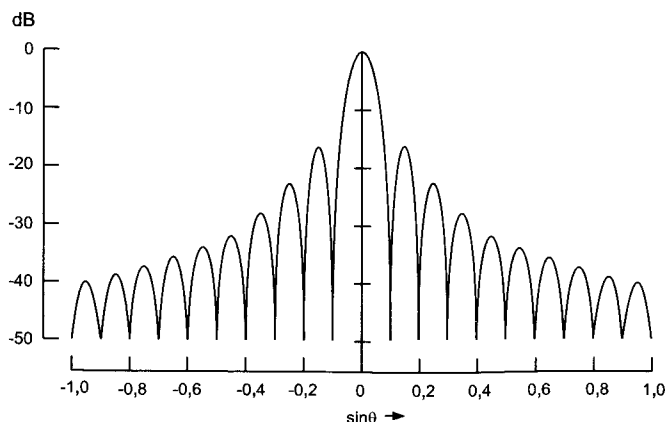
$$f(\theta) = \frac{2J_1(\beta a \sin \theta)}{\beta a \sin \theta} \quad (11.72)$$

gdzie J_1 jest funkcją Bessela pierwszego rzędu. Charakterystyka promieniowania równomiernie oświetlonej apertury kołowej jest pokazana na rys. 11.50. Kąt połowy mocy wynosi

$$HP = 1,02 \frac{\lambda}{2a} [\text{rad}] \quad (11.73)$$

dla $a \gg \lambda$. Kierunkowość równomiernie oświetlonej apertury kołowej jest równa

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} (\pi a)^2 \quad (11.74)$$



Rys. 11.50. Charakterystyka promieniowania równomiernie oświetlonej apertury kołowej

11.4.2. Anteny tubowe

Jeśli fala elektromagnetyczna rozchodząca się w falowodzie natrafi na jego otwarty koniec, to zostanie wypromieniowana w przestrzeń. Charakterystyka promieniowania falowodu prostokątnego w rodzaju podstawowym TE_{10} wynosi [15]

$$f(u, v) = \frac{\cos[(\beta a/2)u]}{1 - [(2/\pi)(\beta a/2)u]^2} \frac{\sin[(\beta b/2)v]}{(\beta b/2)v} \quad (11.75)$$

gdzie a i b są długościami ścianek falowodu, a u i v są opisane wzorem (11.64). Kąty połowy mocy zależą od rozkładu pola i wynoszą odpowiednio w płaszczyźnie E i H :

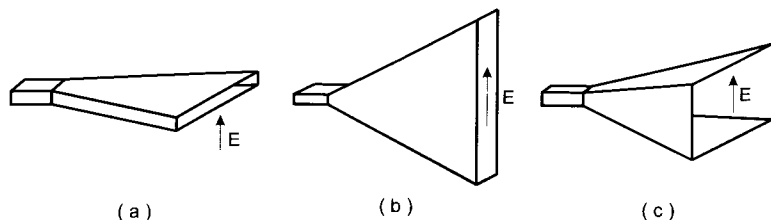
$$HP_x = 1,19 \frac{\lambda}{a} [\text{rad}] \quad (11.76)$$

$$HP_y = 0,886 \frac{\lambda}{b} [\text{rad}] \quad (11.77)$$

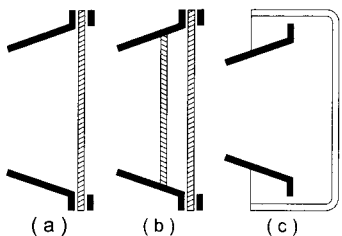
Kierunkowość dla podstawowego rozkładu pola jest równa 81% kierunkowości apertury równomiernie oświetlonej:

$$D = 0,81 \frac{4\pi ab}{\lambda^2} = \frac{32}{\pi} \frac{ab}{\lambda^2} \quad (11.78)$$

Otwarty koniec falowodu nie jest optymalnym przejściem między wolną przestrzenią a falowodem. Pojawia się duża fala odbita od końca falowodu, ponadto szerokość pasma pracy takiej anteny jest niewielka. Przekształcenie konstrukcyjne końca falowodu tworzy z niego **antenę tubową**, która jest bardzo popularna w zakresie mikrofalowym. Do jej zalet można zaliczyć duży zysk energetyczny (kilkanaście dB), mały WFS, względnie szerokie pasmo pracy (ok. 50%), małą wagę i prostą konstrukcję. Nie bez znaczenia jest fakt, że obliczenia teoretyczne zgadzają się bardzo dobrze z pomiarami prototypów anten. Anteny tubowe są chętnie stosowane jako anteny wzorcowe o znanym zysku energetycznym, a także jako źródła oświetlające inne rodzaje anten (np. reflektory paraboliczne). Działanie anten tubowych jest zbliżone do działania megafonu, który jest swego rodzaju anteną kierunkową w zakresie fal akustycznych. Rozszerzanie się ścianek zapewnia łagodne przejście od falowodu do wolnej przestrzeni, co sprzyja redukcji fal odbitych. Na rysunku 11.51 pokazano trzy podstawowe typy anten tubowych o przekroju prostokątnym. Są one zasilane falowodem prostokątnym, którego szersza ścianka jest równoległa do horyzontu. Dla dominującego rodzaju pola płaszczyzna E jest więc równoległa do krótszej ścianki (pionowej), a płaszczyzna H równoległa do szerszej ścianki (poziomej). Jeśli zwiększenie rozmiarów falowodu następuje w płaszczyźnie H , to mamy **tubę sektorową typu H** (rys. 11.51a), natomiast kiedy rozszerzamy rozmiary w płaszczyźnie E , to otrzymujemy **tubę sektorową typu E** (rys. 11.51b). Tuby sektorowe koncentrują energię w tej płaszczyźnie, dla której nastąpił wzrost apertury, natomiast w drugiej płaszczyźnie



Rys. 11.51. Anteny tubowe: a) tuba sektorowa typu H, b) tuba sektorowa typu E, c) tuba piramidalna

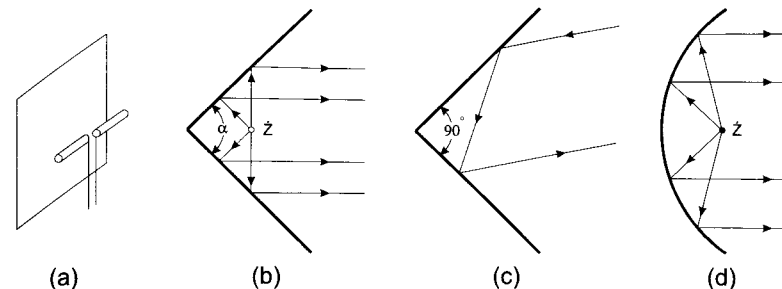


Rys. 11.52. Zmniejszenie odbicia w aperturze anteny tubowej za pomocą płytek dielektrycznych (a,b) lub osłony dielektrycznej (c)

charakterystyka promieniowania odpowiada charakterystyce otwartego końca falowodu. Jeśli chcemy uzyskać koncentrację energii w obu płaszczyznach, to wykorzystujemy **tubę piramidalną**, w której następuje rozszerzenie wymiarów falowodu w obu płaszczyznach. Przy projektowaniu tub sektorowych okazuje się, że dla zadanej długości występuje optymalna apertura, przy której antena ma maksymalny zysk. Taką antenę zwiemy **tubą optymalną** i wykorzystujemy tylko w przypadku samodzielnej pracy anteny. Jeśli tuba ma oświetlać inną antenę, to ważniejsze od maksymalnego zysku staje się dobranie odpowiedniej charakterystyki promieniowania zapewniającej optymalne oświetlenie reflektora. Projektowanie tub piramidalnych jest oparte na zależnościach używanych do projektowania tub sektorowych. Dopasowanie anteny do falowodu odbywa się poprzez umieszczenie w nim przesłon reaktancyjnych, natomiast dopasowanie samej apertury do swobodnej przestrzeni można zapewnić przez stosowanie płytek dielektrycznych o odpowiedniej grubości, będących jednocześnie osłoną przed wpływami atmosferycznymi (rys. 11.52).

11.4.3. Anteny reflektorowe

Długodystansowe łącza telekomunikacyjne i systemy radarowe o dużej rozdzielczości wymagają anten o dużym zysku energetycznym. **Anteny reflektorowe** przeznaczone na zakres mikrofalowy mają zysk typowo przekraczający 30 dB. Najprostsza antena reflektorowa składa się z dużej (względem λ) powierzchni odbijającej (reflektora) oraz znacznie mniejszej anteny zasilającej, która oświetla w odpowiedni sposób reflektor. Zadaniem reflektora jest odpowiednie ukształtowanie charakterystyki promieniowania źródła oświetlającego. Najczęściej stosowane typy anten reflektorowych przedstawiono na rys. 11.53. **Reflektor płaski** ogranicza promieniowanie anteny do jednej półprzestrzeni. Podobną rolę może odgrywać maszt anteny umieszczonej na jego boku, powodujący powstanie cienia



Rys. 11.53. Różne rodzaje reflektorów: a) płaski, b) kątowy, c) prostokątny bierny, d) paraboliczny

radiowego. Większy zysk energetyczny i bardziej ostrą charakterystykę promieniowania można osiągnąć poprzez zastosowanie dwóch reflektorów płaskich umieszczonych pod pewnym kątem. Taki typ reflektora jest zwany **kątowym**. **Reflektor prostokątny** bez anteny zasilającej pełni rolę anteny pasywnej. Anteny pasywne mogą być rozmieszczane w pobliżu stacji radiolokacyjnych w celu zmylenia układów naprowadzających pociski rakietowe i czułych na promieniowanie elektromagnetyczne.

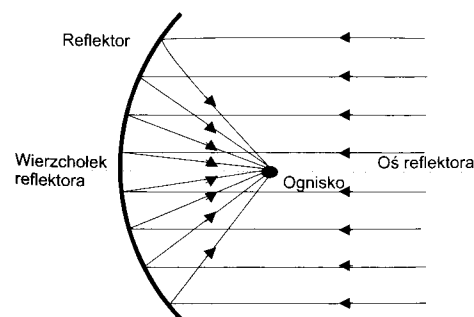
Najbardziej rozpowszechniona jest **antena paraboliczna** przedstawiona na rys. 11.54. Wiązka promieni równoległe padająca na reflektor skupia się w jednym punkcie, zwanym **ogniskiem**. Umieszczając w tym miejscu źródło oświetlające, tzw. **promiennik**, przechwytujemy prawie całą energię padającą na reflektor. Jeśli promiennik wysyła fale, to po odbiciu od reflektora są one równoległe, co zapewnia duży zysk energetyczny anteny. Na rysunku 11.55 przedstawiono wymiary reflektora w układzie współrzędnych prostokątnych. Równanie paraboli obrotowej (figury powstałej z obrotu paraboli wokół osi z) ma postać

$$x^2 + y^2 = 4fz \quad (11.79)$$

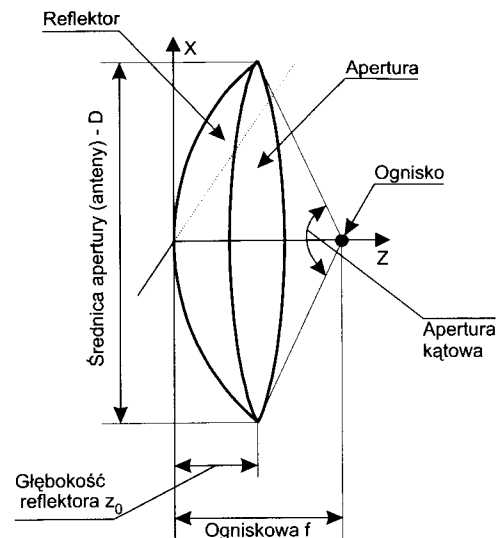
gdzie f jest **ogniskową** reflektora. Kształt reflektora określa parametr

$$\tau = \frac{4f}{D} \quad (11.80)$$

gdzie D jest średnicą reflektora. Można go również określić za pomocą **apertury**



Rys. 11.54. Zasada działania anteny parabolicznej



Rys. 11.55. Geometria anteny parabolicznej

katowej $2\alpha_o$, czyli kąta, pod jakim widać aperturę z ogniska. Między aperturą katową i τ zachodzi następujący związek [2]

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{2\tau}{\tau^2 - 1} \quad (11.81)$$

Odległość z_0 zwiemy **głębokością reflektora**, przy czym jest ona związana ze średnicą apertury D i ogniskową f równaniem

$$z_0 = \frac{D^2}{16f} = \frac{D}{4\tau} \quad (11.82)$$

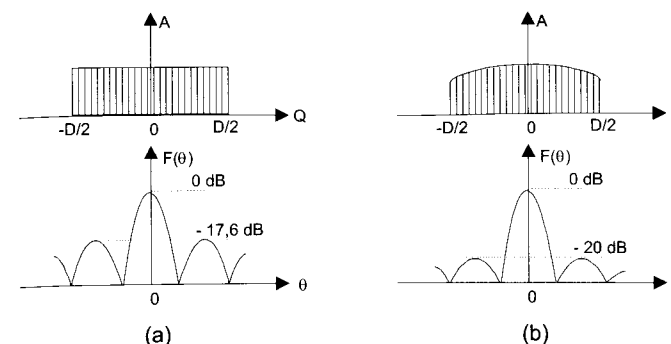
Zysk energetyczny anteny zależy od powierzchni apertury i częstotliwości:

$$G[\text{dB}] = 21,46 + 10\log(vA) + 20\log f[\text{GHz}] \quad (11.83)$$

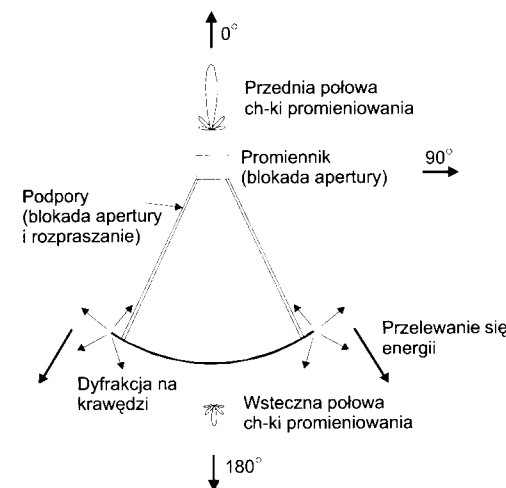
gdzie A jest powierzchnią apertury, a v współczynnikiem wykorzystania apertury. Dla apertury kołowej zależność ta przyjmuje postać

$$G[\text{dB}] = 20,41 + 10\log v + 20\log(Df) \quad (11.84)$$

Współczynnik wykorzystania apertury zależy od sposobu jej oświetlenia i jest największy przy oświetleniu równomiernym. Równomierne oświetlenie powoduje jednak dość duży poziom listków bocznych na skutek ugięcia fal na krawędziach anteny ($-17,6$ dB — patrz rys. 11.56a). Zmniejszenie poziomu oświetlenia na brzegach apertury powoduje zmniejszenie poziomu listków bocznych kosztem zmniejszenia zysku energetycznego. Poziom listka wsteczny i listków bocznych zależy też od zjawiska *przelewania się* poza aperturę energii wytwarzanej przez źródło oświetlające. Charakterystyka promieniowania anteny parabolicznej jest oprócz rozkładu pola zależna od dokładności wykonania powierzchni reflektora



Rys. 11.56. Wpływ sposobu oświetlenia apertury na poziom listków bocznych: a) równomierny rozkład pola, b) rozkład temperowany

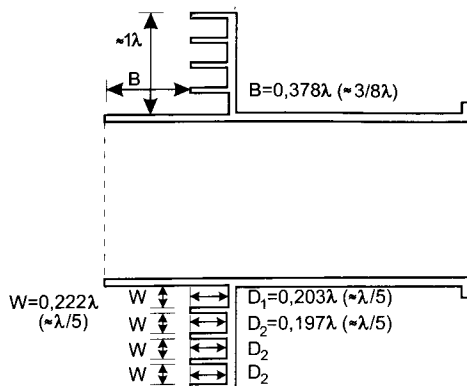


Rys. 11.57. Zjawiska wpływające na charakterystykę promieniowania anteny parabolicznej

oraz promieniowania podpar i anteny oświetlającej. Wpływ różnych czynników na charakterystykę promieniowania przedstawiono na rys. 11.57. Kąt połowy mocy dla anten o symetrycznej wiązce głównej jest związany z zyskiem energetycznym (wartość HP w stopniach) [9]:

$$\text{HP} \approx \frac{173}{\sqrt{G}} \quad (11.85)$$

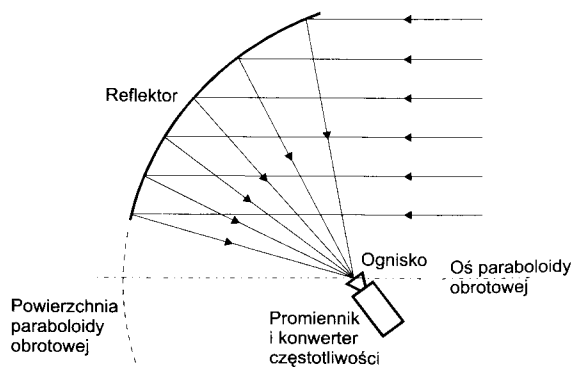
Ważnym problemem jest właściwy dobór anteny oświetlającej. Przyjmuje się, że apertura kątowa reflektora powinna być nieco większa niż szerokość wiązki promieniowania źródła oświetlającego. Zbyt mała szerokość wiązki spowoduje straty energii, natomiast zbyt szeroka wiązka może powodować wzrost temperatury szumowej anteny użytej jako odbiorcza (promiennik widzi oprócz reflektora jego otoczenie). Zwykle używa się jako anteny oświetlającej otwarty koniec falowodu kołowego. Szerokość wiązki promieniowania falowodu o średnicy równej długości promieniowanej fali wynosi ok. 60° . Jeśli przyjmiemy aperturę kątową reflektora



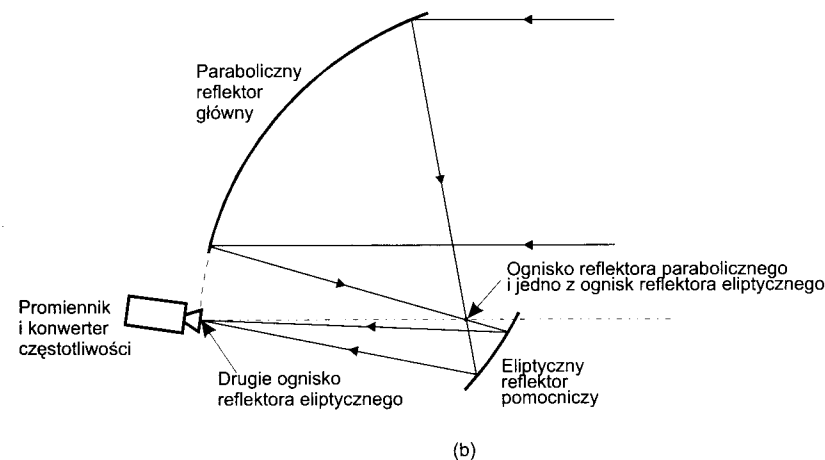
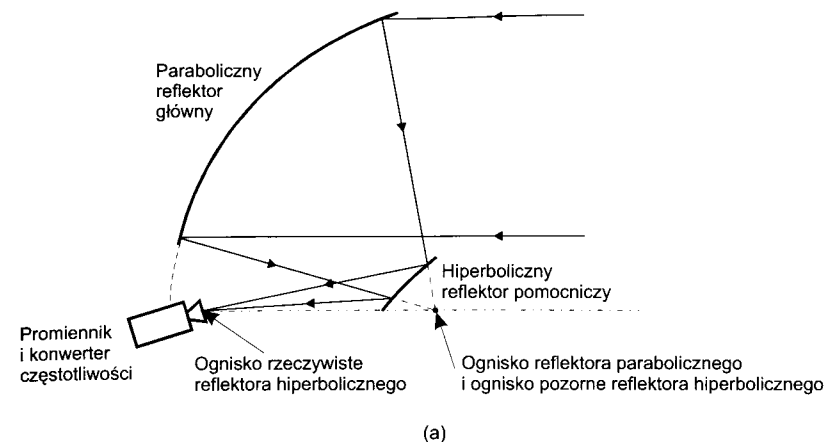
Rys. 11.58. Typowe źródło oświetlające w postaci otwartego końca falowodu z dławikami [9]

równą 64° , to obniżymy poziom listków bocznych do -20 dB przy współczynniku wykorzystania apertury $v = 0,66$. Źródło oświetlające w postaci otwartego końca falowodu ma swoje wady. Na skutek prądów płynących po zewnętrznej ścianie falowodu występuje znaczne promieniowanie wsteczne. Dodatkowo dyskryminacja polaryzacji ortogonalnej nie jest dostatecznie duża. Wady te możemy wyeliminować poprzez umieszczenie dławików ćwierćfalowych w pobliżu końca falowodu (rys. 11.58). Ich liczbę i położenie dobiera się na ogół eksperymentalnie lub za pomocą programów komputerowych.

Symetryczna antena paraboliczna ma dwie istotne wady. Źródło oświetlające i jego podpory zaciniają część reflektora, która jest wyeliminowana z odbioru fal elektromagnetycznych. Zjawisko to nosi nazwę **blokady apertury** i powoduje zmniejszenie powierzchni skutecznej i zysku energetycznego. W czasie opadów atmosferycznych w czaszy anteny zbiera się śnieg i woda, co powoduje zachwianie równowagi fazowej promieni docierających do ogniska i w konsekwencji obniżenie zysku anteny. Można stosować układy podgrzewające do topienia śniegu, jest to jednak kosztowne rozwiązanie. Sposobem na uniknięcie omawianych wad jest zastosowanie **anteny podświetlonej** (rys. 11.59). Reflektor takiej anteny stanowi fragment powierzchni parabolicznej nie zawierający wierzchołka. Źródło oświetlające nie leży wówczas w wiązce promieni padających na powierzchnię



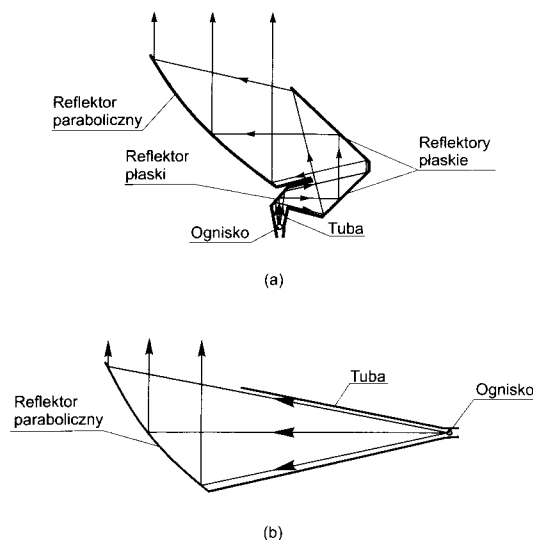
Rys. 11.59. Antena podświetlona



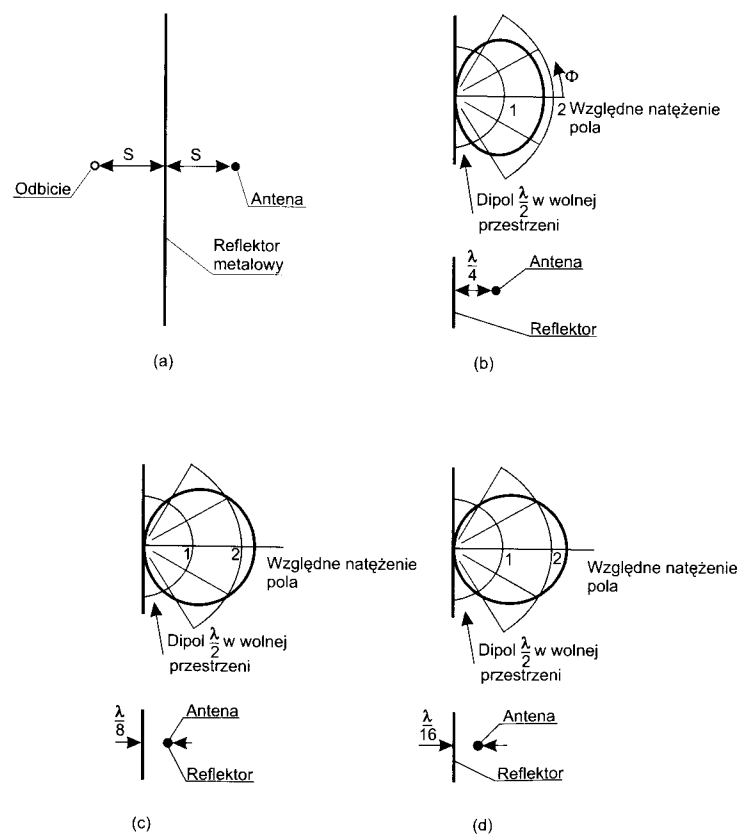
Rys. 11.60. Układy dwurefleksorowe: a) Cassegraina, b) Gregory'ego

reflektora, przez co nie powoduje blokady apertury. Antena podświetlona charakteryzuje się dużym współczynnikiem wykorzystania apertury (ponad $0,65$). Do zasilania anteny podświetlonej stosuje się promienniki o nieco innych parametrach niż w przypadku reflektorów symetrycznych. Zadaniem promiennika jest ponadto wybór odpowiedniej polaryzacji pracy.

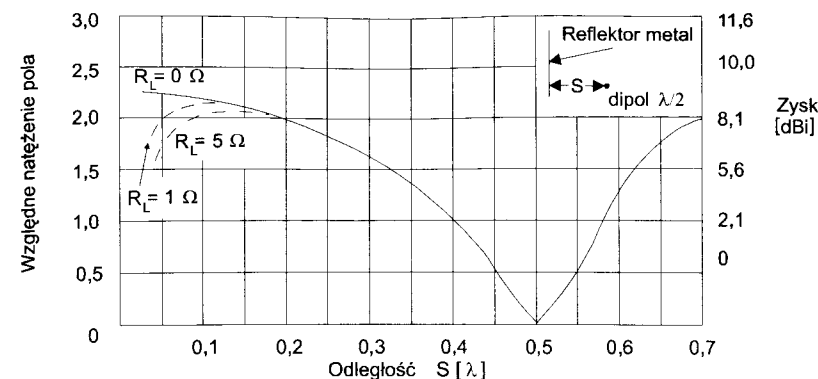
Osadzaniu się śniegu można zapobiec stosując układy dwurefleksorowe. Składają się one z parabolicznego reflektora głównego i reflektora pomocniczego. Jeśli reflektor pomocniczy ma kształt hiperboliczny, to mówimy wtedy o **układzie Cassegraina** (rys. 11.60a). Reflektor hiperboliczny ma dwa ogniska, w tym jedno pozorne. Wiązka promieni wychodzących z ogniska rzeczywistego reflektora hiperbolicznego po odbiciu się od reflektora tworzy wiązkę rozbieżną ze źródłem w ognisku pozornym. Ognisko to pokrywa się z ogniskiem rzeczywistym reflektora parabolicznego. Jeśli stosujemy reflektor eliptyczny o dwóch ogniskach rzeczywistych (rys. 11.60b), to mówimy o **układzie Gregory'ego** (Gregoriana). W celu uniknięcia zjawiska blokowania apertury stosuje się połączenie anteny parabolicznej



Rys. 11.61. Przykłady anten tubowo-parabolicznych

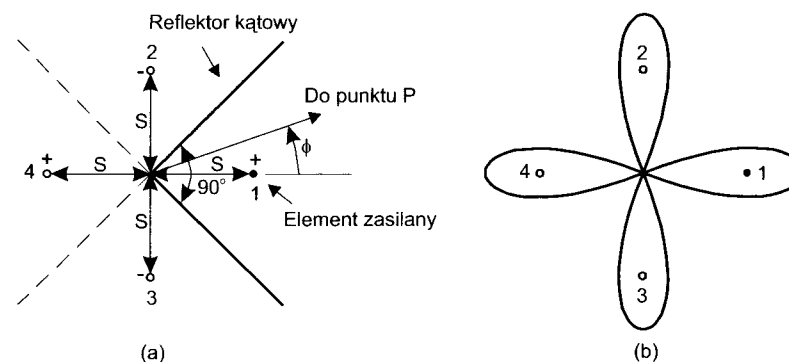


Rys. 11.62. Antena z reflektorem (a) oraz charakterystyki promieniowania dipola półfalowego umieszczonego przy reflektorze (b, c, d). Na charakterystyce widać zysk w natężeniu pola względem dipola półfalowego w wolnej przestrzeni zasilanego identyczną mocą [9]

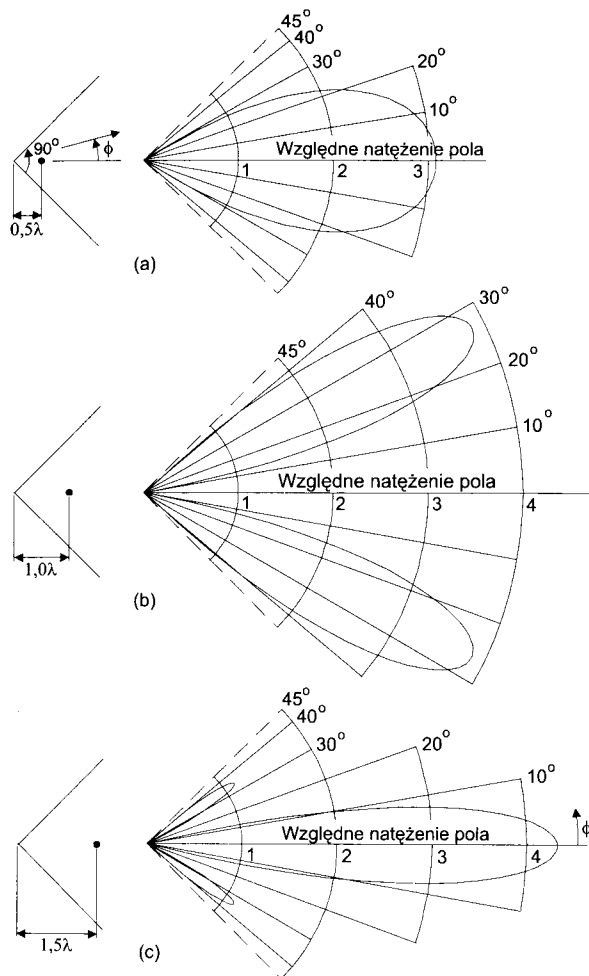
Rys. 11.63. Wzmacnienie natężenia pola względem dipola półfalowego i zysk energetyczny dla dipola półfalowego z reflektorem (R_L — rezystancja strat) [9]

z anteną tubową (rys. 11.61). Zaletą tej anteny jest mały poziom listków wstecznych i dość duża odległość kątowa listków bocznych od wiązki głównej.

W nadawczych układach antenowych popularne są anteny liniowe z reflektorem płaskim, które można analizować korzystając z metody odbić lustrzanych (rys. 11.62a). Charakterystyka promieniowania i zysk energetyczny zależą silnie od odległości dipola od reflektora. Na rysunku 11.62b, c i d pokazano charakterystykę promieniowania dipola półfalowego umieszczonego w trzech różnych odległościach od reflektora, a na rys. 11.63 zysk energetyczny dipola półfalowego w funkcji odległości od reflektora. Czasami stosuje się też reflektory kątowe prostokątne, analizowane podobnie jak reflektory płaskie (rys. 11.64). Charakterystyka promieniowania dla czterech anten (3 odbicia i antena rzeczywista) jest pokazana na rys. 11.64b. Oczywiście charakterystyka rzeczywistego układu jest ograniczona płaszczyznami reflektorów, podobnie jak charakterystyka promieniowania unipola nad nieskończenie rozległą płaszczyzną. Na rysunku 11.65 przedstawiono charakterystyki promieniowania dla reflektora kątowego dla różnych odległości dipola półfalowego od reflektora. Charakterystyki są znormalizowane względem wartości natężenia pola dla dipola półfalowego w wolnej przestrzeni zasilanego tą samą mocą. Zwróćmy



Rys. 11.64. Reflektor prostokątny (a) i jego charakterystyka promieniowania (b)



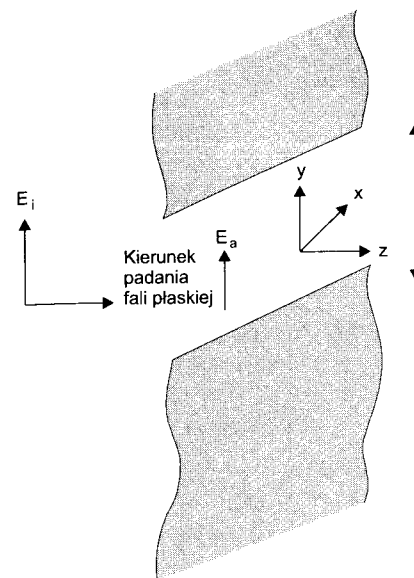
Rys. 11.65. Charakterystyki promieniowania anten reflektorowych z dipolem odległym o: a) $0,5\lambda$, b) λ , c) $1,5\lambda$. Na wykresach pokazano zysk względem dipola półfalowego w wolnej przestrzeni zasilanego taką samą mocą [9]

uwagę na znaczne zyski energetyczne (a — 12 dBi lub 10 dBd, c — 15 dBi lub 12,9 dBd). Powyżej pewnej odległości S na charakterystyce pojawiają się dodatkowe listki boczne.

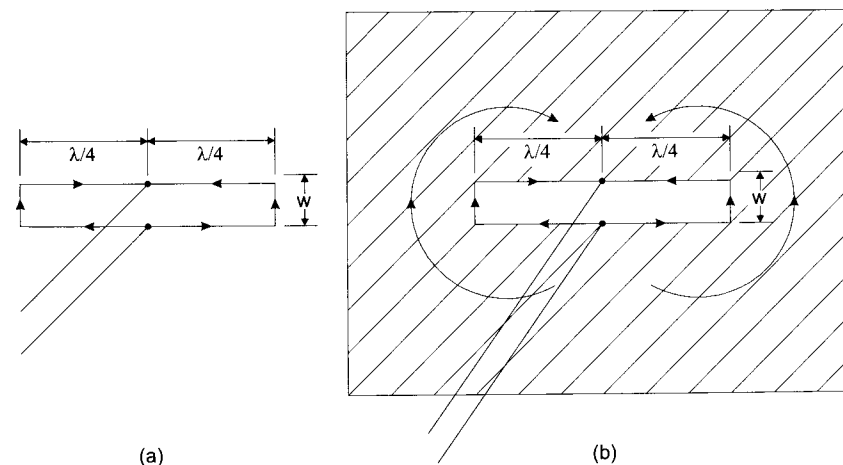
11.5. Anteny szczelinowe

Rozważmy na początku promieniowanie pochodzące od szczeliny o szerokości L wyciętej w nieskończenie rozległej płaszczyźnie przewodzącej (rys. 11.66). Na płaszczyznę pada fala płaska o postaci $\vec{E}_i = \hat{y}E_0 e^{-j\beta z}$. W szczelinie wytworzy się jednorodne pole elektryczne o takim samym kierunku i amplitudzie. Składowe pola elektrycznego mają postać [15]

$$E_0 = j\beta \frac{e^{-j\beta r}}{2\pi r} E_0 L \frac{\sin[(\beta L/2)\sin\theta]}{(\beta L/2)\sin\theta}, \quad E_\phi = 0 \quad (11.86)$$



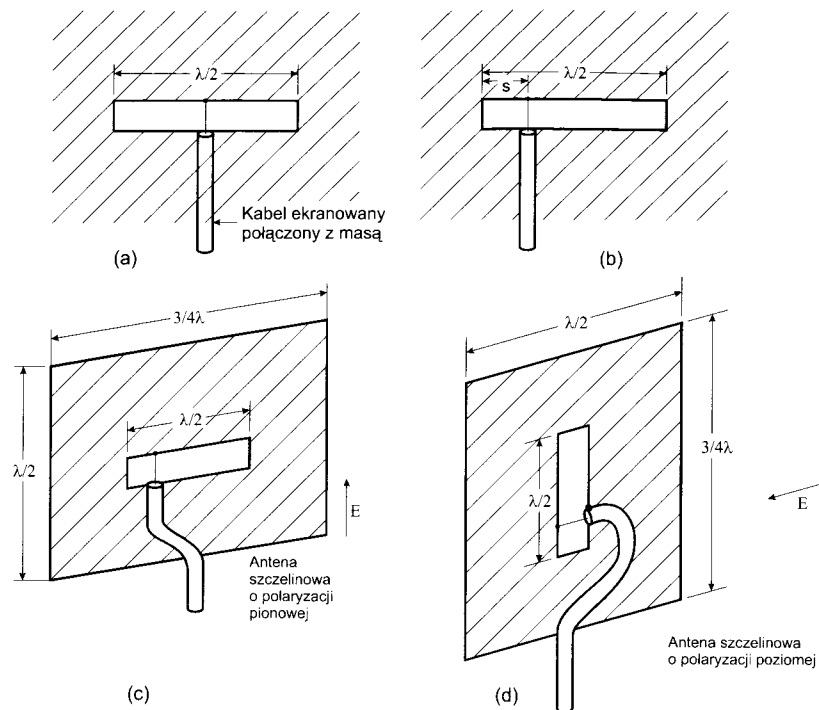
Rys. 11.66. Fala płaska padająca na szczelinę w nieskończenie rozległym ekranie



Rys. 11.67. Dwa połączone i zwarte odcinki $\lambda/4$ (a) oraz antena szczelinowa (b)

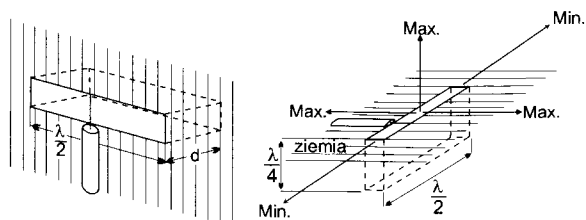
Zwróćmy uwagę, że dla szczeliny poziomej pole ma polaryzację pionową. Linie sił pola elektrycznego rozciągają się od ładunków elektrycznych zgromadzonych na krawędziach szczeliny, nie mogą więc być skierowane równoległe do osi x (polaryzacja równoległa).

Antena składająca się z dwóch zwartych i połączonych ze sobą odcinków $\lambda/4$, zasilana linią symetryczną (rys. 11.67a), stanowi bardzo słabe źródło promieniowania. Ponieważ przewody znajdują się blisko siebie ($w \ll \lambda$) i przewodzą identyczne prądy skierowane w przeciwną stronę, wypadkowe pole w strefie dalekiej będzie bliskie zeru. Z drugiej strony **antena szczelinowa**, która jest zbudowana z kawałka płaszczyzny przewodzącej i wyciętej w niej szczeliny

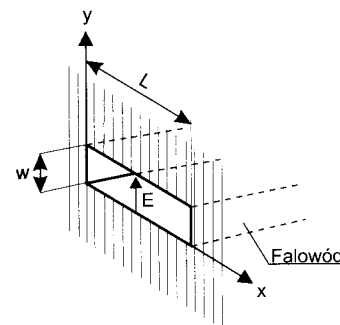


Rys. 11.68. Anteny szczelinowe zasilane kablem współosiowym

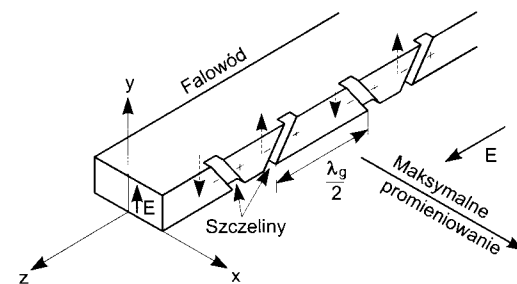
o takich samych rozmiarach jak antena liniowa (rys. 11.67b), jest bardzo wydajnym źródłem promieniowania. Chociaż szerokość szczeliny jest również mała w porównaniu z długością fali, prądy nie są „związane” z krawędziami szczeliny, lecz rozprzyskają się po całej powierzchni. Antena szczelinowa o tej konstrukcji promieniuje energię po obu stronach płaszczyzny. Dla szczeliny poziomej (jak na rysunku) promieniowana fala ma polaryzację pionową. Antena szczelinowa może być zasilana kablem koncentrycznym (rys. 11.68a). Ekran kabla jest połączony z płaszczyzną. Ponieważ impedancja wejściowa szczeliny półfalowej wynosi około 500Ω , należy przesunąć punkt dołączenia kabla w bok względem środka anteny w celu dopasowania impedancji kabla (dla 50Ω odległość s wynosi ok. $\lambda/20$). Polaryzacja fali wytwarzanej przez szczeliny poziome jest pionowa, a przez szczelinę pionową (rys. 11.68d) — pozioma. Ograniczenie promieniowania do jednej strony płaszczyzny możemy osiągnąć poprzez umieszczenie z tyłu szczeliny



Rys. 11.69. Antena szczelinowa: a) z wnęką, b) na powierzchni ziemi



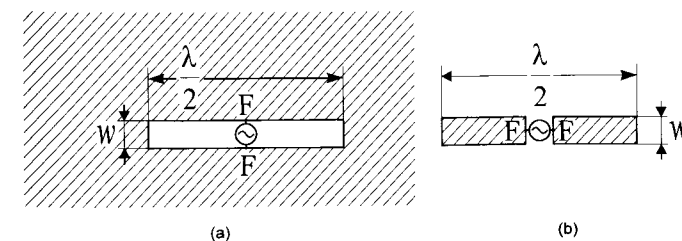
Rys. 11.70. Antena szczelinowa zasilana falowodem



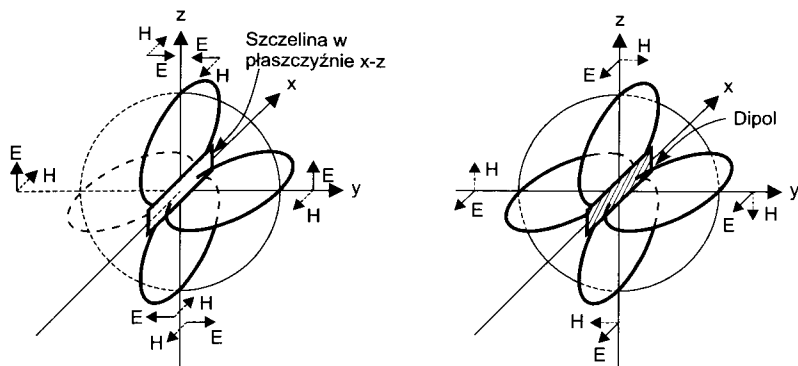
Rys. 11.71. Układ antenowy złożony ze szczelin w falowodzie

wnęki metalowej o głębokości $d = \lambda/4$ (rys. 11.69a). Dla fal o większych długościach możemy wykonać wykop na powierzchni ziemi, a następnie pokryć go materiałem dobrze przewodzącym, np. blachą miedzianą (rys. 11.69b). Jedną wiązkę główną ma także otwarty koniec falowodu (rys. 11.70). Wycięcie szczelin w falowodzie w odpowiedni sposób pozwala zbudować układ antenowy. Układ przedstawiony na rys. 11.71 składa się z ukośnie wyciętych szczelin w odległości $\lambda_g/2$ od siebie i ma maksimum promieniowania w kierunku prostopadłym do falowodu. Promieniowana fala ma w tym przypadku polaryzację poziomą.

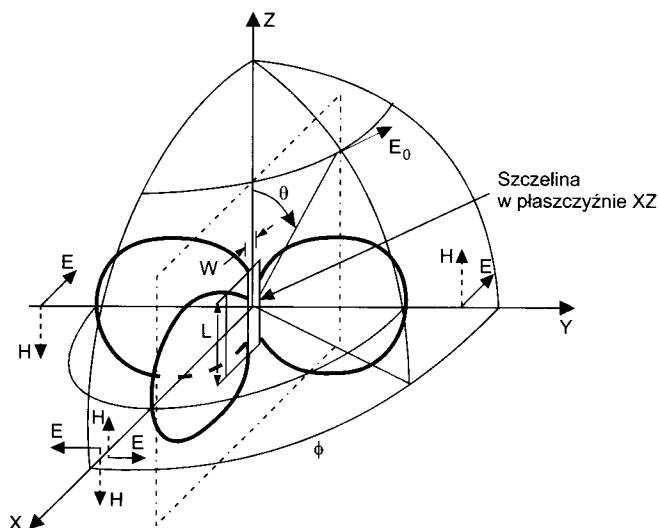
Rozważmy antenę szczelinową pokazaną na rys. 11.72a. Jej charakterystyka promieniowania jest taka sama jak charakterystyka dopełniającego dipola o szerokości w zasilanego względem zacisków F-F z tą różnicą, że zamienione są składowe elektryczna i magnetyczna, oraz że składowa pola elektrycznego w szczelinie normalna do niej jest nieciągła przy przejściu z jednej strony szczeliny na drugą (zmiana kierunku pola). Podobnie nieciągła jest składowa styczna pola magnetycz-



Rys. 11.72. Szczelina $\lambda/2$ w nieskończonej płaszczyźnie (a) oraz komplementarny dipol półfalowy (b)



Rys. 11.73. Charakterystyka promieniowania: a) szczeliny półfalowej, b) komplementarnego dipola



Rys. 11.74. Charakterystyka promieniowania pionowej szczeliny w nieskończonej płaszczyźnie masy

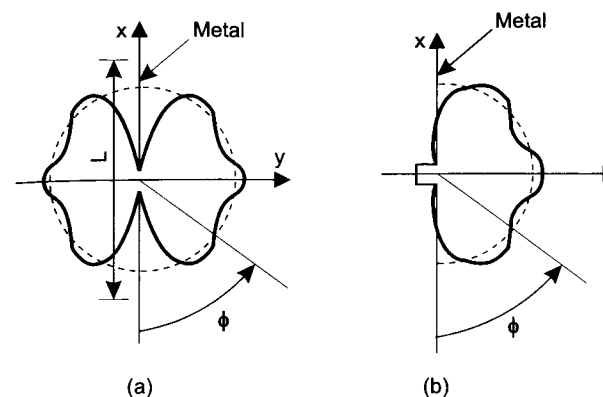
nego w szczelinie. Charakterystyki promieniowania dla szczeliny i dipola są pokazane na rys. 11.73. Nieskończona płaszczyzna przewodząca pokrywa się z płaszczyzną xz, a dłuższy rozmiar szczeliny z kierunkiem osi x. Dipol dopełniający jest umieszczony wzdłuż osi x. Obie charakterystyki mają identyczny kształt, przy czym kierunki E i H wzajemnie się zamieniały. Dla szczeliny umieszczonej w układzie współrzędnych z rys. 11.74 fala w płaszczyźnie xy ma wszędzie polaryzację poziomą, a znormalizowana składowa E_ϕ dla szczeliny o długości $\lambda/2$ wynosi [9]

$$E_\phi(\theta) = \frac{\cos[(\pi/2)\cos\theta]}{\sin\theta} \quad (11.87)$$

Zakładając nieskończenie rozległą płaszczyznę mamy

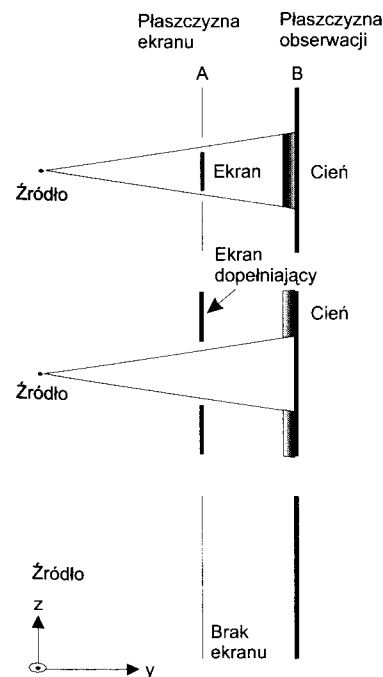
$$E_\phi(\phi) = \text{const} \quad (11.88)$$

Rozkład pola w szczelinie półfalowej jest podobny do rozkładu prądu w dipolu półfalowym (rozkład sinusoidalny). Użycie płaszczyzny o skończonych rozmiarach



Rys. 11.75. Charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xy szczeliny z rys. 11.74 wyciętej w skończonej płaszczyźnie $L \times L$: a) szczelina otwarta, b) szczelina zamknięta z lewej strony (linia przerywana — charakterystyka dla szczeliny w nieskończenie rozległej płaszczyźnie) [9]

nie wpływa zbyt na charakterystykę $E_\phi(\theta)$, jednak dość istotnie modyfikuje $E_\phi(\phi)$. Na przykład na kierunku x pola wytwarzane przez obie strony szczeliny mają równą amplitudę, lecz przeciwne fazy, w wyniku czego wypadkowe pole jest bliskie zeru. Na rysunku 11.75 przedstawiono porównanie charakterystyk promieniowania dla szczelin umieszczonych na płaszczyźnie o długości L z charakterystyką dla płaszczyzny nieskończonej. Szczelina z rys. 11.75b jest z jednej strony zamknięta wewnątrz, przez co ograniczono charakterystykę tylko do jednej półprzestrzeni.



Rys. 11.76. Ilustracja zasady Babinet dla optyki

W analizie anten szczelinowych bardzo dużą rolę odgrywa *zasada Babineta*. Dla optyki brzmi ona następująco:

Pole w dowolnym punkcie za płaszczyzną, w której znajduje się przesłona (ekran), zsumowane z polem występującym w tym samym punkcie w przypadku, gdy w płaszczyźnie umieścimy ekran dopełniający, jest równe polu w tym punkcie, gdy nie przesłania go żaden ekran.

Ilustrację tej zasady pokazano na rys. 11.76. Jeśli umieścimy nieprzezroczysty ekran, to w płaszczyźnie obserwacji pojawi się za nim strefa cienia, a pole na płaszczyźnie obserwacji będzie pewną funkcją x , y i z :

$$F_s = f_1(x, y, z) \quad (11.89)$$

Jeśli następnie umieścimy ekran komplementarny, to pole za nim będzie opisane funkcją

$$F_{cs} = f_2(x, y, z) \quad (11.90)$$

Jeśli usuniemy wszystkie ekrany, to pole w płaszczyźnie obserwacji wyniesie

$$F_o = f_3(x, y, z) \quad (11.91)$$

Zasada Babineta mówi nam, że dla ustalonego punktu o współrzędnych x_1 , y_1 , z_1 zachodzi

$$F_s + F_{cs} = F_o \quad (11.92)$$

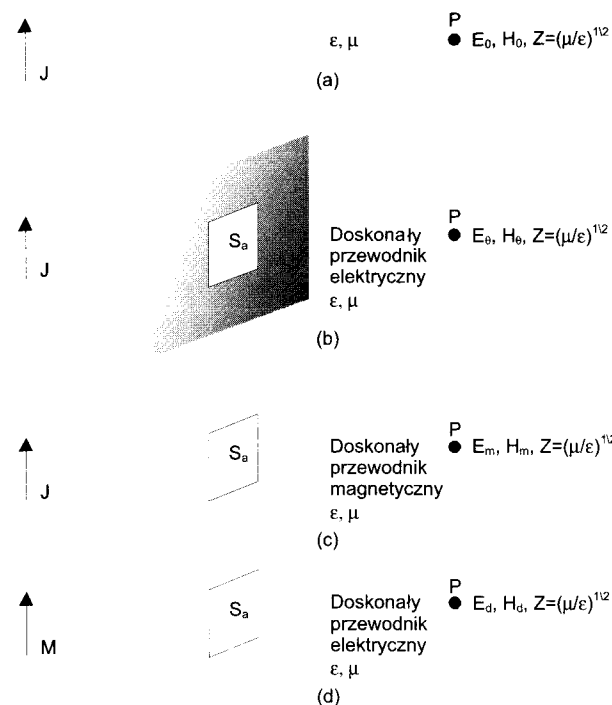
Zasada Babineta została uogólniona dla przypadku pól elektromagnetycznych mających charakter wektorowy. Zakładamy tu, że ekran jest doskonale przewodzącą i nieskończenie cienką płaszczyzną. Jeśli jeden ekran, w którym wycięto szczelinę, jest doskonale przewodzący ($\sigma = \infty$), to ekran komplementarny do niego musi być wykonany z idealnego przewodnika magnetycznego ($\mu = \infty$, rys. 11.77). Ponieważ nie istnieją idealne przewodniki magnetyczne, podobne rezultaty można osiągnąć stosując ekrany z przewodników elektrycznych i zamieniając między sobą wielkości elektryczne i magnetyczne. Zatem ekran magnetyczny zamieniamy na elektryczny, źródło elektryczne J zamieniamy na źródło magnetyczne M , a w punkcie obserwacji wytwarzane są pola E_d i H_d (rys. 11.77a). Pole wypadkowe jest równe (oznaczenia jak na rys. 11.77)

$$\vec{E}_o = \vec{E}_e + \vec{H}_d \quad (11.93)$$

$$\vec{H}_o = \vec{H}_e - \vec{E}_d \quad (11.94)$$

Zwróćmy uwagę na zmianę impedancji charakterystycznej ośrodka na rys. 11.77d (zamiana μ i ϵ). Źródło magnetyczne w szczelinie może być znalezione używając wzoru (1.34).

Korzystając z zasady Babineta można wyprowadzić ważną zależność wiążącą impedancje wejściowe struktur komplementarnych:



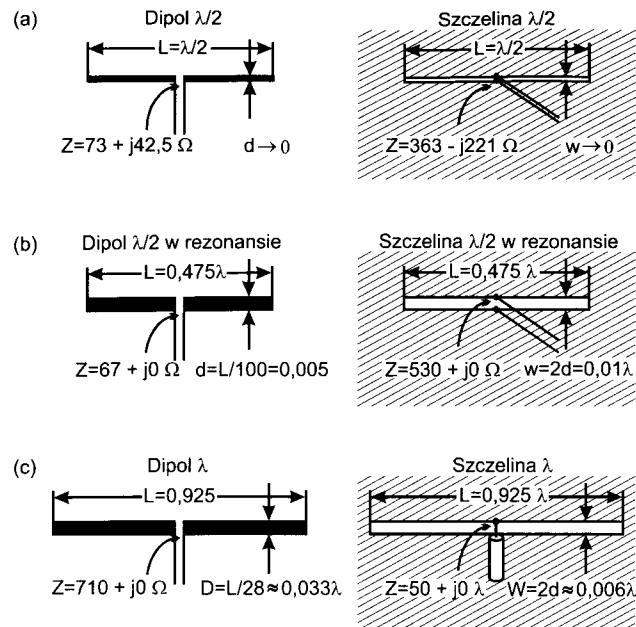
Rys. 11.77. Zasada Babineta dla pól elektromagnetycznych

$$Z_s Z_c = \frac{Z_o^2}{4} \quad (11.95)$$

gdzie Z_s i Z_c są impedancjami wejściowymi odpowiednio anteny wykonanej z idealnego przewodnika i anteny do niej komplementarnej, a Z_o jest impedancją falową próżni. Z zależności tej korzystaliśmy już przy okazji analizy anten spiralnych. Impedancję anteny szczelinowej możemy więc określić bardzo szybko, jeśli znamy impedancję wejściową dipola liniowego, który jest z nią komplementarny. Ponieważ impedancja jest w ogólności liczbą zespoloną, możemy przekształcić zależność (11.95) do następującej postaci (uwzględniając wartość Z_o):

$$Z_s = \frac{35476}{R_c + jX_c} = \frac{35476}{R_c^2 + X_c^2} (R_c - jX_c) \quad (11.96)$$

Jeśli zatem impedancja dipola ma charakter np. indukcyjny, to odpowiadająca mu szczelina ma impedancję o charakterze pojemnościowym. Wydłużenie dipola liniowego ponad $\lambda/2$ zwiększa składową indukcyjną, natomiast wydłużenie szczeliny półfalowej zwiększa jej składową pojemnościową. Na rysunku 11.78 przedstawiono impedancje szczelin komplementarnych do nieskończenie cienkiego dipola półfalowego, dipola o skończonej średnicy w rezonansie oraz dipola całofalowego w rezonansie. Jeśli anteny szczelinowe uzupełnimy wnękami o tak dobranych rozmiarach, że na zaciskach anteny wystąpi zerowa susceptancja, to impedancja wejściowa anteny szczelinowej ulegnie dwukrotnemu zwiększeniu. Podane wyniki



Rys. 11.78. Porównanie impedancji dipoli cylindrycznych oraz komplementarnych anten szczelinowych [9]

są prawdziwe dla płaszczyzn o nieskończonych wymiarach. Impedancja pozostanie praktycznie nie zmieniona, jeśli użyjemy płaszczyzn o skończonych rozmiarach, ale odległość od krawędzi szczeliny do krawędzi płaszczyzny będzie równa co najmniej długości fali. Zmierzona impedancja anten szczelinowych bardzo zależy od konstrukcji zacisków anteny.

Szerokość pasma pracy anteny szczelinowej jest taka sama jak dipola komplementarnego. Można ją powiększyć poprzez zwiększenie szerokości szczeliny.

11.6. Anteny mikropaskowe

11.6.1. Stosowane struktury i metody zasilania

Anteny mikropaskowe są znane od ponad 30 lat. Na początku lat pięćdziesiątych zaobserwowano promieniowanie pochodzące od linii mikropaskowych. Z punktu widzenia użycia linii transmisyjnych było to jednak zjawisko niepożądane i poza kilkoma artykułami sugerującymi jego wykorzystanie do budowy anten nie wzbudziło większego zainteresowania. Dopiero na początku lat 70. pokazano, że anteny mikropaskowe mogą mieć praktyczne zastosowanie. Od tego czasu nastąpił gwałtowny rozwój prac badawczych. Jest to spowodowane ich wieloma zaletami. Oto najważniejsze z nich:

- mała waga i objętość,
- możliwość umieszczenia anten nie tylko na płaskiej powierzchni, ale również na powierzchniach cylindrycznych, kulistych itp., co ma szczególne znaczenie

w przypadku samolotów czy zdalnie kierowanych pocisków (obniżenie oporów powietrza i zmniejszenie skutecznej powierzchni odbicia),

- niskie koszty produkcji; anteny mogą być wytwarzane przy użyciu technik fotolitograficznych i doskonale nadają się do produkcji masowej,
- możliwość uzyskania polaryzacji liniowej i kołowej (prawy- i lewoskrętnej),
- możliwość tworzenia dużych układów antenowych o stałej bądź elektronicznie sterowanej wiązce,
- łatwa integracja z układami elektronicznymi współpracującymi z anteną oraz z zasilającymi liniami transmisyjnymi. Cecha ta nabiera obecnie szczególnego znaczenia ze względu na coraz większe wykorzystywanie fal milimetrowych we współczesnej telekomunikacji.

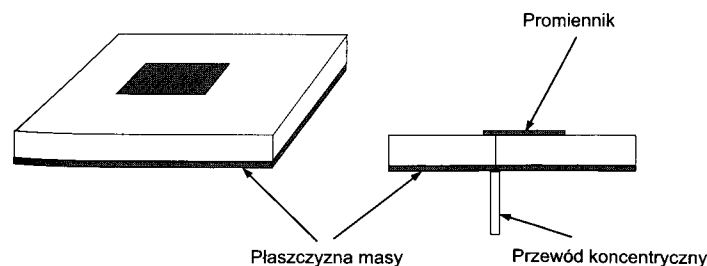
Anteny mikropaskowe mają też i wady, do których można zaliczyć:

- małą szerokość pasma pracy,
- niewielką sprawność, a więc również zysk energetyczny,
- niepożądane promieniowanie z obwodów zasilających,
- niezbyt dobrą czystość polaryzacji,
- ograniczenia mocy dla anten nadawczych,
- problemy związane z tolerancjami wymiarów geometrycznych anteny oraz koniecznością używania podłoża o dobrej jakości, głównie w funkcji temperatury (szczególnie ważne dla wyższych częstotliwości pasma mikrofalowego).

Rola anten mikropaskowych we współczesnych systemach radiowych jest ogromna. Anteny te znalazły zastosowanie zarówno w systemach wojskowych, jak i cywilnych, z których najważniejsze to:

- systemy radiolokacyjne,
- systemy radiokomunikacyjne: radiodifuzja satelitarna, systemy ruchomej radiokomunikacji lądowej (telefonii komórkowej) i satelitarnej, systemy przywoławcze (*paging*), linie radiowe,
- lotnicze systemy nawigacyjne, wysokościomierze,
- aplikatory mikrofal do diatermii mikrofalowej,
- systemy antyłamaniowe,
- radiometria mikrofalowa (*remote sensing*).

Dzieje się tak ze względu na zalety anten mikropaskowych wyróżniające je spośród innych anten przeznaczonych do pracy w zakresie mikrofal. Wysiłki naukowców i inżynierów idą w kierunku ograniczenia wad i poszerzenia zakresu zastosowań, co częściowo już się udało. Ze względu na liczne zastosowania we



Rys. 11.79. Antena mikropaskowa zasilana współosiowo

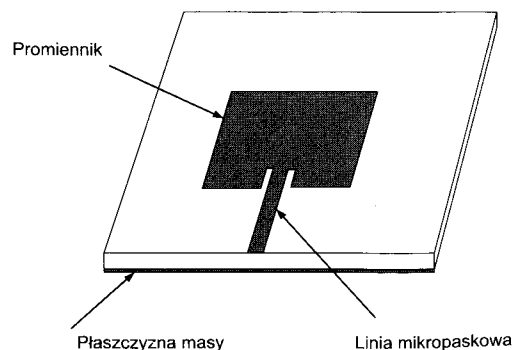
współczesnej radiokomunikacji poświęcimy antenom mikropaskowym nieco więcej miejsca.

Jedną z pierwszych i do dziś stosowanych struktur jest **antena mikropaskowa zasilana współosiowo** przedstawiona na rys. 11.79. Składa się ona z promiennika, z reguły w kształcie prostokąta, umieszczonego na podłożu dielektrycznym. Żyłka kabla koncentrycznego jest elektrycznie połączona z promiennikiem, a ekran kabla z płaszczyzną masy. Antena mikropaskowa zasilana współosiowo ma następujące cechy:

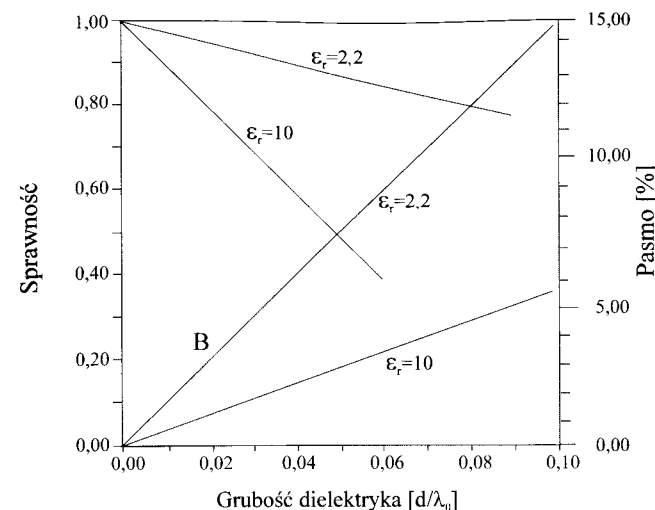
- stosunkowa łatwość wykonania,
- zmniejszona niezawodność ze względu na mechaniczne połączenie żyły kabla i promiennika,
- możliwość regulacji impedancji wejściowej przez zmianę punktu podłączenia żyły,
- niski poziom niepożądanego promieniowania (typowo ok. -30 dB), wąskie pasmo pracy (typowo ok. 3%),
- trudności z modelowaniem grubych elektrycznie ($d > 0,02\lambda_0$) struktur oraz z modelowaniem przejścia żyły — promiennik,
- możliwość wystąpienia zniekształceń intermodulacyjnych na złączu dwóch różnych metali,
- trudniejsze wykonanie układów antenowych oraz zespolenie z mikrofalowymi układami scalonymi MUS (układy zasilające są poza strukturą samej anteny).

Kolejnym typem jest **antena zasilana linią mikropaskową** (rys. 11.80). Ma ona następujące cechy charakterystyczne:

- łatwość wykonania struktury (wyłącznie techniką fotolitograficzną),
- możliwość kontrolowania dopasowania przez zmianę miejsca podłączenia linii,
- niski poziom niepożądanego promieniowania (typowo ok. -20 dB),
- wąskie pasmo (linia mikropaskowa wymaga podłoża elektrycznie cienkiego — $d \ll \lambda_0$),
- prostszy model analityczny niż dla anteny zasilanej współosiowo,
- promiennik i linia zasilająca są umieszczone na tym samym podłożu, co może powodować wzajemne sprzężenia i niekontrolowaną zmianę parametrów,
- łatwiejsza integracja z układami elektronicznymi.



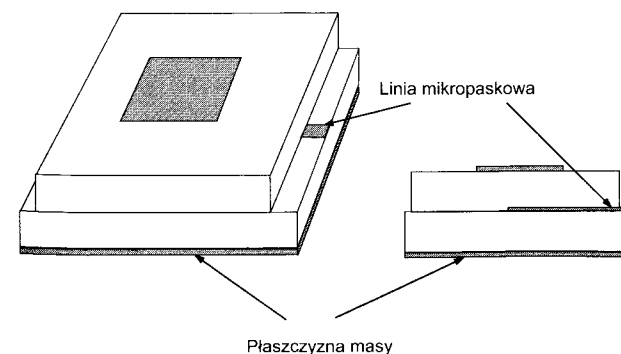
Rys. 11.80. Antena mikropaskowa zasilana linią mikropaskową



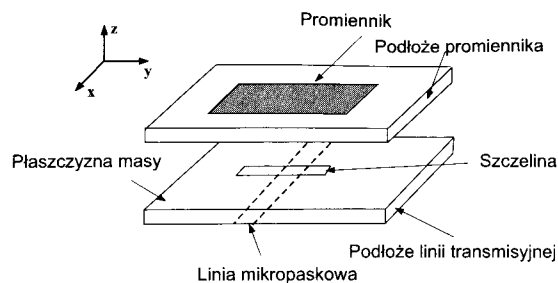
Rys. 11.81. Zależność sprawności i szerokości pasma (B) anteny mikropaskowej od grubości dielektryka

Możliwość umieszczenia promiennika i linii zasilającej po tej samej stronie podłoża jest zaletą z punktu widzenia produkcji anten i możliwości zespolenia z układami aktywnymi. Jednak układy elektroniczne mogą być zakłócone poprzez promieniowanie pochodzące z anteny. Istnieje ponadto wzajemne sprzężenie pomiędzy promiennikiem a linią zasilającą. Niemożliwe jest również pogodzenie optymalnych parametrów podłoża dla promiennika i linii mikropaskowej. Ze względu na sprawność anteny pożądane jest, aby przenikalność elektryczna podłoża była jak najmniejsza (rys. 11.81). Z kolei aby ograniczyć pole rozproszenia linii mikropaskowej i zmniejszyć jej wymiary geometryczne, należy używać materiału o jak największej przenikalności elektrycznej. Ograniczenia te doprowadziły do powstania dwóch nowych struktur. Pierwsza z nich to **antena mikropaskowa sprzężona elektromagnetycznie** przedstawiona na rys. 11.82. Charakteryzują ją następujące cechy:

- większa trudność w produkcji od anteny zasilanej mikropaskowo,



Rys. 11.82. Antena mikropaskowa sprzężona elektromagnetycznie



Rys. 11.83. Antena mikropaskowa zasilana szczelinowo

- dopasowanie poprzez dobór długości stroika,
 - niski poziom niepożądanego promieniowania,
 - szersze pasmo pracy (ok. 10%),
 - łatwiejszy model analityczny niż dla anteny zasilanej współosiowo,
 - linia zasilająca i promiennik znajdują się na podłożach o różnej przenikalności.
- W omawianej strukturze nie wyeliminowano jednak wzajemnego wpływu promiennika i linii transmisyjnej. Wadę tę usunięto dopiero w **antenie mikropaskowej zasilanej szczelinowo** pokazanej na rys. 11.83. Sprzężenie promiennika i linii odbywa się poprzez wyciętą w płaszczyźnie masy szczelinę. Antenę zasilaną szczelinowo można scharakteryzować następująco:

- najtrudniejsza do produkcji spośród wymienionych do tej pory rodzajów anten,
- antena o wysokiej niezawodności ze względu na brak połączeń mechanicznych promiennika i kabla współosiowego,
- linia zasilająca (paskowa lub mikropaskowa) oddzielona od promiennika płaszczyzną masy; rozwiązanie to umożliwia łatwiejsze projektowanie struktury zasilającej układy antenowe, izolację układów aktywnych oraz możliwość optymalnego doboru przenikalności elektrycznej podłoża,
- niski poziom niepożądanego promieniowania około -20 dB, ale poniżej płaszczyzny masy,
- wąskie pasmo pracy (1–4%),
- możliwość regulacji dopasowania poprzez długość stroika i rozmiar szczeliny.

Odmianą tej anteny jest antena szczelinowa pozbawiona promiennika.

Z innych typów można wymienić antenę zasilaną linią szczelinową prowadzoną w płaszczyźnie masy, mikropaskową wersję anten Yagi, anteny logarytmicznie periodyczne czy układy dipoli wykonanych w technice drukowanej. Promiennik czynny może być również otoczony kilkoma elementami biernymi umieszczonymi na tej samej warstwie dielektryka. W ostatnich latach dużą popularność zdobywają struktury anten wielowarstwowych. Przyczyny tego stanu rzeczy są następujące:

- możliwość zwiększenia dostępnej przestrzeni, w której są umieszczone układy aktywne i układy zasilające anteny,
- możliwość uniknięcia ograniczeń topologicznych przy projektowaniu sieci zasilającej,
- izolacja niepożądanego promieniowania od układów zasilających,

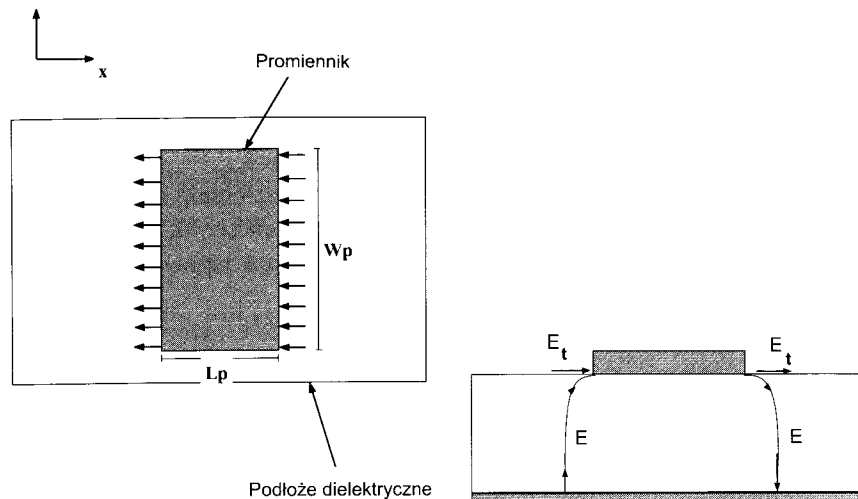
- możliwość pokrycia anteny zewnętrzną warstwą dielektryka chroniącego strukturę przed wpływem niekorzystnych czynników atmosferycznych,
- możliwość osiągnięcia dopasowania w szerokim zakresie kątów przestrajania wiązki (ważne dla układów antenowych) poprzez umieszczenie w odpowiedniej odległości od czoła anteny dielektryka o dużej przenikalności,
- możliwość poszerzenia pasma pracy anteny przez umieszczenie nad sobą kilku promienników znajdujących się na różnych warstwach dielektryka,
- możliwość otrzymania dwóch ortogonalnych polaryzacji liniowych lub polaryzacji kołowej,
- możliwość zwiększenia zysku energetycznego poprzez zastosowanie konfiguracji wielowarstwowej dielektryka pokrywającego z odpowiednio dobranymi grubościami oraz parametrami elektrycznymi poszczególnych warstw.

11.6.2. Modele analityczne

Niezwykle istotny z punktu widzenia analizy i projektowania anten mikropaskowych jest dobór odpowiedniego modelu odzwierciedlającego rzeczywistą strukturę. Dobry model powinien być rygorystyczny (ściśły), a więc uwzględniać jak najwięcej rzeczywistych zjawisk fizycznych, a także umożliwiać algorytmizację i szybkie obliczenia podstawowych parametrów anten za pomocą komputerów. Oznacza to, że musi on być możliwie prosty. Otrzymane wyniki powinny mieć dokładność odpowiadającą danemu zastosowaniu. Pożądane jest również, aby model pozwalał na dobrą ilustrację rzeczywistych procesów zachodzących w antenie umożliwiając zrozumienie zasady jej działania, oraz aby otrzymywane za jego pomocą wyniki można było łatwo interpretować. Dalej opisano pokrótce najbardziej popularne modele: model linii transmisyjnej (transmisyjny), model wnękowy oraz model pełnofalowy.

Najstarszym historycznie, a jednocześnie najprostszym jest **model linii transmisyjnej**. Obliczenia na jego podstawie są najszybsze spośród wszystkich wymienionych tu modeli. Daje on dość dobre wyniki, wystarczające do celów inżynierskich. Najpoważniejszą wadą modelu linii transmisyjnej jest ograniczenie tylko do promienników w kształcie prostokąta lub kwadratu. Otrzymane wyniki tym lepiej przybliżają rzeczywistą antenę, im cieńsze jest podłoże dielektryczne. Model nie uwzględnia strat w dielektryku ani zjawiska fali powierzchniowej. Ponadto nie nadaje się do projektowania struktur wielowarstwowych.

Rozważmy antenę mikropaskową przedstawioną na rys. 11.84. Istota modelu polega na traktowaniu promiennika jako bardzo szerokiej linii transmisyjnej o małej impedancji o długości rezonansowej L_p . Obszary pomiędzy krawędziami promiennika a płaszczyzną masy to szczeliny promieniujące, odpowiedzialne za promieniowanie i pole rozproszenia. Składowe pola elektryczne styczne do powierzchni w obu szczelinach mają tę samą fazę (składowe normalne są w przeciwfazie). Model anteny zatem to dwie szczeliny promieniujące o dużej impedancji połączone odcinkiem linii transmisyjnej o małej impedancji. Pomiedzy szczelinami istnieje sprzężenie, które jest uwzględnione w modelu. Napięcia i prądy na zaciskach linii są sprzężone poprzez dwuwrotowy obwód reprezentujący



Rys. 11.84. Antena mikropaskowa z zaznaczonymi wymiarami promiennika i składowymi pola

propagację pola w przestrzeni ponad anteną. Napięcie i prąd wzdłuż linii transmisyjnej są przybliżone wzorami:

$$U(x) = U_0 \cos \frac{\pi x}{L_p} \quad (11.97)$$

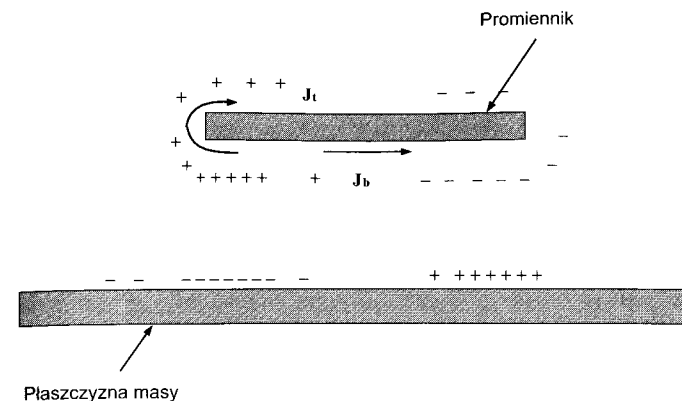
$$I(x) = \frac{U_0}{Z_0} \cos \frac{\pi x}{L_p} \quad (11.98)$$

Wzory te umożliwiają łatwe wyjaśnienie impedancji wejściowej, będącej stosunkiem napięcia do prądu

$$Z_{we} = \frac{U}{I} \quad (11.99)$$

W punkcie zasilającym umieszczonym wzdłuż krawędzi promieniującej ($x = 0$ lub $x = L_p$) napięcie ma wartość maksymalną, natomiast prąd minimalną, zatem impedancja wejściowa ma swoje maksimum. Dla punktu umieszczonego w środku promiennika ($x = L_p/2$) napięcie wynosi 0, a prąd ma wartość maksymalną, tak więc impedancja wejściowa anteny wynosi 0. Widać zatem, że zmieniając punkt zasilania anteny można osiągnąć dopasowanie impedancji wejściowej anteny do impedancji charakterystycznej linii zasilającej. Na krawędzi promieniującej typowa wartość impedancji waha się od 150 do 300 omów. Model linii transmisyjnej pozwala ponadto na obliczenie częstotliwości rezonansowej, dobroci i charakterystyki promieniowania.

Model wnekowy jest dokładniejszy od modelu linii transmisyjnej i umożliwia znacznie lepsze intuicyjne zrozumienie działania anteny mikropaskowej. Model wnekowy jest nieskomplikowany numerycznie, umożliwia analizę promienników o innych kształtach niż prostokątne i uwzględnia straty w dielektryku. Nie jest jednak możliwe uwzględnienie zjawiska fal powierzchniowych, wzajemnego



Rys. 11.85. Rozkład ładunków w antenie mikropaskowej

sprężenia między elementami w układach antenowych, niemożliwa jest ponadto analiza struktur wielowarstwowych. Istnieje wiele modyfikacji modelu podstawowego, z których najbardziej znany jest model wielowrotowy, polegający na rozbiciu brzegu promiennika na kilka wrót, w których efektywne admitancje obciążenia modelują zarówno brzeg promiennika, jak i punkt zasilający. Model wielowrotowy umożliwia analizę elementów biernych i układów antenowych. Model wnekowy i jego pochodne dają dobre wyniki tylko dla anten o małej grubości dielektryka (duża dobroć).

W momencie, kiedy prąd zmienny zostanie dostarczony do promiennika, na powierzchni masy oraz obu stronach promiennika wytwarza się rozkład ładunków pokazany na rys. 11.85. Występują tutaj dwie tendencje: pierwsza, polegająca na przyciąganiu się przeciwnych ładunków ze spodniej strony promiennika i płaszczyzny masy i utrzymująca ładunki na spodniej stronie oraz druga, polegająca na odpychaniu się jednoimiennych ładunków i przesuwaniu ich na wierzchnią stronę promiennika. Dla cienkich dielektryków pierwsza tendencja jest dominująca i prawie wszystkie ładunki są umieszczone na spodniej stronie promiennika. Większość prądu płynie zatem płynie po wewnętrznej stronie, co oznacza, że składowa pola magnetycznego styczna do krawędzi promiennika jest bardzo mała. Zakładając, że jest ona równa zero możemy umieścić w płaszczyźnie między krawędzią promiennika a masą doskonały przewodnik magnetyczny. Wprowadzenie ścianki magnetycznej zakłóci rozkład pola magnetycznego, lecz zmiana będzie tym mniejsza, im cieńsze będzie podłoże. Przyjmując zatem następujące założenia:

- w obszarze ograniczonym promiennikiem i płaszczyzną masy występuje tylko składowa E_z pola elektrycznego oraz składowe H_x i H_y pola magnetycznego,
 - pola w tym obszarze są niezależne od współrzędnej z dla interesujących nas częstotliwości,
 - składowa styczna pola magnetycznego wynosi 0,
- można zastąpić antenę wneką rezonansową, której ścianki boczne są wykonane z doskonałego przewodnika magnetycznego, a ścianki górna i dolna z doskonałego przewodnika elektrycznego. Rozkłady pól elektrycznego i magnetycznego w antenie

mogą zostać określone poprzez rozwiązanie równania Helmholtza dla jednorodnej wnęki rezonansowej przy zerowych warunkach brzegowych. Amplituda pola nie może być określona tylko na podstawie samej wnęki. Jeśli założymy, że dielektryk wewnątrz rezonatora wnękowego jest bezstratny, to analiza wykaże, że impedancja wejściowa jest czystą reaktancją. Wynik ten stoi w sprzeczności z pomiarami — impedancja wejściowa anteny mikropaskowej ma część rzeczywistą odpowiedzialną za promieniowanie energii w przestrzeń.

Dla dominującego rodzaju rezonansowego pole elektryczne w kierunku osi z może być określone jako

$$E_z = E_0 \cos \frac{\pi x}{L_p} \quad (11.100)$$

natomiast pole magnetyczne jako

$$H_y = H_0 \sin \frac{\pi x}{L_p} \quad (11.101)$$

Rodzaje rezonansowe wyższych rzędów mają więcej zmian wzdłuż osi x i/lub osi y . Rezultat ten nie uwzględnia deformacji pola występującego na krawędziach promiennika, tak więc konieczna jest poprawka długości rezonansowej w celu otrzymania dokładnej częstotliwości rezonansu anteny.

Model anten mikropaskowych uwzględniający strukturę podłoża i prawdziwy dla każdej częstotliwości jest zwany **modelem pełnofalowym**. Zakłada on, że podłoże wraz z płaszczyzną masy mają nieskończone wymiary. Jest to w zasadzie jedyne ograniczenie teoretyczne, które w praktyce nie ma większego wpływu na obliczone parametry (za wyjątkiem charakterystyki promieniowania). W modelu pełnofalowym przyjmuje się odpowiednie warunki brzegowe na granicy dielektryków między warstwami lub na granicy dielektryk — powietrze. Model wykorzystuje funkcje Greena dla dielektryków wielowarstwowych, które pozwalają uwzględnić promieniowanie anteny, wzbudzenie się fal powierzchniowych, straty w dielektryku oraz wzajemne sprzężenia między elementami. Użycie funkcji Greena w połączeniu z metodą momentów daje w rezultacie bardzo dokładny opis, który znajduje zastosowanie do praktycznie wszystkich możliwych struktur anten. Kosztem, jaki płaci się za wysoką dokładność i uniwersalność, jest duży poziom komplikacji i wymagana bardzo duża moc obliczeniowa komputerów. Cechy modelu są następujące:

- dokładność — model pełnofalowy dostarcza najdokładniejszych wyników przy obliczaniu parametrów anten (impedancja wejściowa, wzajemne sprzężenia itd),
- zupełność — model obejmuje wszystkie zjawiska fizyczne, takie jak efekt fal powierzchniowych, wzajemne sprzężenia między elementami, promieniowanie anteny, straty w dielektryku i przewodnikach itp.,
- uniwersalność — model można zastosować do arbitralnie narzuconych struktur i układów antenowych, różnych sposobów zasilania, układów wielowarstwowych i anizotropowych,
- złożoność obliczeniowa — model pełnofalowy wymaga największej mocy

obliczeniowej (obok modelu opartego na technice FDTD) spośród wszystkich wymienionych tu modeli oraz wymaga szczególnie starannej algorytmizacji i programowania w celu zwiększenia efektywności kodu.

Inna obiecująca metoda analizy jest oparta na technice **FDTD** (*Finite Difference Time Domain*). Wymaga ona bardzo dużych mocy obliczeniowych i zasobów komputera, co praktycznie ogranicza obecnie od dołu częstotliwość analizy anten, jednak przy ciągłym postępie w budowie szybkich komputerów to ograniczenie wkrótce przestanie być istotne. Metoda FDTD nie narzuca żadnych ograniczeń na strukturę geometryczną anteny. Charakterystyka promieniowania w strefie dalekiej jest obliczana za pomocą transformaty Fouriera pola w otoczeniu anteny (strefa bliska).

Wspomaganie procesu projektowania anten za pomocą programów komputerowych jest zagadnieniem bardzo istotnym. Skraca ono czas potrzebny na wykonywanie kolejnych modeli, a także obniża koszty całego procesu. Ostatecznym potwierdzeniem symulacji komputerowych wykonanych w procesie projektowania jest jednak zawsze budowa i pomiar rzeczywistego modelu anteny.

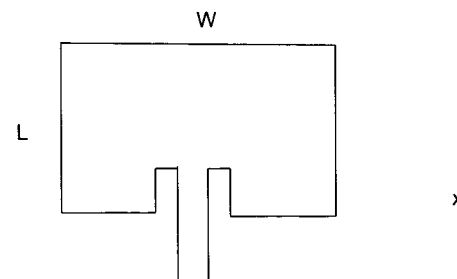
Uproszczone projektowanie anteny mikropaskowej o kształcie prostokątnym polega na określeniu częstotliwości rezonansowej i właściwym dobraniu materiału dielektrycznego (laminatu) o przenikalności względnej ϵ_r . Długość rezonansowa L (rys. 11.86) może być obliczona z przybliżonego wzoru [15]

$$L = 0,49 \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (11.102)$$

Impedancja wejściowa na krawędzi łąty ($x = 0$) wynosi [15]

$$Z_{we} = 90 \frac{\epsilon_r^2}{\epsilon_r - 1} \left(\frac{L}{W} \right)^2 \quad (11.103)$$

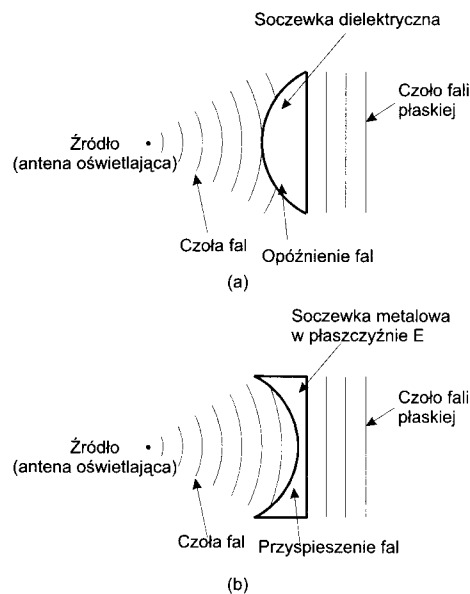
Impedancja wejściowa maleje zatem przy poszerzaniu łąty. Zbyt szeroka łąta może jednak spowodować wzbudzenie się wyższych rodzajów pola w antenie. Można wtedy dopasować impedancję poprzez wycięcie wzdłuż linii mikropaskowej szczeliny o długości x , która redukuje impedancję o czynnik $\cos^2(x \cdot \pi/L)$, choć przy dużych wartościach x (anten wykonanych na podłożu o dużej przenikalności) pogarsza się charakterystyka promieniowania i rośnie promieniowanie o polaryzacji ortogonalnej.



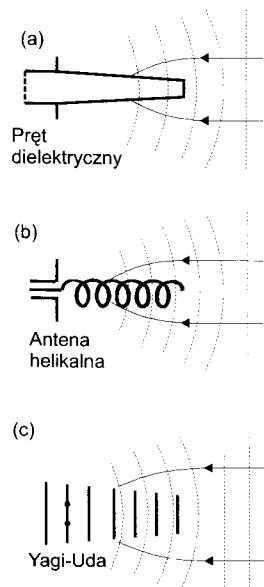
Rys. 11.86. Rozmiary geometryczne prostokątnej anteny mikropaskowej

11.7. Anteny soczewkowe

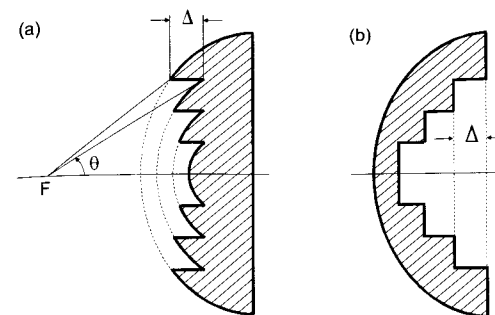
Antena soczewkowa składa się z soczewki i źródła oświetlającego. Soczewka, przez którą przechodzi promieniowanie, przedstawia ośrodek o współczynniku załamania różnym od jedności. Soczewka może być wykonana z dielektryka naturalnego (tworzywa sztuczne, parafina) lub sztucznego, wykonanego z oddzielnych elementów. Dielektrykiem może być też odpowiedni układ płaszczyzn metalowych. Anteny soczewkowe dzielą się na dwie grupy: **soczewki opóźniające**,



Rys. 11.87. Porównanie soczewek dielektrycznych opóźniających (a) i metalowych soczewek przyspieszających (b)



Rys. 11.88. Anteny o podobnej jak soczewka zasadzie działania



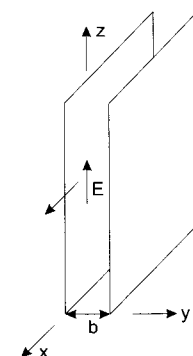
Rys. 11.89. Soczewki strefowane od strony: a) źródła, b) apertury

w której fala jest opóźniana przez soczewkę (rys. 11.87a), oraz **soczewki przyspieszające** (rys. 11.87b), w których czoło fali jest przyspieszane. Podobne działanie jak soczewki wywierają na czoło fali inne rodzaje anten (rys. 11.88).

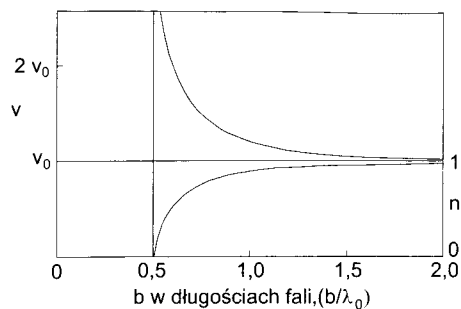
Fala padająca na soczewkę ulega częściowemu odbiciu oraz doznaje tłumienia przechodząc przez jej obszar. Zmniejsza to zysk energetyczny i powoduje pogorszenie charakterystyki promieniowania, wzrasta ponadto WFS w torze zasilającym antenę. Szkodliwe odbicia można zmniejszyć pokrywając soczewkę warstwą dielektryka o odpowiednio dobranym współczynniku załamania i grubości $\lambda/4$. Soczewki charakteryzują się też dużym ciężarem. Aby zmniejszyć tę wadę stosuje się **soczewki strefowane** (rys. 11.89). Dielektryki sztuczne są utworzone z metalowych kulek, dysków, kwadratów lub pasków. W przedziale częstotliwości, w którym rozmiary elementów przewodzących i odległości między nimi są dostatecznie małe w porównaniu z długością fali, dielektryki sztuczne możemy traktować jako niedispersyjne. Soczewki wykonane z dielektryków naturalnych i sztucznych są soczewkami opóźniającymi.

Umieścimy dwie płyty przewodzące w taki sposób, aby były równoległe do wektora pola elektrycznego (rys. 11.90). Prędkość fazowa fali w tak powstałym **falowodzie płaskim** wynosi [9]

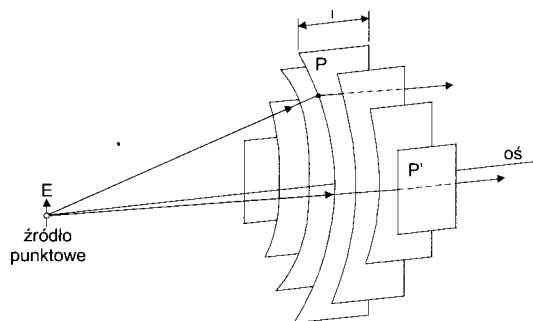
$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda_0/2b)^2}} \quad (11.104)$$



Rys. 11.90. Fala między płytkami metalowymi w soczewce przyspieszającej



Rys. 11.91. Prędkość fali między dwiema płytkami i zastępczy współczynnik załamania w funkcji odległości b między płytkami



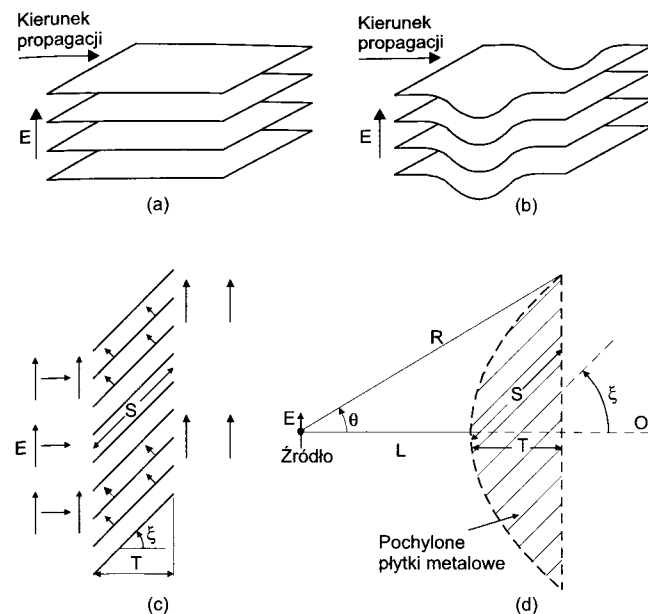
Rys. 11.92. Metalowa soczewka w płaszczyźnie E

gdzie c jest prędkością fazową fali w próżni, λ_0 długością fali w próżni, a b odległością między płytkami. Prędkość w falowodzie jest większa od prędkości światła (rys. 11.91), a współczynnik załamania dany wzorem

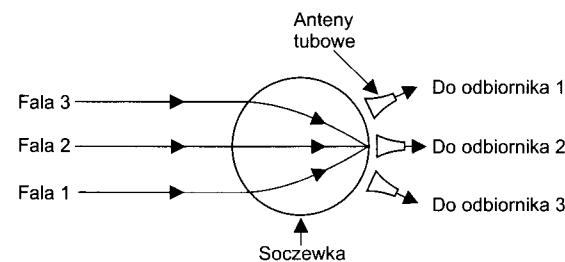
$$n = \sqrt{1 - (\lambda_0/2b)^2} \quad (11.105)$$

jest mniejszy od jedności. Struktura składająca się z wielu równoległych płyt przewodzących może być wykorzystana do budowy **soczewek metalowych w płaszczyźnie E** (przyspieszających), której przykład pokazano na rys. 11.92. Podobnie jak w przypadku soczewek dielektrycznych możemy zmniejszyć ich grubość i tłumienie fali przez wprowadzenie strefowania. Wadą soczewek metalowych tego typu jest ich znaczna zależność od częstotliwości (anten wąskopasmowe). Drugim typem soczewek metalowych są **soczewki w płaszczyźnie H** (rys. 11.93). Prędkość fazowa w tym przypadku praktycznie nie ulega zmianie, jednak poprzez odpowiednie ukształtowanie płaszczyzn droga przebywana przez falę wydłuża się. Soczewki w płaszczyźnie H mają współczynnik załamania równy lub większy od jedności i są soczewkami opóźniającymi.

W antenach soczewkowych mogą być wykorzystywane również **soczewki niejednorodne**, w których współczynnik załamania jest funkcją położenia punktu załamania. Przykładem jest **soczewka Luneberga**, która pobudzona przez dowolne źródło punktowe na jej powierzchni powoduje takie załamanie fali, że wszystkie promienie opuszczające soczewkę są równoległe do średnicy przechodzącej przez punkt pobudzenia (rys. 11.94). Soczewka Luneberga może być użyta do przemia-

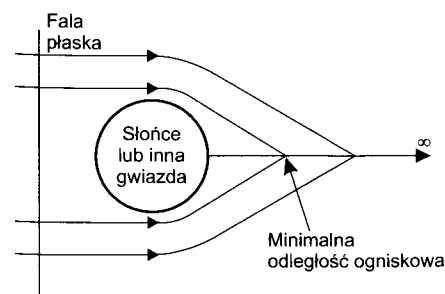


Rys. 11.93. Metalowa soczewka w płaszczyźnie H



Rys. 11.94. Soczewka Luneberga

tania wiązki promieniowania w nieograniczonym zakresie kątowym poprzez zmianę położenia punktu oświetlającego lub do odbioru fal pochodzących z kilku źródeł (np. odbiór sygnałów pochodzących z różnych satelitów geostacjonarnych) bez konieczności mechanicznego poruszania anteną.



Rys. 11.95. Soczewka grawitacyjna

W latach trzydziestych Albert Einstein przeanalizował użycie *soczewek grawitacyjnych* (lub *soczewek Einsteina*) wykorzystujących pole grawitacyjne gwiazd. Padająca fala elektromagnetyczna jest odchylana w polu grawitacyjnym pod kątem zależnym od masy gwiazdy i kierowana na linię ogniskową po drugiej stronie gwiazdy (rys. 11.95). Zysk takiej soczewki jest wprost proporcjonalny do masy gwiazdy i odwrotnie proporcjonalny do długości fali. Dla $\lambda = 1$ mm soczewka wykonana z naszego Słońca ma zysk większy niż 80 dB. Statek kosmiczny z anteną 80 dB wykorzystując zysk soczewki będzie miał do dyspozycji antenę o zysku 160 dB (równoważny układowi antenowemu złożonemu ze 100 milionów anten o zysku 80 dB). Jedyną wadą jest występowanie pewnej minimalnej odległości ogniskowej, która dla Słońca jest równa dwunastokrotnej odległości Plutona od Słońca.

Literatura

1. C.A. Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, New York 1997
2. D.J. Bem. *Anteny i rozchodzenie się fal radiowych*. WNT, Warszawa 1973
3. R.E. Collin. *Antennas and Radiowave Propagation*. McGraw-Hill, New York 1985
4. P. Gianola., J. Szóstka. *General computation of co-polar and cross-polar components of arbitrary aperture coupled multilayer microstrip antennas*. Proc. of 9th International Conference on Antennas and Propagation, 4–7 April 1995, Eindhoven, str. 29 ÷ 32
5. H. Griffiths, B.L. Smith (ed.). *Modern Antennas*. Chapman & Hall, London 1998
6. K. Gupta, A. Benalla. *Microstrip Antenna Design*. Artech House, London 1988
7. P. Hall, J. James (ed.). *Handbook of Microstrip Antennas*. Peter Peregrinus Ltd., London 1989
8. H. Jasik, R. Johnson (ed.). *Antenna Applications Reference Guide*. McGraw-Hill, New York 1987
9. J.D. Kraus. *Antennas*. McGraw-Hill, New York 1988
10. S. Lee, Y. Lo. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold, New York 1988
11. D. Pozar, D. Schaubert. *Microstrip Antennas*. IEEE Press, New York 1995
12. L. Różański, J. Szóstka. *Analiza wielowarstwowych anten mikropaskowych zasilanych szczelinowo*. Krajowe Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1995, tom D, str. 199 ÷ 208
13. L. Różański, J. Szóstka. *Anteny mikropaskowe*. Przegląd Telekomunikacyjny 9/96, str. 557 ÷ 562
14. S. Silver (ed.). *Microwave Antenna Theory and Design*. Peter Peregrinus Ltd., London 1984 (reprint MIT Radiation Lab. Series, Vol. 12, z 1949)
15. W.L. Stutzman, G.A. Thiele. *Antenna Theory and Design*. John Wiley & Sons, New York 1998
16. J. Szóstka. *Projektowanie i właściwości anten mikropaskowych zasilanych szczelinowo*. Krajowe Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1995, tom D, str. 209 ÷ 218
17. J. Szóstka. *Analiza i projektowanie wielowarstwowych anten mikropaskowych zasilanych szczelinowo*. Rozprawa doktorska, Politechnika Poznańska, Poznań 1995
18. J. Szóstka. *Analiza i projektowanie wielowarstwowych anten mikropaskowych zasilanych szczelinowo*. Materiały IX Krajowego Sympozjum Nauk Radiowych URSI '99, Poznań, s. 213 ÷ 218

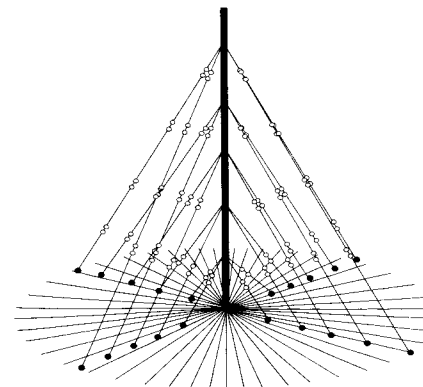
12. Anteny w systemach radiokomunikacyjnych

12.1. Nadawcze i odbiorcze anteny RTV

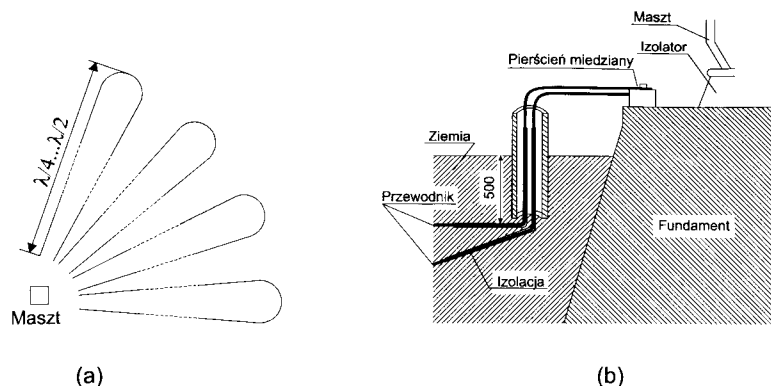
12.1.1. Anteny na zakres fal długich i średnich

Ten rozdział poświęcimy antenom stosowanym w systemach radiokomunikacyjnych. Ze względu na ich wielką różnorodność ograniczymy się do systemów najczęściej spotykanych. Zapoznamy się najpierw z antenami do nadawania i odbioru programów radiowych i telewizyjnych (w tym TV satelitarnej), a następnie nieco szerzej opiszemy anteny wykorzystywane w systemach radiokomunikacji ruchomej lądowej. Bardzo dużo informacji o praktycznych zastosowaniach anten w różnych systemach łączności można znaleźć np. w [13], [15], [20].

Długo- i średniofalowe stacje radiofoniczne są przeważnie umieszczane w środku obsługiwanego obszaru, dlatego też mają charakterystyki dookólne. Ponieważ wykorzystuje się głównie falę powierzchniową, antena powinna promieniować maksymalnie wzdłuż powierzchni ziemi. Charakterystyka w płaszczyźnie pionowej decyduje o warunkach odbioru, szczególnie w nocy. Ponieważ w nocy zasięg fali odbitej od jonosfery jest znaczny, co powoduje silne zakłócenia interferencyjne, antena powinna słabo promieniować pod dużymi kątami elewacji. Najczęściej stosowaną anteną na tych zakresach fal jest unipol pionowy (rys. 12.1). Właściwości unipoli zależą od ich długości elektrycznej, smukłości i parametrów gruntu w pobliżu anteny. Wokół anten stosuje się układy uziemiające (rys. 12.2).



Rys. 12.1. Unipol pionowy na fale długie i średnie w postaci masztu z odciągami

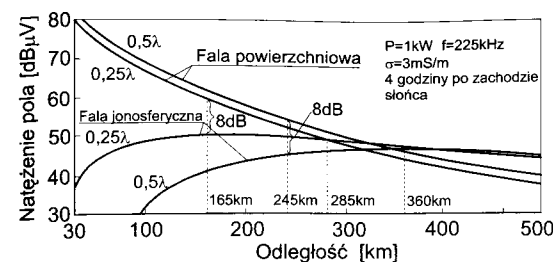


Rys. 12.2. Instalacja uziemiająca: a) sposób ułożenia przewodników, b) sposób łączenia przewodników z podstawą masztu

Typ	Charakterystyka pionowa	a	b	Zysk g	Zysk G [dB]
unipol izotropowy		4,811	152,1	2	3,010
unipol krótki		5,893	186,3	3	4,771
unipol λ/4		6,163	194,9	1,1282	5,161
unipol 0,311 λ		6,324	200	3,450	5,386
unipol półfalowy		7,471	236,2	4,822	6,832

Rys. 12.3. Charakterystyki promieniowania i parametry najpopularniejszych unipoli (a, b — pola elektryczne w mV/m w odległości 1 mili dla składowych E_o i E_θ przy zasilaniu mocą 1 kW) [20]

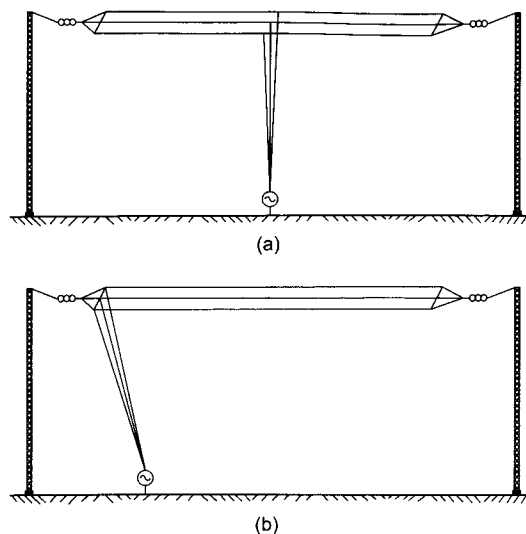
Anteny o długości poniżej $0,25\lambda$ promieniają silnie pod dużymi kątami elewacji. W miarę wzrostu długości promieniowanie to maleje (rys. 12.3) osiągając minimum przy $0,52$ – $0,57\lambda$. Anteny o takich długościach noszą nazwę **przeciwzanikowych**, gdyż ich użycie ogranicza zaniki wywołane interferencją fali powierzchniowej i odbitej. Najczęściej spotykana antena przeciwzanikowa ma długość $0,55\lambda$. Dla dobrego odbioru wymagany jest odstęp 8 dB między falą powierzchniową i jonosferyczną. Na rysunku 12.4 przedstawiono zasięgi dla unipoli $0,25\lambda$ i $0,5\lambda$. Konstrukcja anten na zakres fal długich i średnich stwarza szereg kłopotów natury mechanicznej. Długie maszty wymagają stosowania lin odciągowych, w których indukują się prądy pod wpływem pola w.cz. Wtórne pole promieniowane przez



Rys. 12.4. Przykładowy rozkład natężenia fali jonosferycznej i fali powierzchniowej dla unipola ćwierć- i półfalowego [3]

odciągi interferuje z polem pierwotnym anteny, zniekształcając jej charakterystykę i impedancję wejściową. Aby zminimalizować pola wtórne, odciągi dzieli się za pomocą izolatorów na odcinki nie przekraczające $0,1\lambda$. Przy wysokich masztach pod wpływem elektryczności atmosferycznej na izolowanych odcinkach liny odciągowej gromadzą się ładunki elektryczne. Jeśli napięcie statyczne przekroczy wartość napięcia przeskoju dla izolatora, to następuje wyładowanie łukowe, które może być podtrzymane przez energię w.cz. Należy też pamiętać, że dla pól w.cz. minimalne napięcie potrzebne do wywołania wyładowania łukowego jest kilkakrotnie mniejsze niż w przypadku napięcia stałego. Odciągi przytwierdzone do szczytu masztu odgrywają czasem rolę pojemności wierzchołkowych. Umożliwia to zmniejszenie długości fizycznej anteny przy nie zmniejszonej długości skutecznej. Osobnym problemem jest ochrona nadajnika przed energią pochodzącą z wyładowań atmosferycznych. Polega ona na zwarcie anteny do ziemi za pomocą np. cewki, która dla prądu w.cz. ma bardzo dużą impedancję. W przypadkach wymagających kształtowania charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie poziomej stosuje się układy antenowe złożone z dwóch lub więcej masztów. Taką budowę ma system antenowy Radiowego Centrum Nadawczego w Solcu Kujawskim. System ten tworzą dwa uziemione maszty o wysokościach 330 m ($0,248\lambda$) i 289 m ($0,217\lambda$) utrzymywane przez 4 poziomy odciągi. Wokół każdego masztu znajduje się system uziemiający (przeciwwaga) o promieniu równym wysokości masztu. Tworzy go 120 miedzianych drutów promiennie zakopanych na głębokości 30–40 cm. Zasilanie energią w.cz. odbywa się bocznikowo między płaszczyznami odciągów. Umożliwia to uziemienie całej konstrukcji. Najwyższy poziom odciągów jest galwanicznie połączony ze szczytami masztów i gruntem tworząc parasol odgromowy. Kierunek maksymalnego promieniowania jest zorientowany na Przemyśl–Lubaczów. Energia z nadajnika do masztów jest przekazywana drutową linią fiderową (linia pseudo-współosiowa) o impedancji 120 omów. Moc nadajnika wynosi 1 MW, a zysk energetyczny anteny 4,94 dB [8].

Do odbioru fal długich i średnich najczęściej używa się **anten typu odwrócone L i T**, przedstawionych na rys. 12.5. Im większa jest długość tych anten, tym większa ich wysokość skuteczna, a więc i sprawność. Charakteryzują się one znaczną pojemnością i małą rezystancją promieniowania ($0,1$ – 10Ω). Pozioma część anteny służy do zmiany rozkładu prądu płynącego w części



Rys. 12.5. Antena typu: a) T, b) odwrócone L

pionowej anteny. Rozkład w części pionowej przypomina wtedy rozkład prądu w dipolu Hertza. Za promieniowanie fal odpowiedzialna jest tylko część pionowa anteny. Fala pochodząca z części poziomej wygasa się z falą pochodzącą z lustrzanego odbicia anteny. Odległość elektryczna między częścią poziomą i jej odbiciem jest bardzo mała, w związku z czym mamy tu do czynienia z przypadkiem analogicznym do symetrycznej linii transmisyjnej. Anteny zewnętrzne są wykonywane z linki miedzianej lub aluminiowej, przy czym średnica przewodu aluminiowego powinna być trzykrotnie większa od średnicy przewodu miedzianego. Część poziomą zawieszają na wspornikach za pomocą izolatorów porcelanowych i odciągów. Anteny powinny być zaopatrzone w przełącznik umożliwiający łatwe i szybkie uziemienie w czasie burzy. Dobre uziemienie jest potrzebne również ze względu na prawidłowy odbiór i może być wykonane w postaci długiej (2–3 m) rury miedzianej o przekroju 1–2 cm lub arkusza blachy zakopanych w wilgotnej ziemi. Jako uziemienie możemy też stosować instalację wodociagową (ale nie gazową!). Zwiększenie szerokopasmowości osiąga się poprzez umieszczenie obok siebie kilku przewodów (jak na rys. 12.5). Anteny typu T i L stosuje się czasami również do nadawania. Do odbioru wykorzystuje się często anteny pętlowe reagujące na składową magnetyczną. Długość skuteczna małej anteny pętlowej o n zwojach wyraża się wzorem

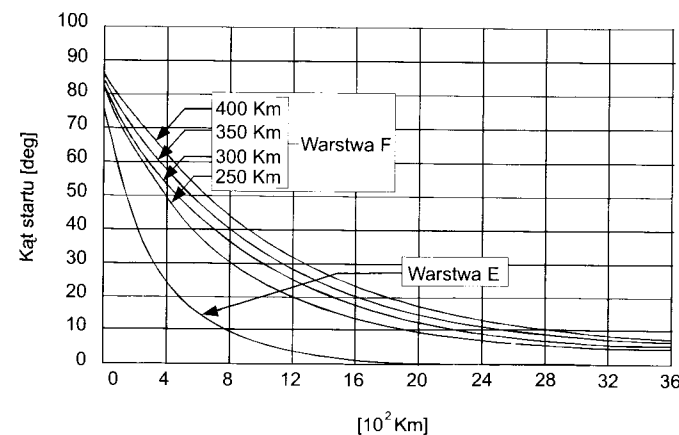
$$h_{sk} = \frac{2\pi nS}{\lambda} \quad (12.1)$$

gdzie S jest powierzchnią pętli. Długość skuteczna małych pętli jest mała. Umieszczenie pętli tuż nad powierzchnią ziemi zwiększa jej długość skuteczną prawie dwukrotnie (ziemia nieidealna). Do anten pętlowych zaliczamy też anteny

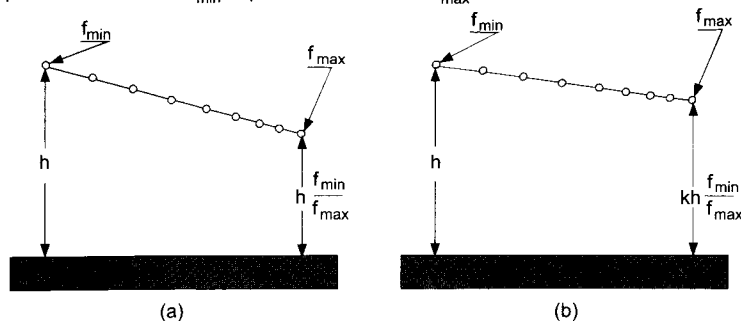
ferrytowe, których właściwości zależą od materiału ferromagnetycznego i kształtu rdzenia. Największą indukcyjność ma cewka nawinięta na środku pręta. Przesuwając ją w stronę końców rdzenia zmieniamy indukcyjność, ale też i sprawność anteny.

12.1.2. Anteny na zakres fal krótkich

Radiofoniczne fale krótkie są dość specyficznym zakresem. Ze względu na warunki propagacji krótkofalowe stacje radiofoniczne są zmuszone do częstej zmiany częstotliwości nadawania w ciągu doby, co pociąga za sobą konieczność używania kilku anten lub anten o szerokim pasmie pracy. Decyduje o nim przede wszystkim WFS. Nowoczesne nadajniki są odporne na moc odbitą od anteny przy WFS rzędu 3 lub 4 (z reguły następuje wtedy automatyczne obniżenie mocy). W tym zakresie fal opłaca się już stosować anteny o dużych zyskach energetycznych zarówno po stronie nadawczej, jak i odbiorczej. Stosowanie anten o silnie kierunkowej charakterystyce wymaga właściwego ustalenia kierunków maksymalnego promieniowania, np. za pomocą specjalnych wykresów (rys. 12.6). Szerokość głównej wiązki anteny zależy od tego, czy jest ona przeznaczona do pracy rozsiewczej (antena radiofoniczna), czy też do utrzymywania łączności. W pierwszym przypadku stosuje się anteny o szerokości wiązki ok. 30° , w drugim zaś o szerokości kilku stopni. W przypadku anten odbiorczych szerokość wiązki musi być dość znaczna, gdyż pole w miejscu odbioru jest superpozycją wielu fal, które przychodzą pod różnymi kątami. W związku z tym, że warstwy jonosferyczne podlegają ciągłym zmianom wysokości i nachylenia, również i kierunki nadchodzenia fal ulegają ciągłym zmianom. Kąty nadchodzenia w płaszczyźnie pionowej ulegają zmianom w granicach od 5° do 30° . W miejscach odbioru o bardzo małych szumach radioelektrycznych anteny powinny mieć dużą sprawność (mały współczynnik szumów), aby nie pogorszyć wypadkowego współczynnika szumów układu odbiornik–antena. Określając parametry anteny, a przede wszystkim jej impedancję wejściową, należy też brać pod uwagę wpływ ziemi.

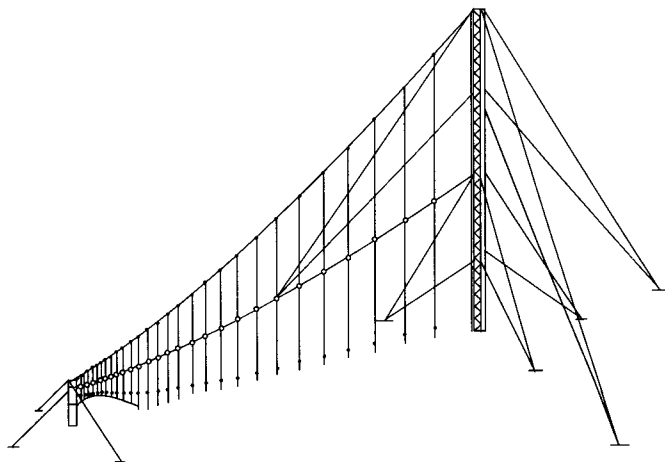


Rys. 12.6. Kąt elewacji anteny dla transmisji jednokątowej w funkcji wysokości warstw jonosfery [15]

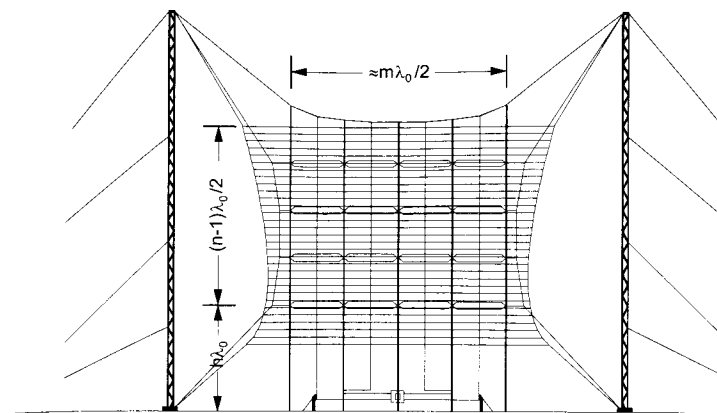
Dipol w rezonansie dla $f_{\min}$ Dipol w rezonansie dla $f_{\max}$ 

Rys. 12.7. Kontrola położenia wysokości elektrycznej LPDA: a) stała wysokość elektryczna, b) równomierna zmiana wysokości elektrycznej ze współczynnikiem k

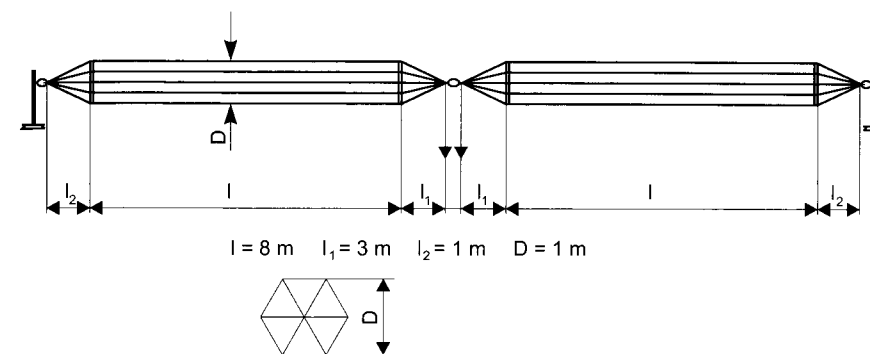
Bardzo często stosowaną anteną na falach krótkich (zarówno w radiofonii, jak i do celów porozumiewawczych) jest antena logarytmicznie periodyczna (LPDA). Jest ona popularna ze względu na duży zysk energetyczny i jednocześnie szerokie pasmo pracy, co pozwala na szybką zmianę częstotliwości nadawania. Spotyka się różne rozwiązania konstrukcyjne, począwszy od anten na masztach obrotowych do anten ustawionych na stałe w jednym kierunku. Aby zachować stałą wysokość elektryczną poszczególnych dipoli, LPDA są umieszczane pod pewnym kątem do powierzchni ziemi (rys. 12.7). W przypadku konieczności nadawania fal krótkich o polaryzacji pionowej stosuje się anteny stożkowe lub pionowe LPDA (rys. 12.8). Wykorzystuje się również *dipole wachlarzowe*, będące odmianą poziomych anten dwustożkowych wykonanych z prętów. Bardzo popularną anteną radiofoniczną na fale krótkie jest **antena ścianowa z reflektorem aperiodycznym** (rys. 12.9). Jest to prostokątny układ antenowy zbudowany z dipoli półfalowych, za którym w odległości $\lambda/4$ znajduje się reflektor ograniczający promieniowanie tylko w jedną stronę. Tłumienie promieniowania wstecznego wynosi ok. 20–30 dB, a wzrost zysku wynikający ze stosowania reflektora ok.



Rys. 12.8. Pionowo spolaryzowana LPDA



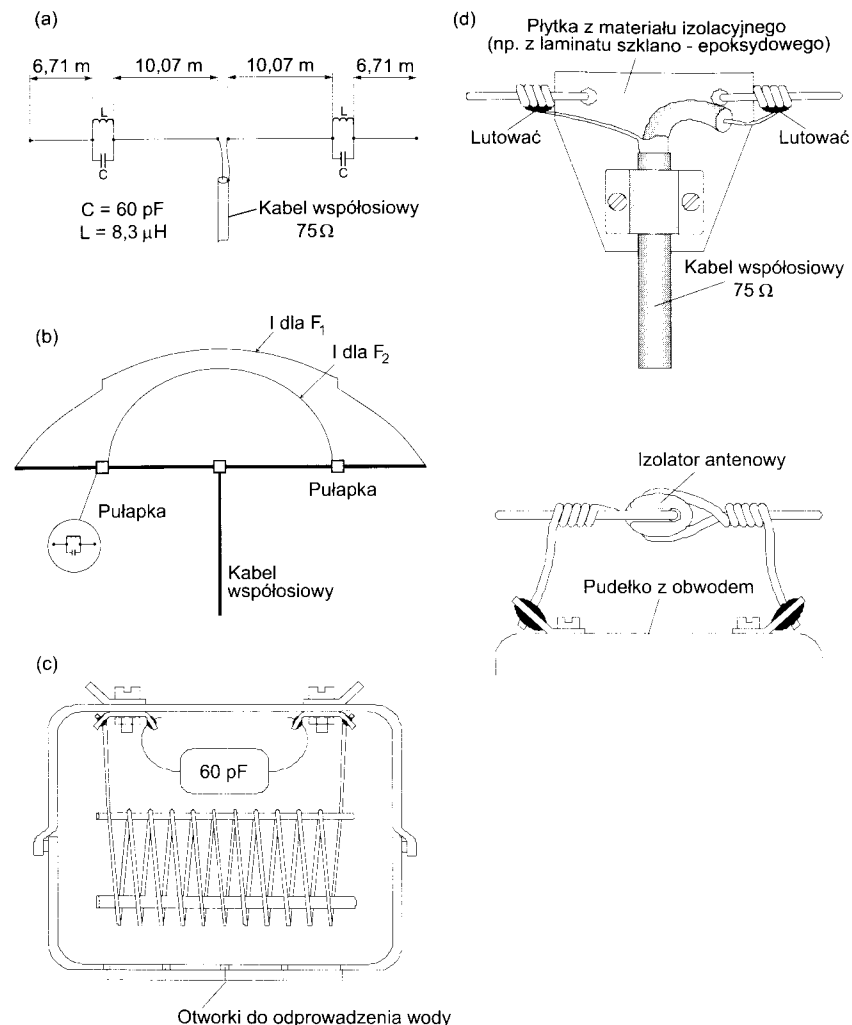
Rys. 12.9. Antena ścianowa z reflektorem aperiodycznym



Rys. 12.10. Dipol klatkowy

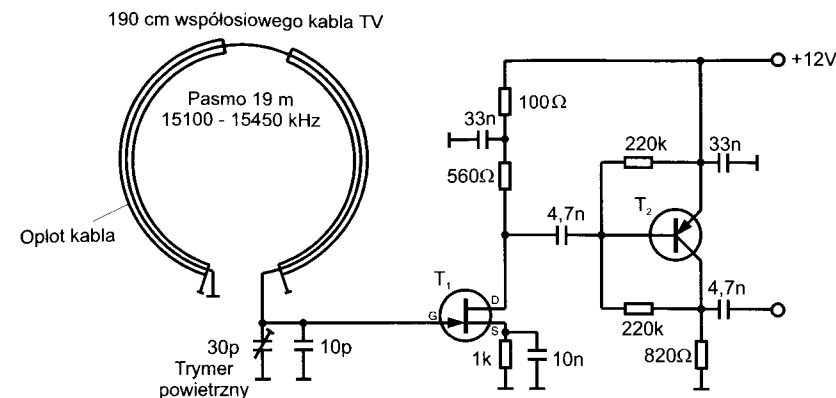
3 dB. Anteny ścienne charakteryzują się dużym zyskiem (12–22 dB), szerokopasmowością, małym współczynnikiem WFS (na zaciskach anteny 1,5–1,6), możliwością kształtowania charakterystyki niezależnie w płaszczyźnie pionowej i poziomej oraz dużą mocą dopuszczalną, jaką można przyłożyć do zacisków anteny z nadajnika (moce średnie dochodzą do 1 MW). Anteny ścienne projektuje się obecnie używając programów komputerowych.

Najprostszą anteną nadawczo-odbiorczą jest poziomy dipol półfalowy. Wadą dipola jest jego wąskie pasmo pracy. Stosując *dipol klatkowy (Nadienienki)* o impedancji ok. 300 Ω (rys. 12.10), utworzony z wielu przewodów, zwiększamy szerokość pasma pracy. Do celów porozumiewawczych wykorzystuje się często anteny rombowe charakteryzujące się dużym zyskiem energetycznym. Antena rombowa promieniuje falę mającą zarówno składową pionową, jak i składową poziomą pola elektrycznego, przy czym ich udział w różnych listkach jest różny. W wiązce głównej fala ma polaryzację poziomą. Wśród krótkofalowców popularne są także *anteny harmoniczne (wielofalowe)*, wzdłuż których powstaje n półfal stojących w zależności od częstotliwości pracy. Ceną za poszerzone pasmo pracy jest tu wysoki WFS, który nie jest do zaakceptowania dla celów profesjonalnych. Ciekawą konstrukcją wielopasmowej anteny nadawczo-odbiorczej jest **antena W3ZZZ** (rys. 12.11). Pracuje ona na 5 pasmach amatorskich KF z WFS nie



Rys. 12.11. Antena W3DZZ

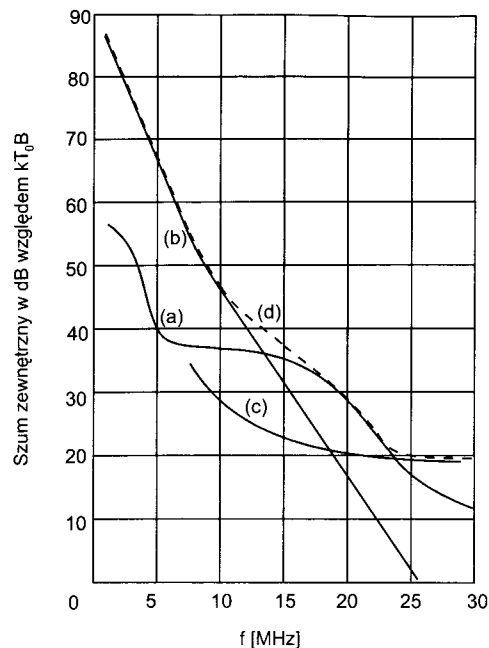
przekraczającym 3. Jest to poziomo rozwieszony dipol symetryczny, w ramiona którego włączono obwody LC dostrojone do pasma amatorskiego 40 m. Antena jest zasilana kablem współosiowym, przy czym symetryzacja nie jest tu konieczna. W pasmie 80 m antena pracuje jako dipol półfalowy. Łączna długość anteny jest wtedy mniejsza od $\lambda/2$, lecz elementami zmieniającymi rozkład prądu (rys. 12.11) są cewki obwodu rezonansowego. W pasmie 40 m oba obwody rezonansowe izolują od anteny zewnętrzne odcinki, antena pracuje więc jako dipol półfalowy. W pasmie 20 m kondensatory działają skracająco i antena pracuje jako dipol o długości $1,5\lambda$. W pasmach 10 m i 15 m antena jest wydłużana przez cewki do długości elektrycznej $2,5\lambda$ w pasmie 15 m lub $3,5\lambda$ w pasmie 10 m. Dokładną analizę pracy tej anteny można znaleźć w [9]. Do celów nadawczo-odbiorczych, głównie w radiokomunikacji dalekosiężnej, stosuje się także anteny rombówce, charakteryzujące się dużą stałością właściwości kierunkowych i impedancji



Rys. 12.12. Antena pętlowa na pasmo 19 m

wejściowej w szerokim zakresie częstotliwości. Używa się też pętli — zarówno małych, jak i dużych. Ponieważ anteny pętlowe reagują na składową magnetyczną, można je umieścić w metalowym ekranie separującym antenę od zakłócających pól elektrycznych w.c.z. Przykład anteny odbiorczej na pasmo 19 m wykonanej z kabla współosiowego wraz z fragmentem wzmacniacza wejściowego przedstawiono na rys. 12.12. Aby umożliwić zaindukowanie się SEM w antenie, na środku kabla należy usunąć oplot kabla na długości ok. 10 mm, by ekran nie stanowił zwartej pętli. Kondensatory służą do doprowadzenia anteny do rezonansu na środku pasma. Rozpowszechniły się ostatnio anteny pętlowe do sprzętu CB, które mogą być umieszczane w pokoju. Z powodów zdrowotnych nie należy nadawać z takich anten w zamkniętych pomieszczeniach. W samochodach stosuje się anteny prostoliniowe, które ze względu na rozmiary (szczególnie dla dłuższych fal zakresu krótkofalowego) mogą być uważane za dipole krótkie. Oznacza to ich małą sprawność i impedancję wejściową, która może powodować kłopoty z dostrojeniem się do nadajnika lub odbiornika.

Warto w tym miejscu poświęcić kilka uwag dotyczących specyfiki anten nadawczych i odbiorczych na fale krótkie. Z zasady wzajemności wiemy, że parametry anten nadawczych są identyczne z parametrami tych samych anten użytych jako odbiorcze. Inne parametry należy jednak brać pod uwagę w przypadku anten nadawczych, a inne w przypadku odbiorczych. Podczas nadawania zależy nam na maksymalizacji natężenia pola w punkcie odbioru, dużego znaczenia nabiera więc sprawność anteny. Dla anteny odbiorczej najważniejszy jest stosunek sygnału do szumu (S/N) na wejściu odbiornika. S/N na wyjściu odbiornika zależy od zysku anteny, strat wynikających z niedopasowania anteny i linii transmisyjnej, szumów własnych generowanych przez odbiornik oraz zewnętrznych szumów atmosferycznych, kosmicznych i przemysłowych. Ponieważ poziom szumów zewnętrznych jest zwykle jeszcze duży w pasmie fal krótkich, możliwe jest osiągnięcie akceptowalnej wartości S/N z użyciem anten odbiorczych o małej sprawności i zysku. Poziom szumów zewnętrznych z różnych źródeł, mierzonych w pasmie 1 Hz w dB względem kT_0 , gdzie k jest stałą Boltzmanna, a $T_0 = 288K$ ($10\log kT_0 = -204$ dBW) przedstawiono na rys. 12.13. Szumy atmosferyczne są



Rys. 12.13. Szumy zewnętrzne: a) atmosferyczne w dzień, b) atmosferyczne w nocy, c) galaktyczne, d) wypadkowa krzywa szumów [15]

generowane głównie przez wyładowania atmosferyczne i mogą propagować się na duże odległości. Mogą je powodować naładowane cząsteczki deszczu i śniegu spadające na antenę lub *zjawisko korony* z końców anten znajdujących się w suchym i wietrznym powietrzu, szczególnie w górach. Szumy wytwarzane przez człowieka pochodzą głównie z układów zapłonowych samochodów, iskrzących styków silników i prądnic, lamp wyładowczych, przy czym ich poziom zależy od miejsca położenia (miasto, wieś), pory roku i dnia. Współczynnik szumów anteny (w dB) jest określony wzorem [15]

$$F_a = D - G + ML \quad (12.2)$$

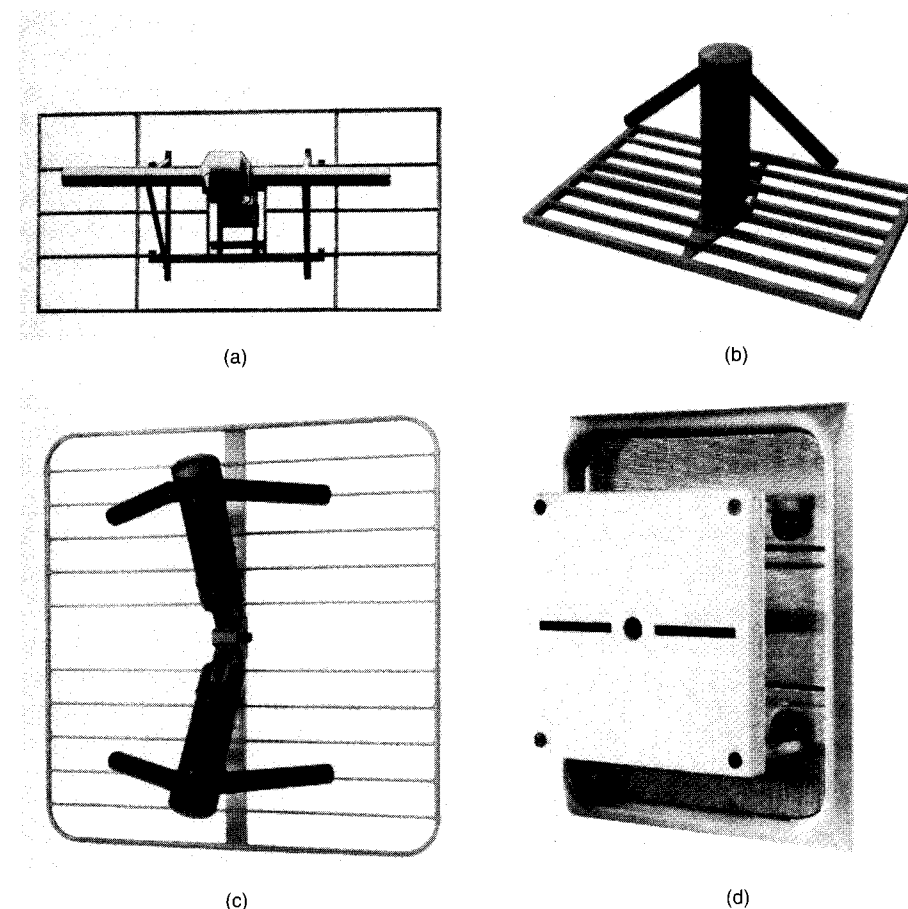
gdzie G jest zyskiem energetycznym anteny, D — jej kierunkowością (obie wielkości w dB), natomiast ML jest tłumieniem odbiciowym (dodatek J):

$$ML = -10 \log(1 - |\Gamma|^2) \quad (12.3)$$

Sprawność anteny musi w tym przypadku uwzględniać nie tylko straty cieplne w samej antenie, ale również w otaczającym ją podłożu. Dla anten z polaryzacją poziomą te ostatnie są bardzo małe, natomiast dla anten z polaryzacją pionową straty w gruncie są dość znaczne. Dla anten dopasowanych do toru z $WFS < 2,5$ straty niedopasowania są mniejsze od 1 dB i współczynnik szumów jest określony głównie przez sprawność. Dla małych pętli, unipoli i dipoli krótkich niedopasowanie jest zwykle duże i wpływa na poziom szumów. Jeśli współczynnik szumów zewnętrznych w danym miejscu jest większy od szumów odbiornika i anteny, to nie ma sensu dążyć do zmniejszania tego współczynnika poprzez wymianę anteny, linii transmisyjnej lub odbiornika.

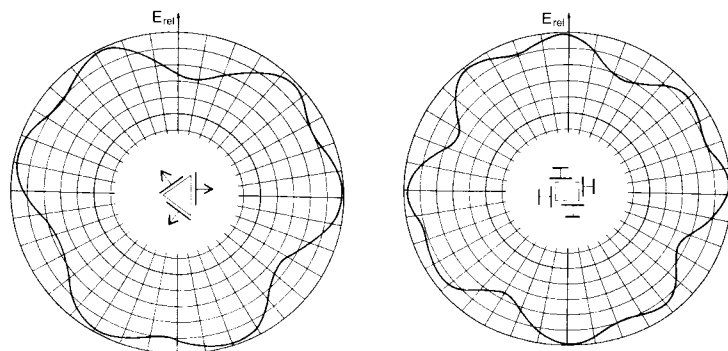
12.1.3. Nadawcze anteny TV i UKF

Anteny nadawcze stanowią istotne ogniwo radiowych i telewizyjnych stacji nadawczych. Wymaga się od nich jak największej sprawności energetycznej ze względu na dużą moc nadajników, odpowiedniego zysku energetycznego i ukształtowania charakterystyki promieniowania w taki sposób, aby odpowiadała ona obsłугоwanemu obszarowi. Ze względu na możliwość powstawania odbić w torze nadawczym WFS anten TV powinien być mniejszy od 1,1. Jedna antena nadawcza często służy do nadawania kilku programów, dlatego też pasmo robocze anteny może obejmować kilka kanałów TV lub cały zakres radiowy UKF. Konstrukcja anteny musi odznaczać się dużą niezawodnością, wytrzymałością mechaniczną

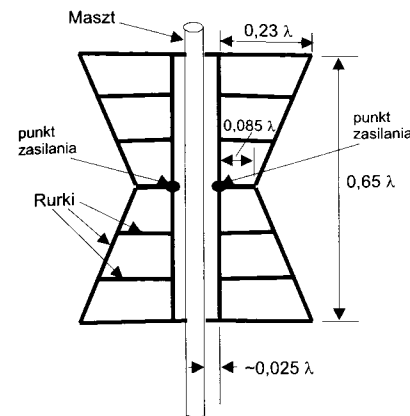


Rys. 12.14. Jednostki dipolowe i anteny szczelinowe na pasmo UKF i TV [26]: a) jednostka dipolowa na zakres 60 ÷ 68 MHz (zysk 7 dB, dopuszczalna moc 3,5 kW, WFS < 1,15), b) jednostka z dipolem V na pasmo 195 ÷ 202 MHz (zysk 7 dB, dopuszczalna moc 2 kW, WFS < 1,15), c) układ dwóch dipoli V na zakres 174 ÷ 230 MHz (dopuszczalna moc 2 kW, zysk 7,5 dB, WFS < 1,15), d) antena szczelinowa na zakres 470 ÷ 790 MHz (zysk 7,5 dB, dopuszczalna moc 1 kW, WFS < 1,15). Wszystkie anteny o impedancji 50 Ω

(szczególnie na porywy wiatru) oraz odpornością na warunki atmosferyczne. Oblodzenie lub pokrycie anteny śniegiem powoduje znaczny wzrost WFS i spadek zysku energetycznego. Anteny muszą być przystosowane do dużej mocy nadajnika, gdyż w przeciwnym przypadku może nastąpić przebicie przez izolatory lub zniszczenie termiczne wskutek przegrzania przewodników lub strat w dielektrykach. Do budowy anten nadawczych stosuje się zwykle **wielodipolowe jednostki antenowe**. Przykłady takich jednostek wraz z ich parametrami przedstawiono na rys. 12.14. Stalowe części dipola są pokryte warstwą cynku poprawiającą przewodność powierzchniową i zabezpieczającą element przed korozją. Wszystkie części są ze sobą połączone galwanicznie i uziemione przez konstrukcję wsporczą. W celu ochrony przed oblodzeniem dipole i nieekranowane odcinki toru zasilającego mogą być umieszczone w osłonach z tworzyw sztucznych. Dzięki temu nawet silne oblodzenie nie powoduje istotnej zmiany parametrów elektrycznych (pokrycie anteny lodem o $\epsilon_r = 2$ zmienia impedancję wejściową). Zaletą jednostek jest ich duża powtarzalność i wynikające stąd ułatwienia przy produkcji i konserwacji, a także łatwość montażu na maszcie i uniknięcie strojenia anteny na obiekcie. Na zakresie IV/V chętnie stosuje się też anteny szczelinowe (rys. 12.14d), z których łatwo można tworzyć układy antenowe o odpowiednio ukształtowanej charakterystyce promieniowania. Na ogół ośrodek nadawczy lokalizuje się w środku obsługiwanego obszaru i wtedy potrzebna jest charakterystyka dookólna z dopuszczalnym odchyleniem ± 2 dB od charakterystyki idealnej. Osiąga się to poprzez umieszczenie jednostek na bokach masztu (rys. 12.15). Możliwe jest kształtowanie charakterystyki w płaszczyźnie pionowej (idealna jest tu charakterystyka kosekan-sowa, która nie powoduje promieniowania w górę, a jej maksimum przypada na kierunek horyzontu). Jednostki antenowe muszą być w takim przypadku odpowiednio zasilane. Aby zmniejszyć WFS w głównym torze zasilającym, stosuje się **układ zasilania z kompensacją fali odbitej** i polegający na takim doborze długości linii łączących poszczególne jednostki, aby fale od nich odbite wzajemnie się znosiły. Dla dwóch elementów uzyskamy taki efekt, gdy jeden z przewodów łączących będzie elektrycznie dłuższy od drugiego o 90° . Fala odbita w przewodzie dłuższym



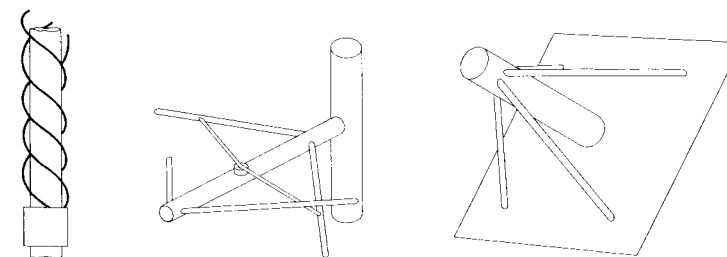
Rys. 12.15. Przykłady charakterystyk dookólnych otrzymanych poprzez umieszczenie jednostek antenowych dookoła masztu



Rys. 12.16. Antena typu „skrzydło nietoperza” [20]

powraca do punktu zasilania z fazą opóźnioną o 180° w stosunku do fali odbitej w przewodzie krótszym, co powoduje wygaszenie się obu fal. Inną popularną anteną nadawczą jest **„skrzydło nietoperza”** z rys. 12.16. Górny i dolny radiator jest połączony galwanicznie z masztem zapewniając ochronę przed wyładowaniami. Antena zapewnia WFS mniejszy od 1,1 i pasmo 35% przy rezystancji wejściowej 72Ω i małej reaktancji wejściowej. Jest to w zasadzie antena szczelinowa uzupełniona o zestaw dipoli, które mają za zadanie kompensację składowej urojonej. Jeśli np. częstotliwość maleje, to reaktancja indukcyjna szczeliny rośnie, podobnie jak reaktancja pojemnościowa dipoli. W efekcie obie reaktancje się kompensują, co wpływa na poszerzenie pasma pracy anteny. Małe stacje radiowe FM chętnie używają anten o polaryzacji poziomej wykonanych z dwóch pętli kołowych (wykonanych ze zgiętych dipoli półfalowych) odległych o λ . Montuje się je na przecie o średnicy 5–6 cm. Charakterystyka promieniowania jest wtedy dookólna z nierównościami ± 3 dB. Pasma pracy jest wąskie i wystarcza do pokrycia jednej częstotliwości $f \pm 1,2$ MHz z WFS $< 1,5$ [20].

Lepszy odbiór w przypadku anten zamontowanych na samochodach daje fala o polaryzacji kołowej (anten samochodowe mają zwykle postać pionowych prętów). Do wytwarzania takiej fali mogą być wykorzystywane **wieloramiennie anteny śrubowe** (rys. 12.17a), **dipole ukośne** (rys. 12.17b) lub **skrzyżowane dipole V** (rys. 12.17c).

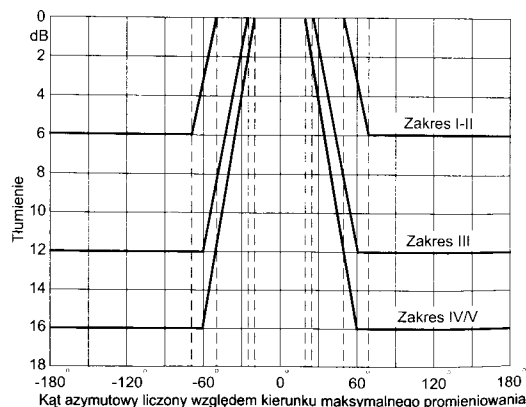


Rys. 12.17. Wieloramienna antena śrubowa (a), dipole ukośne (b) i skrzyżowane dipole V (c)

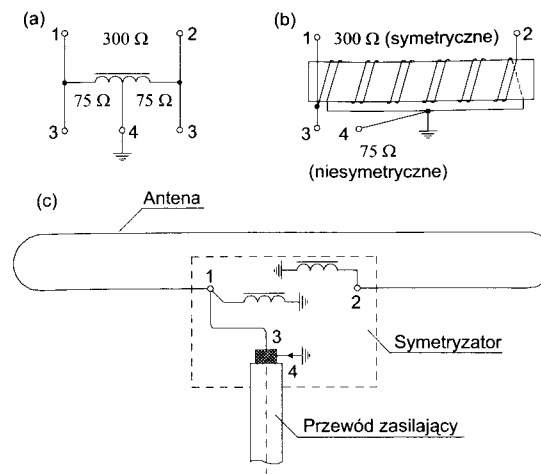
12.1.4. Odbiorcze anteny TV i UKF

Najprostszą anteną do odbioru fal radiowych z zakresu UKF jest dipol półfalowy. Może to być dipol prosty lub pętlowy. Ten ostatni umożliwia dołączenie kabla płaskiego 300 Ω , który nie jest polecany do instalacji antenowych ze względu na niezbyt dobre parametry elektryczne i mechaniczne. Dipol pętlowy można wygiąć w pętlę kołową, co pozwala na uzyskanie dookólnej charakterystyki promieniowania. Jeśli zależy nam na odbiorze dalekich stacji lub dobrym odbiorze stereofonicznym, to zwykle stosujemy wieloelementową antenę Yagi, często uzupełnioną o wzmacniacz małoszumny. Konieczność stosowania dobrych anten w przypadku transmisji stereofonicznej wynika z faktu, że zjawisko wielodrogowości może pogarszać odbiór stacji. Opóźnienia między sygnałami odbitymi powodują powstanie pasożytniczej modulacji amplitudy i fazy, co prowadzi do wzrostu zniekształceń nieliniowych, na które nasz słuch jest bardzo wrażliwy. Opóźnienia sygnału większe od 1 ms są dostrzegane przez ucho, jednak nie występują w praktyce (różnica dróg musi być większa od 300 km). Pod uwagę należy brać również interferencje wspólnokanałowe pochodzące od odległych stacji pracujących na tej samej częstotliwości. Omawiane zjawiska nie są groźne w przypadku użycia modulacji cyfrowych (np. COFDM).

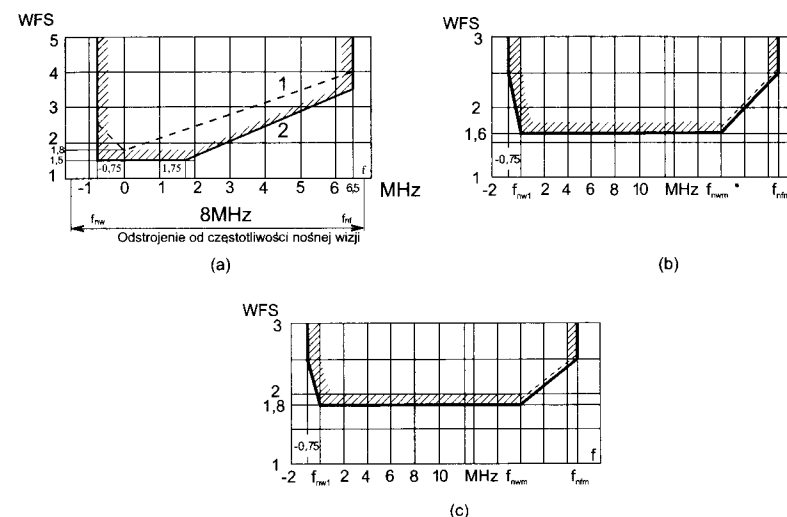
Anteny telewizyjne powinny zapewniać właściwy do poprawnej detekcji poziom sygnału (duży zysk energetyczny), a także zapewniać odpowiednie tłumienie sygnałów zakłócających (w tym odbić), co osiągamy przez minimalizację poziomu listków bocznych oraz duży stosunek promieniowania głównego do wstecznego. Zalecenia międzynarodowe precyzują zdolność anten do dyskryminacji sygnałów niepożądanych (rys. 12.18). Znormalizowana impedancja wejściowa anten wynosi 300 Ω [27], co wymaga stosowania transformatorów i symetryzatorów przy zasilaniu kablem współosiowym 75 Ω . Przykład symetryzatora szerokopasmowego pokazano na rys. 12.19. Jest on wykonany na rdzeniu ferrytowym. Straty dobrych symetryzatorów nie przekraczają zwykle 0,5–0,6 dB. Ponieważ impedancja zmienia się wraz z częstotliwością, znormalizowano dopuszczalne odchyłki impedancji wejściowej od wartości znamionowej (rys. 12.20). Ze względu na szerokość pasma rozróżniamy anteny jednokanałowe ($B = 8$ MHz), anteny wielokanałowe o względ-



Rys. 12.18. Wymagana dyskryminacja sygnałów dla telewizyjnych anten odbiorczych



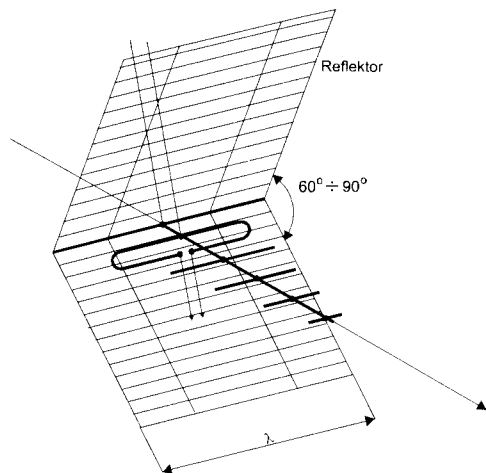
Rys. 12.19. Symetryzator antenowy z pojedynczym uzwojeniem bifilarnym: a) schemat, b) budowa, c) połączenie z anteną [2]



Rys. 12.20. Dopuszczalne odchyłki WFS dla odbiorczych anten TV: a) dla anten jednokanałowych w zakresie I i II, b) dla anten wielokanałowych w zakresie III, c) dla anten wielokanałowych w zakresie IV i V

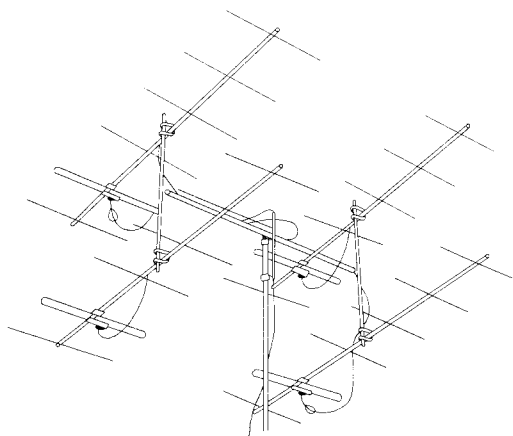
nej szerokości pasma mniejszej od 15% i anteny szerokopasmowe o względnej szerokości pasma większej od 25%.

Najprostszą anteną TV jest dipol półfalowy pętlowy lub prosty. Jego długość jest mniejsza od $\lambda/2$ i można ją wyznaczyć za pomocą współczynnika skrócenia. Dokładną wartość współczynnika lub długość anteny najłatwiej określić za pomocą programu komputerowego. Dipol prosty może być zasilany bocznikowo w celu uzyskania impedancji 300 Ω . Dipole stosujemy wszędzie tam, gdzie natężenie pola jest odpowiednio duże i nie ma zbyt gęstej zabudowy powodującej odbicia i generującej zakłócenia przemysłowe. Jeśli odbieramy program w mieście, to najlepszym rozwiązaniem jest wieloelementowa antena Yagi o wąskiej charakterystyce promieniowania i dużym zysku. Rozwiązania konstrukcyjne można

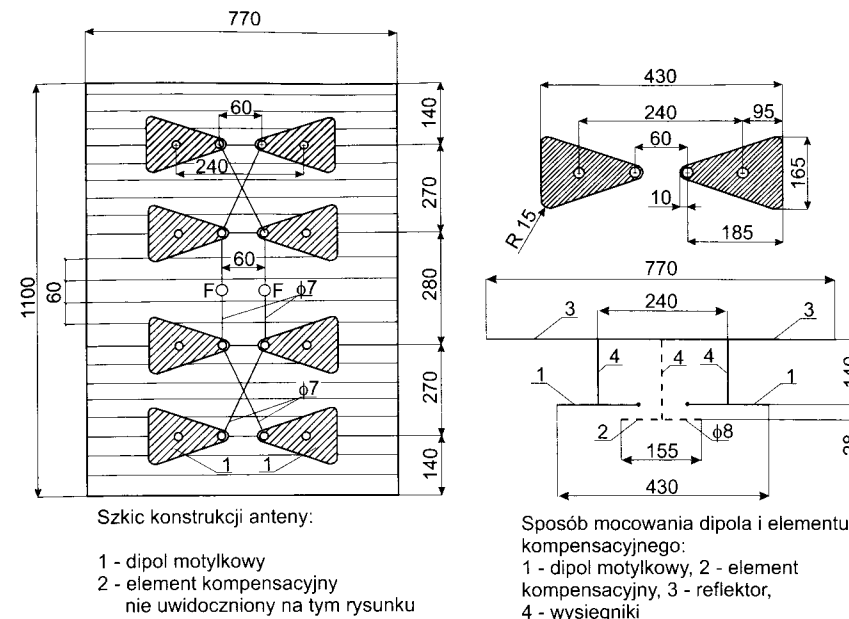


Rys. 12.21. Antena Yagi z reflektorem kątowym

odnaleźć w bogatej literaturze poświęconej antenom TV. W celu eliminacji zakłóceń nadchodzących z tyłu antena Yagi może mieć kilka reflektorów umieszczonych na powierzchni walca. Można zastosować też siatkę ekranującą. Spotyka się pojedyncze dipole lub anteny Yagi połączone z reflektorem kątowym (rys. 12.21). Jeśli pojedyncza antena nie zapewnia pożądanego zysku lub eliminacji sygnałów zakłócających, to można połączyć kilka anten w układ antenowy. Anteny mogą być umieszczone piętrowo jedna nad drugą lub obok siebie. Anteny zasilają się współfazowo poprzez odpowiedni dobór długości przewodów zasilających. Umieszczenie anten piętrowo powoduje zawężenie charakterystyki w płaszczyźnie pionowej (eliminacja zakłóceń przychodzących pod dużymi kątami elewacji — zapłon samochodów, tramwaje), natomiast umieszczenie ich obok siebie zawęża charakterystykę w płaszczyźnie poziomej, co przyczynia się do eliminacji odbić od sąsiednich budynków czy przeszkód terenowych. Jednoczesne zawężenie charakterystyki w obu płaszczyznach zapewnia układ złożony z 4 anten (rys. 12.22).



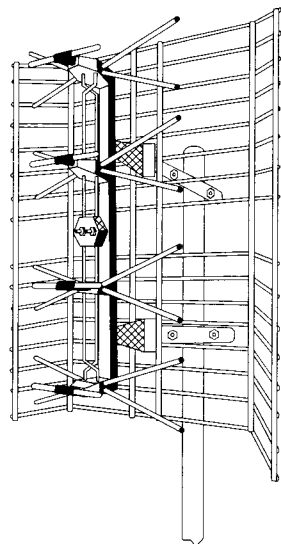
Rys. 12.22. Układ antenowy złożony z czterech anten Yagi



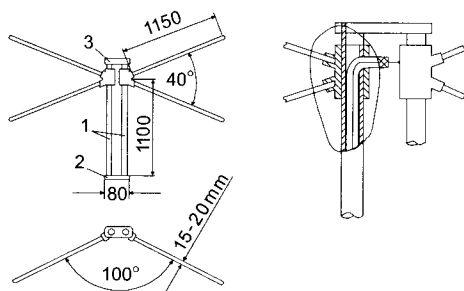
Rys. 12.23. Antena płaszczyznowa z płaskim reflektorem na IV i V pasmo TV [12]

Dwukrotny wzrost liczby anten powoduje teoretyczny wzrost zysku o 3 dB (w praktyce 2,5 dB ze względu na sprzężenia między antenami i straty w torach zasilających). Ostatnio bardzo popularne są anteny szerokopasmowe będące układem złożonym z anten motylkowych. Przykład rozwiązania konstrukcyjnego na zakres $470 \div 790$ MHz przedstawiono na rys. 12.23. Anteny motylkowe są oddalone o $0,5\lambda_{sr}$ (środek pasma) i połączone linią zapewniającą współfazowe zasilanie elementów. Reflektor jest wykonany z równoległych prętów, a linię łączącą wykonano z drutu o średnicy 7 mm. Przy innej średnicy należy zachować stosunek średnicy do odległości 7:60. Odległość między drutami należy zachować również przy skrzyżowaniach i w tym celu należy je odpowiednio wygiąć. Zaletą anteny jest zysk energetyczny równy ok. 12 dB i stosunek promieniowania głównego do wstecznego 22 dB, wadą zaś dość szeroki kąt połowy mocy (ok. 60°) w płaszczyźnie poziomej, nie pozwalający na skuteczną eliminację odbić i zakłóceń. Jest to więc antena kompromisowa, która daje dobre rezultaty tylko na terenach o słabej zabudowie i małym poziomie szumów przemysłowych. Zastępując antenę motylkową jej modyfikacją złożoną z dwóch dipoli półfalowych otrzymujemy antenę szerokopasmową przedstawioną na rys. 12.24. Inną anteną szerokopasmową jest **radiator wachlarzowy** (rys. 12.25, wymiary dla kanałów 1 ÷ 12). Do odbioru TV używa się czasami anten logarytmicznie periodycznych i anten śrubowych.

Jako TV anten odbiorczych możemy używać anten pętlowych zasilanych linią symetryczną. Chociaż antena taka jest strukturą rezonansową, to można pokryć całe pasmo UHF pętlą o średnicy 20,3 cm (długość pętli wynosi λ na częstotliwości 470 MHz i $1,7\lambda$ na 806 MHz). Dla pętli o średnicy 20,3 cm kierunkowość $D > 3,5$ dB. Anteny pętlowe są używane w przenośnych



Rys. 12.24. Antena szerokopasmowa do odbioru TV

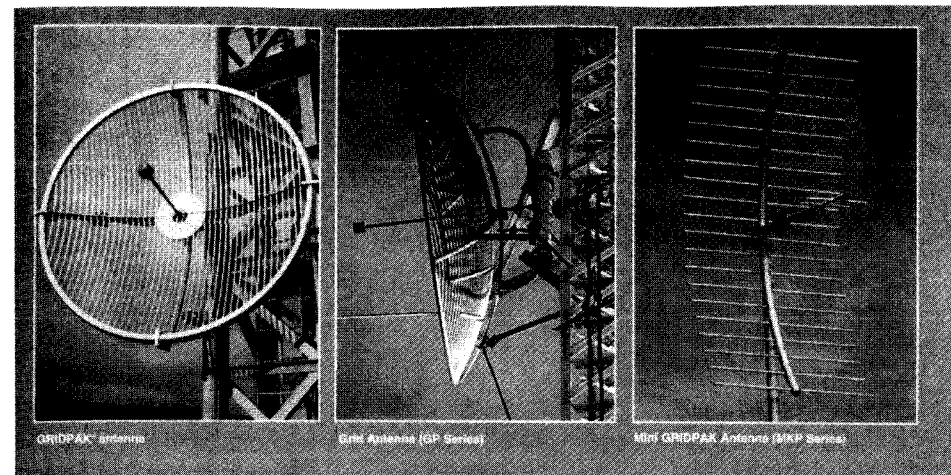


Rys. 12.25. Radiator wachlarzowy do odbioru TV dla kanałów 1 ÷ 12

odbiornikach TV. Należy wspomnieć także o antenach pokojowych, uzupełnionych często wzmacniaczami. Anteny te nie zapewniają w większości przypadków zadowalającego odbioru ze względu na silne odbicia i znaczny poziom odbieranych zakłóceń.

12.2. Anteny w łączach mikrofalowych

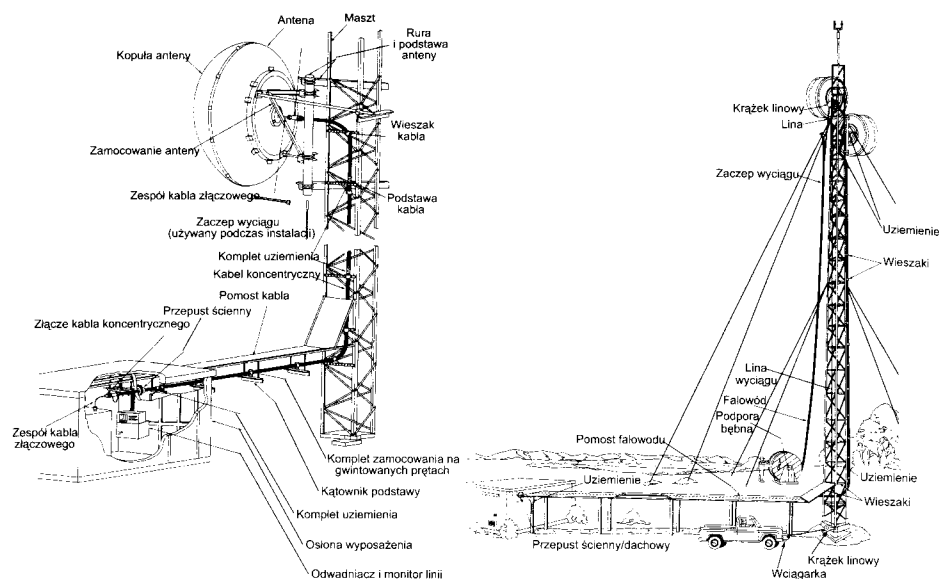
Anteny pracujące w łączach mikrofalowych (horyzontalne linie radiowe, łącza satelitarne) muszą mieć duży zysk energetyczny i wąską charakterystykę promieniowania ze względu na stosunkowo małe moce nadajników i duże odległości między antenami. Warunek ten dość łatwo można spełnić w zakresie mikrofalowym, gdzie mała długość fali powoduje wzrost rozmiarów elektrycznych anteny, przede wszystkim jej apertury. Łącza mikrofalowe do 1 GHz są zwykle obsługiwane przez anteny Yagi. Używa się też anten parabolicznych, w których czasza jest wykonana z prętów lub siatki. Ma to na celu zmniejszenie ciężaru anteny i obniżenie sił działających na antenę podczas silnego wiatru. Na rysunku 12.26 pokazano tego typu anteny (ich podstawowe parametry znajdują się



Rys. 12.26. Anteny paraboliczne perforowane do łącz mikrofalowych [24]

w dodatku). Dla większych częstotliwości stosuje się anteny paraboliczne z litymi czaszami. Mają one stosunkowo mały WFS (typowo $1,05 \div 1,1$), duży zysk energetyczny przekraczający 30 dB i sięgający nawet 50 dB. Anteny paraboliczne umożliwiają pracę z dwiema polaryzacjami (2 promienniki), przy czym wymagana separacja między wejściami musi być większa od 35 dB. Ważnym parametrem jest stosunek promieniowania głównego do wstecznego, a także **dyskryminacja polaryzacji niepożądaną** definiowana jako różnica (w dB) między maksimum wiązki głównej dla polaryzacji pożądaną a maksimum sygnału o polaryzacji ortogonalnej występujące w kącie równym podwójnemu kątowi połowy mocy. Maksymalna moc doprowadzona do anten nie powinna przekraczać ok. 150 W. Ze względu na różne potrzeby wynikające z obsługiwanego ruchu oraz użycie tych samych częstotliwości producenci oferują często anteny o nieco podwyższonych parametrach. Osobny problem stanowi wytrzymałość mechaniczna i odporność na wpływy atmosferyczne i korozję. Anteny standardowo wytrzymują porywy wiatru do 200 km/h, w wykonaniach specjalnych do 320 km/h. Aby ochronić czaszę przed zaśnieżeniem i zabrudzeniem stosuje się osłony z tworzyw sztucznych, które są przezroczyste dla mikrofal. Sposób umieszczenia anteny na maszcie i połączenia jej z nadajnikiem lub odbiornikiem przedstawiono na rys. 12.27. Oprócz anten parabolicznych wykorzystuje się w łączach naziemnych anteny paraboliczno-tubowe.

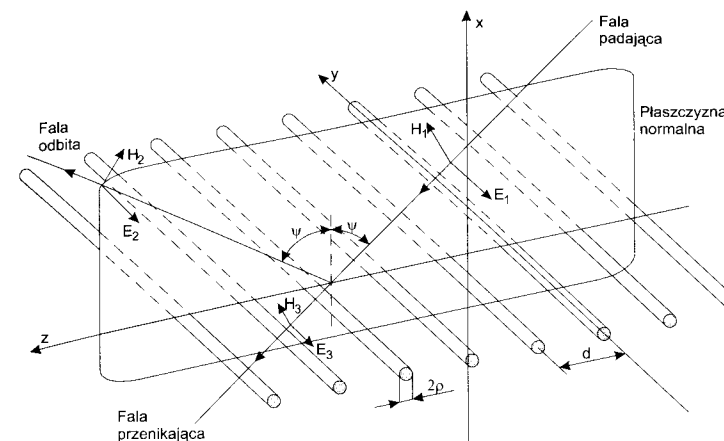
Systemy satelitarne służą do przesyłania sygnałów TV, radiowych oraz danych (w tym telefonii). Możemy rozróżnić terminale stacjonarne, w których stosuje się anteny o nieco większych średnicach, oraz terminale przewoźne, wykorzystywane np. do transmisji satelitarnych ważnych wydarzeń z różnych miejsc na świecie. Dużą popularność zyskują przenośne terminale do transmisji danych zwane **VSAT** (*Very Small Aperture Terminal*). Ich rozmiary są na tyle małe, że umożliwiają swobodny transport całego zestawu nadawczo-odbiorczego w dowolne miejsce. Do wymienionych celów stosuje się zawsze anteny paraboliczne symetryczne i podświetlone.



Rys. 12.27. Sposób umocowania anteny parabolicznej na maszcie [24]

Osobną klasę anten stanowią anteny do odbioru TV satelitarnej. Powinny one charakteryzować się wysokim współczynnikiem przydatności pozwalającym na niezakłócony odbiór programów. Wymagany w danym miejscu współczynnik przydatności zależy od mocy nadajnika i charakterystyki anteny umieszczonej na satelicie, a także od wzajemnego położenia satelity i punktu na powierzchni Ziemi. Wszystkie te czynniki wpływają na stosunek C/N (nośna/szum) na wejściu odbiornika. Zależność między jakością obrazu (subiektywną) a stosunkiem C/N zależy również od rodzaju użytej modulacji i standardu TV. Należy ponadto wziąć pod uwagę strefę klimatyczną, która określa poziom dodatkowego tłumienia spowodowanego opadami atmosferycznymi. Dla Polski można przyjąć, że dodatkowe tłumienie wywołane opadami będzie przekraczać 1 dB w okresie 0,1% czasu najgorszego miesiąca roku. Do wartości S/N przyjętej dla założonego poziomu odbioru należy dodać margines bezpieczeństwa 2–3 dB, uwzględniający straty wywołane opadami, straty w torze radiowym oraz straty związane z błędem ustawienia anteny. Dokładną analizę bilansu energetycznego i określanie wymaganego zysku energetycznego anteny można znaleźć w [7].

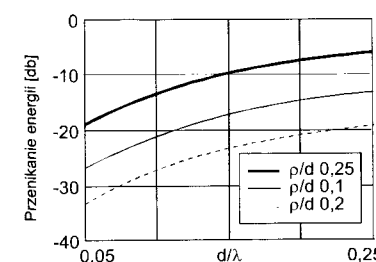
Najchętniej stosowaną anteną jest reflektor paraboliczny, szczególnie podświetlony. Ponieważ satelity wysyłają fale o różnej polaryzacji (z wielokrotności polaryzacyjne), promiennik anteny powinien być przystosowany do ich odbioru. Należy pamiętać, że określenie polaryzacji odnosi się do punktu podsatelitarnego. Jeśli wektor pola elektrycznego fali promieniowanej przez satelitę leży w płaszczyźnie południkowej, to mówimy o fali spolaryzowanej pionowo, jeśli natomiast wektor pola elektrycznego leży w płaszczyźnie równikowej, to fala jest spolaryzowana poziomo. Płaszczyzny polaryzacji fali spolaryzowanej pionowo są zawsze równoległe do osi Ziemi, fali spolaryzowanej poziomo — zawsze równoległe do



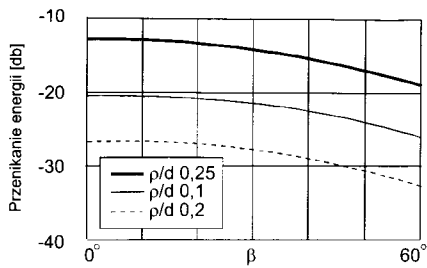
Rys. 12.28. Reflektor utworzony z podłużnych prętów

prostej leżącej w płaszczyźnie równika i prostopadłej do promienia przechodzącego przez punkt podsatelitarny. Wskutek krzywizny Ziemi we wszystkich punktach (poza punktami leżącymi na południku przechodzącym przez punkt podsatelitarny) płaszczyzna polaryzacji jest skrzyżowana względem lokalnej płaszczyzny południkowej. To samo odnosi się do fali spolaryzowanej poziomo i lokalnej płaszczyzny równoleżnikowej. Dopasowanie polaryzacyjne do fal spolaryzowanych liniowo uzyskuje się za pomocą *polarotora*. Może to być polarotor mechaniczny (obracająca się mechanicznie sonda w falowodzie) lub polarotor magnetyczny wykorzystujący zjawisko Faradaya. Fale o polaryzacji kołowej mogą być odbierane przez anteny o polaryzacji liniowej. Powoduje to spadek odbieranej mocy o 3 dB w stosunku do anteny przystosowanej do odbioru polaryzacji kołowej. Takie rozwiązanie dodatkowo uniemożliwia rozróżnienie polaryzacji prawoskrętnej od lewoskrętnej. Aby zmniejszyć opór wiatru i ciężar anteny, często wykorzystuje się reflektory perforowane. Na rysunku 12.28 przedstawiono konstrukcję reflektora utworzonego z podłużnych prętów. Jeśli stosunek natężenia pola elektrycznego fali odbitej E_2 do fali padającej E_1 oznaczmy jako współczynnik odbicia Γ , a stosunek pola fali przenikającej E_3 do fali padającej oznaczmy jako współczynnik transmisji T , to przy braku strat suma energii fali odbitej i przenikającej musi być równa energii fali padającej:

$$\Gamma^2 + T^2 = 1 \quad (12.4)$$



Rys. 12.29. Tłumienie wnoszone przez strukturę prętową dla fali padającej prostopadłe ($\Psi = 0$) [5]



Rys. 12.30. Tłumienie wnoszone przez strukturę prętową dla fali padającej ukośnie [5]

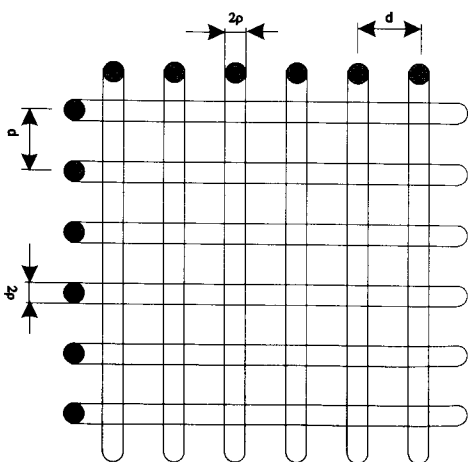
Dla fali padającej prostopadle na strukturę i przy $d \ll \lambda$ współczynnik T wyraża się zależnością [5]:

$$T = \frac{1}{\sqrt{1 + [\lambda/(2d) \ln(d/2\pi p)]^2}} \quad (12.5)$$

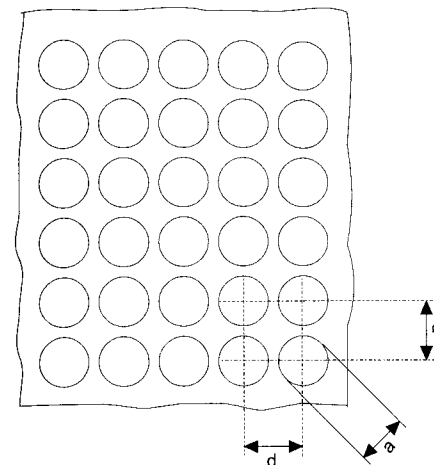
Wykres zależności (12.5) jest pokazany na rys. 12.29. Jak wynika z rysunku, struktura złożona z prętów o średnicy $0,02\lambda$ rozmieszczonych w odległości $0,1\lambda$ tłumi falę przenikającą o ponad 20 dB (1% energii przechodzi przez ekran). W przypadku padania ukośnego ($\Psi \neq 0$) wzór na współczynnik T przyjmuje postać [5]

$$T = \frac{1}{\sqrt{1 + [\lambda/(2d) \cos \Psi \ln(d/2\pi p)]^2}} \quad (12.6)$$

Wykres tej zależności przedstawiono na rys. 12.30. Odchylenie kierunku padania fali od normalnej do struktury powoduje pozorne zmniejszenie odległości między prętami, a co za tym idzie — wzrost tłumienia. Najwięcej energii przenika przez pręty wówczas, gdy fala pada na nie prostopadle. Z przeprowadzonej analizy widać, że struktura prętowa zastępuje litą, jeśli odległości między prętami nie są większe od jednej dziesiątej długości padającej fali. Jedyny kłopot jest związany z faktem, że wektor pola elektrycznego padającej fali musi być równoległy do



Rys. 12.31. Dwie wzajemnie prostopadłe struktury prętowe tworzące siatkę



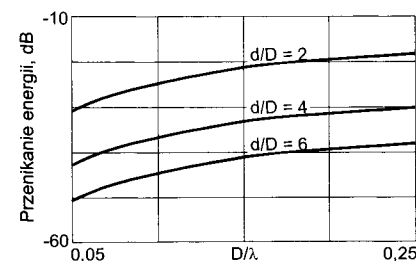
Rys. 12.32. Perforowany ekran metalowy

prętów. Fala, której wektor pola elektrycznego jest prostopadły do prętów, przenika przez strukturę bez tłumienia. Struktury prętowe nadają się do budowy anten odbierających fale spolaryzowane liniowo o niezmienniej płaszczyźnie polaryzacji. Do jednoczesnego odbioru fal spolaryzowanych pionowo i poziomo lub kołowo należy zastosować strukturę siatkową, utworzoną przez dwie wzajemnie prostopadłe struktury prętowe (rys. 12.31). Dobre rezultaty uzyskuje się wówczas, gdy rozmiary oczek siatki nie przekraczają $0,1\lambda$. Innym rozwiązaniem jest zastosowanie ekranu z otworami o średnicy D, równomiernie rozmieszczonymi z rastrem d (rys. 12.32). Jeśli otwory są rozmieszczone gęsto ($d \ll \lambda$), to współczynnik T dla padania normalnego wyraża się wzorem [5]

$$T = \frac{2}{3} \pi \frac{D}{\lambda} \left(\frac{D}{d} \right)^2 \quad (12.7)$$

Wykres zależności (12.7) jest przedstawiony na rys. 12.33. Jego analiza wskazuje, że nawet bardzo duże otwory (o średnicy $0,2\lambda$) nie powodują zbytniego przenikania energii przez perforowany ekran.

Anteny do odbioru TV satelitarnej muszą pracować przy wietrze o prędkości dochodzącej do 120 km/h i wytrzymywać porywy wiatru o prędkości dochodzącej do 160 km/h. Obciążenie wiatrem dla anteny perforowanej może być prawie trzy razy mniejsze niż dla anteny litej. Ważny jest również WFS samego

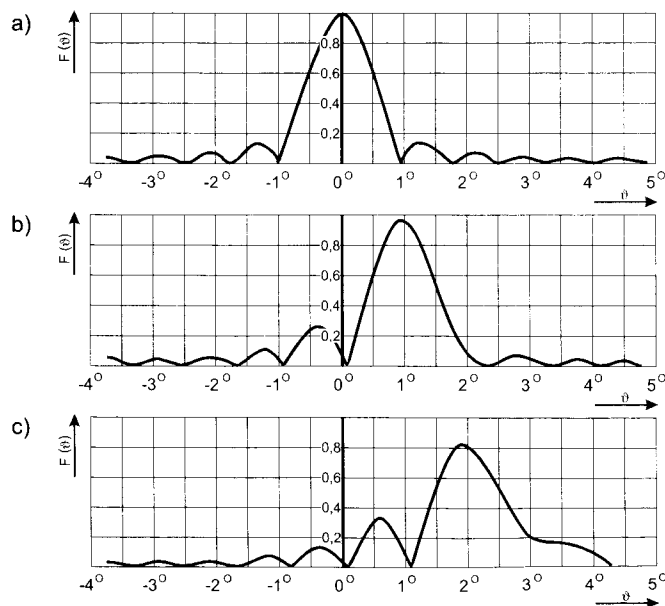


Rys. 12.33. Tłumienie wnoszone przez strukturę perforowaną dla fali padającej prostopadle [5]

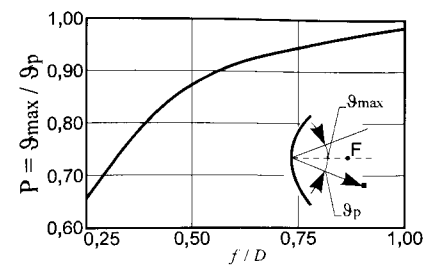
promiennika. Ze względu na stosowanie w emisjach cyfrowych modulacji fazy WFS powinien być jak najmniejszy w celu zmniejszenia błędów fazowych wpływających na jakość obrazu.

Satelity nadające programy TV satelitarnej są umieszczone w różnych punktach orbity geostacjonarnej. Oznacza to konieczność przestrajania wiązki. Najczęściej odbywa się to w sposób mechaniczny poprzez obrót anteny. W praktyce stosuje się również **anteny wielowiązkowe**, umożliwiające odbiór satelitów umieszczonych na różnych pozycjach za pomocą nieruchomej anteny. Dalej opisano zasadę działania takiej anteny [6].

Zgodnie z prawami optyki wiązka promieni padająca na reflektor równolegle do jego osi po odbiciu skupia się w jednym punkcie. Dokładniejsza analiza pola w ognisku wskazuje, że jest ono skupione w obszarze o średnicy $2,5\lambda f/D$, gdzie f jest długością ogniskowej, a D średnicą anteny. Jeśli wiązka pada na reflektor pod pewnym kątem w stosunku do jego osi, to nadal obserwujemy skupienie wiązki w płaszczyźnie ogniskowej, ale na nieco większym obszarze położonym po drugiej stronie ogniska. Umieszczając w tym obszarze promiennik wraz z konwerterem będziemy mogli odbierać sygnały z satelity nie leżącego na osi anteny. Przesunięcie promiennika w płaszczyźnie ogniskowej powoduje zmianę położenia głównej wiązki charakterystyki promieniowania anteny (przesunięcie kierunku maksymalnego promieniowania). Ilustruje to rys. 12.34. W miarę przesunięcia wiązki promieniowania rośnie jej asymetria: wzrasta poziom listków bocznych po lewej stronie, a listki boczne po prawej stronie zlewają się z listkiem



Rys. 12.34. Sterowanie wiązką główną anteny przez przesunięcie promiennika w płaszczyźnie ogniskowej (antena o średnicy 2 m, 11 GHz, $f/D = 0,25$): a) promiennik w ognisku, maksimum charakterystyki promieniowania na osi anteny, b) promiennik przesunięty o 1,36 cm, maksimum przesunięte o ok. 1 stopień, zysk zmalał o 0,46 dB, c) promiennik przesunięty o 2,72 cm, maksimum przesunęło się o 2 stopnie, a zysk zmalał o 1,8 dB [6]



Rys. 12.35. Zależność przesunięcia głównej wiązki promieniowania $\Psi_o(\theta_{\max})$ od przesunięcia promiennika $\Psi_p(\theta_p)$ w funkcji stosunku f/D [6]

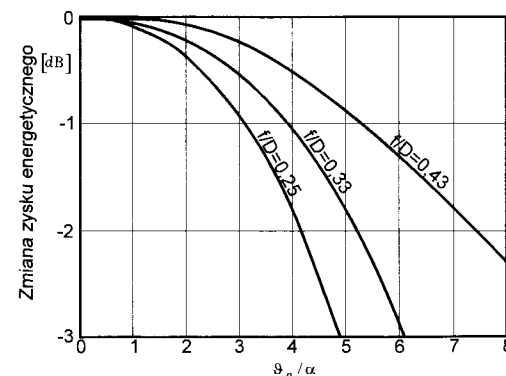
głównym powodując jego poszerzenie; jednocześnie maleje zysk energetyczny anteny. Z tych powodów przesunięcie wiązki głównej nie może być zbyt duże (w praktyce nie powinno przekraczać kilku wartości kąta połowy mocy).

Przesunięcie wiązki głównej zależy od przesunięcia promiennika oraz od kilku innych czynników, z których najważniejszym jest stosunek długości ogniskowej do średnicy reflektora (f/D). Przesunięcie wiązki głównej Ψ_o określa wzór

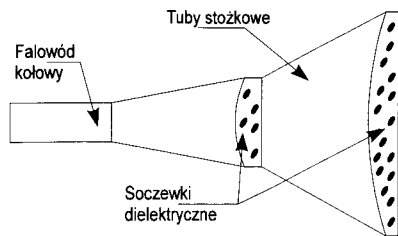
$$\Psi_o = P\Psi_p \quad (12.8)$$

gdzie Ψ_p jest kątem położenia promiennika, a P — parametrem pokazanym na rys. 12.35. Anteny do odbioru TV satelitarnej mają najczęściej wartość f/D około 0,4. Parametr P dla tej wartości wynosi 0,82, tzn. że do przesunięcia wiązki o 3° należy umieścić promiennik tak, aby kąt Ψ_p wynosił $3,66^\circ$. Zwróćmy uwagę, że apertura promiennika leży w płaszczyźnie ogniskowej i nie jest prostopadła do promienia idącego do wierzchołka anteny. Zmniejszenie zysku anteny związane z przesuwaniem wiązki głównej jest pokazane na rys. 12.36. Zależy ono silnie od stosunku długości ogniskowej do średnicy anteny — im mniejsza wartość tego stosunku, tym większe przesunięcia wiązki są dopuszczalne (przy ustalonej wartości zmniejszenia zysku energetycznego).

Jeśli umieścimy w płaszczyźnie ogniskowej reflektora parabolicznego dwa promienniki: jeden w ognisku, a drugi przesunięty, to charakterystyka promieniowania takiej anteny będzie miała dwie wiązki główne: jedną wzdłuż osi



Rys. 12.36. Zmniejszenie zysku energetycznego wynikające z przesuwania wiązki promieniowania do kąta połowy mocy, gdy promiennik znajduje się w ognisku [6]

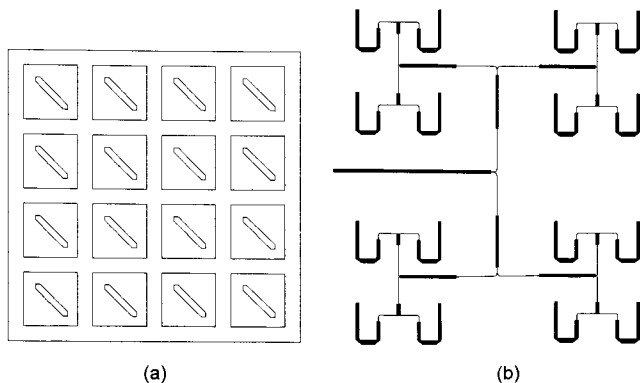


Rys. 12.37. Tuba kaskadowa z kompensacją błędów za pomocą soczewek dielektrycznych

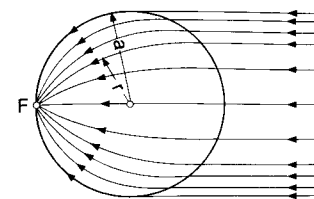
reflektora, drugą przesuniętą o kąt Ψ_0 , zależny od położenia drugiego promiennika. Taka antena dwuwiazkowa umożliwia odbiór dwóch satelitów, których pozycje orbitalne różnią się o Ψ_0 . Umieszczając dwa dodatkowe promienniki po obu stronach promiennika centralnego otrzymamy antenę trójiwiazkową. Trzeba pamiętać, że zysk energetyczny anteny w dodatkowych wiązkach jest mniejszy (0,6––1,0 dB) niż w wiązce głównej. Z tego powodu średnica reflektora powinna być dostatecznie duża.

Niektóre firmy oferują do odbioru sygnałów z satelitów anteny tubowe. Jeśli chcielibyśmy wykorzystać tubę optymalną, to dla częstotliwości używanych w systemach satelitarnych jej rozmiary liniowe byłyby dość duże. W celu zmniejszenia długości anten tubowych i osiągnięcia dostatecznie dużego zysku energetycznego stosuje się kaskadowe połączenie dwóch tub o różnych kątach rozwarcia oraz kompensację błędów fazowych za pomocą przesłon dielektrycznych umieszczonych w aperturze (rys. 12.37). Ze względu na niezbyt duży zysk energetyczny mogą one być stosowane tylko na obszarach o dużej wartości zastępczej mocy promieniowanej izotropowo przez satelitę.

Do odbioru TV satelitarnej używa się również anten mikropaskowych (układy antenowe). W układach antenowych nie obowiązuje zasada proporcjonalności zysku energetycznego do powierzchni anteny. Wynika to z obecności sieci łączącej poszczególne anteny z odbiornikiem. Wzrostowi rozmiarów układu towarzyszy wzrost powierzchni, ale jednocześnie i wzrost długości sieci, co zmniejsza sprawność anteny. Powyżej pewnych rozmiarów anteny zmniejszanie się sprawności sieci połączeń może być tak duże, że zysk energetyczny nie tylko



Rys. 12.38. Budowa anteny mikropaskowej do odbioru TV satelitarnej: a) część promieniująca, b) układ zasilający



Rys. 12.39. Soczewka Luneberga

nie rośnie ze wzrostem rozmiarów układu, ale maleje. Przy obecnym stanie technologii udaje się zbudować w pasmie Ku anteny o zysku nie przekraczającym 34 dB. Przykładową konstrukcję anteny i sieci łączącej pokazano na rys. 12.38. Podstawową zaletą anten mikropaskowych są ich małe rozmiary, łatwość wkomponowywania w budowlę, prosty transport i składowanie. Nie wykorzystuje się jeszcze głównej zalety układów antenowych, czyli elektronicznego sterowania wiązką główną. Jest to spowodowane zbyt dużym kosztem przesuwników fazowych.

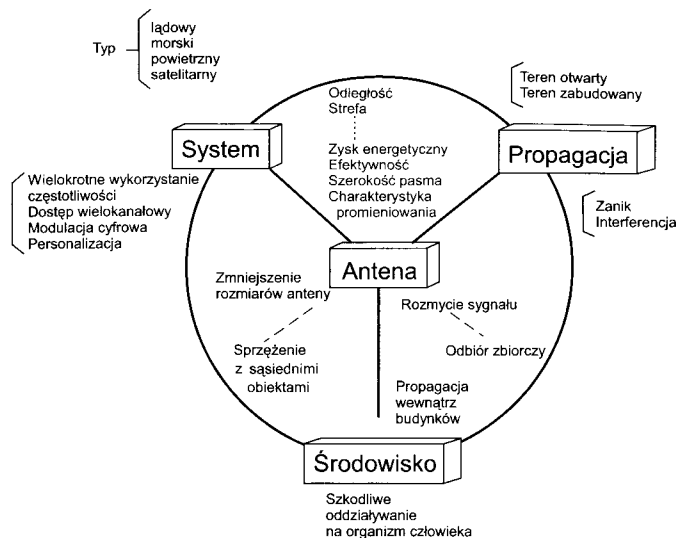
Stosunkowo rzadko spotyka się do odbioru TV satelitarnej anteny soczewkowe. Przypomnijmy, że soczewka Luneberga (rys. 12.39) skupia równoległą wiązkę promieniowania na przeciwległej stronie powierzchni w punkcie leżącym na przedłużeniu promienia fali przechodzącej przez środek sfery. Dla zapewnienia tej własności wartość współczynnika załamania niejednorodnego dielektryka musi zmieniać się w funkcji promienia r w sposób określony wzorem [18]:

$$n = n_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{2a^2}} \quad (12.9)$$

gdzie a jest promieniem soczewki, a n_0 współczynnikiem załamania w środku soczewki. Soczewka Luneberga znalazła zastosowanie do ukierunkowania wiązki fal w pełnym zakresie kątowym na zasadzie zmiany położenia promiennika. Okazuje się, że powierzchnia lokalizacji ognisk kuli dielektrycznej nie musi pokrywać się z jej fizyczną powierzchnią. Umożliwia ona jednoczesny odbiór sygnałów z kilku satelitów bez konieczności poruszania anteną. Parametry przykładowej anteny tego typu są następujące: zysk energetyczny wynosi 39 dB, kąt połowy mocy 2° przy poziomie listków bocznych około -17 dB. Wadą anten soczewkowych jest ich waga (około 100–150 kg).

12.3. Anteny w radiokomunikacji ruchomej lądowej

Antena jest integralną częścią każdego systemu radiokomunikacji ruchomej lądowej (rrl). Dobór parametrów anteny zależy od wielu czynników, pokazanych na rys. 12.40. Anteny przeznaczone do systemów rrl powinny cechować się dużą niezawodnością, łatwością obsługi i prostym montażem, odpornością na czynniki atmosferyczne, powinny mieć małe rozmiary oraz odpowiednie parametry elektryczne — zysk energetyczny, charakterystykę promieniowania, sprawność, odpowiednią impedancję wejściową, zwykle szerokie pasmo pracy oraz zdolność do dyskryminacji sygnałów o polaryzacji ortogonalnej. W procesie projektowania

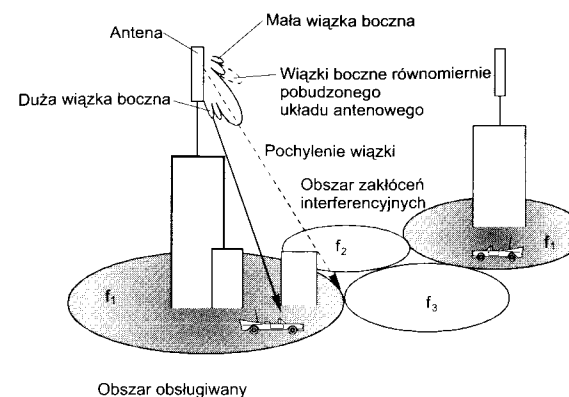


Rys. 12.40. Antena jako integralna część systemu rrl [13]

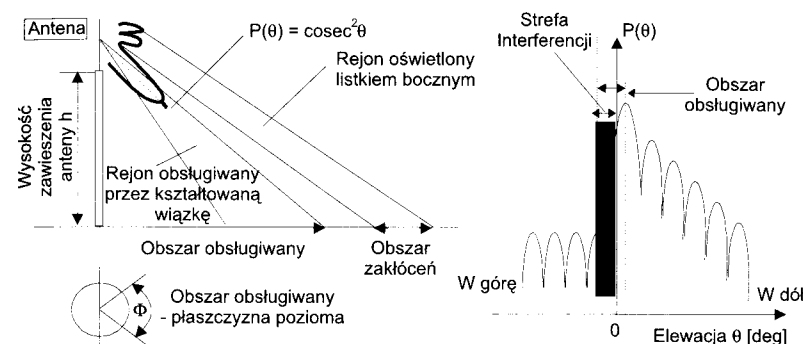
systemu rzadko konstruuje się anteny pod konkretne zastosowania. Powszechną praktyką jest dobieranie anten z katalogów firm wyspecjalizowanych w ich produkcji. Dalej przedstawiono najczęściej spotykane rozwiązania techniczne anten stacji bazowych oraz terminali ruchomych.

12.3.1. Anteny stacji bazowych

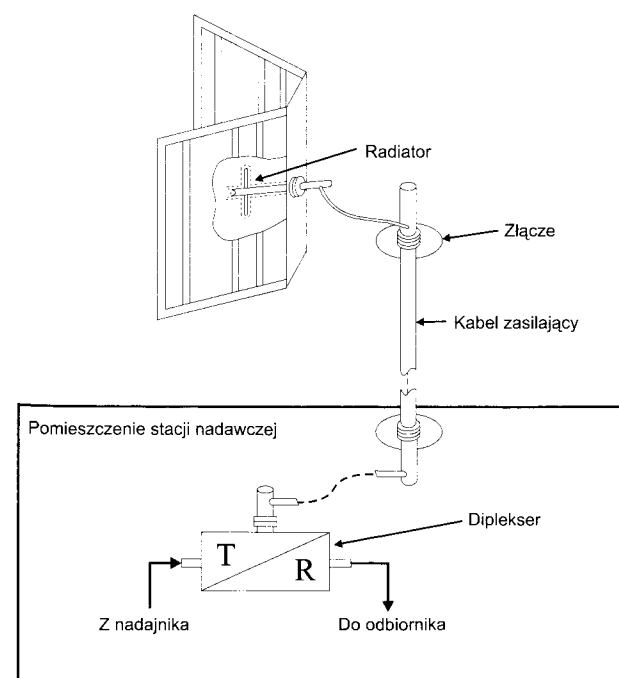
W przypadku anten stacji bazowych niezwykle ważny (oprócz parametrów elektrycznych) staje się problem łatwości umocowania na maszcie. Szczególnie w przypadku wyższych masztów koszt montażu może przewyższać koszt samej anteny. Należy też pamiętać o tym, że parametry anteny określone dla wolnej przestrzeni mogą się nie pokrywać z parametrami anteny zainstalowanej w otoczeniu innych przedmiotów. W systemach rrl występuje zwykle propagacja wielodrogowa, która wymaga odpowiednich rozwiązań konstrukcyjnych. Ze względu na wielokrotne wykorzystanie częstotliwości niezwykle ważne staje się zachowanie kompatybilności wewnątrz systemu. Antena powinna promieniować w taki sposób, aby zapewnić dobry sygnał wewnątrz obsługiwanego obszaru i jednocześnie nie wysyłać promieniowania w kierunku komórek wykorzystujących te same częstotliwości (rys. 12.41). Osiąga się to poprzez odpowiednie ukształtowanie charakterystyki anteny na drodze elektrycznej lub poprzez mechaniczne pochylenie anteny względem osi masztu (najtańsze i bardzo skuteczne rozwiązanie). Preferowaną charakterystyką w płaszczyźnie pionowej jest charakterystyka kosekansowa (rys. 12.42). Ze względu na zakłócenia interferencyjne listki powyżej wiązki głównej powinny mieć jak najmniejszy poziom. Anteny stacji bazowych używają często *przestrzennego odbioru zbiorczego* wykorzystującego fakt, że zaniki wywołane specyficzną propagacją fal radiowych nie są skorelowane, jeśli będziemy je mierzyć w dostatecznie od siebie oddalonych punktach. Źle skonstruowane anteny



Rys. 12.41. Zmniejszenie poziomu listków bocznych pozwala na zagęszczenie komórek [13]



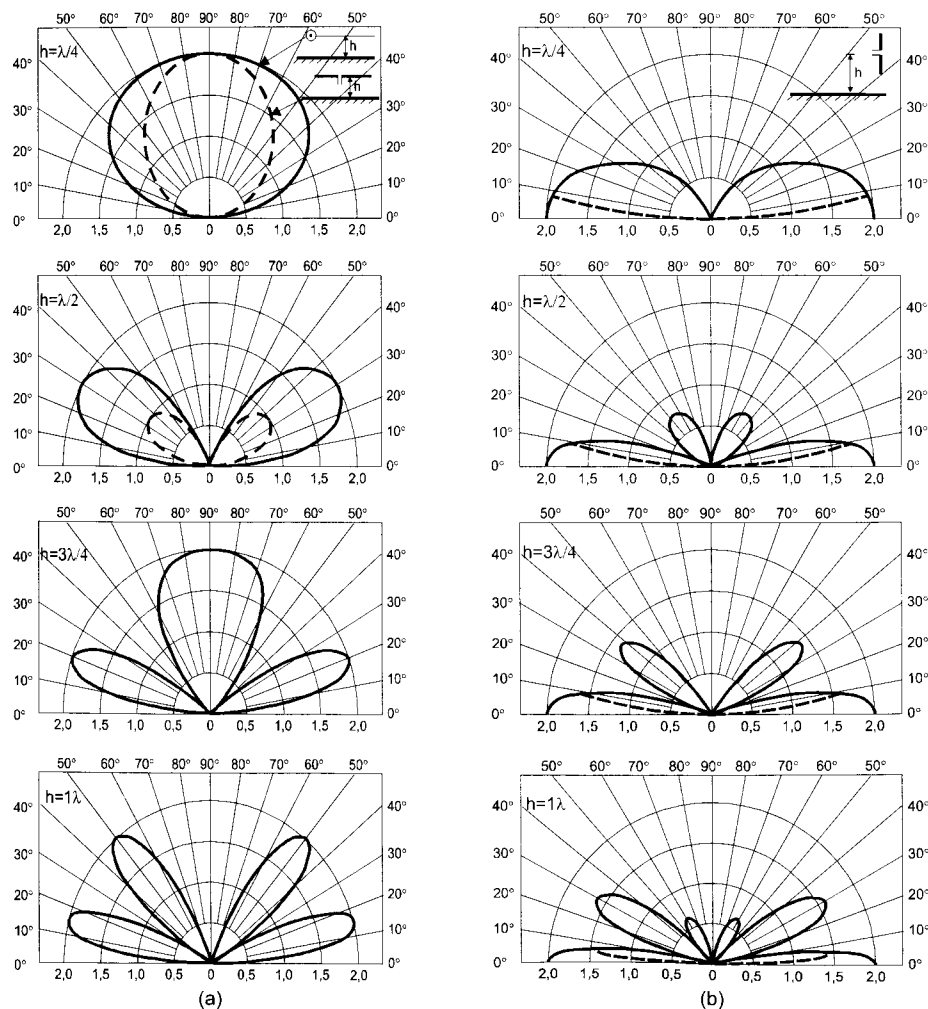
Rys. 12.42. Antena stacji bazowej o charakterystyce kosekansowej w płaszczyźnie pionowej [13]



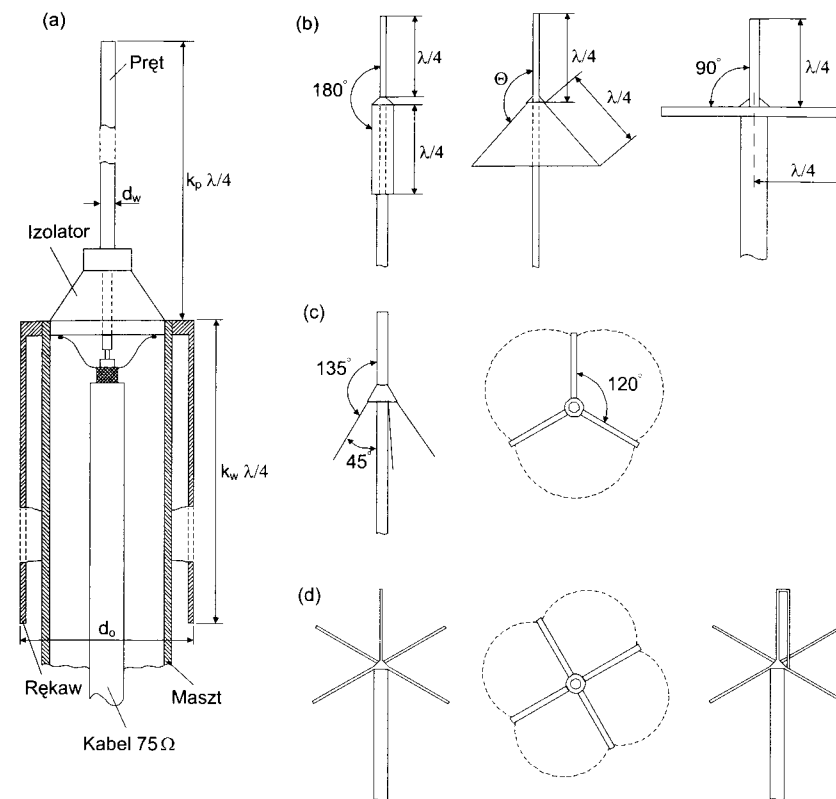
Rys. 12.43. Źródła biernych zniekształceń intermodulacyjnych (BIM) powstających w antenach [13]

mogą być źródłem **biernych zakłóceń intermodulacyjnych** (PIM), które powstają zwykle na złączach dwóch różnych metali (np. na złączu antenowym). Źródła tych zakłóceń w typowej antenie przedstawiono na rys. 12.43. Zakłócenia interferencyjne powodują powstanie nowych częstotliwości w widmie, które mogą być promieniowane przez antenę. W przypadku wykorzystania anteny stacji bazowej do odbioru intermodulacja może spowodować powstanie częstotliwości leżących w pasmie użytecznym i zakłócających odbiór. Jest to zjawisko na tyle istotne, że firmy projektujące i wytwarzające anteny mają specjalne laboratoria do badania intermodulacji.

Nasz przegląd zaczniemy od **anten o dookólnej charakterystyce promieniowania**. Zwykle są to anteny wytwarzające falę o polaryzacji pionowej. Anteny dookólne wytwarzające falę o polaryzacji poziomej mają bardziej złożoną



Rys. 12.44. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej dipoli nad idealnym ekranem: a) dipol półfalowy z polaryzacją poziomą, b) dipol półfalowy z polaryzacją pionową (linią przerywaną zaznaczono charakterystyki dla ziemi nieidealnej) [9]

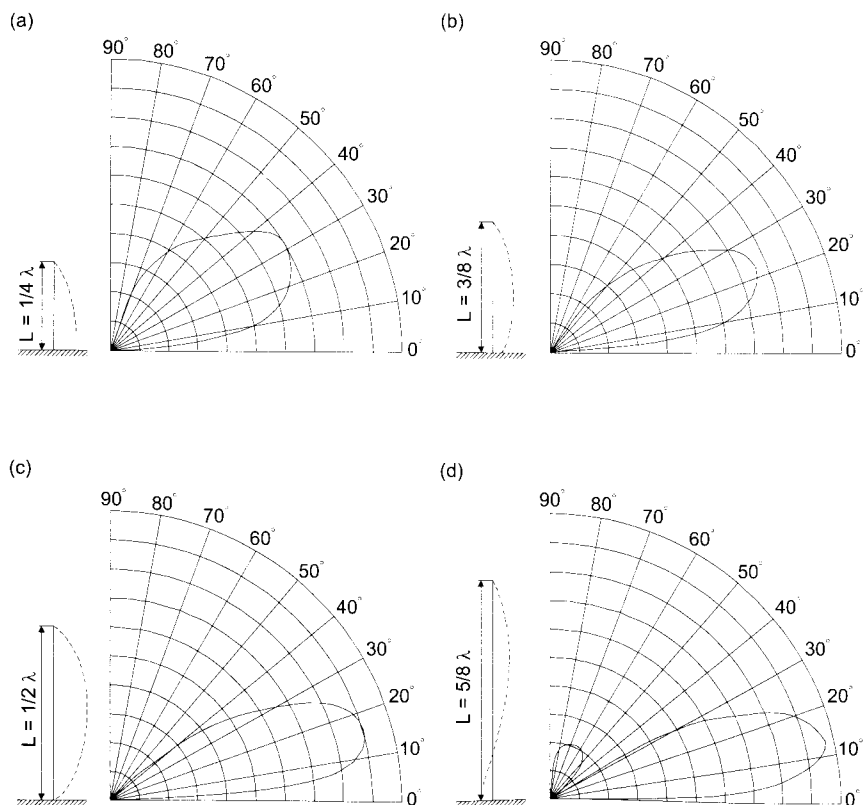


Rys. 12.45. Anteny prętowe: a) dipol półfalowy, b) antena Marconiego, c) trójnóg, d) antena krzyżakowa

konstrukcję, a także niekorzystną charakterystykę promieniowania (rys. 12.44), gdyż w zależności od wysokości anteny nad powierzchnią ziemi powstaje wiele listków uniesionych nad horyzontem, a listek najbliższy ziemi jest silnie słumiony. Budowa anten o polaryzacji pionowej jest prosta, ich charakterystyki w obecności ziemi są lepsze. Polaryzacja pionowa jest pożądana w systemach rrl ze względu na to, że anteny w terminalach przewoźnych i przenośnych mają zwykle postać anten prętowych, odbierających najlepiej falę o tej polaryzacji. Najprostszy jest dipol półfalowy (rys. 12.45a). Górna część jest dołączona wprost do żyły środkowej kabla i zamocowana na izolatorze, dolna zaś w postaci rury jest połączona z ekranem tylko na górnym końcu. Impedancja anteny wynosi ok. 70 Ω i zależy od smukłości dipola, podobnie jak częstotliwość rezonansu. W praktyce długość rękawa przyjmuje się zgodnie z obliczeniami, natomiast długość górnego pręta koryguje się na najmniejszy WFS. Aby zapewnić dobrą pracę, antena powinna być zamocowana przynajmniej na wysokości 4λ nad powierzchnią ziemi. Zastępując rękaw rurowy stożkiem o coraz większym kącie rozwarcia, otrzyma się jako przeciwwagę płaszczyznę o promieniu $\lambda/4$ (rys. 12.45b). Antena nosi nazwę **anteny Marconiego (ground plane)**. Kąt θ między górnym wibratorem i przeciwwagą wpływa na impedancję wejściową i charakterystykę promieniowania. Rezystancję wejściową możemy obliczyć z zależności [10]

$$R_{we} = 18[1 + \sin(\theta - 90)]^2 = 18(1 - \cos \theta)^2 \quad (12.10)$$

Dla $\theta = 132^\circ$ $R_{we} = 50 \Omega$, a dla $\theta = 90^\circ$ $R_{we} = 18 \Omega$. Gdyby dla $\theta = 90^\circ$ zastąpić tarczę o promieniu $\lambda/4$ nieskończenie rozległym ekranem, to otrzymalibyśmy impedancję unipola równą 35° . W praktyce przeciwwagę wykonuje się z prętów, co wpływa na charakterystykę promieniowania. Antenę Marconiego można skrócić fizycznie (przy nie zmienionej długości elektrycznej) poprzez wtrącenie skupionej indukcyjności. Zwykle umieszcza się ją blisko podstawy anteny w taki sposób, aby wraz z pojemnością wejściową dipola tworzyła układ rezonansowy na częstotliwości pracy. Antena taka promieniuje jednak pod dużym kątem elewacji. Dodając pojemność wierzchołkową uzyskamy większe natężenie pola w kierunku ziemi. Przy tej okazji warto wspomnieć, że wtrącenie skupionej pojemności w antenę prostoliniową powoduje elektryczne skrócenie anteny w przeciwieństwie do wtrąconej indukcyjności. Dość dobre parametry ma antena z przeciwwagą wykonaną z trzech prętów umieszczonych pod kątem 135° i zwana **trójnogiem**. Jej zysk energetyczny wynosi ok. 1 dB. Jeśli w antenie krzyżakowej z rys. 12.45d zastosować dipol pętlowy, to uzyskujemy 4 razy większą impedancję wejściową (ok. 70–75 Ω) i nieco szersze pasmo pracy. Żyłą środkową jest ponadto galwanicznie połączona



Rys. 12.46. Charakterystyki promieniowania unipoli nad ziemią rzeczywistą w zależności od ich długości [10]

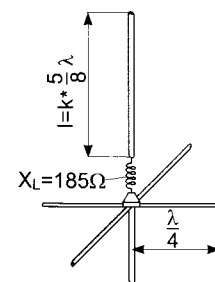
Tablica 12-1. PARAMETRY UNIPOLI NAD ROZLEGŁĄ PŁASZCZYZNĄ

Rodzaj unipola	Wysokość h/λ	Zysk do dipola $\lambda/2$ w otwartej przestrzeni G [dBd]	Impedancja wejściowa [Ω]
$< \lambda/4$	0,23	-1,56	36
$\lambda/4$	0,25	-1,55	$50 + j50$
$\lambda/2$	0,45	+1,55	900
$5\lambda/8$	0,6	+3,02	$108 - j208$

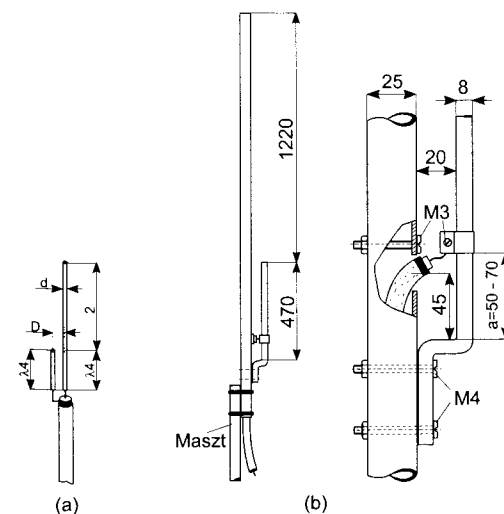
z ekranem i uziemionym masztem anteny, co pozwala na odprowadzanie ładunków elektrostatycznych wprost do ziemi.

Zwiększając długość części pionowej anteny zmienia się korzystnie wielkość listka nad horyzontem (rys. 12.46). Optymalną charakterystykę otrzymujemy dla **unipola** $5/8\lambda$ z przeciwwagami o długości $\lambda/4$. Zysk anteny $5/8\lambda$ wynosi ok. 5 dB. Impedancja ma znaczną składową pojemnościową (tabl. 12-1), którą zwykle kompensuje się cewką dołączoną u podstawy anteny (rys. 12.47).

Dipol półfalowy może być zasilany w środku lub na końcu. W tym drugim przypadku jego impedancja wejściowa waha się od 500 do 1000 Ω . Aby umożliwić dopasowanie do kabla 50 lub 75 Ω , stosujemy transformator ćwierćfalowy o odpowiednio dobranej impedancji. Górna, promieniująca część anteny ma



Rys. 12.47. Kompensacja składowej pojemnościowej za pomocą cewki u podstawy anteny [10]



Rys. 12.48. Antena typu J: a) półfalowa, b) $5/8\lambda$ na pasmo 144 MHz [10]

Omnidirectional Antenna

KATHREIN
Antennas • Electronics

Omni 450 360° 10 dBi

Type No.	K 75 17 2 11	K 75 17 2 21	K 75 17 2 31
Frequency range	406 - 430 MHz	425 - 445 MHz	440 - 470 MHz
Maximum power	150 W (at 50°C)	130 W (at 50°C)	100 W (at 50°C)
Length	4400 mm	4200 mm	4000 mm
Weight	7 kg	6.8 kg	6.5 kg
Wind load	220 N	210 N	200 N
	(at v = 150 km/h)		
Input	N female		
Gain	10 dBi		
VSWR	< 1.5		
Impedance	50 Ω		
Polarization	vertical		
Maximum wind velocity	150 km/h		
Packing size	4700 x 160 x 160 mm		

Material:

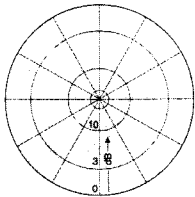
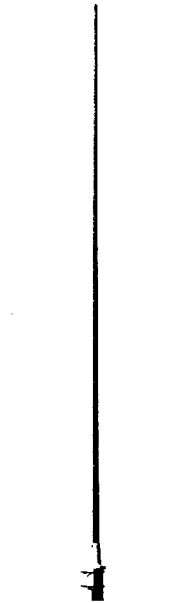
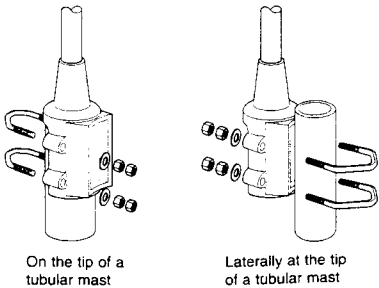
- Radiator: Brass.
- Radome: Fiberglass, diameter: 30 - 52 mm.
- Base: Aluminum.
- Mounting U-bolt and all screws and nuts: Stainless steel.
- Colour: Honey.

Mounting:

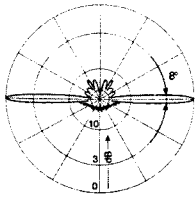
- The antenna can be attached in two ways with the supplied mounting kit:
 - a) On the tip of a tubular mast of 65 - 105 mm diameter (connecting cable runs inside the mast).
 - b) Laterally at the tip of a tubular mast of 30 - 90 mm diameter (connecting cable runs outside the mast).

Grounding:

- Atmospheric discharges are safely conducted away as all metal parts of the antenna are DC grounded.
- The inner conductor is also DC grounded.



Horizontal Pattern



Vertical Pattern

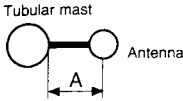
Rys. 12.49. Antena wielofalowa na zakres 406 ÷ 430 MHz [25]

Technical Instructions
Radiation Patterns
for Side-mounted Omnidirectional Antennas

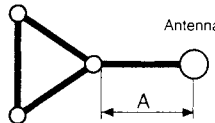
KATHREIN
Antennas • Electronics

Examples of horizontal-pattern at A = 0.25 λ; 0.5 λ; 0.75 λ
(also for antenna K 75 29 2 .)

Distance A:



Triangular lattice mast



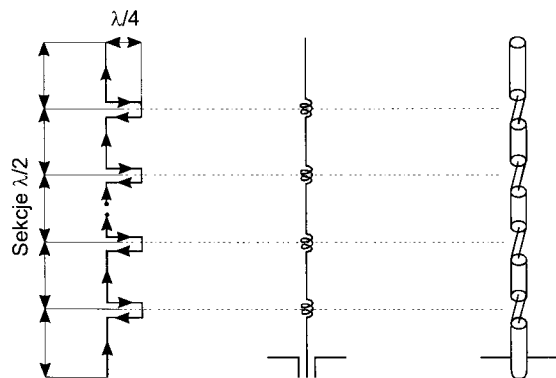
— A = 0.25 λ
..... A = 0.5 λ
---- A = 0.75 λ

Mast diameter	Horizontal diagram, radiation pattern
60 mm	
160 mm	
250 mm	
600 mm	
Triangular lattic mast with side length of 500 mm	

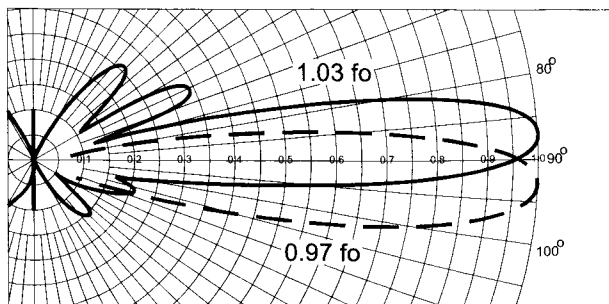
Rys. 12.50. Wpływ masztu na charakterystykę promieniowania [25]

długość $\lambda/2$ (rys. 12.48a), natomiast dolna o długości $\lambda/4$ stanowi transformator. Jest to **antena półfalowa typu J**. Stosunek D/d jest równy ok. 6 i dobiera się go praktycznie w czasie strojenia na najmniejszą wartość WFS (oczywiście w przypadku, gdy antena nie jest zestrojona fabrycznie). Na rysunku 12.48 b pokazano antenę $5/8\lambda$ typu J na pasmo amatorskie 144–146 MHz.

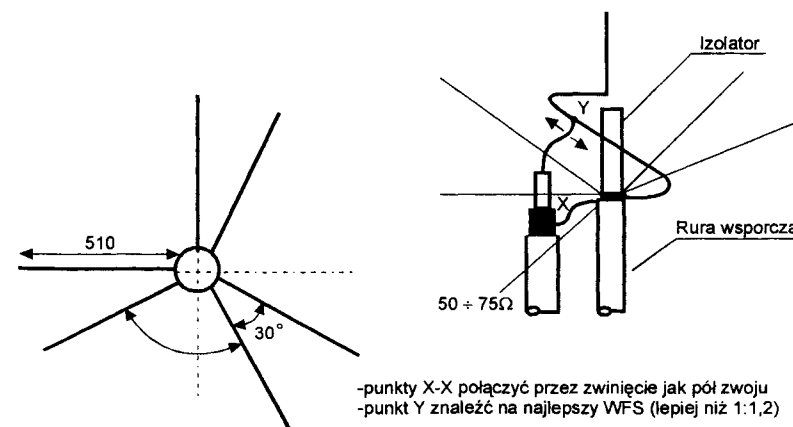
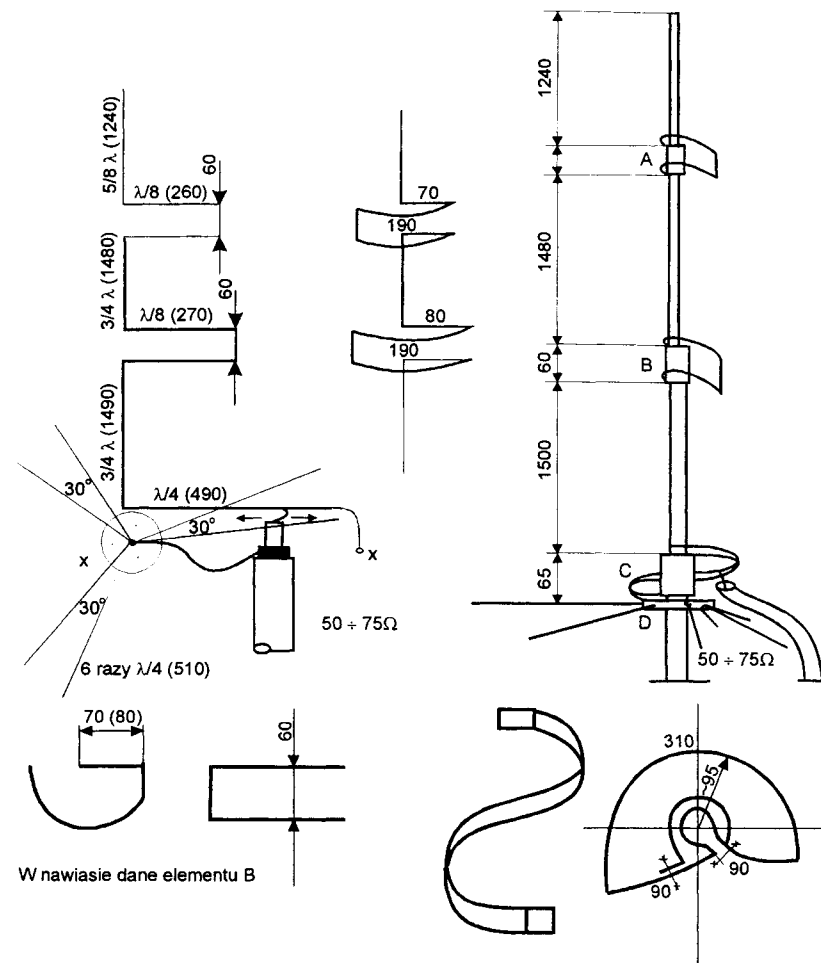
W systemach profesjonalnych bardzo popularne są **anteny wielofalowe**, których długość przekracza znacznie λ . Przykład takiej anteny wraz z parametrami w wykonaniu firmy Kathrein przedstawiono na rys. 12.49. Anteny te wymagają zwykle dodatkowego odgromnika umieszczonego tuż obok nich w celu ochrony przed wyładowaniami atmosferycznymi. Produkowane są też anteny z utwardzonym końcem, które nie wymagają stosowania odgromników. Charakterystyka promieniowania takich anten ściśle zależy od ich położenia względem masztu oraz od średnicy masztu (rys. 12.50). Można w ten sposób kształtować charakterystykę promieniowania w płaszczyźnie poziomej. Często stosowaną odmianą anteny wielofalowej jest **antena kolinearna** zbudowana z kilku dipoli półfalowych (układ Franklina) i przedstawiona na rys. 12.51. Stroiki w postaci zwartych linii ćwierćfalowych lub spiralnych linii opóźniających z rys. 12.51b służą do zmiany fazy przebiegów zasilających o 180° , dzięki czemu kierunek prądu we wszystkich elementach jest identyczny. Sekcja dopasowująca transformuje impedancję wejściową ostatniego odcinka o długości $\lambda/2$ lub $\lambda/4$ do wartości 50Ω . Typowy zysk energetyczny takiej anteny jest równy 9 dB. Ze względu na niestabilność



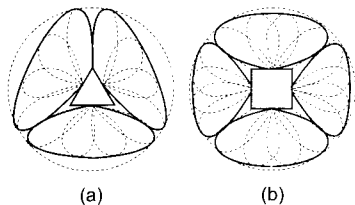
Rys. 12.51. Antena kolinearna złożona z kilku dipoli



Rys. 12.52. Charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie pionowej typowej anteny kolinearnej [15]



Rys. 12.53. Antena „Big Star” na pasmo 144 MHz

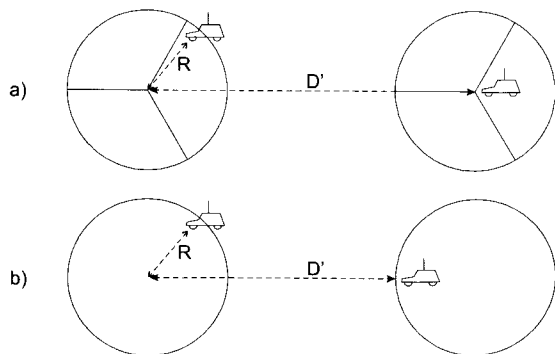


Rys. 12.54. Charakterystyki promieniowania anten sektorowych

mechaniczną anteny wytwarzającej wąską wiązkę oraz zmniejszanie się prądów w dalej położonych segmentach anteny na skutek promieniowania, osiągalna wartość zysku energetycznego wynosi ok. 10 dB. Pasma pracy anteny kolinearnej jest dość wąskie ze względu na błędy fazy prądów zasilających poszczególne segmenty, które pojawiają się przy zmianach częstotliwości. Typowa charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie pionowej jest przedstawiona na rys. 12.52, a na rys. 12.53 przedstawiono rozwiązanie konstrukcyjne anteny na pasmo 144 MHz znane pod nazwą „Big Star”.

Stacje bazowe obsługują często komórki nie mające kształtu dookólnego. Kąt pełny, na obszarze którego są realizowane łącza ruchome między stacją bazową i stacjami ruchomymi, jest dzielony na równe podobszary katowe, zwane **sektorami** (rys. 12.54). Każdy taki sektor jest obsługiwany przez indywidualny układ antenowy, którego charakterystyka promieniowania (w zależności od potrzeb ruchowych) może być jedno- lub wielowiązkowa. Szerokość pojedynczego sektora wynosi więc 90° lub 120°. Stosownie do tych wartości musi być dobrana szerokość wiązki układu antenowego obsługującego sektor. W przypadku charakterystyki jednowiązkowej szerokość wiązki musi być równa szerokości katowej sektora. Stosowanie **anten sektorowych** wynika z konieczności poprawy efektywności wykorzystania widma będącego do dyspozycji danej sieci, gdyż anteny sektorowe ograniczają poziom pola zakłócającego, co oznacza zmniejszenie odległości koordynacyjnej. Na rysunku 12.55 wyjaśniono to zjawisko. Poniżej głównych anten umieszcza się czasami na maszcie anteny zasilane mniejszą mocą, obsługujące one mikrokomórki umieszczone niejako pod komórką główną w pobliżu masztu.

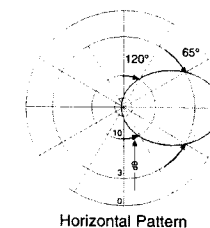
Układy antenowe, z których buduje się anteny sektorowe, wykonuje się w konfiguracji układów prostokątnych, przy czym liczba elementów w tych układach wynika z potrzeby uzyskania odpowiedniej geometrii wiązki głównej,



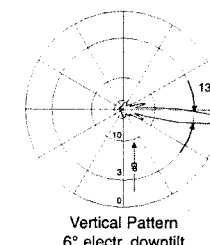
Rys. 12.55. Zasięg interferencyjny dla:
a) anten sektorowych, b) dookólnych

Panel 900 65° 15.5dBi 6°T

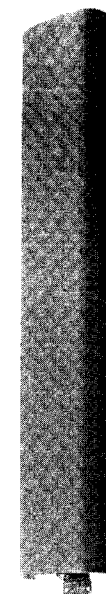
Type No.	732 691
Input	7-16 female
Connector position	Bottom
Frequency range	870 – 960 MHz
VSWR	< 1.3
Gain	15.5 dBi
Impedance	50 Ω
Polarization	Vertical
Front-to-back-ratio	> 25 dB
Half-power beam width	H-plane: 65°/ E-plane: 13° 6° electr. downtilt
Max. power	500 Watt (at 50 °C ambient temperature)
Weight	6 kg
Wind load	Frontal: 220 N (at 150 km/h) Lateral: 140 N (at 150 km/h) Rearside: 490 N (at 150 km/h)
Max. wind velocity	200 km/h
Packing size	1422 x 272 x 160 mm
Height/width/depth	1294 / 258 / 103 mm



Horizontal Pattern



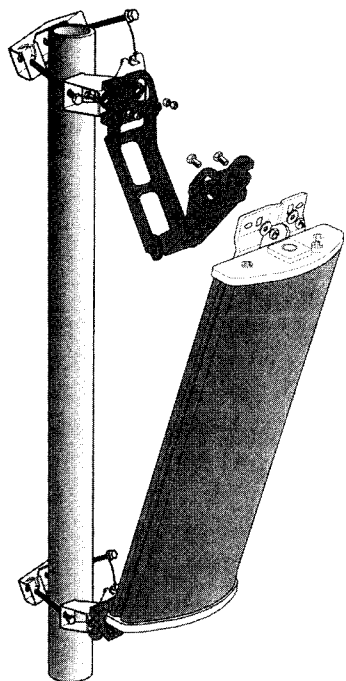
Vertical Pattern
6° electr. downtilt



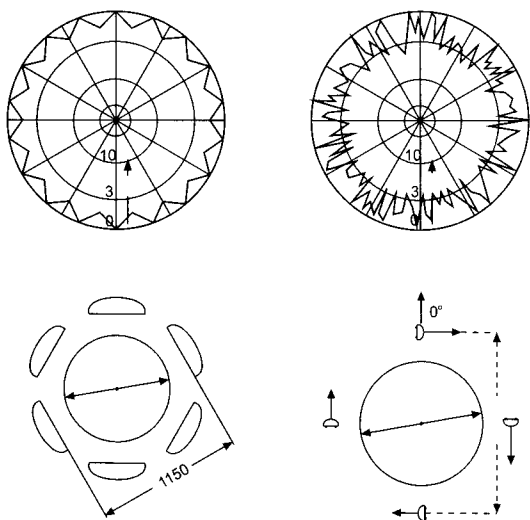
Rys. 12.56. Antena sektorowa na pasmo 900 MHz [25]

określonej przez jej szerokość w płaszczyźnie poziomej i pionowej. Najczęściej stosuje się układy antenowe, w których odstęp między sąsiednimi elementami wynosi $\lambda/2$. Niezbędnym elementem takiego układu antenowego jest reflektor, który ogranicza promieniowanie do półprzestrzeni oraz pozwala dokładnie dobrać wymaganą szerokość wiązki głównej do katowych wymiarów sektora. Przykład typowej anteny sektorowej na zakres 900 MHz przedstawiono na rys. 12.56. Na obszarach nie zabudowanych wykorzystuje się mechaniczne pochylenie anteny (rys. 12.57) w celu dopasowania charakterystyki promieniowania do rzeźby terenu oraz zmniejszenia zasięgu zakłóceń. Mechaniczne pochylenie nie zmienia jednak poziomu listków bocznych. Na obszarze zabudowanym, gdzie kładzie się nacisk na zmniejszenie zasięgu zakłóceń, wykorzystuje się pochylenie charakterystyki uzyskane w sposób elektryczny (*electric downtilt*) przez zmianę fazy przebiegów zasilających poszczególne promienniki w antenie. Oprócz zmiany kierunku wiązki głównej redukuje się też poziom listków bocznych. Za pomocą anten sektorowych można otrzymać dookólną charakterystykę promieniowania w płaszczyźnie poziomej i zawężenie charakterystyki w płaszczyźnie pionowej w porównaniu z antenami liniowymi (rys. 12.58). Anteny sektorowe są wykonywane głównie jako anteny mikropaskowe lub układy dipoli półfalowych.

W ostatnich latach duże zainteresowanie inżynierów budzą **anten adaptacyjne**. Są to układy antenowe, których zadaniem jest naprowadzanie wiązki głównej stacji anteny bazowej na kierunek aktualnego położenia stacji ruchomej i następnie nadążanie w czasie rzeczywistym z położeniem wiązki, stosownie do zmiany położenia stacji ruchomej. Taka antena optymalizuje warunki pracy sieci

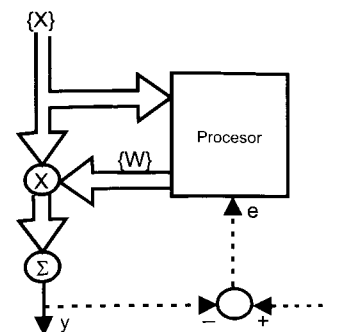


Rys. 12.57. Pochylenie anteny zmniejszające zasięg zakłóceń



Rys. 12.58. Charakterystyka dookólna otrzymana za pomocą anten sektorowych [25]

komórkowej: ogranicza zakłócenia interferencyjne, umożliwia lepsze zagospodarowanie widma i poprawę efektywności energetycznej systemu. Anteny adaptacyjne mogą być stosowane na samochodach do automatycznego śledzenia pozycji satelity w czasie jazdy. Adaptacyjny układ antenowy składa się z określonej liczby odpowiednio rozmieszczonych elementów antenowych, połączonych z urządzeniem radiowym za pomocą specjalnego układu, w którym odbywa się przetwarzanie i sumowanie sygnałów $\{x\}$ odbieranych przez elementy (rys. 12.59). W rezultacie tego przetwarzania sygnał sumacyjny $\{y\}$ musi spełniać określone



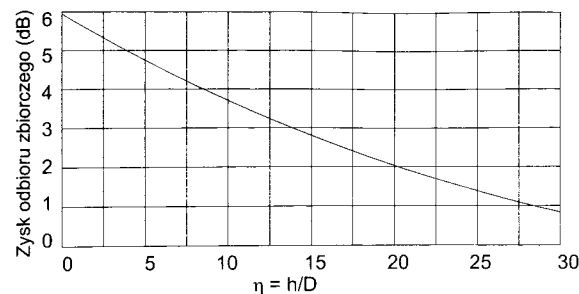
Rys. 12.59. Procesor adaptacyjny [16]

kryterium adaptacyjne. Zasadniczą częścią układu adaptacyjnego jest procesor adaptacyjny realizujący proces przetwarzania, którego ogólną strukturę przedstawiono na rys. 12.59. Stosuje się dwa podstawowe kryteria adaptacyjne:

- kryterium SNIR (*Signal to Noise Interference Ratio*) maksymalnej wartości stosunku mocy sygnału użytecznego do sumarycznej mocy sygnałów zakłócających wraz z szumami — na rys. 12.59 procesor bez połączeń wykonanych linią przerywaną,
- kryterium LMS (*Least Mean Square*) minimalnej wartości błędu średniokwadratowego między sygnałem sumacyjnym y a sygnałem odniesienia.

Pierwsze kryterium jest realizowane w układzie z otwartą pętlą, co oznacza krótki czas realizacji i wymaga dużej dokładności obliczeń. Drugie kryterium jest realizowane w układzie z pętlą zamkniętą, co oznacza wolniejszy czas realizacji (szybkie procesory sygnałowe kompensują tę wadę) i samokontrolę pracy. Wadą mogą być problemy związane ze stabilnością i wzmocnieniem pętli. Układy adaptacyjne są obecnie intensywnie badane i rozwijane. Stanowią one część techniki antenowej, w której wykorzystuje się metody i algorytmy dobrze znane z cyfrowego przetwarzania sygnałów. Więcej szczegółów na ten temat można znaleźć np. w pracy [14].

W systemach rrl bardzo często występują zaniki spowodowane tłumieniem trasy i wielodrogowością. Poziom sygnału na wejściu terminala ruchomego może być zwiększony poprzez wzrost zysku energetycznego anteny lub mocy nadajnika stacji bazowej, choć zwykle prowadzi to do wzrostu zasięgu zakłóceń i zwiększenia poziomu zakłóceń interferencyjnych. Zwiększanie mocy nadajnika po stronie terminala ruchomego powoduje przede wszystkim znaczne skrócenie czasu pracy akumulatorów. Skutecznym sposobem walki z zanikami jest **prze-strzenny odbiór zbiorczy**. Stosuje się wtedy dwie (lub więcej) anteny umieszczone w takiej odległości od siebie, że korelacja między zanikami sygnału na wyjściu obu anten jest odpowiednio mała. Sygnały z obu anten mogą być łączone na cztery metody. Pierwsza z nich, **MRC** (*maximal ratio combining*), maksymalizuje stosunek sygnału do szumu na wyjściu sumatora. Druga, zwana **EGC** (*equal-gain combining*), sprowadza oba przebiegi z wyjść anten do tej samej fazy i sumuje napięcia wyjściowe. Trzecia, **SEC** (*selective combining*), wybiera silniejszy z dwóch sygnałów. Ostatnia, **SWC** (*switch combining*), wykorzystuje minimalny poziom



Rys. 12.60. Zysk odbioru zbiorczego w funkcji h/D [13]

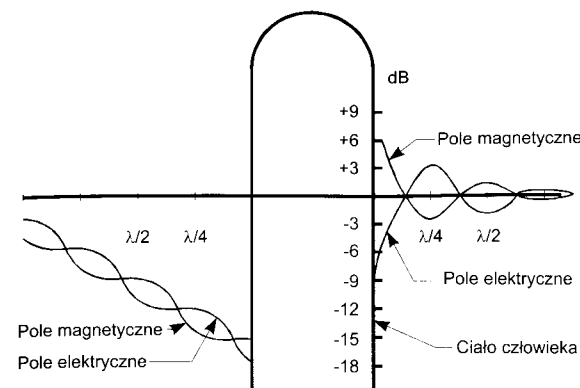
wejściowy, poniżej którego na wejście odbiornika jest podawany sygnał z drugiej anteny. Metody MRC, EGC i SEC wymagają bardziej skomplikowanych układów, są droższe, ale wykazują lepsze parametry niż SWC, który wymaga tylko jednego wejścia z torem w.cz. Najlepsza jest metoda MRC, następnie SEC i EGC. Separacja przestrzenna w płaszczyźnie poziomej jest lepsza od separacji w płaszczyźnie pionowej. Efekt ten można wyjaśnić następująco. Zysk wynikający z odbioru zbiorczego jest tym większy, im większa jest odległość między antenami. Zakłada się przy tym prawie równe średnie poziomy obu sygnałów. W przypadku separacji pionowej ten warunek nie jest spełniony (antena wyższa ma wyższy poziom sygnału). Dodatkowy zysk odbioru zbiorczego można określić za pomocą następującego parametru [13]:

$$\eta = h/D \quad (12.11)$$

gdzie h jest wysokością zawieszenia anten, a D odległością między nimi. Dla separacji poziomej optymalna wartość η wynosi 11. Odpowiada to współczynnikowi korelacji zaników na poziomie 0,6–0,7, co jest wartością wystarczającą (polepszenie jakości odbioru ok. 8 dB). Dodatkowy zysk w funkcji η pokazano na rys. 12.60. Wynika z niego, że im wyżej są zawieszone anteny, tym większa musi być odległość między nimi. Zysk zależy również od kąta nadejścia fali względem linii łączącej dwie anteny. Często wykorzystuje się **odbiór zbiorczy polaryzacyjny**, polegający na wykorzystaniu dwóch fal o polaryzacjach ortogonalnych, np. pionowej i poziomej. W środowisku ruchomym występuje silny efekt wzajemnego sprzężenia między polaryzacjami i część energii fali o polaryzacji pionowej zamienia się w falę o polaryzacji poziomej. Zanik fali o jednej polaryzacji nie powoduje zwykle zaniku fali o polaryzacji ortogonalnej. Zaletą odbioru polaryzacyjnego jest możliwość umieszczenia obu anten blisko siebie, wadą — strata 3 dB z powodu rozdzielenia mocy nadawanej przez dwie anteny. Wzory i wykresy przydatne do projektowania anten z wykorzystaniem odbioru zbiorczego można znaleźć w pracy [19].

12.3.2. Anteny terminali ruchomych

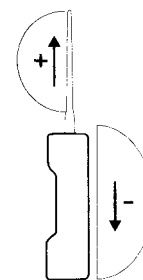
Podstawowym wymogiem stawianym antenom terminali ruchomych jest ich miniaturyzacja przy jednoczesnej niezawodności i dużym zysku energetycznym (zmniejszenie energii pobieranej z akumulatorów). Najtańszym systemem rrl jest



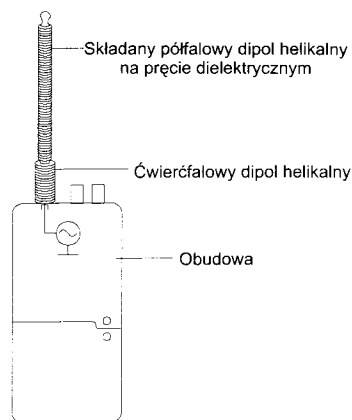
Rys. 12.61. Pole elektryczne i magnetyczne w pobliżu ciała ludzkiego [13]

system przywoławczy (*paging*). Pagery noszone są zwykle w kieszeni lub na pasku tuż przy ciele. Ciało ludzkie powoduje silne tłumienie składowej elektrycznej pola ze względu na swe własności przewodzące (por. warunki brzegowe na powierzchni przewodnika). Na rysunku 12.61 przedstawiono wyniki pomiarów pola elektrycznego i magnetycznego w pobliżu obiektu symulującego ludzkie ciało. Niska impedancja falowa ciała zmniejsza amplitudę pola elektrycznego, zwiększając jednocześnie amplitudę pola magnetycznego. Padająca fala napotyka na zmienną impedancję i w związku z tym zmiany amplitudy pól mają charakter oscylacyjny. Oscylacje zanikają w dostatecznie dużej odległości od ciała. Z podanej analizy wynika, że najlepsze są w tym przypadku anteny reagujące na składową magnetyczną pola. Pagery są zwykle wyposażane w anteny pętlowe, przy czym ze względu na dowolną orientację obudowy antena taka musi odbierać sygnały o polaryzacji pionowej i poziomej. Do częstotliwości ok. 300 MHz stosuje się też anteny ferrytowe. Charakterystyka promieniowania tych anten zależy bardzo silnie od sprzężenia z ciałem. Parametry anten pagerów mogą ulec poprawie, jeśli wykorzysta się metalowe części obudowy jako części składowe anteny.

W radiotelefonach przenośnych i telefonach komórkowych wykorzystuje się unipole $1/4\lambda$, $3/8\lambda$, $5/8\lambda$ czy $7/8\lambda$. Jeśli częstotliwość pracy jest duża, to przeciwwagą jest obudowa radiotelefonu i rozkład prądu wzdłuż anteny i obudowy może być podobny do pokazanego na rys. 12.62 (radiotelefon z półfalowym dipolem rękawowym). Rozkład taki nie jest jednak korzystny, gdyż charakterystyka promieniowania ma minimum w kierunku poziomym, a więc pożądanym. Dla



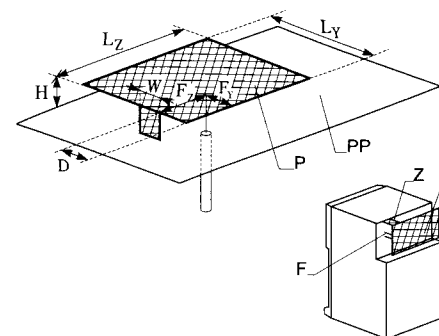
Rys. 12.62. Rozkład prądu w antenie terminala przenośnego



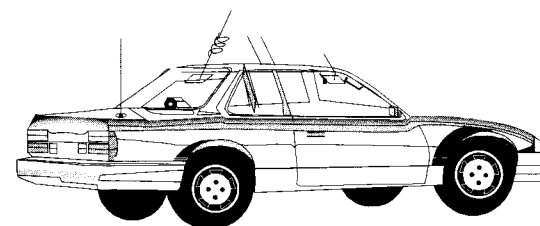
Rys. 12.63. Antena śrubowa do radiotelefonu

mniejszych częstotliwości przeciwwagą może być ręka operatora. Anteny unipolowe umożliwiają zmniejszenie promieniowania w kierunku pionowym, co stanowi ich zaletę. W wielu radiotelefonach używa się anten śrubowych ze względu na zmniejszenie długości fizycznej i łatwiejsze dopasowanie do impedancji wyjściowej nadajnika. Typowa antena śrubowa stosowana w sprzęcie przenośnym ma długość $1/12\lambda$ (rodzaj normalny), co odpowiada długości elektrycznej $1/4\lambda$. Obniżenie długości anteny poniżej $1/12\lambda$ nie jest wskazane ze względu na wzrost strat. Ze względu na dużą dobroć anteny śrubowe mają węższe pasmo pracy (ok. 50 MHz dla częstotliwości pracy 450 MHz). Dodatkowe straty zysku energetycznego i zmniejszenie dobroci anteny wnosi ciało operatora. Szacuje się na podstawie symulacji i pomiarów, że ok. 50% mocy jest rozpraszane w ciele, z czego 10–20% w dłoni, a 80–90% w głowie. Strata zysku względem radiotelefonu czy telefonu umieszczonego w swobodnej przestrzeni wynosi 3–3,5 dB. Często stosowanym w zakresie 800–900 MHz rozwiązaniem jest stosowanie dwóch anten śrubowych — anteny o długości ok. 2 cm (długość elektryczna $\lambda/4$) i chowanej do wnętrza drugiej anteny o długości 10 cm (długość elektryczna $\lambda/2$). Rozwiązanie to jest przedstawione na rys. 12.63. W przypadku schowanej drugiej anteny zysk energetyczny dla telefonu trzymanego w dłoni wynosi –13 dBd, przy wysuniętej antenie zwiększa się do –7 dBd.

Możliwe jest stosowanie w terminalach przenośnych anten mikropaskowych. Ze względu na kierunkowość charakterystyki (płaszczyzna masy) pozwalają one na redukcję promieniowania w stronę głowy. Potencjalną zaletą do wykorzystania jest też łatwość integracji z układami elektronicznymi. Najchętniej używa się w tej chwili *anten typu odwrócone F* (IFA — rys. 12.64), składających się z prostokątnego promiennika i przewodzącej podstawy, pomiędzy którymi znajduje się bardzo cienka warstwa dielektryka (najczęściej powietrza). Lokalizacja punktu zasilania umożliwia dopasowanie impedancyjne, natomiast szerokością W i położeniem D zwory można regulować wartość częstotliwości rezonansowej anteny. Szerokość pasma pracy wynosi typowo kilkanaście procent. Również w Polsce



Rys. 12.64. Antena mikropaskowa typu IFA w radiotelefonie



Rys. 12.65. Anteny samochodowe

powstają konstrukcje anten mikropaskowych przeznaczone do telefonów komórkowych [1]. W terminalach przenośnych stosuje się także odbiór zbiorczy przestrzenny. Występuje obecnie tendencja do łączenia terminali obsługujących różne systemy (np. GSM, DCS) w jednej obudowie. Wymaga to użycia efektywnych anten, które pracują poprawnie w kilku pasmach.

Anteny terminali przewoźnych umieszcza się najczęściej na dachu, błotniku czy szybie samochodu (rys. 12.65). Najlepsze parametry elektryczne ma antena umocowana na środku dachu. Charakterystyka promieniowania jest wtedy najbardziej zbliżona do dookólnej. Dobierając odpowiednio długość można kształtować charakterystykę pionową. Wykorzystuje się do analizy tych przypadków metodę odbić lustrzanych. Dużą popularność ma unipol $5/8\lambda$ o zysku 5,1 dB. Często na dachu montuje się dwie anteny (odbior zbiorczy). Do łączności satelitarnej wykorzystuje się anteny spiralne. Intensywnie badane są obecnie anteny adaptacyjne wykonane jako układ anten mikropaskowych montowanych na dachu pojazdu. Często ta sama antena obsługuje system satelitarny i naziemny. Spotyka się anteny wykonane w postaci metalicznych ścieżek na szybie lub używających ścieżki ogrzewania szyby. Są również wykorzystywane anteny będące napyłoną na przedniej szybie warstwą metaliczną [28]. Charakterystyki anten umieszczonych na pojazdach nie są jednoznacznie określone ze względu na zjawisko wielodrogowości [29]. Do analizy anten samochodowych wykorzystuje się wyrafinowane metody numeryczne (metoda momentów i FDTD).

12.4. Uwagi praktyczne dotyczące montażu i konserwacji anten

Prace antenowe nie różnią się specjalnie od innych prac konstrukcyjno-montażowych, jednak dwa aspekty decydują o ich specyfice. Prace te odbywają się na wysokości i nawet montaż anteny na dachu domu jednorodzinnego ma charakter pracy wysokościowej. Ponadto istnieje ryzyko narażenia na pole elektromagnetyczne. Oba wymienione czynniki powodują, że do prac antenowych są dopuszczeni pracownicy posiadający aktualne orzeczenie lekarskie stwierdzające brak przeciwwskazań do pracy w polu elektromagnetycznym oraz ważny wynik badań dopuszczających do prac wysokościowych. Pracownicy powinni być odpowiednio odziani. Odzież robocza nie powinna krępować ruchów na maszcie, musi chronić przed wiatrem, chłodem (na dużej wysokości nawet latem może panować chłód) i wilgocią. Obuwie powinno mieć przeciwpoślizgową podeszwę. Ponadto każdy pracownik powinien być wyposażony w kask ochronny, pas bezpieczeństwa z linką asekuracyjną z ważnym atestem bezpieczeństwa i torbę narzędziową. Przy posługiwaniu się narzędziami należy pamiętać o tym, że upadek z dużej wysokości nawet małego wkrętaka może spowodować śmierć lub kalectwo osób stojących pod masztem. Narzędzia powinny być w czasie pracy przymocowane linką do nadgarstka. Należy także przestrzegać przepisów mówiących o pracy w dni deszczowe i mroźne. Prace na wysokości mogą być prowadzone, gdy temperatura powietrza jest wyższa niż -5°C , a prędkość wiatru mniejsza od 10 m/s. Prace mogą być wykonywane od świtu do zmierzchu, a konstrukcja nie może być oblodzona. W przypadku zbliżania się burzy i w czasie jej trwania prace należy bezwzględnie przerwać. W czasie pracy na wysokości teren powinien być zabezpieczony przed dostępem osób postronnych i oznakowany odpowiednimi napisami, a wszyscy pracownicy powinni nosić kaski. Grupa przewidziana do pracy na wysokości (tn. powyżej 2 m) powinna składać się co najmniej z 2 osób wyposażonych w radiotelefony lub telefony komórkowe. W czasie pracy do anteny nie może być doprowadzona moc w.c.z., a jeżeli wymagane jest przejście obok innej anteny, to na ten czas należy odłączyć od niej moc. Praca na wysokości powinna odbywać się ze stałą asekuracją za pomocą linki, a poszczególne elementy konstrukcyjne i wyposażenie należy przygotować na ziemi w taki sposób, aby u góry ograniczyć się do najprostszych czynności. Nie należy zrzucać niczego na ziemię, drobne elementy (np. śruby czy nakrętki) należy chować w torbie. Dopuszczalne jest spuszczenie elementów na linie. W czasie transportu pionowego anteny, kabli czy wyposażenia niedopuszczalne jest przebywanie ludzi pod transportowanym ciężarem.

Prawidłowo zaprojektowana, wykonana i zamontowana antena powinna pracować co najmniej 15–20 lat. Zdarzają się jednak w tym czasie uszkodzenia, z których najczęściej spotykane to przenikanie wilgoci do torów przesyłowych (zwykle w miejscach połączeń), wzbudzenie się rezonansowych drgań w antenach lub konstrukcjach wsporczych, korozja części metalowych i działanie promieniowania ultrafioletowego. Przynajmniej raz w roku należy zmierzyć WFS w torze

antenowym. Nowoczesne nadajniki są wyposażone w reflektometry. Ich ciągła kontrola umożliwia szybkie wykrycie procesu zmian w torze antenowym (najważniejsze są zmiany szybkie, wolne zmiany WFS mogą być spowodowane oblodzeniem, deszczem lub mgłą). Duże oblodzenie może podnieść WFS do takiego poziomu, że konieczne będzie obniżenie mocy nadajnika. Zawilgocone kable wymagają wymiany na nowe. Należy pamiętać, że w niektórych zastosowaniach (układy antenowe) ich długość elektryczna może być istotna. Wymianę należy przeprowadzać przy suchej pogodzie, w dodatniej temperaturze i w dzień. Przeciwdziałanie rezonansom mechanicznym polega na dokręceniu poluzowanych śrub. Ogniska korozji można zabezpieczyć specjalnymi preparatami chemicznymi nanoszonymi pędzlem lub preparatami woskowymi do zabezpieczania karoserii samochodów. Promieniowanie ultrafioletowe atakuje wszystkie tworzywa sztuczne oprócz teflonu. Preferowane jest użycie tworzyw o czarnym zabarwieniu (np. z domieszką sadzy), gdyż takie zabarwienie znacznie wydłuża ich żywotność. Przeglądy anten należy wykonywać po każdej burzy z wyładowaniami atmosferycznymi w antenę (przegląd doraźny), raz do roku na wiosnę (przegląd okresowy) i generalny przegląd raz na 5 lat. Powinno się przestrzegać zasad określonych przez producenta anteny. Wyniki pomiarów należy zachowywać w celu porównania z wynikami uzyskanymi w czasie następnej kontroli. W celu zapewnienia dobrej ochrony odgromowej wszystkie części składowe anten powinny być galwanicznie podłączone do instalacji odgromowej obiektu. Złącza kabli fiderowych powinny być w sposób pewny podłączone do instalacji odgromowej (zarówno złącze przy antenie, jak i nadajniku). Do instalacji należy też podłączyć specjalną obejmę założoną na kablu przed łukiem, jaki tworzy się w miejscu wyprowadzania kabla z masztu i przejścia w odcinek poziomy do pomieszczeń nadajnika. Instalacja antenowa o niewłaściwie wykonanym uziemieniu może stanowić zagrożenie dla urządzeń elektronicznych i obsługi obiektu.

Literatura

1. M. Amanowicz, W. Kołosowski, M. Wnuk. *Microstrip antennas on multilayer dielectric for mobile system communication*. Proc. of International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Wrocław 1998, str. 346 ÷ 350
2. D.J. Bem. *Anteny i rozchodzenie się fal radiowych*. WNT, Warszawa 1973
3. D.J. Bem. *Anteny prostoliniowe*. SAT-AUDIO-VIDEO nr 1/96, str. 17 ÷ 49
4. D.J. Bem. *Jak wyeliminować odbicia występujące podczas odbioru programów TV nadawanych przez stacje naziemne?* SAT-AUDIO-VIDEO nr 6/91, str. 4, 5
5. D.J. Bem. *Satelitarne anteny odbiorcze*. SAT-AUDIO-VIDEO nr 6 ÷ 8/94
6. D.J. Bem. *Anteny wielowiązkowe*. SAT-AUDIO-VIDEO nr 4/92, str. 12 ÷ 14
7. D.J. Bem. *Radiodyfuzja satelitarna*. WKŁ, Warszawa 1990
8. D.J. Bem. *Układ antenowy w Radiowym Centrum Nadawczym Solec Kujawski (Polskie Radio S.A.)* Przegląd Telekomunikacyjny i Wiadomości Telekomunikacyjne 8/2000, str. 577 ÷ 585
9. Z. Bieńkowski, E. Lipiński. *Amatorskie anteny KF i UKF*. WKŁ, Warszawa 1978
10. Z. Bieńkowski. *Poradnik ultrakrótkofalowca*. WKŁ, Warszawa 1988

11. R.A. Burberry. *VHF and UHF Antennas*. Peter Peregrinus, London 1992
12. M. Cygan. *Anteny płaszczyznowe z płaskim reflektorem na IV i V pasmo TV*. Radioelektronik nr 7, 8/83
13. K. Fujimoto. J.R. James (ed.). *Mobile Antenna Systems Handbook*. Artech House, London 1994
14. H. Griffiths, B.L. Smith (ed.). *Modern Antennas*. Chapman & Hall, London 1998
15. H. Jasik, R. Johnson (ed.). *Antenna Applications Reference Guide*. McGraw-Hill, New York 1987
16. R. Katulski. *Technika antenowa w radiokomunikacji ruchomej*. Przegląd Telekomunikacyjny nr 5, 6/95, str. 301 ÷ 305
17. J.D. Kraus. *Antennas*. McGraw-Hill, New York 1988
18. T. Krzymień. *Antena sferyczna*. SAT-AUDIO-VIDEO nr 4/96, str. 60 ÷ 62
19. W.C.Y. Lee. *Mobile Communications Design Fundamentals*. John Wiley & Sons, New York 1993
20. S. Lee, Y. Lo. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold, New York 1988
21. J. Matuszczyk. *Poradnik antenowy dla krótkofalowców*. WKŁ, Warszawa 1996
22. J. Pieniak. *Anteny telewizyjne i radiowe*. WKŁ, Warszawa 1993
23. K. Siwiak. *Radiowave Propagation and Antennas for Personal Communication*. Artech House, London 1998
24. Katalogi firm ANDREW
25. Katalogi firmy KATHREIN
26. Katalogi firmy Rohde & Schwarz
27. Polska Norma PN-84 T-84710/03. *Anteny do odbioru radiofonicznego i TV w zakresie częstotliwości od 30 MHz do 1 GHz*
28. J. Szóstka, J.E. Ross, L.L. Nagy. *CAD Tools for Vehicular Antennas*. Materiały IX Krajowego Sympozjum Nauk Radiowych URSI '99, Poznań, str. 190 ÷ 195
29. J. Szóstka. *Projektowanie anten samochodowych*. Materiały XV Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, 8 ÷ 10 września 1999, Bydgoszcz

13. Propagacja fal radiowych

13.1. Klasyfikacja sposobów rozchodzenia się fal

Propagacją fal radiowych nazywamy ich rozchodzenie się w przestrzeni wraz z czynnikami wpływającymi na to rozchodzenie się. Znajomość sposobów propagacji fal jest niezbędna do świadomego projektowania i optymalnego wykorzystywania systemów radiokomunikacyjnych. Propagacji fal w atmosferze poświęcono wiele osobnych monografii i artykułów. Ze względu na ograniczenie miejsca, w tym rozdziale przedstawiono tylko najważniejsze informacje, które umożliwiają swobodne korzystanie z bogatej literatury fachowej.

Mechanizmy rozchodzenia się fal radiowych zależą od ich częstotliwości. Podział dekadowy dokonany przez ITU-R (dawniej CCIR) przedstawiono w tablicy 13-1.

Podział tradycyjny, który został utworzony ze względu na właściwości fal i ich sposób propagacji, wygląda nieco inaczej (tablica 13-2). Należy przy tym zauważyć, że jest on inny od podziału zakresów przyjętego w radiofonii.

Rozróżniamy trzy przypadki rozchodzenia się fal radiowych:

- Ziemia–Ziemia (nadajnik i odbiornik znajdują się na Ziemi),
- Ziemia–Kosmos,
- Kosmos–Kosmos.

Dwa ostatnie przypadki są zbliżone do propagacji fal w swobodnej przestrzeni (tłumienie fal może brać się z ich przejścia przez warstwy atmosfery oraz z plazmowego charakteru przestrzeni międzyplanetarnej). Fale rozchodzące się

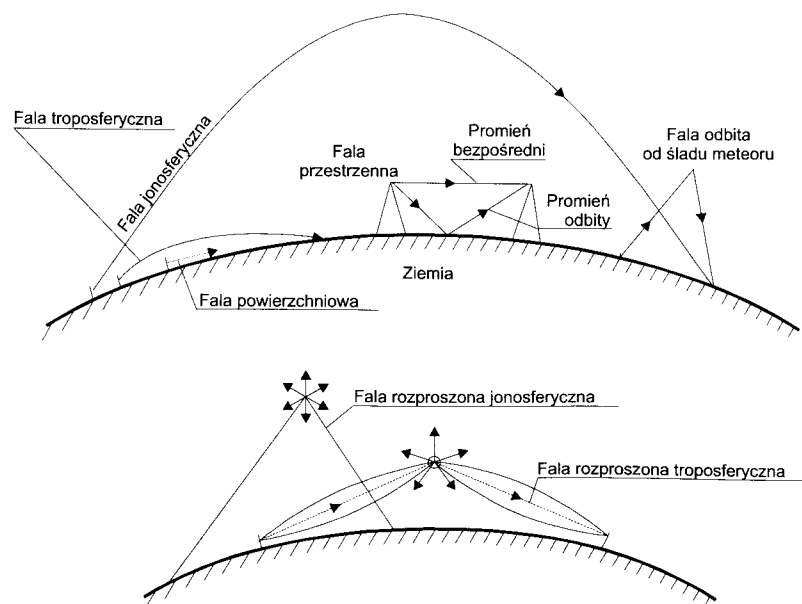
Tablica 13-1. PODZIAŁ FAL RADIOWYCH NA ZAKRESY WG ITU-R

NAZWA ZAKRESU	DŁUGOŚĆ FALI	CZĘSTOTLIWOŚĆ
fale myriametrowe	100 ÷ 10 km	3 ÷ 30 kHz
fale kilometrowe	10 ÷ 1 km	30 ÷ 300 kHz
fale hektometrowe	1000 ÷ 100 m	300 ÷ 3000 kHz
fale dekametrowe	100 ÷ 10 m	3 ÷ 30 MHz
fale metrowe	10 ÷ 1 m	30 ÷ 300 MHz
fale decymetrowe	100 ÷ 10 cm	300 ÷ 3000 MHz
fale centymetrowe	10 ÷ 1 cm	3 ÷ 30 GHz
fale milimetrowe	10 ÷ 1 mm	30 ÷ 300 GHz
fale decymilimetrowe	1 ÷ 0,1 mm	300 ÷ 3000 GHz

Tablica 13-2. TRADYCYJNY PODZIAŁ FAL RADIOWYCH NA ZAKRESY

NAZWA ZAKRESU	DŁUGOŚĆ FAL	CZĘSTOTLIWOŚĆ
fale bardzo długie	powyżej 20 km	poniżej 15 kHz
fale długie	20 ÷ 3 km	15 ÷ 100 kHz
fale średnie	3000 ÷ 200 m	100 ÷ 1500 kHz
fale pośrednie	200 ÷ 100 m	1,5 ÷ 3 MHz
fale krótkie	100 ÷ 10 m	3 ÷ 30 MHz
fale ultrakrótkie	10 ÷ 1 m	30 ÷ 300 MHz
mikrofale	poniżej 1 m	powyżej 300 MHz

blisko powierzchni Ziemi nazywamy *falami przyziemnymi*. Dzielą się one na *powierzchniowe* i *przestrzenne* (rys. 13.1). Fala przestrzenna może mieć dwie składowe — falę *bezpośrednią* i *odbityą* od powierzchni Ziemi. Gdy antena nadawcza i antena odbiorcza znajdują się na powierzchni Ziemi, wówczas amplituda fali bezpośredniej i odbitej jest taka sama, lecz przesunięcie fazy wynosi 180°. Powoduje to znoszenie się obu fal, a jedyną składową fali przyziemnej jest wtedy fala powierzchniowa. Fale przestrzenne są typowe dla łączności na falach ultrakrótkich. *Fale jonosferyczne* odbijają się od warstwy atmosfery zwanej jonosferą, a następnie wracają na powierzchnię Ziemi. Są one typowe dla fal krótkich. *Fala troposferyczna* to fala docierająca do odbiornika dzięki refrakcji (ugięciu) w troposferze. Jest ona charakterystyczna dla łączności pozahoryzontowych na falach ultrakrótkich. Fale bardzo długie wnikają nieco w ziemię i wodę morską, co umożliwia łączność w kopalniach i z okrętami podwodnymi.



Rys. 13.1. Klasyfikacja sposobów rozchodzenia się fal radiowych [1]

13.2. Podstawowe zależności propagacyjne

13.2.1. Propagacja w wolnej przestrzeni

Jeśli antena nadawcza jest izotropowa i promieniuje moc P (fala kulista), to powierzchniowa gęstość mocy w odległości r od anteny wynosi

$$\bar{S} = \frac{P}{4\pi r^2} \quad (13.1)$$

Uśredniony wektor Poyntinga jest równy dla fali lokalnie płaskiej w punkcie odbioru

$$\bar{S} = \frac{|\vec{E}|^2}{2Z_0} = \frac{|\vec{E}|^2}{240\pi} \quad (13.2)$$

gdzie $|\vec{E}|$ jest amplitudą natężenia pola elektrycznego (dla uproszczenia zapisu będziemy używać oznaczenia E). Porównując oba wzory ze sobą możemy wyznaczyć zależność na amplitudę natężenia pola elektrycznego w odległości r od anteny:

$$E = \frac{\sqrt{60P}}{r} \quad (13.3)$$

W literaturze spotyka się wzory na wartość skuteczną pola. Różnią się one stałą pod pierwiastkiem (30 zamiast 60). Należy o tym pamiętać przy korzystaniu z różnych źródeł. Jeśli antena ma zysk energetyczny G_T , a do jej zacisków doprowadzono moc P_T , to wzór przybiera postać

$$E = \frac{\sqrt{60P_T G_T}}{r} \quad (13.4)$$

Moc oddawana przez antenę odbiorczą do dopasowanego obciążenia określa znany nam wzór Friisa:

$$P_R = P_T \frac{G_T G_R \lambda^2}{(4\pi r)^2} \quad (13.5)$$

Fale rozchodzące się w ośrodkach rzeczywistych (np. przestrzeń kosmiczna) ulegają tłumieniu, co uwzględniamy poprzez *współczynnik osłabienia* W :

$$P_R = P_T \frac{G_T G_R \lambda^2}{(4\pi r)^2} |W|^2 \quad (13.6)$$

Współczynnik osłabienia jest funkcją odległości i może zmieniać się w czasie. Wzór (13.6) można przedstawić w dogodnej do obliczeń postaci logarytmicznej:

$$P_R [\text{dBm}] = P_T [\text{dBm}] + 20 \log \frac{\lambda}{4\pi r} + G_T [\text{dB}] + G_R [\text{dB}] + W [\text{dB}] \quad (13.7)$$

Wielkość $20 \log (\lambda/4\pi r)$ określa rozpraszanie energii przy propagacji fali w swobodnej przestrzeni między antenami izotropowymi i nosi nazwę *tłumienia wolnej przestrzeni*.

13.2.2. Strefy Fresnela

Założmy, że w punkcie O znajduje się antena nadawcza, a w punkcie A antena odbiorcza (rys. 13.2). Interesuje nas wpływ przeszkody znajdującej się między tymi punktami na propagację fal. Wykorzystamy w tym celu **zasadę Huygensa**. Służy ona m. in. do wyjaśnienia **dyfrakcji**, czyli uginania się fal na przeszkodach. Dyfrakcja jest zjawiskiem polegającym na powstaniu wtórnego pola spowodowanego wprowadzeniem w przestrzeń propagacji przeszkody. Występuje ono zarówno w akustyce (stojąc za wysokim murem słyszymy rozmowę), jak i w radio-komunikacji (łączość na obszarze zasłoniętym od strony anteny nadawczej przez wysoki budynek). W naszym przypadku opierając się na zasadzie Huygensa możemy przeprowadzić następujące rozumowanie. Podzielmy płaszczyznę S_0 na współśrodkowe okręgi, tak aby fazy pól pochodzących od elementów powierzchni leżących w granicach jednego pierścienia nie różniły się więcej niż o 180° . Pierścienie te są zwane **strefami Fresnela**, a ich promienie spełniają równanie

$$\rho_n + r_n - \rho_0 - r_0 = \frac{n\lambda}{2} \quad (13.8)$$

Każda ze stref wytwarza w punkcie obserwacji składową pola, która różni się w fazie o 180° względem składowej wytwarzanej przez sąsiednią strefę. Pole wypadkowe można zapisać w postaci szeregu

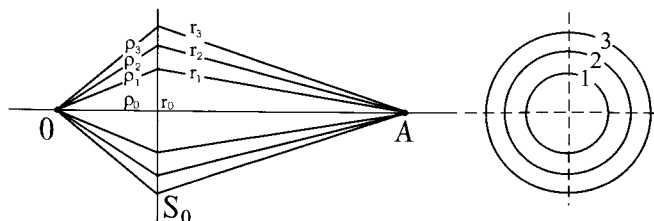
$$E(A) = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots \quad (13.9)$$

Wyrazy szeregu tym mniej różnią się między sobą, im krótsza jest fala, co pozwala nam założyć, że każdy człon szeregu jest w przybliżeniu równy średniej arytmetycznej z sąsiednich członów. Wtedy (13.9) przyjmuje postać

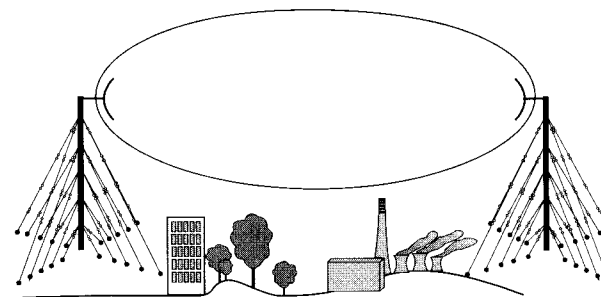
$$E(A) = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2}\right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2}\right) + \dots \quad (13.10)$$

Wyrażenia w nawiasach przy $n \rightarrow \infty$ dążą do 0. Pole w punkcie obserwacji jest zatem w przybliżeniu równe sumie pól źródeł elementarnych rozmieszczonych na połowie pierwszej strefy Fresnela

$$E(A) \approx \frac{E_1}{2} \quad (13.11)$$



Rys. 13.2. Strefy Fresnela



Rys. 13.3. Przestrzenna strefa Fresnela

Przybliżenie to jest tym lepsze, im silniejsza jest nierówność $\rho_0 + r_0 \gg \lambda$. **Na propagację fal mają więc wpływ przeszkody znajdujące się w obszarze pierwszej strefy Fresnela.** Przestrzennie strefy Fresnela mają postać elipsoid obrotowych (rys. 13.3), których ogniska stanowią punkty umieszczenia anten. Promień n -tej strefy Fresnela wynosi [1]

$$R_n = \sqrt{\frac{n\lambda\rho_0r_0}{\rho_0 + r_0}} \quad (13.12)$$

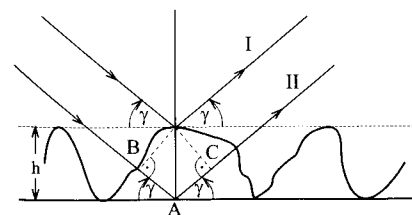
Największa wartość promienia jest wtedy, gdy $\rho_0 = r_0 = \frac{OA}{2} = \frac{r}{2}$. Interesujący nas promień pierwszej strefy Fresnela wynosi

$$R_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\lambda r} = 8,66 \sqrt{\frac{r[\text{m}]}{f[\text{MHz}]}} \quad (13.13)$$

Sprawdzenie, czy obszar objęty 1. strefą Fresnela jest wolny, stanowi istotny element projektowania łączy mikrofalowych. Dla łączy o podwyższonej niezawodności działania cały obszar 1. strefy powinien być wolny od przeszkód. Dla łączy o niższych wymaganiach wystarczy zapewnić wolny obszar w strefie o promieniu $0,6R_1$ [7, 18]. Ze strefami Fresnela mamy również do czynienia na powierzchni ziemi przy zjawisku odbicia fal.

13.2.3. Kryterium Rayleigha

Określenie, czy fala padająca na nierówną powierzchnię ulega odbiciu lub rozproszeniu, jest najczęściej dokonywane za pomocą **kryterium Rayleigha** (rys. 13.4). Określa ono maksymalną wysokość h nierówności powierzchni, przy której



Rys. 13.4. Odbicie fal od nierównej powierzchni

powierzchnię odbijającą możemy uznać za gładką. Zależy ona od długości fali i kąta padania [21]:

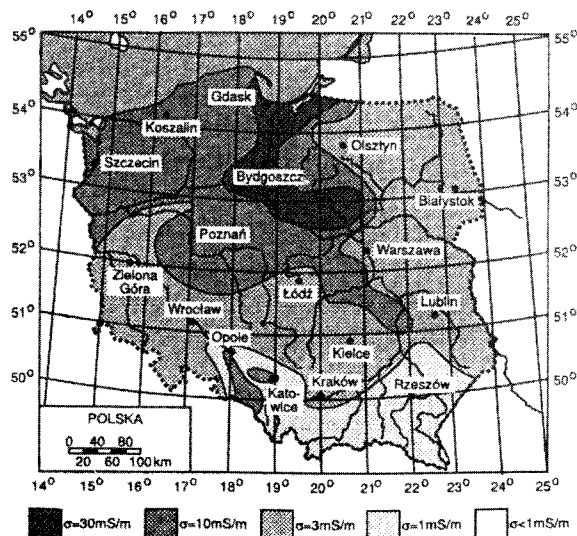
$$h < \frac{\lambda}{8 \sin \gamma} \quad (13.14)$$

13.3. Rozchodzenie się fali przyziemnej

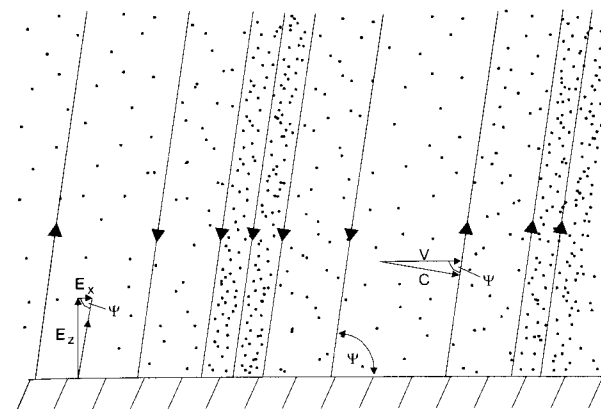
13.3.1. Fala powierzchniowa

Fala powierzchniowa propaguje się na granicy powietrze–ziemia. Propagacja zależy przede wszystkim od parametrów powierzchniowych warstw ziemi, które zależą od struktury gleby, jej temperatury, wilgotności i częstotliwości fali. Ponieważ warstwy są niejednorodne, zwykle rozpatrujemy jedną warstwę, której parametry zastępcze byłyby takie same, jak dla warstwy jednorodnej wywołującej identyczny efekt ilościowy i jakościowy. Grubość warstwy ziemi biorącej w procesie propagacji jest tym większa, im mniejsza jest częstotliwość. Wszelkie nierówności i przeszkody terenowe powodują zwiększenie tłumienia, a więc są równoważne zmniejszeniu konduktywności zastępczej. Słuszne są tutaj rozważania dotyczące anten nad ziemią rzeczywistą. Na rysunku 13.5 pokazano mapę konduktywności gruntów na terenie Polski.

Na skutek różnic w prędkościach propagacji w powietrzu i w glebie rozchodząca się fala wysyłana przez pionowy dipol ma także składową pola w kierunku propagacji fali (patrz rys. 13.6). Wypadkowy wektor pola elektrycznego jest zatem pochylony względem powierzchni ziemi, ponadto na skutek różnic fazy



Rys. 13.5. Mapa konduktywności gruntów na terenie Polski [1]



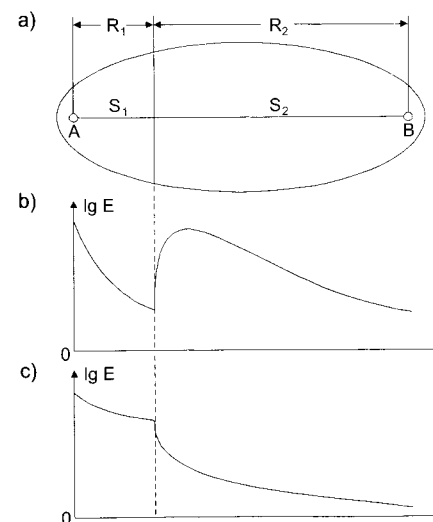
Rys. 13.6. Pochylenie czoła fali powierzchniowej

między składową poprzeczną i wzdłużną fala ma polaryzację eliptyczną. W praktyce mamy do czynienia z falą o polaryzacji pionowej z pochylonym czołem.

Mówimy o antenie, że jest **umieszczona na powierzchni ziemi**, jeśli zawieszono ją na wysokości mniejszej niż λ nad powierzchnią. Nadajniki długo- i średniofalowe są umieszczane na powierzchni. Zasięg na fali powierzchniowej jest dobry w takiej odległości od nadajnika, w której Ziemia może być uważana za płaską. Odległość tę można oszacować ze wzoru [21]

$$R[\text{km}] \approx \frac{80}{\sqrt[3]{f[\text{MHz}]}} \quad (13.15)$$

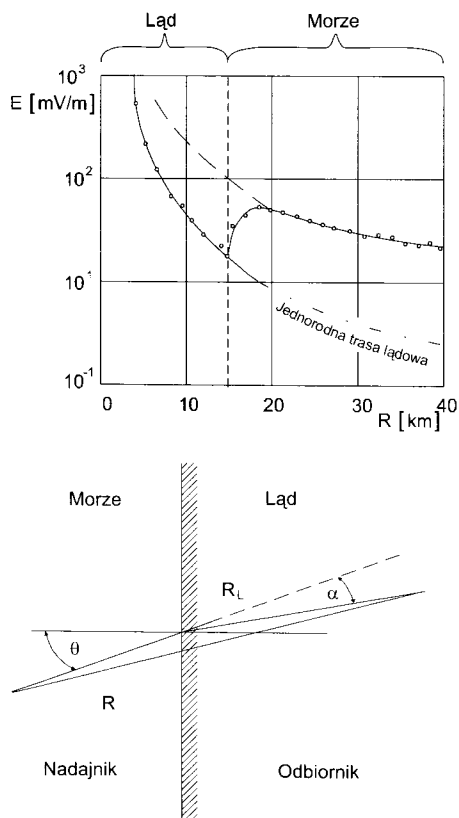
Obliczenie pola elektrycznego pochodzącego od nadajnika umieszczonego na powierzchni ziemi jest dość skomplikowane i zostało wykonane już na początku XX w. (prace Sommerfelda, Van der Pola i innych). Otrzymane zależności nie są zbyt dogodne do obliczeń propagacyjnych, jednak ich analiza dostarcza ważnych



Rys. 13.7. Rozchodzenie się fali powierzchniowej nad terenem niejednorodnym: a) szkic trasy, b) rozkład natężenia pola dla $|S_1| > |S_2|$, c) rozkład natężenia pola dla $|S_1| < |S_2|$ [1]

wniosków. Fale powierzchniowe propagują się dobrze, jeśli ich częstotliwość jest mała, a konduktywność gruntu duża. Zasięg radiofonicznych fal długich i średnich wynosi kilkadziesiąt — sto kilkadziesiąt km, podczas gdy na falach krótkich zasięg fali powierzchniowej wynosi tylko kilka km. Tłumienie na wyższych częstotliwościach jest mniejsze, jeśli przenikalność elektryczna gruntu jest duża. Mechanizmem wspomagającym propagację fali powierzchniowej w zakresie małych częstotliwości (fale długie i średnie) jest dyfrakcja wokół kulistej powierzchni Ziemi.

Parametry gruntu są niejednorodne i dokonując obliczeń propagacyjnych zakładamy grunt o pewnych uśrednionych parametrach. Propagacja nad trasą składającą się z dwóch jednorodnych obszarów jest inna niż propagacja nad jednorodnym obszarem o parametrach zastępczych. Rozkład natężenia pola elektrycznego wzdłuż trasy złożonej z dwóch jednorodnych ośrodków o różnych konduktywnościach wyrażonych poprzez parametry S_1 i S_2 [1], których moduły są odwrotnie proporcjonalne do konduktywności, przedstawiono na rys. 13.7. W zależności od kierunku padania fali natężenie pola doznaje nagłego wzrostu (większa konduktywność przy odbiorniku) lub spadku (większa konduktywność przy nadajniku) na granicy między obszarami. Jest to szczególnie widoczne przy przejściu fali między lądem i wodą (rys. 13.8) Obserwuje się wtedy również zjawisko zwane **refrakcją brzegową** i polegające na zmianie kierunku propagacji



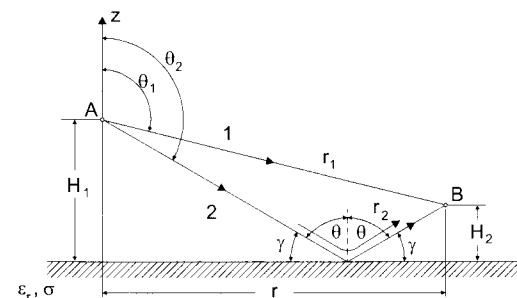
Rys. 13.8. Fala powierzchniowa na drodze lądowo-morskiej ($\lambda = 249$ m, $P = 50$ kW) [1]

Rys. 13.9. Zjawisko refrakcji brzegowej

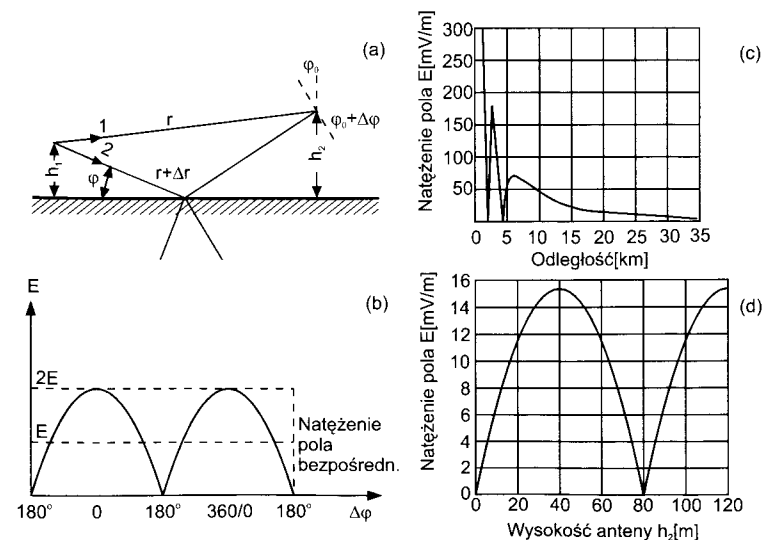
przy przejściu przez linię brzegową (rys. 13.9). Jest ono spowodowane zmianami fazy fali przy przejściu linii brzegowej i występuje tym silniej, im krótszy jest odcinek lądowy w porównaniu z całą trasą.

13.3.2. Przypadek dwóch anten podniesionych

Rozpatrzmy teraz przypadek dwóch **anten podniesionych**, tzn. umieszczonych co najmniej kilka długości fal nad powierzchnią ziemi i zasilanych niepromieniującymi liniami transmisyjnymi (rys. 13.10). Z tego typu antenami mamy do czynienia głównie w zakresie fal ultrakrótkich i mikrofal. Pole w miejscu odbioru jest interferencją fali bezpośredniej i fali odbitej. Jest to najprostszy przykład **propagacji wielodrogowej**, w której fala dociera do odbiornika co najmniej dwiema różnymi drogami. Niech fala promieniowana przez antenę ma polaryzację poziomą. Zakładając, że kąt padania jest bliski 90° możemy przyjąć, że współczynnik odbicia jest równy -1 . Otrzymujemy wtedy wzór określający moduł wypadkowego pola elektrycznego w miejscu odbioru [1]:



Rys. 13.10. Przypadek dwóch anten podniesionych



Rys. 13.11. Interferencja dwóch fal przy antenach podniesionych [5]

$$E = \frac{2\sqrt{60P_T G_T}}{r} \sin\left(\frac{2\pi H_1 H_2}{\lambda r}\right) \quad (13.16)$$

gdzie P_T jest mocą nadajnika na zaciskach anteny, G_T zyskiem energetycznym anteny nadawczej, H_1 , H_2 wysokościami anteny nadawczej i odbiorczej, a r odległością między antenami. Na rysunku 13.11 pokazano natężenie pola elektrycznego w funkcji odległości (widoczne duże oscylacje pola w pobliżu anteny nadawczej) oraz w funkcji wysokości anteny odbiorczej przy ustalonej odległości między antenami. Zwróćmy uwagę, że podnoszenie wysokości anteny odbiorczej powoduje zwiększenie natężenia tylko do pewnego momentu. Powyżej pewnej wysokości natężenie pola maleje wraz z dalszym wzrostem wysokości anteny, a następnie po osiągnięciu zera zaczyna znów rosnąć. Podobne zjawisko obserwujemy również w praktyce, choć pole zwykle nie spada do zera (nieidealne odbicie od powierzchni ziemi rzeczywistej). Dla małych wartości można sinus kąta zastąpić jego argumentem (w radianach). Otrzymujemy wtedy jeszcze prostszą postać

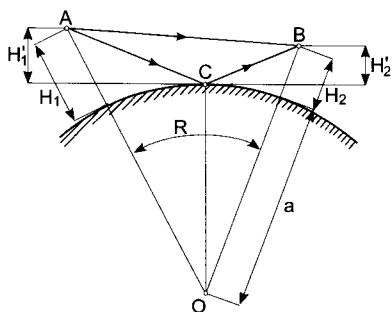
$$E = \frac{4\pi\sqrt{60P_T G_T}}{\lambda r^2} H_1 H_2 \quad (13.17)$$

Wyrażając moc w kW, natężenie pola w mV/m, długość fali i wysokości anten w metrach, a r w km, otrzymamy dogodną do obliczeń postać, zwaną **wzorem Wwiedeńskiego**:

$$E = \frac{3,94\sqrt{P_T G}}{r^2 \lambda} H_1 H_2 \quad (13.18)$$

Należy przy tym pamiętać, że zysk energetyczny G w tym wzorze jest wyrażony względem dipola półfalowego, a w wyniku otrzymujemy amplitudę pola elektrycznego. Biorąc pod uwagę moc sygnału, zależy ona od kwadratu natężenia pola elektrycznego wyrażonego wzorami (13.16) lub (13.17). Mówimy wtedy o tzw. **prawie czwartej potęgi**, w którym moc sygnału odbieranego zależy od czwartej potęgi odległości między antenami.

W warunkach kulistości Ziemi opisany przypadek wygląda nieco inaczej (rys. 13.12). Wielkości H'_1 i H'_2 odniesione do płaszczyzny stycznej do powierzchni



Rys. 13.12. Wysokości sprowadzone zawieszenia anten

ziemi w punkcie odbicia fali nazywamy **wysokościami sprowadzonymi**. Obszar bezpośredniej widoczności obu anten (tzw. **horyzont optyczny**) jest wyrażony wzorem

$$R_{\text{opt}} = \sqrt{2a} (\sqrt{H_1} + \sqrt{H_2}) \quad (13.19)$$

gdzie a jest promieniem Ziemi. Przyjmując $a = 6378$ km otrzymujemy wygodną dla obliczeń postać:

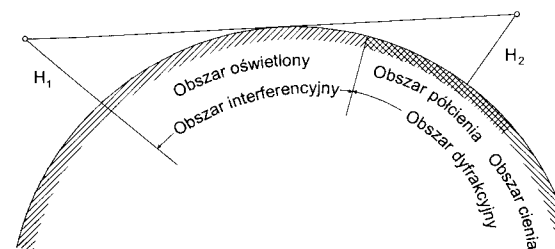
$$R_{\text{opt}} [\text{km}] = 3,57 (\sqrt{H_1 [\text{m}]} + \sqrt{H_2 [\text{m}]}) \quad (13.20)$$

Gdy odległość między antenami jest równa horyzontowi optycznemu, to wysokości sprowadzone są równe zero i wg wzoru Wwiedeńskiego natężenie pola zanika. Jest to sprzeczne z doświadczeniem, które mówi, że pole występuje również poza zasięgiem optycznym anten. W praktyce przyjmuje się, że wzór Wwiedeńskiego jest słuszny dla przedziału [1]

$$18H'_1 H'_2 \leq r \leq 0,8R_{\text{opt}} \quad (13.21)$$

Przy odległościach mniejszych od $18H'_1 H'_2$ występują silne wahania natężenia pola, natomiast przy odległościach większych od $0,8R_{\text{opt}}$ Ziemia wchodzi w obszar 1. strefy Fresnela powodując dodatkowe tłumienie i jednocześnie dyfrakcję fali. Pole nie zanika wtedy gwałtownie, lecz pojawia się obszar półcienia, a następnie cienia, w którym natężenie pola nie spada do zera ze względu na rozproszenie troposferyczne. Obszar, dla którego $r < 0,8R_{\text{opt}}$, nazywamy **obszarem interferencyjnym**, natomiast strefy położone dalej noszą nazwę **obszaru dyfrakcyjnego** (rys. 13.13). Dokładna analiza wskazuje, że amplituda składowej poziomej pola elektrycznego maleje wraz ze wzrostem konduktywności gleby i długości fali (przy ziemi doskonałej składowa ta zanika). Należy zatem przy częstotliwościach poniżej 100 MHz unikać polaryzacji poziomej (szczególnie w systemach radiokomunikacji ruchomej lądowej — rrl), gdyż straty w glebie są wtedy znaczne.

Ze względu na przyjęte założenia wzór Wwiedeńskiego nie nadaje się do dokładnych obliczeń propagacyjnych, choć za jego pomocą można oszacować wstępnie parametry wyjściowe do dalszej optymalizacji.



Rys. 13.13. Podział trasy propagacji fal nad ziemią kulistą

13.4. Wpływ troposfery na rozchodzenie się fal radiowych

Fale radiowe w otoczeniu Ziemi rozchodzą się w atmosferze, a nie w próżni. Wpływa to w istotny sposób na mechanizmy propagacji fal na poszczególnych częstotliwościach. Atmosfera ziemska składa się z kilku warstw, lecz z elektrycznego punktu widzenia ważne są tylko dwie: troposfera i jonosfera.

Troposferą nazywamy dolną warstwę atmosfery rozciągającą się do 8–10 km w okolicach podbiegunowych i 16–18 km w okolicach równika. Skład procentowy gazów w całej troposferze jest jednakowy za wyjątkiem pary wodnej, której zawartość zależy od warunków meteorologicznych i maleje ze wzrostem wysokości. Spadek temperatury z wysokością jest na ogół stały i wynosi średnio 6°C/km. Zdarzają się jednak *inwersje* temperatury i wilgotności. Propagacja fal radiowych w troposferze zależy bardzo mocno od warunków meteorologicznych. Zjawiska powodowane przez troposferę to załamanie (refrakcja), rozpraszanie i tłumienie fal elektromagnetycznych. Troposferę charakteryzuje przede wszystkim **współczynnik refrakcji (załamania)** n będący stosunkiem prędkości światła w próżni do prędkości fali w rozważanym ośrodku (zakładamy $\mu = \mu_0$):

$$n = \frac{c}{v_p} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (13.22)$$

Częściej jednak używamy **wskaźnika refrakcji** N zdefiniowanego jako

$$N = (n - 1) \cdot 10^6 \quad (13.23)$$

Wskaźnik refrakcji zależy od temperatury, ciśnienia i wilgotności powietrza [21]:

$$N = \frac{77,6}{T} \left(p + \frac{4810e}{T} \right) \quad (13.24)$$

gdzie T — temperatura powietrza w K, p — ciśnienie suchego powietrza w hPa, e — ciśnienie cząstkowe pary wodnej w hPa. Wskaźnik refrakcji zmienia się wraz z wysokością (dN/dH). Zmiany te są zależne przede wszystkim od **gradientów** temperatury i wilgotności. Ze względu na to, że stan troposfery podlega ciągłym zmianom, wprowadzono tzw. **troposferę standardową** o przeciętnych wartościach temperatury, ciśnienia i wilgotności. Wskaźnik refrakcji dla troposfery standardowej na wysokości h [km] nad powierzchnią morza wynosi [21]

$$N(h) = 289e^{-0,136h} \quad (13.25)$$

Na skutek zmian współczynnika refrakcji fala radiowa ulega w troposferze załamaniu. Dzięki temu **fala radiowa rozchodzi się dalej niż horyzont optyczny** (rys. 13.14). Przy założeniu, że fala jest wypromieniowana wzdłuż powierzchni Ziemi oraz dla $n \approx 1$ promień krzywizny, po jakiej rozchodzi się fala, jest równy [21]

$$\rho = - \frac{1}{\frac{dn}{dh}} = - \frac{10^6}{\frac{dN}{dh}} \quad (13.26)$$

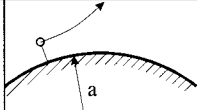
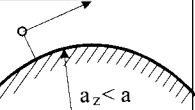
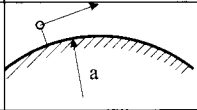
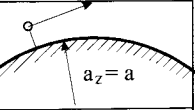
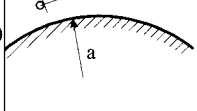
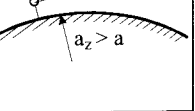
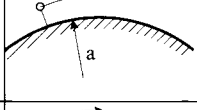
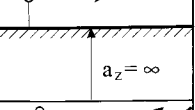
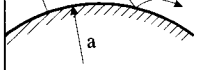
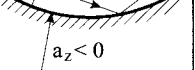
Dla troposfery standardowej $\rho \approx 25000$ km. Wpływ refrakcji troposferycznej na propagację fal radiowych ujmujemy wprowadzając do wzorów interferencyjnych i dyfrakcyjnych zastępczy promień Ziemi a_z , to znaczy zamiast troposfery ze stałym gradientem współczynnika załamania dn/dh rozważamy troposferę jednorodną. Dla troposfery standardowej zastępczy promień wynosi $a_z \approx 8500$ km. Wprowadzając tę wartość do wzoru (13.19) otrzymujemy zależność na **horyzont radiowy**:

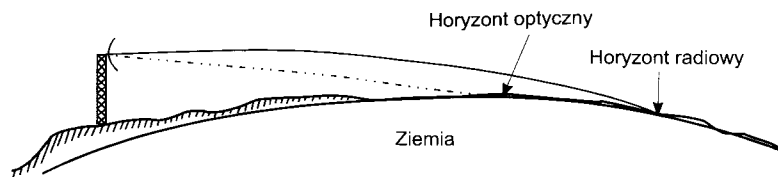
$$R_{\text{rad}}[\text{km}] = 4,12(\sqrt{H_1[\text{m}]} + \sqrt{H_2[\text{m}]}) \quad (13.27)$$

Horyzont radiowy (zasięg stacji przy ustalonych wysokościach anten) jest dla troposfery standardowej o ok. 15% większy od horyzontu optycznego (rys. 13.14). Wraz ze wzrostem wysokości powietrze nieznacznie rozrzedza się. Ponieważ prędkość rozchodzenia się fali w rzadszym ośrodku jest nieco większa niż w gęstszym, więc czoło fali pochyla się w stronę ziemi. Powoduje to zagięcie fali i zwiększenie zasięgu.

W zależności od wartości gradientu rozróżniamy trzy rodzaje refrakcji. **Z refrakcją ujemną** ($dN/dh > 0$), w której trajektorie fal są skierowane wypukłością na dół (tabl. 13-3), mamy do czynienia przy szybkim wzroście przenikalności

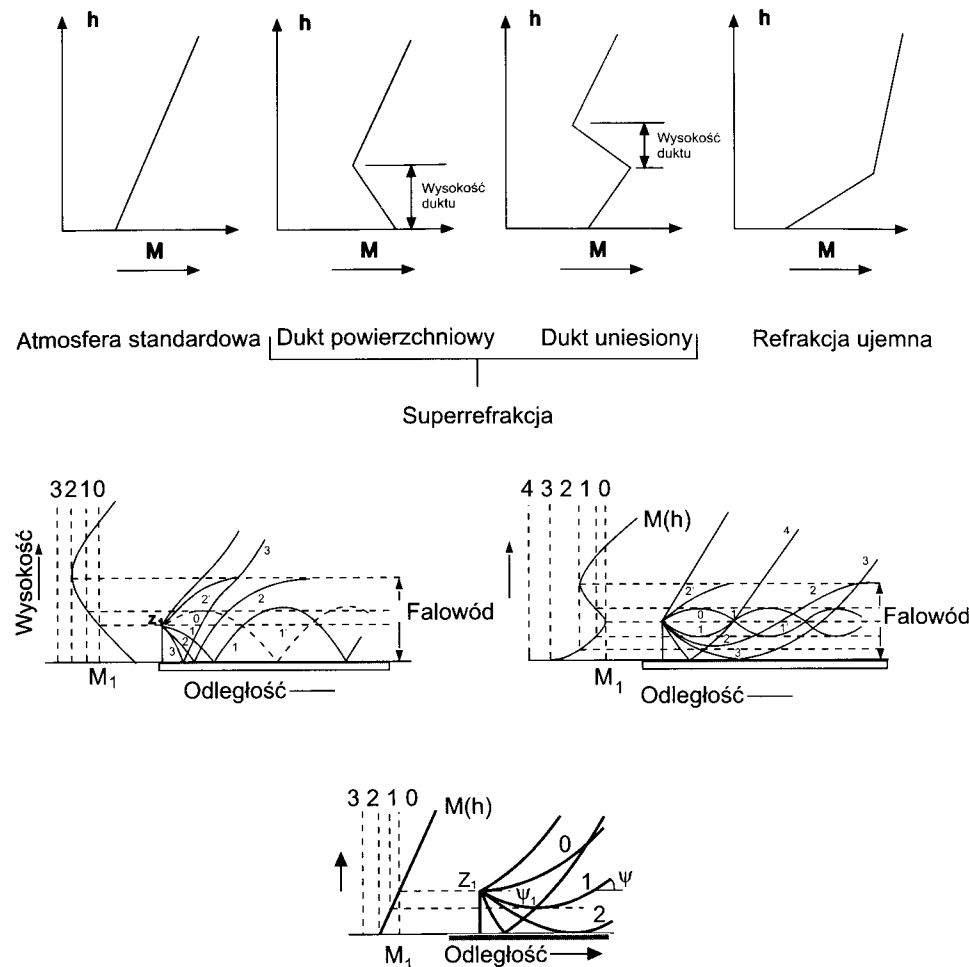
Tablica 13-3. KLASYFIKACJA RÓŻNYCH RODZAJÓW REFRAKCJI TROPOSFERYCZNEJ (ρ — PROMIEŃ KRZYWIZNY TRAJEKTORII FALI, a_z — ZASTĘPCZY PROMIEŃ ZIEMI) [1]

Refrakcja	dN/dH	ρ [km]	a_z [km]	Trajektoria rzeczywista	Trajektoria zastępcza
ujemna	> 0	< 0	< 6730		
brak	0	∞	6730		
dodatnia: - słaba - normalna - silna	$0 \div -0,04$ $-0,04$ $-0,04 \div -0,157$	$\infty \div 25000$ 25000 $25000 \div 6730$	$6730 \div 8500$ 8500 $8500 \div \infty$		
krytyczna	$-0,157$	6730	∞		
superrefrakcja	$< -0,157$	< 6730	< 0		



Rys. 13.14. Horyzont radiowy i optyczny

elektrycznej wraz z wysokością (silny wzrost wilgotności lub szybkie obniżenie się temperatury z wysokością; przejście fali znad zimnej masy powietrza nad lądem do ciepłej masy powietrza nad akwenem). Refrakcja nie występuje, gdy $dN/dh = 0$. Fale rozchodzą się wtedy po liniach prostych. Refrakcja dodatnia ($dN/dh < 0$) występuje, gdy przenikalność elektryczna maleje szybko wraz z wysokością. Refrakcja dodatnia może powodować znaczne zwiększenie zasięgu, natomiast refrakcja ujemna powoduje skrócenie zasięgu nadajników TV i UKF-FM poniżej zasięgu optycznego. Na szczęście refrakcja ujemna występuje znacznie rzadziej, w ekstremalnych warunkach atmosferycznych przy bardzo dużej wilgotności powietrza. Refrakcję dodatnią możemy podzielić dalej na **slabą**, **normalną**, **krytyczną** i **superrefrakcję**. Przy refrakcji krytycznej fala wypromieniowana równoległe do powierzchni ziemi przebiega na stałej wysokości nad jej powierzchnią. Fala może wtedy omijać niżej położone anteny i być wykrywana tylko przez anteny umieszczone na wzniesieniach. Przy superrefrakcji fala radiowa ulega całkowitemu wewnętrznemu odbiciu i w pewnej odległości wraca na ziemię. Występuje wtedy tzw. **dukt przyziemny**, w którym fala dzięki wielokrotnemu odbiciu od ziemi może rozchodzić się na znaczne odległości. Obserwacje wskazują, że dobowe zmiany gradientu współczynnika refrakcji występują najczęściej latem w czasie pogodnych i bezchmurnych dni, gdy ziemia silnie nagrzewa się podczas dnia, a w nocy intensywnie ochładza. Na skutek konwekcji i turbulentnego ruchu mas powietrza jego przyziemne warstwy oziębiają się szybciej w porównaniu z górnymi, co powoduje inwersję temperatury. W rezultacie przenikalność elektryczna szybko zmniejsza się wraz z wysokością, co powoduje silniejsze zakrzywienie fali i wzrost zasięgu nadajników. Odpowiednie warunki tworzą się zwykle na wysokości do 200–300 m nad powierzchnią (nad wodą zwykle kilkanaście m). Zjawisko to występuje najczęściej wieczorem, w nocy i w kilka godzin po wschodzie Słońca. Podobne warunki występują, gdy masy suchego i ciepłego powietrza znad gorącego lądu napłyną nad powierzchnię zimnego morza, co powoduje wzrost wilgotności i obniżenie temperatury tuż przy powierzchni wody. Jeśli fala dostanie się do warstwy otoczonej z góry i z dołu powietrzem o małym gradiencie, wtedy promień jest prowadzony za pomocą odbić podobnie jak w falowodzie. Jest to propagacja w **dukcie uniesionym**. Dukt uniesione mogą prowadzić fale ultrakrótkie i mikrofae na odległości do kilkuset km. Tworzą się one często jesienią w czasie długo utrzymujących się „zgnitych niozów”. W dolnych warstwach atmosfery nie występuje ruch mas powietrza, co powoduje powstanie rozległej warstwy bardzo wilgotnego powietrza, nad którym znajduje się czyste i suche powietrze. Górne, silnie nasłonecznione warstwy mają większą temperaturę niż wilgotna warstwa przyziemna. W górach można czasem



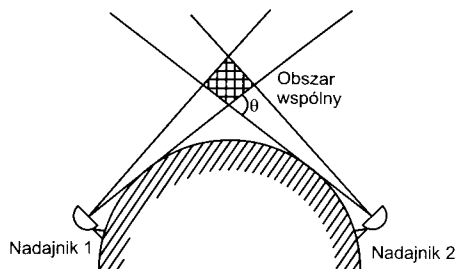
Rys. 13.15. Rozkład zmodyfikowanego współczynnika refrakcji M dla różnych typów refrakcji [7]

zaobserwować granicę warstwy inwersyjnej: na dole szara masa jakby zadymionego powietrza, powyżej zaś czyste niebo. Fale radiowe startujące poniżej tej granicy nie dotrą do obserwatora na szczycie góry, odbijają się bowiem od powierzchni granicznej podobnie jak światło od lustra. Na rysunku 13.15 przedstawiono rozkład zmodyfikowanego współczynnika refrakcji M dla różnych rodzajów propagacji oraz duktów. Współczynnik M jest określony jako [7]

$$M = [(n-1) + h/a_z] \cdot 10^6 \quad (13.28)$$

gdzie h jest wysokością nad powierzchnią ziemi, a a_z zastępczym promieniem Ziemi. Stosunek

$$K = \frac{a_z}{a} \quad (13.29)$$

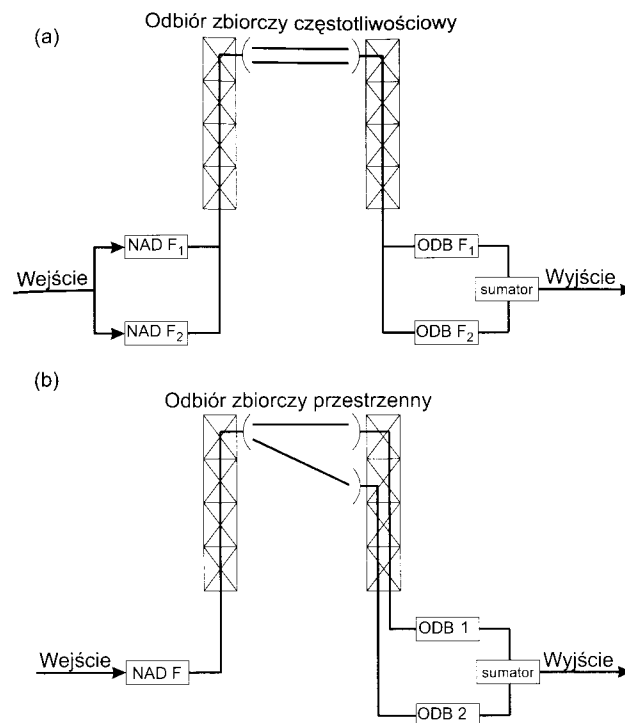


Rys. 13.16. Łączność z użyciem rozpraszania troposferycznego

(a — promień Ziemi równy 6400 km) jest często spotykany w literaturze. Jego wartość dla troposfery standardowej wynosi $4/3$. Opisane sposoby propagacji nietypowej w troposferze nie są wykorzystywane w systemach profesjonalnych, mogą one natomiast powodować wzrost zasięgu interferencyjnego nadajników. Wiele ciekawych informacji o zastosowaniach nietypowych rodzajów propagacji do łączności amatorskich można znaleźć w pracy [5].

Istniejące w troposferze ruchy mas powietrza powodują powstanie w niej lokalnych niejednorodności (wirów powstających przy zaburzeniu laminarnego ruchu warstw powietrza). Ich rozmiary sięgają od 10 cm do ok. 10 m. Charakteryzują się one różnymi wartościami współczynnika refrakcji. Niejednorodności powodują rozpraszanie fal elektromagnetycznych. Jest to tzw. **rozpraszanie troposferyczne**. Ten rodzaj propagacji jest wykorzystywany przy dalekosiężnych łącznościach na falach ultrakrótkich i mikrofalach (rys. 13.16). Anteny są ustawione wzdłuż płaszczyzny **wielkiego koła**, tzn. przekroju Ziemi płaszczyzną, na której jest położony środek Ziemi i obie anteny. Zakresowany obszar oznacza element objętości troposfery widoczny przez obie anteny, w którym zachodzi proces rozpraszania. Każdy element tej objętości (na mocy zasady Huygensa) pobudzony przez falę wysłaną przez antenę nadawczą sam staje się źródłem fali kulistej, która dociera do anteny odbiorczej. Ponieważ drogi od poszczególnych elementów rozpraszających do obu anten mają różne długości, mamy do czynienia ze zjawiskiem wielodrogowości. Sumaryczna fala docierająca do anteny odbiorczej stanowi więc interferencję wielu fal składowych. Anteny w łączach opartych na rozpraszaniu troposferycznym mają bardzo duże zyski energetyczne. Moce nadajników wahają się od 100 W do 50 kW w zależności od założonej niezawodności łącza. Łącza tego typu działają na odległościach około 60–700 km. Wykorzystuje się zwykle zakres od 150 MHz do 4 GHz (duże zyski anten).

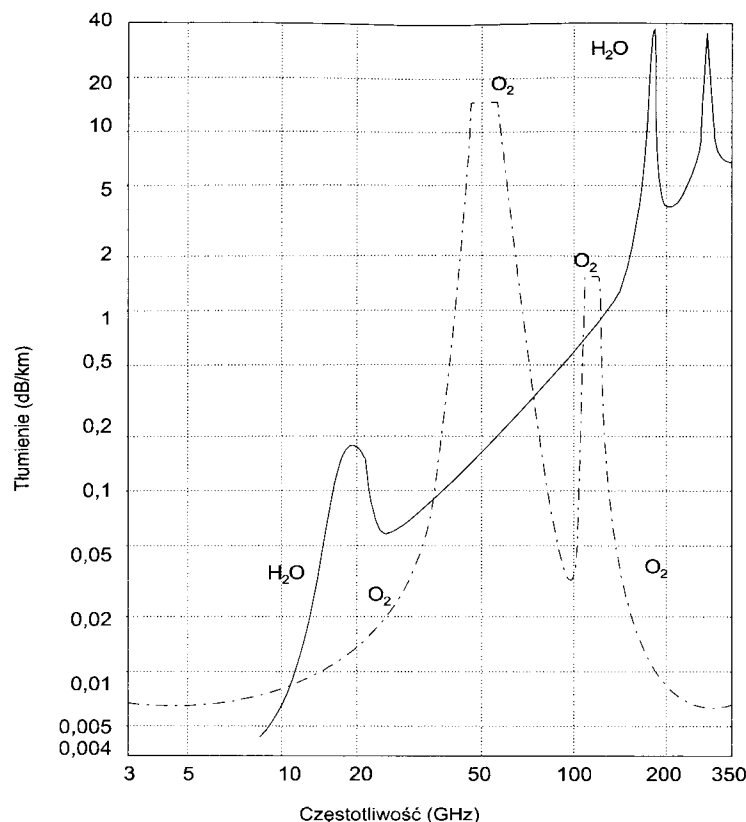
Rozpraszaniu troposferycznemu towarzyszą wahania amplitudy i fazy. Mają one charakter losowy, uzależniony od przypadkowych zmian warunków meteorologicznych i ruchów mas powietrza w atmosferze. Związek przestrzenny między zmianami natężenia pola elektrycznego w dwóch różnych punktach opisujemy za pomocą **przestrzennej funkcji korelacji**. Jeżeli punkty są dostatecznie odległe od siebie, to zaniki w obu antenach są słabo skorelowane ze sobą (kryterium stanowi zmniejszenie się poziomu funkcji autokorelacji do wartości $1/e = 0,37$). Efekt ten wykorzystuje się do **przestrzennego odbioru zbiorczego**, polegającego na rozstawieniu dwóch lub więcej anten na odpowiednią odległość



Rys. 13.17. Odbiór zbiorczy: a) częstotliwościowy, b) przestrzenny

i sumowaniu sygnałów z ich zacisków lub podłączeniu do wejścia odbiornika anteny dającej największe napięcie. Dla rozpraszania troposferycznego skuteczniejsze jest umieszczenie dwóch anten w płaszczyźnie pionowej prostopadłej do kierunku fali. Podobne zjawisko obserwuje się przy obserwacji poziomu sygnałów różniących się o częstotliwość Δf . Wprowadza się tu **częstotliwościową funkcję korelacji**. Brak korelacji między sygnałami o dużym odstepie Δf wykorzystuje się do **częstotliwościowego odbioru zbiorczego**. W rozdziale 12. wspomniano również o **polaryzacyjnym odbiorze zbiorczym**. Przykład zastosowania odbioru zbiorczego w przypadku linii radiowych jest pokazany na rys. 13.17.

Fale radiowe nie ulegają w troposferze tłumieniu dla długości większych od 10 cm. Fale krótsze podlegają tłumieniu troposferycznemu. Pierwszą z przyczyn tłumienia są opady atmosferyczne (deszcz, śnieg, mgła). Woda w zakresie mikrofalowym jest ośrodkiem półprzewodzącym, w którym fala radiowa indukuje prądy przesunięcia powodujące straty energii. Następuje też rozpraszanie się fal ze względu na to, że krople wody stają się wtórnymi źródłami promieniowania. Za tłumienie odpowiedzialna jest również **absorpcja molekularna**. Energia fali powoduje wzbudzenie się atomów i cząsteczek gazu. Tłumienie powodowane przez cząsteczki tlenu można uznać za stałe, natomiast tłumienie cząstek pary wodnej zależy od wilgotności powietrza. Tłumienie troposferyczne powodowane przez tlen i parę wodną jest przedstawione na rys. 13.18. Inne mechanizmy odpowiedzialne za tłumienie to rozpraszanie energii na cząsteczkach i tłumienie

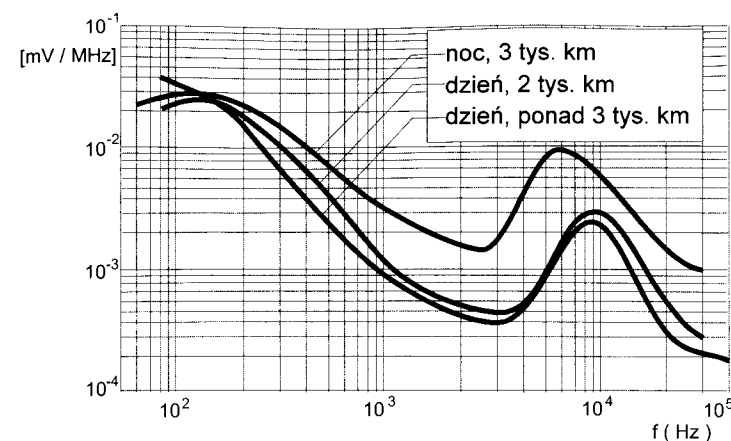


Rys. 13.18. Tłumienie mikrofal w powietrzu o ciśnieniu 1 atmosfery, temperaturze 20°C i zawartości pary wodnej 7,5 g/m³ [16]

w twardych cząstkach (pył, dymy). Tłumienie na trasach satelitarnych zależy również od kąta przejścia fali przez troposferę. Co ciekawe, użytkuje się często systemy radiowe na częstotliwościach, na których tłumienie jest duże (np. 60 GHz). Pozwala to na zapewnienie poufności i lepsze wykorzystanie tych samych częstotliwości na obszarze działania systemu (zmniejszenie zakłóceń interferencyjnych).

Pochłanianie i rozpraszanie energii przez krople deszczu powoduje zmniejszenie amplitudy sygnału. Krople deszczu zmieniają polaryzację fali, co może powodować problemy z odbiorem stacji wykorzystujących polaryzację ortogonalną. Doświadczenia wskazują, że tłumienie fal o polaryzacji pionowej jest o 3–5 dB mniejsze niż tłumienie fal o polaryzacji poziomej [21]. Fale o polaryzacji kołowej odbite od kolumny deszczu zmieniają swoją skrętność.

Troposfera jest również źródłem zakłóceń naturalnych, takich jak wyładowania burzowe, szum jonizacyjny i szum termiczny. Pomiędzy zjonizowanymi górnymi warstwami atmosfery a powierzchnią Ziemi występuje stała różnica potencjałów ok. 400 kV. Jest to więc swego rodzaju naturalny kondensator, który na skutek niedoskonałej izolacji dolnych warstw atmosfery ciągle się rozładowuje. Jego doładowanie następuje w czasie burz, podczas których chmury dostarczają Ziemi ładunków ujemnych w czasie wyładowań atmosferycznych. **Wyładowanie**

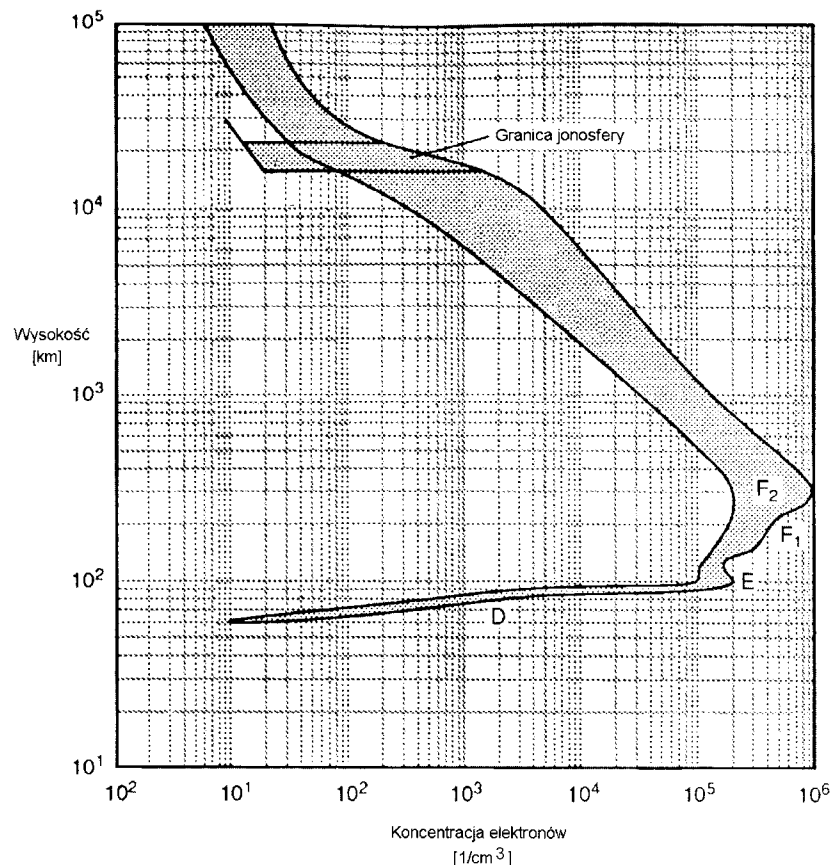


Rys. 13.19. Widmo amplitudowe wyładowania atmosferycznego

burzowe składa się z dwóch faz. Pierwsza z nich, zwana **przedwyładowaniem**, polega na wyładowaniu tzw. **lidera schodkowego** od chmury do ziemi o wartości prądu 100–300 A. Druga faza to wyładowanie podstawowe o czasie około 100–3000 μs od ziemi do chmury o natężeniu 10–100 kA wzdłuż drogi utorowanej przez lidera. Widmo lidera jest ciągłe i ma maksimum w zakresie 30–50 kHz. Widmo wyładowania podstawowego ma znaczną część energii zawartą do 10 kHz (rys. 13.19). Zakłócenia te mają charakter lokalny (kilka V/m w pobliżu uderzenia), objawiający się silnymi trzaskami, oraz charakter daleki, mający postać szumu, którego poziom zmienia się wraz z porą roku oraz doby i zależy od położenia geograficznego. **Szum jonizacyjny** jest wywołany przez naładowane elektrostatycznie krople deszczu lub płatki śniegu spadające na antenę. Powoduje to przekazanie antenie tego ładunku, który w obwodach odbiornika wzbudza impulsy objawiające się w postaci trzasków, szczególnie w pierwszych chwilach ulewnego deszczu. Trzaski te przechodzą potem w szum. Uziemienie anteny i jej połączenie metaliczne z maszem nie zmniejsza poziomu szumu. Drugi rodzaj szumu jonizacyjnego występuje często w górach. Silnie zjonizowane chmury nad szczytami lub silny, suchy wiatr powodują indukcyjne ładowanie się wszystkich przewodzących przedmiotów do wysokich napięć. Z ostro zakończonych anten lub przedmiotów metalowych pod wpływem dużego natężenia pola są emitowane elektrony. Pobudzają one (jonizują) otaczające powietrze do świecenia (**zjawisko korony** lub ogni św. Elma). Uziemienie anteny znacznie zmniejsza szumy jonizacyjne. Szumy termiczne występują w zakresie mikrofalowym przy kierowaniu anten w stronę powierzchni ziemi.

13.5. Wpływ jonosfery na rozchodzenie się fal radiowych

Jonosferą nazywamy zjonizowaną część atmosfery rozciągającą się na wysokości powyżej 60 km. Energia niezbędna do **jonizacji** pochodzi głównie ze Słońca. Wytwarza ono fale radiowe o bardzo szerokim zakresie częstotliwości, promienio-

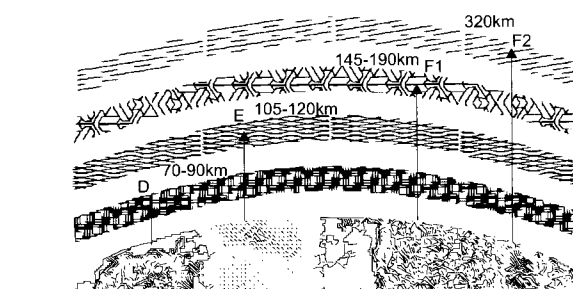
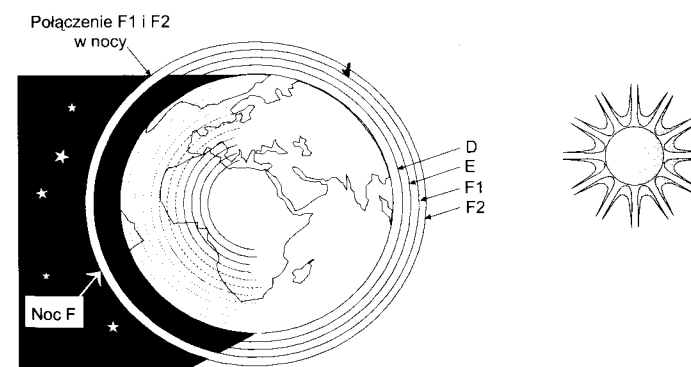


Rys. 13.20. Rozkład gęstości elektronów w jonosferze [21]

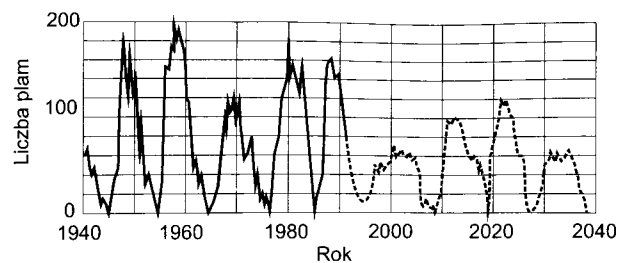
wanie ultrafioletowe i rentgenowskie. Oprócz tego jest źródłem strumieni elektronów i innych cząstek, które tworzą promieniowanie korpuskularne (wiatr słoneczny). Równocześnie z jonizacją zachodzi w jonosferze proces odwrotny, zwany **rekombinacją**. W godzinach porannych i południowych przeważa jonizacja, natomiast po południu i w nocy dominuje rekombinacja.

Jonosferę możemy podzielić na kilka warstw. Granice między nimi są bardzo płynne i zależą od pory dnia i roku. Kryterium podziału stanowi gęstość elektronowa (liczba elektronów na jednostkę objętości gazu). W ciągu dnia możemy wyróżnić w jonosferze 4 warstwy (rys. 13.20). Na wysokości od 60 do 90 km rozciąga się **warstwa D**, będąca zjonizowaną twardym promieniowaniem rentgenowskim warstwą NO. W nocy warstwa ta zanika wskutek rekombinacji. Jest ona głównie odpowiedzialna za tłumienie fal radiowych (maksimum tłumienia dla ok. 1 MHz) i powoduje odbicie tylko fal długich. Po wybuchach słonecznych następuje często tak znaczny wzrost jonizacji tej warstwy, że łączność na falach krótkich jest praktycznie niemożliwa. Czasami wyróżnia się jeszcze warstwę C o nieco mniejszej gęstości elektronowej, która występuje na wysokości 65–70 km tuż przed świtem i wczesnym rankiem w okresie małej aktywności słonecznej.

Warstwa E (Kennelly–Heaviside’a) rozciąga się na wysokości 90–130 km i składa się ze zjonizowanych za pomocą miękkiego promieniowania rentgenowskiego cząsteczek O₂. Wewnątrz tej warstwy obserwuje się często cienką warstwę (kilkaset m grubości i kilkaset km długości) o znacznie podwyższonej jonizacji, zwaną **sporadyczną warstwą E_s**. Pojawia się ona zarówno w ciągu dnia, jak i nocy, i jest odpowiedzialna za niektóre dalekosiężne łączności na zakresie UKF, gdyż fale odbijają się od niej jak od powierzchni lustrzanej. W ciągu nocy utrzymuje się szczątkowa warstwa E. Kolejną warstwą jest **warstwa F** (Appletona). Na wysokości 160–230 km rozciąga się warstwa F₁ złożona ze zjonizowanych cząsteczek jednoatomowego tlenu. Warstwa ta występuje tylko w dzień w porze letniej i nie odgrywa istotnej roli w propagacji fal krótkich. Na wysokości 230–450 km występuje warstwa F₂ będąca zjonizowanym za pomocą promieniowania ultrafioletowego i rentgenowskiego jedno-cząsteczkowym tlenem. Maksymalna gęstość elektronowa warstwy F₂ jest większa w południe zimowe niż w południe letnie. Jest ona odpowiedzialna za dalekosiężne łączności na falach krótkich. Obie warstwy występują w porze letniej w ciągu dnia. W nocy oraz zimą występuje tylko warstwa F₂ (rys. 13.21). Na wysokości 700–800 km występuje warstwa G, która nie ma wpływu na rozchodzenie się fal radiowych.



Rys. 13.21. Warstwy jonosfery w ciągu dnia i nocy



Rys. 13.22. Aktywność Słońca na przestrzeni lat [26]

Jak wcześniej zaznaczyliśmy, głównym źródłem jonizacji jest Słońce. W jego fotosferze występują obszary o niższej temperaturze widoczne jako plamy. Występują one na ogół w grupach. Liczba plam jest zmienna. Okres zmian wynosi 11 ± 4 lata (rys. 13.22). Na początku cyklu plamy pojawiają się po obu stronach równika słonecznego w odległości $\pm 20-30^\circ$ [6]. Wraz ze wzrostem ich liczby pojawiają się one bliżej równika. W czasie wystąpienia maksimum liczby plam znajdują się one w pobliżu $\pm 15^\circ$ szerokości heliograficznej, natomiast pod koniec cyklu w pobliżu $\pm 5-10^\circ$. W okresie maksimum cyklu lepsze warunki propagacyjne panują na wyższych częstotliwościach zakresu krótkofalowego, natomiast w czasie minimum na niższych. Więcej ciekawych informacji na ten temat oraz na temat budowy atmosfery Ziemi można znaleźć w pracach [5] i [6].

Środowisko zjonizowane (plazma) charakteryzuje się współczynnikiem załamania mniejszym od jedności i danym zależnością [21]:

$$n = \sqrt{1 - \frac{80,5N}{f^2}} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (13.30)$$

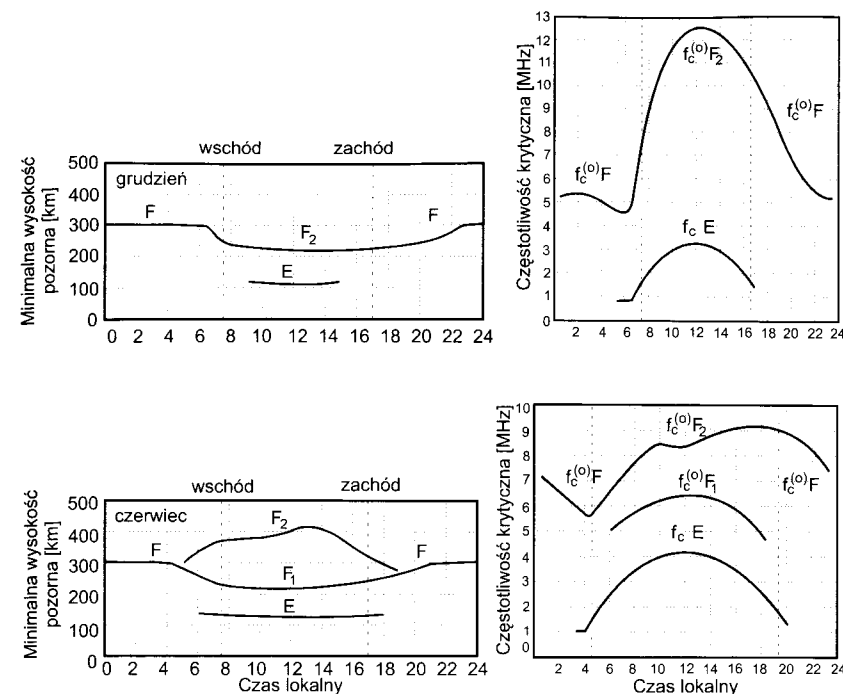
gdzie n jest współczynnikiem załamania, N — gęstością elektronową ($1/m^3$), a f (Hz) częstotliwością rozchodzącej się fali. Pionowo wypromieniowana fala ulega odbiciu na takiej wysokości, na której przenikalność elektryczna (współczynnik załamania) staje się równa zero:

$$f(h) = \sqrt{80,5N(h)} \quad (13.31)$$

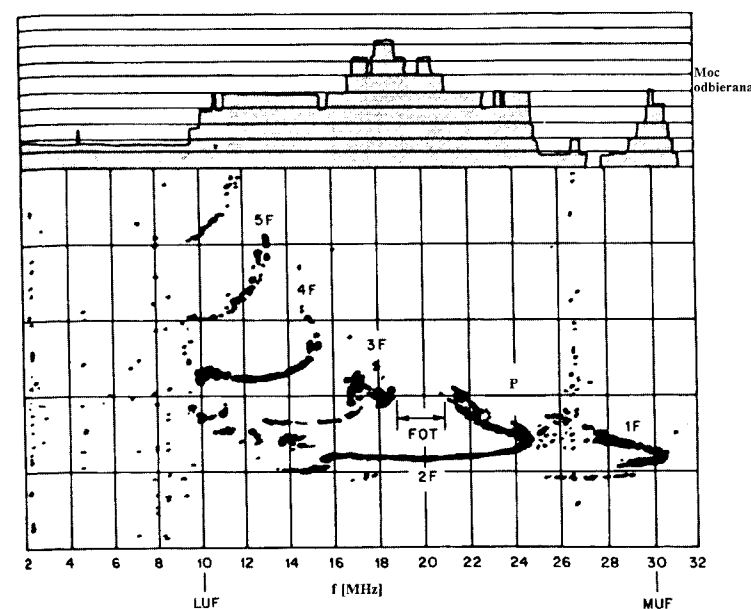
Jeśli będziemy zwiększać częstotliwość sygnału, to odbicie będzie występowało na coraz większej wysokości, przy której $N(h)$ osiąga wartość maksymalną. Maksymalną częstotliwość, przy której pionowo wypromieniowana fala odbije się od warstwy jonosfery, nazywamy **częstotliwością krytyczną** i wyznaczamy ze wzoru

$$f_{kr} = \sqrt{80,5N_{max}} \quad (13.32)$$

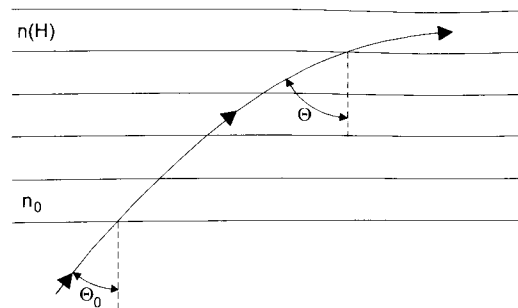
Jeśli częstotliwość fali przewyższa f_{kr} , to jonosfera staje się dla niej przezroczysta. Częstotliwość krytyczna zależy od pory dnia, roku oraz aktywności słonecznej (rys. 13.23). Częstotliwość krytyczna warstwy D waha się od 100 do 700 kHz, warstwy E w ciągu dnia wynosi ok. 4 MHz, w ciągu nocy od 250 kHz (minimum aktywności słonecznej) do 500 kHz (maksimum aktywności), dla warstwy F_2 zawiera się w przedziale 8–14 MHz. Informacji o rzeczywistej



Rys. 13.23. Zmiany częstotliwości krytycznej i wysokości warstw w ciągu roku [21]



Rys. 13.24. Jonogram dla fal padających pod kątem na jonosferę. Na osi pionowej zaznaczono opóźnienie sygnału (w ms/działkę). Litera P oznacza promień górnokątny (wg [26])



Rys. 13.25. Załamanie fali w warstwowej jonosferze

częstotliwości krytycznej dostarczają nam **jonogramy** (rys. 13.24), w których mierzymy czas pomiędzy wysłaniem pionowo fali i nadejściem jej jonosferycznego odbicia. Na tej podstawie określamy wysokość poszczególnych warstw i ich gęstość elektronową.

Zajmiemy się teraz zjawiskiem załamania w warstwowo zbudowanej jonosferze (rys. 13.25). Równanie drogi wchodzącej do jonosfery pod kątem θ_0 możemy zapisać w postaci

$$n \sin \theta = n_0 \sin \theta_0 \quad (13.33)$$

Fala radiowa powróci na Ziemię, gdy spełniony będzie warunek w punkcie powrotu

$$\sin \theta = 1 \quad (13.34)$$

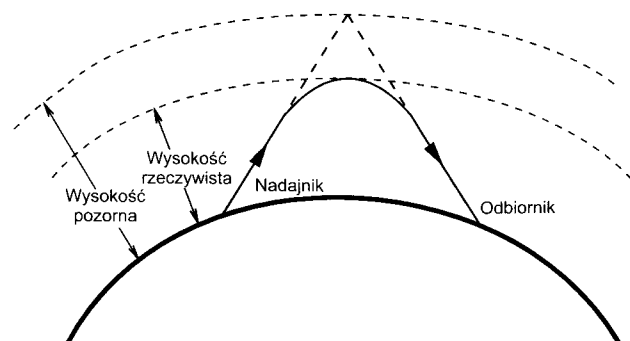
Zatem

$$n = \sin \theta_0 \quad (13.35)$$

i podstawiając (13.30)

$$\sqrt{1 - \frac{80,5N(h)}{f^2}} = \sin \theta_0 \quad (13.36)$$

skąd otrzymujemy zależność zwaną **prawem sekansa**:



Rys. 13.26. Rzeczywista i pozorna wysokość odbicia fali od jonosfery

$$f = \sqrt{80,5N(h)} \sec \theta_0 = \frac{f_0}{\cos \theta_0} = f_0 \sec \theta_0 \quad (13.37)$$

Z prawa tego wynikają dwa ważne wnioski. Fala o częstotliwości f padając na jonosferę pod kątem θ_0 i fala o częstotliwości f_0 wypromieniowana pionowo odbija się na tej samej wysokości. Ponadto przy ustalonym kącie padania θ_0 odbicie fali występuje na tym większej wysokości, im większa jest jej częstotliwość. Wysokość punktu przecięcia się prostych stanowiących przedłużenie trajektorii fali wchodzącej i wychodzącej z jonosfery nazywamy **pozorną wysokością odbicia** (rys. 13.26). Zwiększając częstotliwość dochodzimy do obszaru, w którym $N(h) = N_{\max}$, czyli $f_0 = f_{kr}$ i wtedy

$$f_{\max}(\theta) = f_{kr} \sec \theta_0 \quad (13.38)$$

Częstotliwość $f_{\max}$ nazywamy **częstotliwością maksymalną**. Osiąga ona maksimum dla $\theta_0 = 0^\circ$ (antena promieniuje falę stycznie do powierzchni Ziemi). Zakładając wysokość warstwy E równą 100 km otrzymujemy [5]

$$f_{\max E} = 3,2 f_{krF} \quad (13.39)$$

a przyjmując wysokość warstwy F równą 350 km mamy

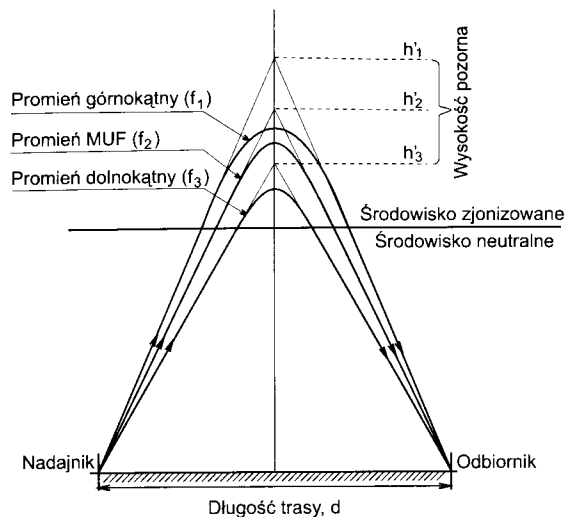
$$f_{\max F} = 3,2 f_{krF} \quad (13.40)$$

Jeśli łączność zostanie nawiązana tylko za pomocą jednego odbicia, to wiemy ją **jednoskokową**. Dla podanych wysokości warstw maksymalne zasięgi łączności jednoskokowej wynoszą odpowiednio 2400 km i 4000 km. Częstotliwości maksymalne określone wzorami (13.39) i (13.40) noszą nazwę **maksymalnej częstotliwości użytkowej** (MUF). W klasycznym ujęciu łączność na częstotliwościach większych od MUF nie jest możliwa. W praktyce istnieje taka możliwość dla częstotliwości przekraczającej MUF o 20–40%, zwanej **roboczą MUF** i zdefiniowanej jako największa częstotliwość, przy której możliwa jest łączność pomiędzy dwoma punktami w określonych warunkach i w danej godzinie. Ponieważ parametry jonosfery zmieniają się w sposób losowy, wprowadza się statystyczną definicję MUF. Definiuje się ją jako częstotliwość zapewniającą 50% prawdopodobieństwo odbicia się fali od jonosfery. Do projektowania systemów radiokomunikacyjnych używa się częstotliwości zapewniającej 90% prawdopodobieństwo odbicia (tzn. częstotliwość, na której można przeprowadzić łączności w ciągu 90% dni w miesiącu). Jest ona zwana **optymalną częstotliwością roboczą** (OWF, OUF) lub **optymalną częstotliwością trafiku** (FOT). Dla warstwy E $OWF = MUF$, dla warstwy F_2 [6]

$$OWF_{F_2} = 0,85 \cdot MUF_{F_2} \quad (13.41)$$

Najniższa częstotliwość użytkowa (LUF) to najniższa częstotliwość, na której można jeszcze nawiązać łączność między dwoma punktami. Zależy ona zarówno od stanu jonosfery, jak i szumów zewnętrznych i współczynnika szumów odbiornika.

Przy częstotliwościach mniejszych od MUF równanie (13.37) jest spełnione dla dwóch różnych wysokości. Sygnały do punktu odbiorczego mogą zatem

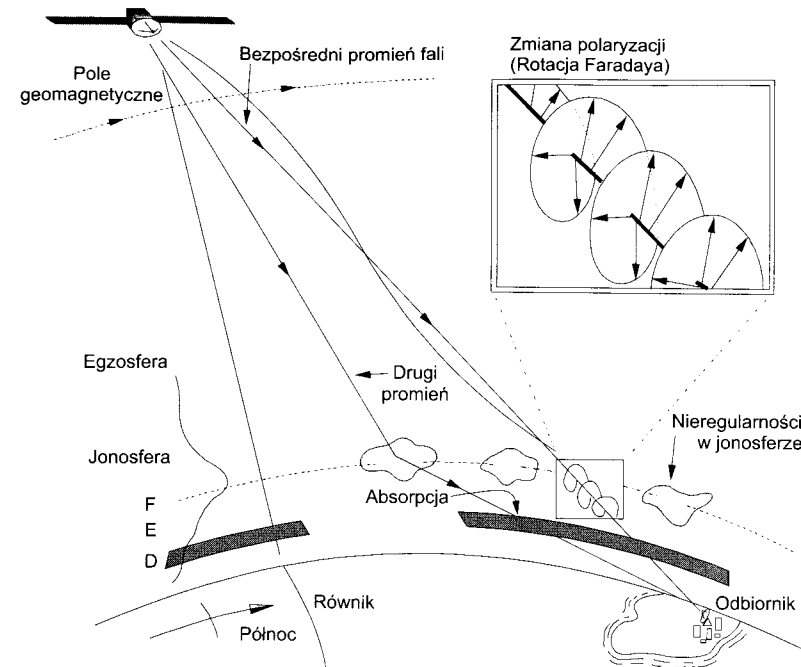


Rys. 13.27. Promień górnołukowy i dolnołukowy

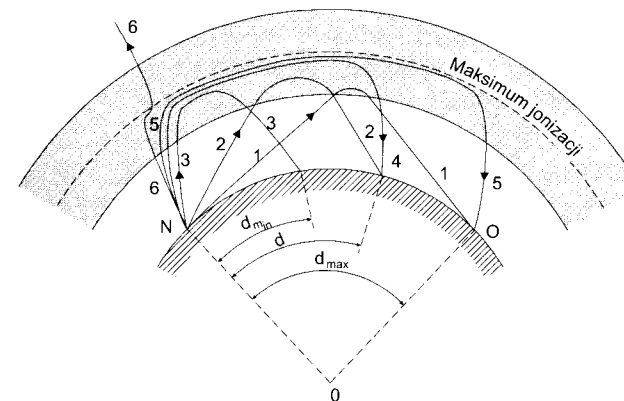
docierać dwiema różnymi drogami: jako tzw. **promień górnołukowy** (Pedersena) i **promień dolnołukowy** (rys. 13.27). Promień górnołukowy jest z reguły silniej tłumiony ze względu na dłuższą drogę do przebycia.

Jonosfera na skutek działania ziemskiego pola magnetycznego (16–50 A/m) jest ośrodkiem anizotropowym. Zachodzi w niej zjawisko **dwójłomności** znane z optyki (kryształ turmalinu). Polega ono na tym, że fala płaska o polaryzacji liniowej padająca na jonosferę ulega rozszczepieniu na dwie fale o polaryzacji kołowej rozchodzące się z różnymi prędkościami grupowymi. Ponadto obie składowe doznają przy przejściu przez jonosferę niejednakowego tłumienia. Składową rozchodzącą się wolniej i silniej tłumioną nazywamy falą lub **promieniem nadzwyczajnym**. Drugą składową, której prędkość grupowa nie zależy od natężenia stałego pola magnetycznego, nazywamy **promieniem zwyczajnym**. Fala przechodząca przez jonosferę doznaje także skręcenia płaszczyzny polaryzacji (zjawisko Faradaya). Na rysunku 13.28 przedstawiono efekty wywołane przez jonosferę na łączach satelitarnych (mikrofale). Mamy tu do czynienia również z wielodrogowością i tłumieniem.

Fala wypromieniowana stycznie do powierzchni ziemi po odbiciu od jonosfery pada na ziemię w odległości $d_{\max}$, która jest największą możliwą odległością przy propagacji jednokrokowej (rys. 13.29). Jeśli przy ustalonej częstotliwości będziemy zwiększać kąt elewacji wypromieniowanej fali, to punkt powrotu fali początkowo zacznie się zbliżać do nadajnika, przy czym w miarę zmniejszania kąta padania fali na warstwę zjonizowaną odbicie będzie zachodzić na coraz większej wysokości. Zwiększenie wysokości powoduje zmniejszenie gradientu współczynnika załamania, a tym samym wydłużenie promienia krzywizny trajektorii fali. Dla pewnej wartości kąta padania osiąga się najmniejszą długość trasy ($d_{\min}$) zwaną **uskokiem**. Dalsze zmniejszanie kąta padania powoduje oddalenie się punktu powrotu od nadajnika aż do osiągnięcia $d_{\max}$ dla pewnego kąta θ_i . Fale

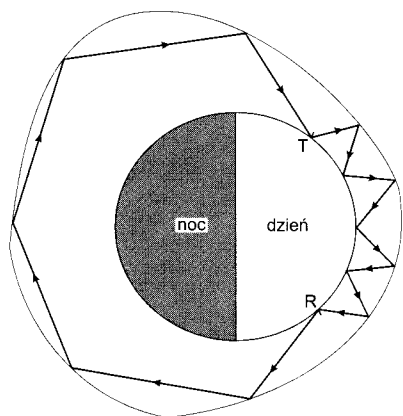
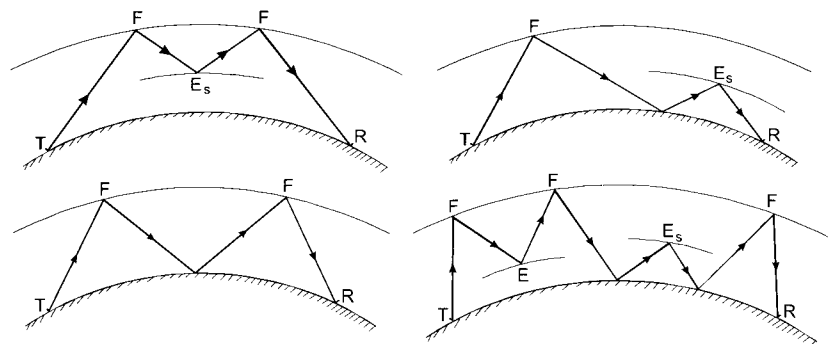


Rys. 13.28. Wpływ jonosfery na mikrofałe w łączach satelitarnych



Rys. 13.29. Bieg promieni przy ustalonej częstotliwości i zmieniającym się kącie wypromieniowania (ustalona częstotliwość robocza jest większa od częstotliwości krytycznej warstwy jonosferycznej): 1 — promień dolnołukowy odpowiadający maksymalnej długości trasy $d_{\max}$, 2 — promień dolnołukowy odpowiadający trasie o długości pośredniej d , 3 — promień pojedynczy odpowiadający minimalnej długości trasy $d_{\min}$ (uskok), 4 — promień górnołukowy odpowiadający trasie o długości pośredniej d , 5 — promień górnołukowy odpowiadający maksymalnej długości trasy $d_{\max}$, 6 — promień przenikający przez warstwę jonosferyczną

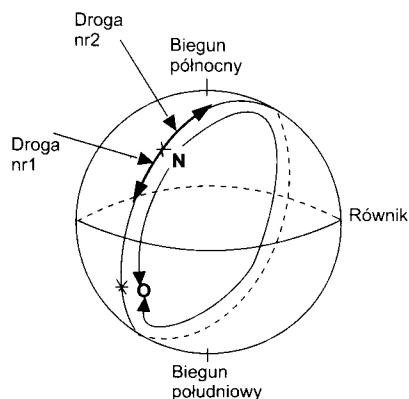
padające pod kątem mniejszym od θ_i przechodzą przez jonosferę. Zatem do punktów odbioru docierają albo oba promienie (górn- i dolnołukowy), albo nie dociera żaden (obszar uskoku). W odległości równej uskoku oba promienie zlewają się w jeden i odpowiada temu klasyczna MUF. Jest to typowy przykład



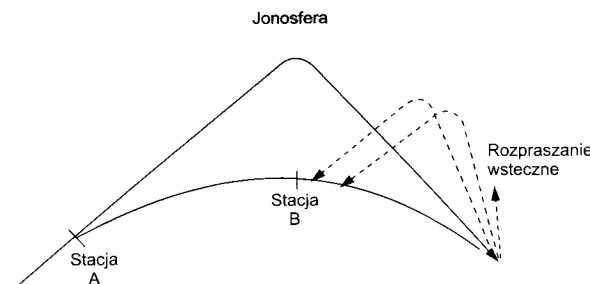
Rys. 13.30. Przykłady propagacji wieloskokowej

propagacji jednoskokowej. W dalekosieżnej propagacji na falach krótkich używa się zwykle **propagacji wieloskokowej** polegającej na wielokrotnym odbiciu od powierzchni Ziemi (rys. 13.30).

Propagacja jonosferyczna zachodzi wzdłuż wielkiego koła. Możliwe są zatem dwie trasy propagacji o różnych długościach (rys. 13.31). Trasa dłuższa



Rys. 13.31. Dwie trasy propagacji wzdłuż wielkiego koła



Rys. 13.32. Rozpraszanie wsteczne fal krótkich

może być czasami lepsza ze względu na mniejsze tłumienie. Ponieważ warstwa D jest najbardziej odpowiedzialna za tłumienie fali w jonosferze, tłumienie trasy można oszacować wiedząc, jaki jej fragment przebiega wzdłuż nasłonecznionej części Ziemi. Sygnał jest silniejszy, jeśli wędruje po zacienionej stronie Ziemi. Dla tras krótszych od ok. 10 000 km sygnał rozchodzący się po krótszej trasie zawsze będzie silniejszy ze względu na dodatkowe tłumienie powodowane przez straty przy odbiciu od Ziemi dla propagacji wieloskokowej. W praktyce zdarza się, że na skutek specyficznych warunków w jonosferze fala nie rozchodzi się dokładnie wzdłuż wielkiego koła. Wymaga to wtedy korekty kierunku ustawienia anten o dużym zysku energetycznym. Przy łączności między dwoma punktami o tej samej szerokości geograficznej nie należy ustawiać anten dokładnie na wschód lub zachód, gdyż płaszczyzna wielkiego koła przebiegać będzie wtedy przez obszary położone na południe od naszego równoleżnika.

W warstwie E zachodzi proces **rozpraszania jonosferycznego** do częstotliwości ok. 60–70 MHz. Zjawisko to pozwala na utrzymanie łączności w strefie uskoku (o ile dysponuje się odpowiednio czułym odbiornikiem). Zdarza się czasami, że fala padająca na powierzchnię Ziemi odbije się częściowo w stronę stacji nadawczej. Jest to **rozpraszanie wsteczne** (rys. 13.32). Powoduje ono powstanie stabilnego (bez zaników), choć słabego sygnału. Głos nadawany w ten sposób wydobywa się jak gdyby z beczki lub rury. Rozpraszanie wsteczne również umożliwia utrzymanie łączności w strefie uskoku.

Fala rozchodząca się w jonosferze podlega absorpcji. Rozróżniamy **absorpcję niedewiacyjną**, malejącą z kwadratem częstotliwości. Mamy z nią do czynienia wtedy, gdy fala przechodzi przez warstwę jonosferyczną nie doznając w niej znacznej refrakcji. Z sytuacją taką mamy do czynienia w warstwie D. Z **absorpcją dewiacyjną** mamy do czynienia w przypadku, gdy współczynnik refrakcji jest znacznie mniejszy od jedności i fala ulega silnemu załamaniu lub w przypadku, gdy fala ulega odbiciu od danej warstwy. Ma ona na ogół mniejsze znaczenie. Czasami w okresie dużej aktywności słonecznej występuje absorpcja anormalna.

13.6. Rozchodzenie się fal radiowych w różnych zakresach częstotliwości

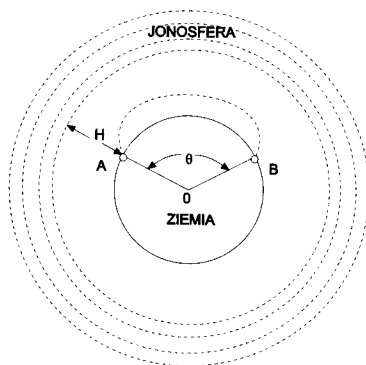
13.6.1. Rozchodzenie się fal długich, średnich i pośrednich

Fale długie (10–100 kHz) rozchodzą się głównie w postaci fal powierzchniowych, łatwo uginając się na przeszkodach, a w odległości 1000–2000 km jako fala jonosferyczna. Propagacja na fali powierzchniowej odznacza się bardzo dużą stabilnością zarówno amplitudy, jak i fazy. Mała część energii fali powierzchniowej jest rozpraszana w gruncie. Długość fal z tego zakresu jest porównywalna z wysokością najniższej warstwy jonosfery. Ponieważ dla dużych kątów padania tylko obszary o niskiej gęstości elektronów są w stanie odbić fale radiowe o tych częstotliwościach (warstwa D w dzień i E w nocy), fale długie rozchodzą się jak gdyby w falowodzie, którego ścianki tworzą powierzchnia Ziemi i dolna warstwa jonosfery. W obszarze, w którym natężenie fali jonosferycznej jest duże, mogą powstać zaniki interferencyjne z falą powierzchniową.

Natężenie pola elektrycznego na falach długich określa półempiryczny wzór Austina [21]:

$$E_{sk} [\text{mV/m}] = \frac{300 \sqrt{P [\text{kW}]}}{r [\text{km}]} \sqrt{\frac{\theta}{\sin \theta}} e^{-(0,0014r [\text{km}]/\lambda^{0,6})} \quad (13.42)$$

gdzie r jest odległością od anteny, P zastępczą mocą promieniowaną izotropowo przez antenę, λ jest długością fali w km, a kąt θ jest zdefiniowany na rys. 13.33. Doświadczalnie stwierdzono jednak, że pole nie maleje monotonicznie wg wzoru (13.42), lecz wykazuje minima i maksima. Średnie wahania roczne natężenia pola w danym punkcie wynoszą około 20–50%, przy czym latem największe natężenie pola jest w dzień, a zimą w nocy. Wpływ jedenastoletniego cyklu Słońca jest nieznaczny i objawia się wzrostem natężenia pola w dzień w okresie zwiększonej aktywności słonecznej. Wzrasta wtedy na skutek promieniowania ultrafioletowego gęstość elektronowa warstwy D, co pociąga za sobą wzrost współczynnika odbicia. Fale długie są stosowane w radiowej służbie czasu i częstotliwości, transmisji danych meteorologicznych, nawigacji (system lotniczy OMEGA w pasmie



Rys. 13.33. Rozchodzenie się fal długich w falowodzie kulistym

10–14 kHz wykorzystujący dużą stabilność fazy fal długich) i komunikacji ze statkami i łodziami podwodnymi. Ze względu na duże zakłócenia powodowane przez wyładowania atmosferyczne nie używa się zwykle fal o częstotliwości poniżej 10 kHz, choć utrzymuje się łączność z łodziami podwodnymi na częstotliwościach kilkudziesięciu Hz.

Fale średnie obejmują zakres 100 kHz–1,5 MHz. W odległości do 100–150 km zarówno w dzień, jak i w nocy utrzymuje się stabilne natężenie pola elektrycznego wytworzone dzięki fali powierzchniowej. Warstwa D nie jest w stanie odbić tych fal i dlatego odbijają się one od warstwy E. Jednak tłumienie warstwy D w ciągu dnia jest tak duże, że fala jonosferyczna nie występuje. Wieczorem i w nocy warstwa D zanika i pojawia się fala jonosferyczna, za pomocą której odbieramy dalekie stacje. Można się o tym przekonać przesłuchując radiofoniczne pasmo fal długich i średnich w dzień, a następnie w nocy. W ciągu nocy fala jonosferyczna interferuje w dalszej odległości (powyżej 100–150 km) z falą powierzchniową, co powoduje duże **zaniki interferencyjne** sygnału. Aby zaniki interferencyjne nie powstawały, natężenie pola fali powierzchniowej musi być co najmniej 3 razy większe od natężenia fali jonosferycznej (rys. 12.4). Obszar wokół nadajnika charakteryzujący się stałym natężeniem nazywamy **obszarem bliskiego zasięgu**, natomiast obszar, w którym zachodzi interferencja — **strefą interferencji**. Obszar dostatecznie daleki od nadajnika, w którym można pominąć falę powierzchniową, nazywamy **obszarem dalekiego zasięgu**. W obszarze tym również mamy do czynienia z zanikami spowodowanymi zmianami propagacji fali w jonosferze. Zaniki mogą być głębsze od 10 dB i trwać od sekundy do kilku minut. Ze względu na to, że faza fali jonosferycznej zależy od częstotliwości, można się spotkać ze zjawiskiem **zaników selektywnych**, które występują tylko na niektórych częstotliwościach. Sygnał zmodulowany amplitudowo składa się z fali nośnej i wstęp bocznych, zaniki selektywne mogą więc powodować zniekształcenia zmodulowanego sygnału. Propagacja jonosferyczna fal średnich zmienia się w zależności od pory dnia i roku (latem ze względu na aktywność burzową odstęp S/N maleje), zależy także od aktywności słonecznej. W czasie zwiększonej penetracji jonosfery przez cząstki wiatru słonecznego występuje redukcja fali jonosferycznej i zauważalne zmiany polaryzacji nadchodzącej fali. Przy odbiorze niektórych stacji w porze nocnej może pojawić się zjawisko przesłuchu modulacji innej stacji pracującej na odległej częstotliwości. Jest to **zjawisko luksemburskie**. Zdarza się ono, gdy fale od dwóch nadajników rozchodzą się po częściowo wspólnej drodze, a jego przyczyną są nieliniowe zjawiska w jonosferze. Silny nadajnik pracujący w pobliżu punktu odbicia fali (środek drogi między anteną nadawczą i odbiorczą) może zmieniać współczynnik absorpcji fali w tym miejscu w takt swojej modulacji. Na falę odbijającą się w tym miejscu i pochodzącą z odległego nadajnika może nałożyć się pasożytnicza modulacja amplitudy.

Fale pośrednie rozciągają się od 1,5 MHz do 3 MHz. Ich właściwości propagacyjne mają charakter przejściowy między propagacją na falach średnich i krótkich. Fala powierzchniowa w tym zakresie jest wykorzystywana głównie na morzu do łączności ze statkami. Przy propagacji jonosferycznej wyższe częstotliwości zakresu nie są tłumione w porze dziennej przez jonosferę.

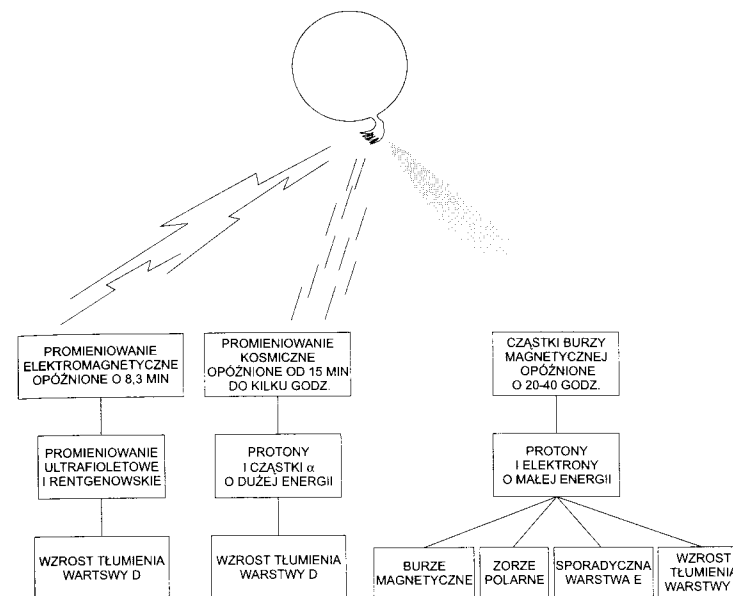
13.6.2. Rozchodzenie się fal krótkich

Fale krótkie obejmują zakres od 3 do 30 MHz. Zasięg fali powierzchniowej wynosi od kilkudziesięciu km dla fal dłuższych do kilku km (fale z górnego końca zakresu). Dlatego też ten rodzaj propagacji nie znalazł szerszego zastosowania oprócz łączności CB. Podstawowym mechanizmem rozchodzenia się jest fala jonosferyczna, która przy transmisji wieloskokowej jest wykorzystywana do komunikacji dalekosieżnej o zasięgu światowym. Fale krótkie odbijają się głównie od warstwy F_2 , a w pewnych okresach od warstw F_1 , E i E_s . Zdefiniowaliśmy wcześniej częstotliwość MUF, która stanowi górne ograniczenie częstotliwości przy propagacji jonosferycznej. Przy zmniejszaniu częstotliwości tłumienie wprowadzane przez dolne warstwy jonosfery bardzo wzrasta. Najmniejsza częstotliwość, która ze względu na tłumienie może być jeszcze użyta do zapewnienia transmisji na daną odległość, nosi nazwę **najmniejszej częstotliwości użytkowej (LUF)**. Pomijając anormalne warunki propagacji fal krótkich wpływ pory doby, roku i aktywności słonecznej na MUF i LUF jest następujący:

- wartości MUF są większe w dzień niż w nocy,
- wartości MUF w nocy są większe latem niż zimą,
- wartości MUF w dzień dla warstwy F_2 są większe w zimie niż w lecie,
- wartości MUF są większe w okresach silnej aktywności słonecznej niż w okresach słabej aktywności.

Częstotliwość krytyczna warstwy E_s bywa często większa od częstotliwości krytycznej warstwy F_2 , co powoduje całkowite odbicia fal o częstotliwościach dochodzących do 150 MHz. Czasami warstwa E_s staje się półprzezroczysta i odbicia zachodzą zarówno od tej warstwy, jak i od F_2 . Szacuje się, że łączności na sporadycznej warstwie E poniżej 15 MHz zachodzą w 25–50% czasu.

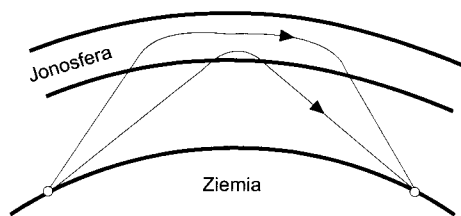
Od czasu do czasu pojawiają się zaburzenia jonosferyczne spowodowane strumieniem cząstek wysyłanych przez Słońce w okresie jego zwiększonej aktywności (cykle 11-letni i krótszy, 27-dniowy wywołany obrotem Słońca wokół osi). Najbardziej narażona na to oddziaływanie jest warstwa F_2 . Podczas **burzy jonosferycznej** maleje częstotliwość krytyczna tej warstwy i jednocześnie rośnie absorpcja w dolnych warstwach jonosfery. Burza jonosferyczna trwa na ogół kilka godzin i rzadko przekracza dwie doby. Powrót jonosfery do stanu normalnego następuje stopniowo. Może również wystąpić zjawisko **zaniku powszechnego** (Dellingera), polegające na nagłym wzroście jonizacji warstwy D i w rezultacie wzroście tłumienia i zaniku odbioru fal krótkich na półkuli ziemskiej oświetlonej przez Słońce. Czas trwania takiego zniknięcia wynosi od kilku minut do 2–3 godzin i trwa dłużej dla mniejszych częstotliwości. Zanik powszechny jest powodowany przez promieniowanie ultrafioletowe wywołane wybuchami na Słońcu. Cząstki korpuskularne docierające do Ziemi w czasie od 15 minut (cząstki o dużej energii) do 20–30 godzin (cząstki o mniejszej energii) mogą spowodować burzę jonosferyczną 18–24 godziny po zaniku powszechnym. Burzom jonosferycznym towarzyszą zwykle zaburzenia ziemskiego pola magnetycznego zwane **burzami magnetycznymi**. Rodzaje zaburzeń jonosfery wywołanych wybuchami na Słońcu



Rys. 13.34. Wpływ aktywności słonecznej na jonosferę [26]

są przedstawione na rys. 13.34. Zaburzenia w jonosferze mogą być wywołane wybuchami jądrowymi na dużych wysokościach. Wybuch powoduje zanik łączności na falach krótkich na całej kuli ziemskiej na okres kilku minut, po czym po okresie ok. 30 minut od wybuchu gęstość warstw jonosfery stabilizuje się. Jest ona jednak nieco mniejsza niż przed wybuchem i wzrasta dopiero po kilku dniach. W czasie szybkiego przyrostu lub ubytku gęstości elektronowej wysokość warstw jonosfery ulega równie szybkim zmianom w czasie. Powoduje to powstanie przesunięcia częstotliwości padającej fali w wyniku **efektu Dopplera**. Częstotliwość rośnie, gdy pozorna wysokość warstwy maleje. Burze jonosferyczne i magnetyczne oprócz kłopotów z łącznością na falach krótkich są powodem uszkodzeń satelitów telekomunikacyjnych i mogą powodować zaburzenia w funkcjonowaniu systemów energetycznych.

Sygnał z nadajnika może dotrzeć do odbiornika od strony krótszego łuku (sygnał bezpośredni) lub od strony dłuższego łuku (sygnał pośredni). Nadejście sygnału pośredniego zwane jest **echem**. Czas okrążenia Ziemi po wielkim kole wynosi 0,14 s. Zjawisko echa występuje najczęściej wtedy, gdy w płaszczyźnie wielkiego koła występują jednakowe warunki atmosferyczne (półmrok między półkulą oświetloną i nieoświetloną). Podobne do echa jest również **zjawisko wielodrogowości** polegające na tym, że sygnał dociera do odbiornika różnymi drogami (rys. 13.35). Echa spowodowane wielodrogowością dochodzą do 1 ms. Zjawisko echa i wielodrogowości jest niepożądane w radiokomunikacji i powoduje błędy i przekłamanie w transmisji danych. Przeciwdziałanie polega na jednoczesnej transmisji sygnału na kilku częstotliwościach, a następnie na porównywaniu ze sobą odebranych danych (odbiór zbiorczy częstotliwościowy).



Rys. 13.35. Zjawisko wielodrogowości na falach krótkich

Na falach krótkich, podobnie jak na falach średnich, występują zaniki sygnału. Są one jednak bardziej głębokie i częstsze. **Zanik interferencyjny** jest powodowany interferencją fal docierających do odbiornika różnymi drogami. Ich głębokość waha się między 20 a 40 dB z czasem trwania od sekundy do kilkudziesięciu sekund. **Zanik polaryzacyjny** jest spowodowany interferencją promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego powstałego w jonosferze pod wpływem ziemskiego pola magnetycznego. Promienie te są spolaryzowane kołowo z przeciwnymi skrętnościami, lecz na skutek różnego tłumienia w jonosferze ich amplitudy nie są równe. Wypadkowe pole ma polaryzację eliptyczną, w której główna oś elipsy ciągle zmienia położenie. Ponieważ antena odbiera sygnał o określonej polaryzacji, to częste zmiany położenia osi powodują niedopasowanie polaryzacyjne fali do anteny i w konsekwencji spadek napięcia indukowanego na zaciskach. Z **zanikiem granicznym** mamy do czynienia wtedy, gdy częstotliwość transmisji jest bliska MUF. Częstotliwość MUF ulega ciągłym zmianom i momentami może być niższa niż częstotliwość sygnału, co powoduje jego zanik. Cechą charakterystyczną tego zniku są znaczne wartości natężenia pola tuż przed jego wystąpieniem, gdyż tłumienie fal o częstotliwościach bliskich MUF jest małe. **Zanik absorpcyjny** jest powodowany wahaniami tłumienia fali przez warstwę E i występuje głównie koło południa, gdy tłumienie warstwy E jest największe. **Zanik uskokowy** zachodzi w pobliżu uskoku danej fali, gdy granica między strefą odbioru i strefą martwą waha się. Zaniki można podzielić na **synchroniczne** (poszczególne składowe widma ulegają zanikowi w jednakowym stopniu) i **selektywne**.

Ze względu na zmienność warunków propagacji w ciągu doby nie jest możliwe utrzymanie łączności między dwoma dowolnymi punktami na jednej częstotliwości. W ciągu dnia używamy wyższych częstotliwości pasma krótkofalowego, w ciągu nocy niższych. Prześledzimy teraz warunki propagacji na falach krótkich w pasmach używanych przez radioamatorów.

- W pasmie 160 m ($1,810 \div 2$ MHz — zakres fal pośrednich) występuje duże tłumienie w warstwie D w ciągu dnia. Od jonosfery mogą się odbić fale wchodzące do niej pod bardzo dużymi kątami, co zapewnia łączność na dystansie do ok. 120 km. W ciągu nocy od jonosfery mogą się odbijać fale wchodzące pod mniejszymi kątami, gdyż zanika warstwa D. Uzyskuje się zasięgi kilku tysięcy km. Na to pasmo duży wpływ mają zakłócenia atmosferyczne i przemysłowe (lepsze warunki panują zimą).
- Pasma 80 m ($3,5 \div 3,8$ MHz) jest podobne do pasma 160 m, choć tłumienie warstwy D nie jest tak silne (tłumienie w tej warstwie jest odwrotnie

proporcjonalne do kwadratu częstotliwości). W ciągu dnia typowy zasięg wynosi do ok. 400 km, w ciągu nocy wzrasta do kilku tysięcy km, szczególnie w zimie (mniejsze szumy atmosferyczne).

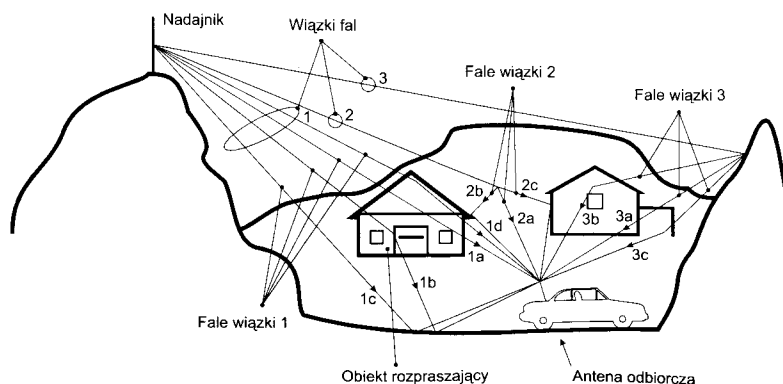
- Pasma 40 m ($7 \div 7,1$ MHz) wykazuje wyraźny uskok w ciągu nocy (ok. 450 km). Zasięg w ciągu dnia wynosi ok. 750 km, w ciągu nocy możliwa jest łączność z dowolnym punktem na kuli ziemskiej. Zakłócenia są mniejsze niż w pasmie 80 m, mogą jednak stanowić problem w miesiącach letnich.
- Pasma 30 m ($10,1 \div 10,15$ MHz) znajduje się na pograniczu pasm „dziennych” i „nocnych”. W ciągu dnia typowy zasięg wynosi 1500 km, w ciągu nocy można osiągnąć odległości znacznie powyżej 20 000 km. W czasie minimum aktywności słonecznej na niektórych trasach MUF może spaść poniżej 10 MHz w ciągu nocy. Pasma to jest najbardziej odporne na zmiany propagacji wywołane aktywnością Słońca.
- Pasma 20 m ($14 \div 14,35$ MHz) jest tradycyjnie uważane za pasmo do łączności dalekosiężnych (DX-owych). W ciągu dnia możliwa jest łączność dalekosiężna wokół Ziemi. Jest ona możliwa również w nocy w czasie maksimum aktywności słonecznej. Uskok w ciągu dnia wynosi 750 km, w ciągu nocy 1500 km.
- Pasma 17 m ($18,068 \div 18,168$ MHz) przypomina pasmo 15 m. W czasie dużej aktywności słonecznej możliwe są łączności dalekosiężne w ciągu dnia i wczesnym wieczorem, w latach umiarkowanej aktywności pasmo zamyka się tuż po zachodzie słońca, w czasie minimum aktywności pasmo jest otwarte tylko w godzinach południowych.
- Pasma 15 m ($21 \div 21,450$ MHz) jest podobne do pasma 20 m, jednak silniej zaznacza się aktywność Słońca. W czasie maksimum pasmo pozostaje otwarte jeszcze po zachodzie Słońca (czasami możliwa jest praca przez 24 godziny, ale rzadziej niż w pasmie 20 m). W czasie umiarkowanej aktywności jest to pasmo dzienne, zamykające się tuż po zachodzie. Podczas minimów pasmo może w ogóle pozostawać zamknięte przez całą dobę. Obserwuje się odbicia za pomocą sporadycznej warstwy E (późna wiosna i lato). Uskok w ciągu dnia wynosi 1200 km.
- Pasma 12 m ($24,89 \div 24,99$ MHz) oferuje warunki propagacji łączące najlepsze cechy pasma 10 m i 15 m. W latach o małej i umiarkowanej aktywności słonecznej jest to pasmo „dienne”, w latach zwiększonej aktywności możliwe są dalekosiężne łączności również po zachodzie Słońca. W przeciwieństwie do pasma 10 m niska aktywność rzadko powoduje całkowite wyłączenie pasma dla średnich szerokości geograficznych. Łączność na sporadycznej warstwie E obserwuje się od późnej wiosny poprzez lato, zdarzają się też przypadki łączności w środku zimy. Uskok wynosi dla tego pasma 1500 km.
- Pasma 10 m ($28 \div 29,7$ MHz) jest znane ze swojej zmienności. W czasie maksimum aktywności propagacja jest tak efektywna, że nawet mała moc sygnału powoduje powstanie znacznych wartości pola w różnych miejscach globu. Pasma to może być wtedy otwarte również przez kilka godzin po zachodzie Słońca. W okresie średniej aktywności pasmo jest otwarte tylko w godzinach południowych na obszarach o małej szerokości geograficznej (pas

równikowy). W czasie minimum aktywności pasmo jest całkowicie wyłączone. Od końca kwietnia do początku sierpnia występują warunki do łączności na sporadycznej warstwie E. Uskok wynosi 1800 km.

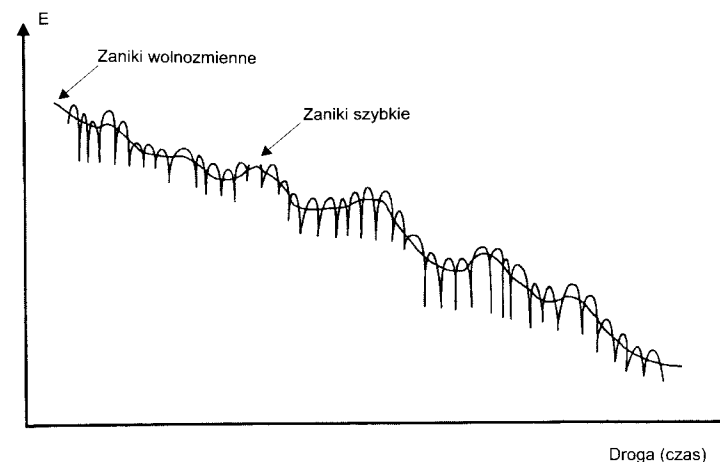
13.6.3. Rozchodzenie się fal ultrakrótkich i mikrofal

Zakres fal ultrakrótkich i mikrofal jest bardzo ważny ze względu na wykorzystujące je służby: radiodifuzję, linie radiowe, a przede wszystkim radiokomunikację ruchomą lądową (rrl) i satelitarną. Fale z tego zakresu rozchodzą się zgodnie z prawami optyki geometrycznej, głównie jako fala przyziemna bezpośrednia i odbita. Wpływ ma także refrakcja i rozpraszanie fal w troposferze oraz dyfrakcja wokół kulistej powierzchni Ziemi i na przeszkodach sztucznych lub naturalnych. Zarówno nierówności powierzchni (wzgórza, wąwozy, zabudowania), jak i niejednorodności gruntu (las, jeziora) wywierają duży wpływ na rozprzestrzenianie się tych fal. Stwierdzono ($f < 100$ MHz), że wpływ ten zależy głównie od parametrów gruntu i ukształtowania powierzchni niewielkich obszarów otaczających antenę nadawczą i odbiorczą. Wpływ pozostałej trasy jest znacznie mniejszy. W przypadku umieszczenia stacji na odkrytym terenie obecność lasu (jeśli nie więcej niż 80% trasy przechodzi przez las) nie ma praktycznego wpływu na tłumienie fal. Jeśli umieścimy stację na skraju lasu, to w zakresie 20–50 MHz zasięg zmaleje 2–3 razy, a w zakresie 50–75 MHz 4 razy w porównaniu z zasięgiem w otwartym terenie. Umieszczenie tylko jednej stacji w lesie powoduje 1,5–2-krotne zmniejszenie zasięgu. Jeżeli stacja jest umieszczona na polanie lub w lesie, w którym odległości między drzewami są rzędu długości fali, to na skutek interferencji fal z wielokrotnych odbić obserwuje się znaczne zmiany natężenia pola przy przejściu z jednego miejsca do drugiego, przy czym przy polaryzacji pionowej wpływ drzew jest większy. Doświadczalnie ustalono, że aby wyeliminować zmiany pola wynikłe z obecności lasu, należy odsunąć radiostację 500 m od skraju lasu (na zakresie do 50 MHz).

Zajmiemy się teraz zjawiskami zachodzącymi w kanałach radiowych stosowanych w rrl. Na skutek wielu odbić do anteny odbiorczej dociera różnymi drogami wiele fal (rys. 13.36). Mamy więc do czynienia ze zjawiskiem *wielo-*

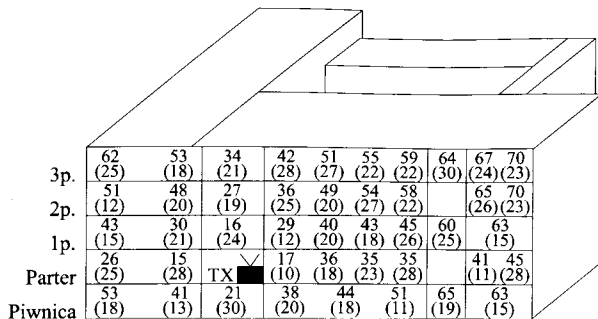


Rys. 13.36. Wielodrogowość fal ultrakrótkich i mikrofal



Rys. 13.37. Zaniki występujące w poruszającym się odbiorniku

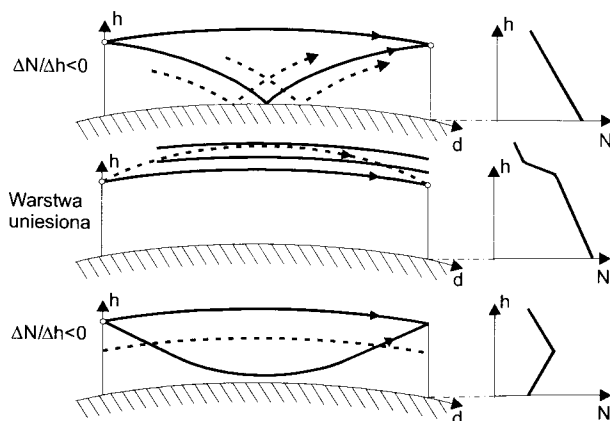
drogowości. Poszczególne fale dodają się wektorowo w antenie odbiorczej. Interferencja negatywna może powodować zaniki sygnału nawet o 30–40 dB. Jeśli nadajnik i odbiornik są nieruchome, to poziom sygnału jest stały w funkcji czasu (za wyjątkiem niewielkich fluktuacji wywołanych przez atmosferę). Gdy nadajnik lub odbiornik są w ruchu, poziom sygnału wygląda jak na rys. 13.37. Można wyróżnić szybkie zaniki wywołane zmianą położenia oraz wolne zmiany średniego poziomu sygnału wynikłe ze zmian warunków propagacji (atmosfera, ukształtowanie terenu–wzgórza, budynki itp.). Szybkie zaniki są zależne od częstotliwości (różnica faz między drogami różniącymi się o Δl wynosi $2\pi\Delta l/\lambda$). Zmiany fazy są powodem dodatkowych szumów w systemach z modulacją częstotliwości (FM). Jedną z metod przeciwdziałania zanikom jest częsta zmiana częstotliwości (metoda stosowana np. w systemie GSM). Możemy z nimi walczyć przez zwiększenie mocy nadajników, odbiór zbiorczy oraz zastosowanie odpowiednich technik modulacji (COFDM, przeplot) i kodów korekcyjnych umożliwiających odtworzenie utraconych bitów. Stosuje się też adaptacyjne układy antenowe, których wiązka główna śledzi odbiornik lub nadajnik. Ze względu na kształtowanie charakterystyki promieniowania możemy zmniejszyć amplitudę fali odbitej. Jeśli do odbiornika nie dociera fala bezpośrednia, to zaniki są opisywane *rozkładem Rayleigha*, jeśli natomiast obecna jest fala bezpośrednia, to zaniki są opisywane przez *rozkład Rice'a*. Zaniki mają charakter selektywny (zależą od częstotliwości). Głębokie zaniki występują dość rzadko i są krótkie. Aby wykryć 50% zaników o głębokości -10 , -20 i -30 dB należy sygnał próbować odpowiednio co $0,11\lambda$, $0,033\lambda$ i $0,01\lambda$ (dla rozkładu Rayleigha) [20]. Są to średnie długości zaników wyrażone w λ . Prawdopodobieństwo wystąpienia zaników o podanej głębokości wynosi odpowiednio 10%, 1% i 0,1%. Podczas transmisji danych wielodrogowość powoduje *rozmycie w czasie* impulsów. Zjawisko to polega na rozciągnięciu w czasie odbieranego impulsu przez kolejne echa i utrudnia poprawne zdekodowanie danych. Typowe wartości rozmycia wynoszą $0,2 \mu s$ w terenie wiejskim, $0,2$ – $2 \mu s$



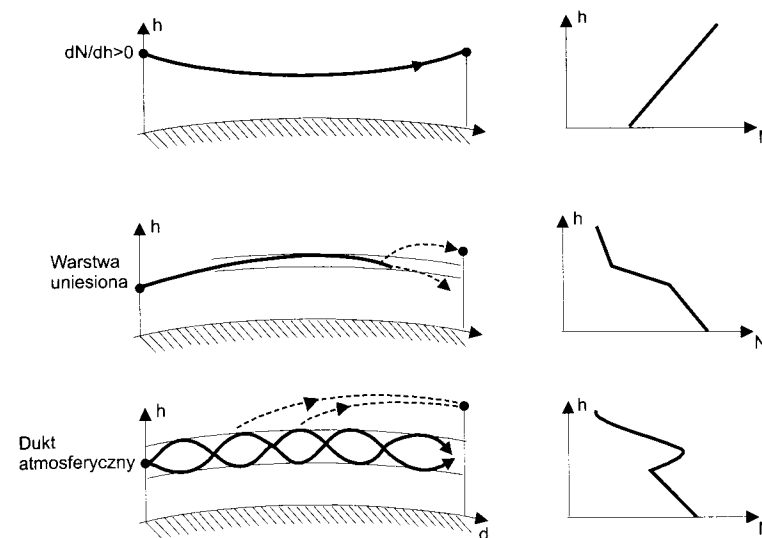
Rys. 13.38. Tłumienie w dB i maksymalna głębokość zaników (w dB w nawiasach) w budynku dla sygnału 900 MHz

w terenie podmiejskim i 1–3 μ s w mieście. Zmniejszenie skutków rozmycia osiąga się poprzez odpowiedni dobór modulacji i zastosowanie korektorów echa. Ze względu na poruszanie się terminali nadawczo-odbiorczych występuje efekt Dopplera, który przesuwaa widmo sygnału na osi częstotliwości. Do tych zjawisk dochodzą zakłócenia wspólnokanałowe i sąsiednikanałowe, a także szumy atmosferyczne i przemysłowe. Poziom szumów maleje wraz ze wzrostem częstotliwości. Dokładna analiza kanałów radiowych rrl jest zawarta w literaturze specjalistycznej, której wykaz znajduje się na końcu rozdziału.

Bardzo trudne jest osiągnięcie dużego natężenia pola w terenie zabudowanym. Zwykle nie występuje wtedy fala bezpośrednia, a fale docierające do anteny odbiorczej są wynikiem odbicia, rozproszenia i dyfrakcji. Zmusza to do podziału terenu na mniejsze komórki obsługiwane przez stacje bazowe o małej mocy. Na rysunku 13.38 pokazano tłumienie fali o częstotliwości 900 MHz wewnątrz budynku. Należy pamiętać o tym, że wewnątrz pomieszczeń wytwarza się fala stojąca, która może spowodować zanik sygnału w pewnych punktach. Łatwo się o tym przekonać za pomocą przenośnego odbiornika radiowego na fale UKF lub radiotelefonu ze wskaźnikiem siły odbieranego sygnału. W miejscach, gdzie natężenie sygnału mocno spada (m.in. budynki, tunele), do poprawy łączności można użyć kabli promieniujących. W obszarach cienia radiowego odbiór polepsza się za pomocą przekazników.



Rys. 13.39. Powodowanie zaników na liniach radiowych przez wielodrogowość sygnału [7]



Rys. 13.40. Mechanizmy powstawania zaników mocy na liniach radiowych [7]

W łączach linii radiowych pracujących w zakresie mikrofalowym również mamy do czynienia ze zjawiskiem zaników sygnału mimo tego, iż anteny nadawcze i odbiorcze są nieruchome i patrzą na siebie (zasięg optyczny). Zaniki mogą powstawać na skutek zjawiska wielodrogowości, kiedy to do anteny dociera promień bezpośredni i promień odbity od ziemi, prowadzony w duktach lub drugi promień bezpośredni docierający inną drogą (rys. 13.39). Mogą też powstawać na skutek przesunięcia się wiązki, która przestaje docierać do anteny. Dzieje się tak z powodu zmian współczynnika refrakcji powodujących modyfikację drogi prowadzonego promienia, powstania duktów lub opadów atmosferycznych (rys. 13.40). Są to tzw. **zaniki mocy** dochodzące do 20–30 dB i trwające od kilku godzin do kilku dni. Skutki niektórych z tych zaników można zmniejszyć stosując odbiór zbiorczy przestrzenny lub częstotliwościowy. Silne zaniki na liniach radiowych występują najczęściej na obszarach frontów atmosferycznych (np. przed burzami) oraz latem nad ranem i w czasie gorących, wilgotnych i bezwietrznych nocy.

13.7. Projektowanie systemów radiokomunikacyjnych

13.7.1. Pojęcia podstawowe

Projektowanie systemu radiokomunikacyjnego (części radiowej) polega na ustaleniu położenia stacji nadawczej, jej mocy, częstotliwości i parametrów anteny (wysokość zawieszenia, zys energetyczny, charakterystyka promieniowania), a następnie obliczeniu zasięgów nadajnika przy zadanym natężeniu pola elektrycznego. **Wartości chronioną** nazywamy minimalne natężenie pola elektrycznego wymagane do poprawnego odbioru sygnału przez odbiornik przy założonym stosunku sygnału do szumu. W przypadku systemów radiodyfuzyjnych wartości chronione są ustalone w normach i zaleceniach ITU-R (dawniej CCIR), w przypadku

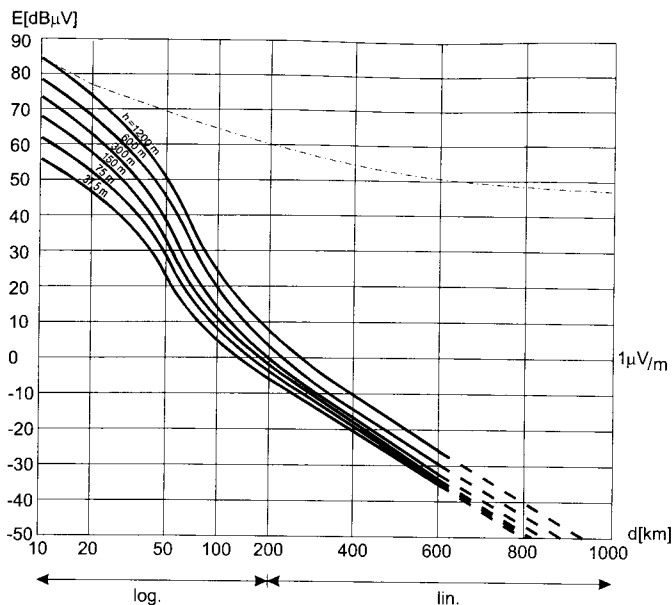
systemów porozumiewawczych wartości chronione wyznacza się z zaleceń ITU-R na podstawie czułości zastosowanych odbiorników, poziomu szumów zewnętrznych i parametrów anteny odbiorczej. Uwzględnia się zwykle zjawisko zaników dodając pewien margines bezpieczeństwa. Natężenie pola elektrycznego określa się w jednostkach dB($\mu\text{V/m}$), co oznacza natężenie względem $1 \mu\text{V/m}$ ($E[\text{dB}(\mu\text{V/m})] = 20\log[E/(1 \mu\text{V/m})]$). **Zasięgiem użytecznym** nazywamy obszar wokół nadajnika, w którym natężenie pola jest co najmniej równe wartości chronionej. Fala elektromagnetyczna rozchodzi się jednak dalej i może powodować zakłócenia w odbiorze odległych stacji pracujących na tej samej lub zbliżonej częstotliwości. **Zasięgiem zakłóceń** nazywamy obszar, w którym odbiór danej stacji jest z reguły niemożliwy, ale jej sygnał może powodować zakłócenia odbioru w określonym procencie czasu. Minimalną odległość między nadajnikami pracującymi na tej samej częstotliwości zwiemy **odległością koordynacyjną**. W środowisku rrl musimy pamiętać o tym, że choć w teorii dzięki zasadzie wzajemności zasięgi stacji bazowej i stacji ruchomej powinny być identyczne przy identycznej EIRP, to w praktyce odbiorniki znajdują się w miejscach o różnych poziomach szumów. Oznacza to różne zasięgi w zależności od kierunku transmisji. W systemach rrl mamy do czynienia z dwoma rodzajami zasięgów. Pierwszy z nich to zasięg stacji bazowej, która dysponuje większą mocą wyjściową i wyżej zawieszoną anteną niż stacje przenośne lub przewoźne. Drugi rodzaj to zasięg stacji przenośnej, który zwykle jest mniejszy od zasięgu stacji bazowej. Zasięg stacji przenośnej decyduje o jakości całego systemu rrl. Jeśli bowiem radiotelefon przenośny znajdzie się na granicy zasięgu stacji bazowej, to będzie on w stanie odebrać ją prawidłowo, natomiast niemożliwa będzie poprawna transmisja sygnału od radiotelefonu do stacji bazowej ze względu na mniejszą moc wyjściową.

W systemach rrl podstawowym kryterium wyboru liczby i lokalizacji stacji bazowych jest zapewnienie żadanego zasięgu łączności możliwie małym kosztem, a więc przy jak najmniejszej liczbie stacji. Do obliczeń propagacyjnych stosuje się obecnie programy komputerowe wykorzystujące odpowiednie modele propagacyjne. **Modelem propagacyjnym** nazywamy empirycznie lub matematycznie określony sposób przewidywania natężenia pola elektrycznego. Wykorzystanie komputerów umożliwia uwzględnienie wielu czynników wpływających na propagację fal radiowych. W sieciach dyspozytorskich i trankingowych gęstość abonentów jest mała, a ponadto często wykorzystuje się łączność grupową. Efektywne wykorzystanie kanałów wymaga wtedy możliwie dużych zasięgów stacji bazowych. Występuje tu duża zmienność ukształtowania i pokrycia terenu. W rezultacie zasięgi mają nieregularne kształty i trudno stosować modele komórkowe przydatne przy projektowaniu systemów telefonii komórkowej, gdzie duża gęstość abonentów zmusza do stosowania mikro- i pikokomórek. Przy wyborze lokalizacji stacji bazowych bierzemy pod uwagę ukształtowanie i pokrycie terenu w otoczeniu potencjalnych lokalizacji, dostępność budynków czy masztów, na których możliwe jest zamontowanie systemu antenowego, dostęp do łącz telekomunikacyjnych i zasilania, łatwy dojazd i zapewnienie ochrony przed niepowołanymi osobami. W następnym etapie dokonujemy obliczenia zasięgów przy założonych mocach i antenach nadawczych. Przy obliczaniu liczby potrzebnych kanałów uwzględniamy

natężenie ruchu generowane przez abonentów (wzór B i C Erlanga). W ostatnim etapie wybieramy najlepsze rozwiązanie, które spełnia nasze wymagania. Jako dane wyjściowe do projektowania przyjmuje się parametry sprzętu nadawczo-odbiorczego. Programy komputerowe są oparte na teoretycznych modelach propagacji, które dają poprawne wyniki w sensie statystycznym. Natężenie pola w danym punkcie wyznaczone za pomocą programu jest przekraczane w określonym procencie czasu i miejsc. Oznacza to, że rzeczywiste natężenie pola pochodzące od już zbudowanych stacji bazowych może się różnić od wartości obliczonych. W praktyce może się zatem okazać, że w niektórych miejscach natężenie pola jest mniejsze od zakładanego powodując kłopoty z nawiązaniem i prowadzeniem łączności (zmniejszenie zasięgu użytecznego), bądź też natężenie pola jest większe, co prowadzi do zakłóceń w komórkach sąsiednich lub oddalonych komórkach używających tych samych częstotliwości (wzrost zasięgu zakłóceń). Po zbudowaniu każdej stacji bazowej konieczna jest weryfikacja poprzez pomiar rzeczywistego zasięgu użytkowego i zakłóceń. Zwykle pomiar wykonuje się za pomocą specjalnie przygotowanych samochodów wyposażonych w profesjonalny sprzęt do pomiarów natężenia pola w.c.z. Po przeprowadzeniu pomiarów i porównaniu ich z zasięgami teoretycznymi można dokonać optymalizacji sieci pod kątem propagacyjnym. Może ona przykładowo polegać na zmniejszeniu poziomu mocy nadajnika, zmianie typu anteny na inny lub na korekcie położenia anteny stacji bazowej na maszcie. Należy podkreślić, że procedura weryfikacji zasięgu poprzez pomiar oraz optymalizacji pokrycia obszaru sygnałem radiowym jest stosowana zawsze przez operatorów profesjonalnych sieci radiokomunikacyjnych wszystkich typów. Procedura taka pozwala na budowę minimalnej liczby stacji bazowych lub nadajników spełniających wymogi użytkownika sieci przy minimalnych kosztach przez niego ponoszonych oraz polepsza łączność w sieci.

13.7.2. Modele propagacyjne

Do projektowania powszechnie wykorzystuje się **krzywe propagacji**, powstałe w wyniku graficznego przedstawienia wzorów analitycznych (fale długie) lub na podstawie wielu pomiarów wykonywanych w różnych warunkach. Krzywe propagacji wskazują na wartość pola elektrycznego, która jest przekraczana w określonym procencie czasu i miejsc wyznaczonych odległością od nadajnika. Zwróćmy uwagę, że zasięg nadajnika jest tu wyznaczony tylko w sensie statystycznym. Parametrem jest wysokość zawieszenia anteny nadawczej. Na rysunku 13.41 pokazano przykładowe krzywe propagacji na zakres 450 ÷ 1000 MHz. W zakresie radiofonicznych fal długich i średnich opracowano osobne krzywe dla tras lądowych i morskich. Prognozowanie natężenia pola na falach krótkich jest znacznie bardziej skomplikowane. Stosuje się obecnie wiele programów komputerowych wspomagających ten proces. Metody projektowania zasięgów na falach krótkich można znaleźć w pracach [1], [2] i [6]. W zakresie radiowym UKF i na częstotliwościach zajmowanych przez TV najpopularniejsze są metody: ITU-R nr 370 [27] i metoda BBC [33], [34]. Przykład nomogramu do obliczania zasięgów



Rys. 13.41. Przykładowe krzywe propagacji na zakres UHF (50% czasu i 50% miejsc, $P_T = 1 \text{ kW}$, $G_T = 2,15 \text{ dB}$)

lub potrzebnej mocy nadajnika w pasmach TV pokazano na rys. 13.42 (rys. 13.42a — nomogram do obliczania zasięgu w pasmach I–III [36], rys. 13.42b — w pasmach IV–V [36]), rysunki na wkładce). Najpopularniejszym polskim programem do obliczania zasięgów tymi metodami jest pakiet MTV opracowany przez Instytut Łączności we Wrocławiu. Program ten zawiera cyfrową mapę Polski, co pozwala na uwzględnienie rzeźby terenu podczas obliczeń propagacyjnych. Opis przykładowego programu do obliczeń propagacyjnych można znaleźć w pracy [38].

Ze względu na szybki rozwój systemów rrl duże znaczenie mają modele propagacyjne na zakres fal metrowych i decymetrowych. Spotyka się tu *modele predykcyjne* i *modele zanikowe*. Modele predykcyjne pozwalają na obliczenie średniej wartości natężenia pola elektrycznego w punkcie odbioru. Znacznie rzadziej spotyka się modele szacujące tłumienie trasy. Modele zanikowe pozwalają na określenie częstotliwości i głębokości zaników. Należy pamiętać o tym, że zwiększenie natężenia na obszarze obsługiwanym poprzez wzrost mocy nadajnika powoduje znaczny wzrost zasięgu zakłóceń, co może spowodować kłopoty wewnątrz systemu lub konieczność uzgadniania częstotliwości z sąsiednimi państwami.

Minimalny poziom natężenia pola wymagany do dobrego odbioru w systemach rrl określa się korzystając ze Sprawozdania nr 358 [32]. Do przewidywania zasięgów systemów o dużych komórkach z powodzeniem stosuje się metodę ITU-R nr 370 wraz ze Sprawozdaniem nr 239 i metodą BBC. Krzywe propagacji do obliczania zasięgów rrl są zawarte w Zaleceniu nr 529 (Sprawozdanie nr 567) i 1146. W praktyce używa się wielu innych modeli [16, 37]. Jednym z najpopularniejszych jest *model Okumury* [19], który podał krzywe propagacji wyznaczone doświadczalnie w różnych terenach. Hata opracował wzory matematyczne opisujące

te krzywe i ułatwiające implementację komputerową [9]. Model Okumury-Haty zawodzi jednak w terenach zabudowanych w Europie, gdyż pomiary pola były wykonywane w specyficznym lekkiej zabudowie japońskiej nie wznoszącej znacznego tłumienia. Popularny jest też *model Lee* [8] [17] dla makrokomórek. Wszystkie te modele wprowadzają zwykle poprawki pozwalające lepiej uwzględnić wpływ ukształtowania terenu wzdłuż trasy na poziom sygnału (tzw. kąt prześwietu). Możliwe jest dokładne uwzględnienie wpływu trasy przy wykorzystaniu modeli opartych na teorii dyfrakcji (np. model ostrza noża) [8], [28]. Wymagają one bardzo wielu obliczeń i dokładnej znajomości trasy (drzewa, pojedyncze budynki, wieże itp.). Z tego względu wykorzystuje się je stosunkowo rzadko. Dużym problemem jest modelowanie w terenie zabudowanym i wewnątrz budynków. W tym ostatnim przypadku konieczna jest znajomość topografii pomieszczeń oraz materiałów użytych do budowy (parametry elektryczne). Wykorzystuje się tu prawa optyki i teorię dyfrakcji. Najbardziej znane modele to modele *Walfisha-Bertoni* [24] i *Ikegami* [13], [14]. Wymagają one mapy z zaznaczonymi wysokościami budynków (tzw. mapy 2,5D). Ciekawym modelem wykorzystującym tylko mapę dwuwymiarową jest *model Lee dla mikrokomórek* [8]. Ostateczną weryfikacją zaprojektowanego zasięgu jest pomiar natężenia pola przy wykorzystaniu odpowiednio wyposażonego samochodu.

Nieco inne podejście jest wymagane przy projektowaniu systemów telewizji i radiofonii cyfrowej (DVB-T i DAB). Dla sygnału użytecznego TV analogowej jako warunki odniesienia przyjmuje się 50% czasu i 50% miejsc. Na obszarze pokrycia liczba miejsc nie obsługiwanych (w których natężenie pola jest mniejsze od wartości chronionej) rośnie w miarę oddalania się od stacji nadawczej, ale nawet poza obszarem pokrycia występują miejsca obsługiwane zgodnie z przyjętym standardem jakości. Cechą systemów analogowych jest łagodne przechodzenie od dobrej do słabej jakości odbioru. W przeciwieństwie do nich systemy cyfrowe, zapewniające doskonałą jakość odbioru przy poziomie sygnału na ogół niższym niż w przypadku systemów analogowych, przy zmniejszeniu sygnału o 1 lub 2 dB mogą w ogóle przestać działać. Taka gwałtowna degradacja na krańcach obszaru pokrycia ułatwia ustalenie, czy odbiór w danym miejscu jest możliwy, czy też nie. Pod uwagę należy też wziąć parametry modulacji COFDM stosowanej w naziemnych, cyfrowych systemach rozsiwczących. Dzięki niej możliwe jest przezwyciężenie zjawiska wielodrogowości i praca wielu nadajników na jednej częstotliwości. Analizę zagadnień związanych z projektowaniem systemów cyfrowych można znaleźć np. w artykule [35].

Literatura

1. D. J. Bem. *Anteny i rozchodzenie się fal radiowych*. WNT, Warszawa 1973
2. D.J. Bem. *Materiały pomocnicze do obliczeń propagacyjnych*. Skrypt Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1974

3. D.J. Bem. *Modelowanie systemów radiokomunikacyjnych*. Skrypt Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1985
4. D.J. Bem. *Radiodifuzja satelitarna*. WKŁ, Warszawa 1990
5. Z. Bieńkowski. *Poradnik ultrakrótkofalowca*. WKŁ, Warszawa 1988
6. K. Davies. *Ionospheric Radio*. Peter Peregrinus, London 1990
7. R.L. Freeman. *Radio System Design for Telecommunications (1–100 GHz)*. John Wiley & Sons, New York 1987
8. K. Fujimoto, J.R. James (ed.). *Mobile Antenna Systems Handbook*. Artech House, London 1994
9. M. Hata. *Empirical Formula for Propagation Loss in Land Mobile Radio Services*. IEEE Trans. on Vehicular Technology, Vol. 29, No. 3, 1980, str. 317 ÷ 325
10. S. Hausman, M. Czarnecki, J. Mianowski. *Podstawy projektowania trunkingowych systemów rrl*. Politechnika Łódzka, Łódź 1996
11. K. Holejko. *Radiokomunikacja ruchoma. Charakterystyka kanału radiowego*. Przegląd Telekomunikacyjny nr 5, 6/95, str. 287 ÷ 295
12. W. Hołubowicz. *Systemy radiokomunikacji ruchomej lądowej*. Francusko-Polska Wyższa Szkoła Nowych Technik Informatyczno-Komunikacyjnych, Poznań 1995
13. F. Ikegami et al. *Propagation Factors Controlling Mean Field Strength in Urban Streets*. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 22, No. 8, 1984, str. 822 ÷ 829
14. F. Ikegami et al. *Analysis of Multipath Propagation Structure in Urban Mobile Radio Environments*. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 28, No. 4, 1980, str. 531 ÷ 537
15. M. Kisło. *Porównanie wyników obliczeń wartości natężenia pola z wynikami pomiarów propagacyjnych w zakresie 300 MHz*. Prace Instytutu Łączności, nr 95/1987
16. S. Lee, Y. Lo. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold, New York 1988
17. W.C.Y. Lee. *Mobile Communications Design Fundamentals*. John Wiley & Sons, New York 1993
18. T. Manning. *Microwave Radio Transmission Design Guide*. Artech House, London 1999
19. Y. Okumura et al. *Field Strength and Its Variability in VHF and UHF Land-Mobile Radio Service*. Rev. of the Electrical Com.Laboratory, Vol. 16, No. 9, 10, 1968, str. 825 ÷ 873
20. D. Parsons. *The Mobile Radio Propagation Channel*. John Wiley & Sons, London 1996
21. P. Rohan. *Introduction to EM Wave Propagation*. Artech House, London 1991
22. R. Steele (ed.). *Mobile Radio Communications*. Pentech Press, London 1993
23. G.L. Stueber. *Principles of Mobile Communication*. Kluwer Academic Publishers, 1996
24. J. Walfish, H.L. Bertoni. *A Theoretical Model of UHF Propagation in Urban Environments*. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 36, No. 12, 1988, str. 1788 ÷ 1796
25. A. Wojnar. *Systemy radiokomunikacji ruchomej lądowej*. WKŁ, Warszawa 1989
26. *The ARRL Book for Radio Amateurs*. Amateur Radio Relay League, New York 1994
27. ITU-R Recommendation 370. *VHF and UHF Propagation Curves for the Frequency Range from 30 MHz to 1000 MHz*.
28. ITU-R Recommendation PN.526. *Propagation by Diffraction*.
29. ITU-R Recommendation 529. *VHF and UHF Propagation Data and Prediction Methods Required for the Terrestrial Land Mobile Services*
30. ITU-R Recommendation P.1146. *The Prediction of Field Strength for Land Mobile and Terrestrial Broadcasting Services in the Frequency Range From 1 to 3 GHz*
31. ITU-R Report 239. *Propagation Statistics Required for Broadcasting Services Using the Frequency Range 30 to 1000 MHz*
32. ITU-R Report 358. *Protection Ratios and Minimum Field Strengths Required in the Mobile Services*
33. ITU-R Report 425. *Estimation of Tropospheric-Wave Transmission Loss*

34. *The prediction of co-channel interference to television broadcasting services in the frequency range 470 to 960 MHz*. BBC Research Department Report No. 1969/33
35. H. Smoleńska. *Naziemna telewizja cyfrowa — problematyka pokrycia terenu*. Przegląd Techniki. Radio i Telewizja nr 4/97, zeszyt 102, str. 7 ÷ 15
36. Materiały firmy Rohde & Schwarz
37. S.R. Saunders. *Antennas and Propagation for Wireless Communication Systems*. John Wiley & Sons, New York 1999
38. J. Szóstka. *Obliczenia propagacyjne w radiokomunikacji*. Materiały Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, 6, 8 września 2000, Bydgoszcz
39. K. Wesołowski. *Systemy radiokomunikacji ruchomej*. WKŁ, Warszawa 1999

14. Pomiar anten

14.1. Wprowadzenie

W poprzednich rozdziałach zajmowaliśmy się analizą najbardziej popularnych typów anten. Bardzo wyrafinowane metody komputerowe służące do projektowania muszą być zawsze zweryfikowane za pomocą pomiarów rzeczywistego prototypu anteny. Model analityczny i program komputerowy jest tylko pewnym obrazem, zwykle niepełnym odwzorowaniem rzeczywistości, co może być przyczyną błędów. Należy zawsze mieć świadomość ograniczeń wynikających z niedoskonałości modelu i jego implementacji komputerowej. W układach przeznaczonych do pracy w zakresie częstotliwości radiowych może występować wiele różnych zjawisk fizycznych, których świadomie lub nieświadomie nie obejmują modele analityczne. Ostatecznym sprawdzianem poprawności teorii i programu jest zawsze budowa i pomiar fizycznego prototypu danego urządzenia, o czym, niestety, zdaje się zapominać coraz więcej osób wychowanych w filozofii tzw. *keyboard engineering*. Wierzą one bowiem bezkrytycznie w wynik (czasami nawet absurdalny) widniejący na ekranie komputera. Dopiero porównanie wyników otrzymanych podczas symulacji i wyników pomiarów oraz dokonanie ewentualnych korekt pozwala uznać proces projektowania za zakończony. Mimo rozwoju metod numerycznych służących rozwiązywaniu problemów elektromagnetycznych (metoda momentów, FDTD), modelowanie niektórych typów anten jest bardzo trudne, a główną metodą ich projektowania jest budowa i pomiar wielu prototypów.

Na pomiary antenowe negatywny wpływ wywierają następujące czynniki:

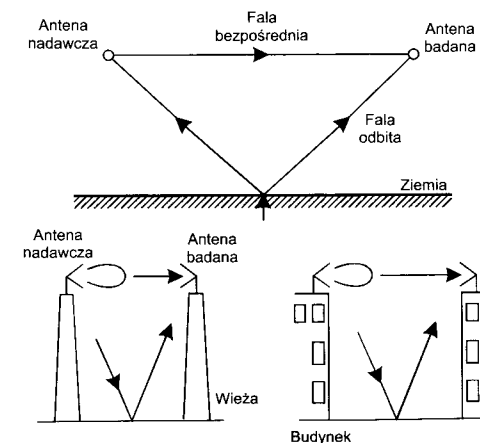
- pomiary charakterystyki promieniowania muszą przebiegać w strefie dalekiej, co powoduje kłopoty, szczególnie w przypadku anten o dużych rozmiarach; problemem jest także utrzymywanie odbić od powierzchni ziemi i otaczających przedmiotów na odpowiednio niskim poziomie;
- w wielu przypadkach jest niecelowe lub niemożliwe przeniesienie anteny z miejsca pracy do miejsca pomiarów;
- dla niektórych anten (układy antenowe) czas potrzebny do wykonania pomiarów jest bardzo długi;
- pomiary wykonywane na poligonach terenowych nie zapewniają pełnej kontroli nad niepożądanymi odbiciami, nie umożliwiają też pomiarów w każdych warunkach pogodowych;

- zamknięte systemy pomiarowe nie umożliwiają pomiarów dużych systemów antenowych umieszczonych na statkach czy samolotach;
- sprzęt do wykonywania pomiarów anten jest na ogół bardzo drogi.

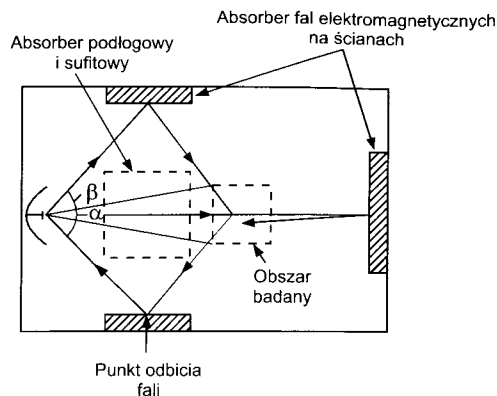
Niektóre z podanych wad mogą być przezwyciężone dzięki użyciu specjalnych technik, jak np. obliczanie charakterystyki w strefie dalekiej na podstawie pomiarów w strefie bliskiej, czy pomiary pomniejszonych modeli. Ze względu na coraz większe wymagania stawiane systemom antenowym pomiary muszą być coraz dokładniejsze i szybsze, co wymusza rozwój sprzętu i nowych technik pomiarowych. W tym rozdziale ograniczymy się tylko do skrótowego omówienia pomiarów antenowych. Więcej informacji na ten temat można znaleźć w specjalistycznych monografiach.

14.2. Charakterystyka promieniowania

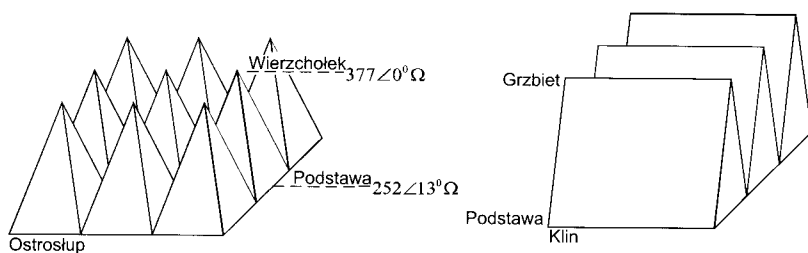
Charakterystyka promieniowania jest jednym z najważniejszych parametrów anteny. Jest ona trójwymiarowa i jej pełen opis wymaga pomiarów we wszystkich kierunkach przestrzeni. W praktyce wykonuje się pomiary charakterystyki w tzw. **płaszczyznach głównych** (E i H). Ponieważ charakterystyka promieniowania jest zdefiniowana w strefie dalekiej anteny, więc antena testowa, za której pomocą dokonujemy pomiaru, także powinna znajdować się w tej strefie. Jej początek wyznacza równanie (7.60). Najczęściej dokonuje się pomiarów na specjalnie przygotowanym poligonie. Zarówno antena mierzona, jak i antena pomiarowa znajdują się na wieżach wykonanych z materiałów niemetalowych. Sygnał z nadajnika jest doprowadzony za pomocą kabla koncentrycznego umieszczonego zwykle pod ziemią. Ponieważ wynik pomiaru może być zafałszowany przez odbicia fal, w pobliżu anten nie powinny się znajdować żadne przeszkody sztuczne ani naturalne. Aby zapobiec odbiciom od ziemi (rys. 14.1), fragment terenu położony między wieżami wykłada się często specjalnym materiałem pochłaniającym fale elektromagnetyczne. Można spotkać poligony pomiarowe zorganizowane na dużych dachach budynków lub na wieżach. Powoduje to pewną redukcję



Rys. 14.1. Wpływ odbić na pomiar anten

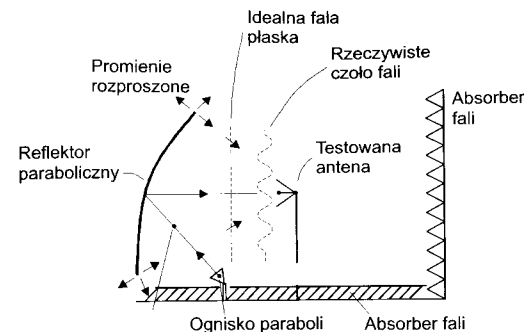


Rys. 14.2. Pomieszczenie przystosowane do pomiarów anten



Rys. 14.3. Kształty materiałów pochłaniających fale elektromagnetyczne

amplitudy fali odbitej od ziemi. Ze względu na zasadę wzajemności pomiar charakterystyki może odbywać się na dwa sposoby: nieruchoma antena mierzona i ruchoma antena pomiarowa lub (częściej) stała antena pomiarowa i ruchoma antena mierzona. Pomiary na poligonie są uzależnione od stanu pogody, należy się ponadto liczyć z zewnętrznymi sygnałami zakłócającymi. Dla małych anten aperturowych pomiary mogą się odbywać w pomieszczeniach (jeśli tylko zachowany jest warunek strefy dalekiej). Część ścian takiej sali musi być wyłożona materiałem pochłaniającym fale. Przykład pomieszczenia adaptowanego do celów pomiarowych jest przedstawiony na rys. 14.2. Na rysunku 14.3 pokazano przykładowe kształty materiałów absorbujących fale radiowe. Jeśli wyłożymy całkowicie wszystkie ściany, sufit i podłogę, to otrzymamy **komorę bezechową**, symulującą wolną przestrzeń. Różnice między komorą a wolną przestrzenią polegają na tym, że temperatura szumowa ścian wynosi ok. 300 K, a ponadto komora zapewnia całkowitą izolację od zewnętrznych pól elektromagnetycznych (szumy, interferencje), które mogą być przyczyną błędów pomiarowych. Ponieważ w małym pomieszczeniu trudno jest zapewnić odpowiednią odległość potrzebną do wytworzenia fali płaskiej, używa się **zestawów kompaktowych** (rys. 14.4). Wykorzystują one paraboliczną antenę podświetloną, która wytwarza falę płaską. Dzięki temu jest możliwe zmniejszenie rozmiarów komór bezechowych. W ostatnich latach popularne stały się **pomiary w strefie bliskiej** anteny. Są one szczególnie preferowane w małych komorach. Pomiar tą metodą polega na zebraniu danych z anteny pomiarowej poruszającej się po płaszczyźnie, powierzchni kuli lub



Rys. 14.4. Komora kompaktowa do pomiarów anten

cylindra wokół mierzonej anteny, a następnie przekształceniu danych za pomocą dwuwymiarowej transformaty Fouriera na pole dalekie. Wadą jest znaczny koszt urządzeń, komputerów, oprogramowania (dość skomplikowanego), a ponadto niemożność wykonania pomiarów w czasie rzeczywistym.

Do wykonania pomiarów anten radiofonicznych i telewizyjnych w rzeczywistych warunkach wykorzystuje się śmigłowce wyposażone w aparaturę do pomiaru natężenia pola z użyciem anteny umieszczonej np. na dielektrycznym wysięgniku pod śmigłowcem, zestaw aparatury nawigacyjnej do określenia położenia i orientacji śmigłowca oraz komputer kontrolujący pomiary, zapisujący i wyświetlający wyniki. Taki pomiar odbywa się w czasie normalnej pracy radiostacji, jest jednak bardzo kosztowny i niemożliwy do wykonania w mieście.

W większości przypadków charakterystyka promieniowania jest mierzona dla polaryzacji pożądaney. W niektórych przypadkach niezbędny jest pomiar charakterystyki anteny dla polaryzacji ortogonalnej. W celu uniknięcia występowania składowych radialnych pól przy takich pomiarach (które nie występują w rzeczywistości, lecz mogą pojawić się przy zapisie analitycznym), stosuje się powszechnie trzecią definicję Ludwiga przy określaniu składowych ortogonalnych [8].

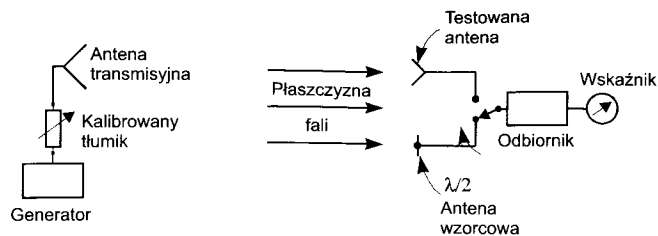
14.3. Zysk energetyczny

Zysk energetyczny anteny może być zmierzony poprzez porównanie z zyskiem anteny wzorcowej, którą jest zwykle dipol półfalowy lub antena tubowa. Zestaw do pomiarów pokazano na rys. 14.5. Zysk anteny wynosi

$$G = \frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{U_1}{U_2} \right)^2 \quad (14.1)$$

gdzie:

- P_1 — moc odbierana za pomocą anteny mierzonej,
- P_2 — moc odbierana za pomocą anteny wzorcowej,
- U_1 — napięcie na zaciskach anteny mierzonej,
- U_2 — napięcie na zaciskach anteny wzorcowej.



Rys. 14.5. Pomiar zysku energetycznego metodą porównawczą

W obu przypadkach zakładamy dopasowanie impedancyjne. Jeśli anteną wzorcową jest dipol półfalowy, to zysk względem anteny izotropowej wynosi

$$G_o = 1,64 \cdot G \quad (14.2a)$$

lub w mierze logarytmicznej

$$G_o = 10 \log(1,64 \cdot G) \text{ [dB]} \quad (14.2b)$$

Inna metoda pomiarów, zwana **metodą absolutną**, polega na wykorzystaniu dwóch identycznych anten umieszczonych w swobodnej przestrzeni (rys. 14.6a). Jedna z nich jest anteną nadawczą, a druga odbiorczą. Ze wzoru Friisa mamy (oznaczenia jak na rysunku):

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{A_{er} A_{et}}{\lambda^2 r^2} \quad (14.3)$$

gdzie:

P_r — moc odbierana,

P_t — moc nadawana,

A_{er} — powierzchnia skuteczna anteny odbiorczej,

A_{et} — powierzchnia skuteczna anteny nadawczej,

λ — długość fali,

r — odległość między antenami. Odległość r powinna spełniać warunek na pole promieniowania obu anten. Ponieważ

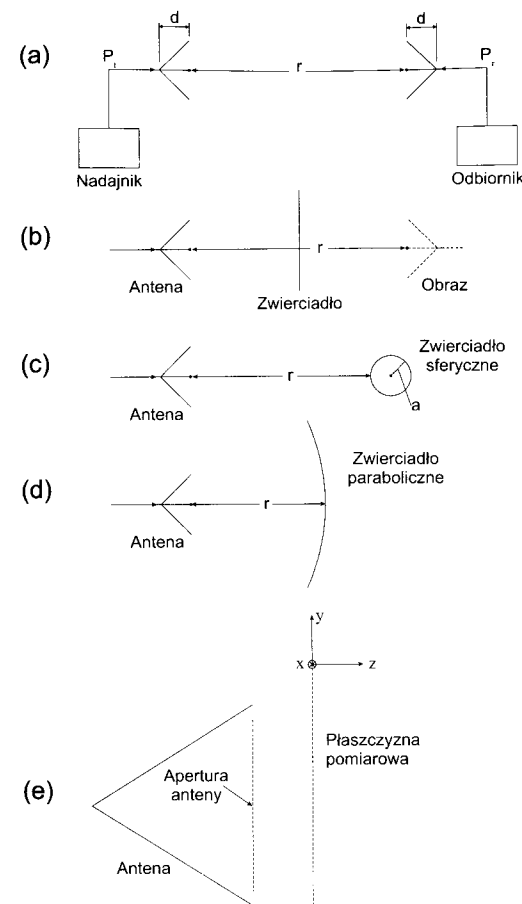
$$A_{er} = G_o \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (14.4)$$

gdzie G_o jest zyskiem energetycznym anteny względem anteny izotropowej, oraz przy założeniu równości powierzchni skutecznej anteny nadawczej i odbiorczej, (14.3) przyjmuje postać

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{G_o^2 \lambda^2}{(4\pi)^2 r^2} \quad (14.5)$$

a zysk energetyczny anteny wynosi

$$G_o = \frac{4\pi r}{\lambda} \sqrt{\frac{P_r}{P_t}} \quad (14.6)$$

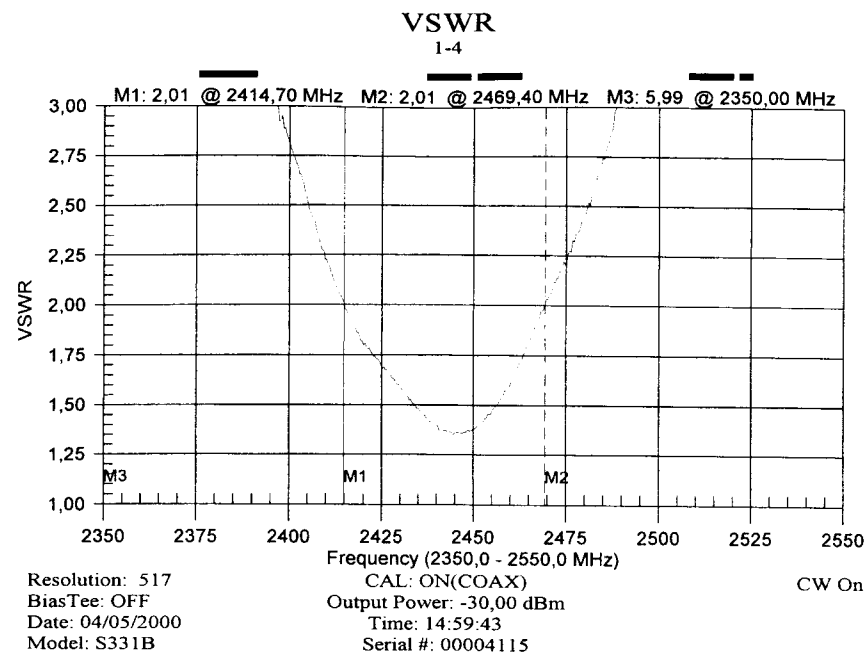


Rys. 14.6. Pomiar zysku energetycznego metodą absolutną

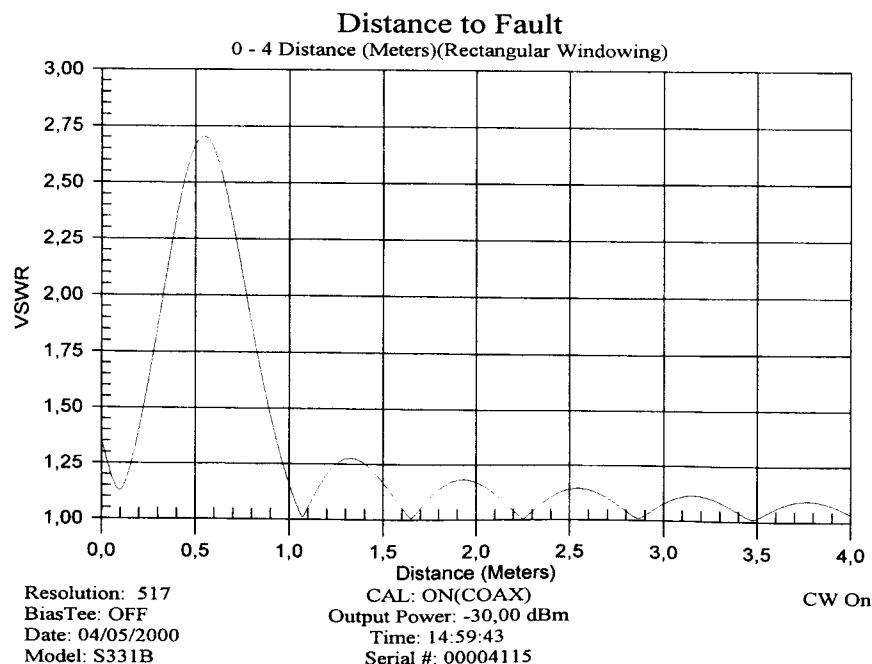
Możliwy jest również pomiar metodą absolutną z wykorzystaniem jednej anteny. Umieszcza się wtedy naprzeciwko niej przewodzącą płaszczyznę lub powierzchnię sferyczną lub paraboliczną (rys. 14.6b, c i d). Zysk energetyczny anteny może być także obliczony z pomiaru pola anteny w strefie bliskiej.

14.4. Impedancja wejściowa i WFS

W praktyce najczęściej zależy nam na pomiarze WFS w linii obciążonej anteną, czyli pośrednio modułu współczynnika odbicia Γ lub modułu impedancji wejściowej anteny. Do tego celu służy przyrząd zwany **reflektometrem**, składający się z dwóch **sprzęgaczy kierunkowych** do pomiaru fali padającej i fali odbitej od anteny. Nowoczesne nadajniki mają wbudowane reflektometry do ciągłej kontroli toru antenowego. Wzrost WFS powyżej zadanej wartości krytycznej powoduje wyłączenie nadajnika. Przenośne reflektometry są stosunkowo tanie, co sprzyja ich stosowaniu w praktyce inżynierskiej. Mają one wbudowane generatory, dzięki czemu możliwy jest wobulowany pomiar WFS w zadanym pasmie częstotliwości



Rys. 14.7. Wynik pomiaru WFS dla anteny mikropaskowej na pasmo 2,4 GHz uzyskanego przyrządem SITE MASTER firmy ANRITSU



Rys. 14.8. Przykładowy wykres WFS w funkcji odległości DTF (SITE MASTER firmy ANRITSU)

(rys. 14.7). Współczesne przyrządy pomiarowe mają często funkcję DTF (*Distance to Fault*). Za pomocą transformaty Fouriera możliwe jest przejście z dziedziny częstotliwości do dziedziny czasu. Dzięki temu otrzymujemy wykres WFS (lub RL) w funkcji odległości (rys. 14.8). Ułatwia to znakomicie zlokalizowanie nieciągłości w torze antenowym. Aby jednak takie przejście było możliwe, należy do przyrządu wpisać tłumienie jednostkowe kabla oraz prędkość rozchodzenia się fali w kablu. Wiele reflektrometrów umożliwia wyświetlenie impedancji na wykresie kołowym oraz pomiar strat wtrącenia IL toru.

Impedancję wejściową anten na małych częstotliwościach (do kilku MHz) można zmierzyć metodami mostkowymi. Obecnie jednak do pomiarów impedancji anten w warunkach laboratoryjnych i terenowych wykorzystuje się przyrządy zwane *analizatorami wektorowymi* oraz *analizatorami sieci*, będącymi bardzo dokładnymi miliwoltomierzami w.c.z., mogącymi określać zarówno amplitudę, jak i fazę mierzonego przebiegu. Należy jednak pamiętać, że antena jest podłączona do przyrządu pomiarowego za pomocą linii transmisyjnej. Ze względu na właściwości transformujące linii należy zawsze uwzględniać zmiany impedancji wejściowej wywołane kablami łączącymi antenę z nadajnikiem oraz tłumienie samego kabla. Dokonuje się tego w czasie *kalibracji* przyrządów pomiarowych.

Szczególną uwagę należy zwrócić na pomiar anten umieszczonych na obiektach nadawczych. Jeżeli pomiaru WFS dokonujemy dla anteny umieszczonej w pobliżu innych pracujących na maszcie anten, to wynik pomiaru może okazać się błędny. Należy wtedy przed jego wykonaniem wyłączyć wszystkie nadajniki.

14.5. Pomiary zmniejszonych modeli anten

Pomiary charakterystyki promieniowania i impedancji wejściowej rzeczywistych anten są często trudne ze względu na ich duże rozmiary. W takich przypadkach wykonuje się pomiary modeli, których wymiary zostały pomniejszone n razy. Dzięki temu staje się możliwe pomiarzenie w komorach bezchowych anten zainstalowanych na samolotach czy statkach. Można również zaprojektować zmniejszony model anteny i zmierzyć go wygodnie w komorze bezchowej, co pozwala na ewentualną optymalizację elementów, a następnie przeskalować model do rzeczywistych wymiarów. Jeśli skala modelu wynosi n , to każdy element modelu o długości L_m jest powiązany z długością rzeczywistą odpowiadającego mu elementu anteny o długości L za pomocą zależności

$$L_m = \frac{L}{n} \quad (14.7)$$

Jednocześnie częstotliwość, którą zasilamy model, musi być n razy większa, aby długości elektryczne elementów anteny rzeczywistej i modelu były identyczne:

$$f_m = n f \quad (14.8)$$

Dla dokładnego zamodelowania wymagane jest, aby konduktywność materiału, z którego wykonano model, była przeskalowana następująco:

$$\sigma_m = n\sigma \quad (14.9)$$

Jeśli konduktywność materiału σ jest odpowiednio duża (np. miedź), to traktujemy materiał jako doskonały przewodnik i nie skalujemy go. Pomiary zmniejszonych modeli są szczególnie chętnie wykorzystywane w przypadku systemów antenowych instalowanych na samolotach i okrętach.

Literatura

1. H. Arai. *Measurement of Mobile Antenna Systems*. Artech House, London 2001
2. C.A. Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, New York 1997
3. Z. Bieńkowski, E. Lipiński. *Amatorskie anteny KF i UKF*. WKŁ, Warszawa 1978
4. Z. Bieńkowski. *Poradnik ultrakrótkofalowca*. WKŁ, Warszawa 1988
5. A. Jellonek, Z. Karkowski. *Miernictwo radiotechniczne*. WNT, Warszawa 1972
6. J.D. Kraus. *Antennas*. McGraw-Hill, New York 1988
7. S. Lee S, Y. Lo. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold, New York 1988
8. A. Ludwig. *The Definition of Cross Polarization*. IEEE Trans. On Antennas and Propagation, January 1973
9. *Poradnik radioamatora* (praca zbiorowa). WKŁ, Warszawa 1985
10. S. Silver (ed.). *Microwave Antenna Theory and Design*. Peter Peregrinus Ltd., London 1984 (reprint z 1949)
11. W.L. Stutzman, G.A. Thiele. *Antenna Theory and Design*. John Wiley & Sons, New York 1998

15. Kompatybilność elektromagnetyczna

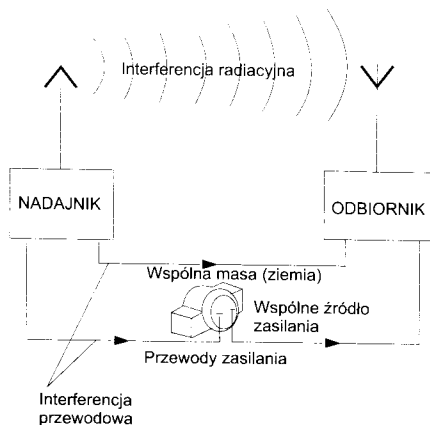
15.1. Zakres badań kompatybilności elektromagnetycznej

Żyjemy w dobie intensywnego rozwoju gospodarczego, powodującego wzrost liczby różnych urządzeń technicznych i procesów gospodarczych, zachodzących na ograniczonym obszarze, co stwarza niebezpieczeństwo ich wzajemnego oddziaływania. Poszukuje się takich rozwiązań technicznych, metod projektowania, warunków eksploatacji, które zapewniłyby instalowanym urządzeniom możliwość zgodnego współistnienia w czasie i przestrzeni. Takie zgodne współistnienie zwijemy **kompatybilnością**. **Kompatybilność elektromagnetyczna** (KEM) odnosi się do urządzeń elektrycznych i jest związana z oddziaływaniem pól elektromagnetycznych na urządzenia (zwłaszcza te służące do przesyłania, gromadzenia i przetwarzania informacji) oraz na organizmy biologiczne, w tym na ludzi, a także z badaniem promieniowania elektromagnetycznego wytwarzanego w sposób zamierzony lub niezamierzony przez urządzenia elektryczne i elektroniczne. Kompatybilność elektromagnetyczna ma miejsce wówczas, gdy urządzenie spełnia swoją funkcję bez wprowadzania niedopuszczalnych zakłóceń do otoczenia elektromagnetycznego lub do innych urządzeń. O kompatybilności mówimy wtedy, gdy urządzenia elektromagnetyczne pracują w pełnej koegzystencji, bez wzajemnego wpływu na siebie. Wymaga to spełnienia odpowiednich warunków projektowania i wykonawstwa.

O tym, jak wielkie jest w praktyce znaczenie kompatybilności elektromagnetycznej, mówią przykłady wypadków spowodowanych jej brakiem. W USA promieniowanie przenośnego radiotelefonu zakłóciło sterowanie mikroprocesorowe suwnicy przenoszącej kadm z ciekłą stałą. Przedwczesne otwarcie kadzi spowodowało śmierć jednego robotnika i poważne obrażenia u innych pracowników. Obecnie prawo lotnicze zabrania korzystać z urządzeń elektronicznych mogących wywołać zakłócenia radioelektryczne, jak komputery, kamery video, radiotelefony, telefony komórkowe, pagery, odtwarzacze płyt kompaktowych i wiele innych [22]). W wojnie o Falklandy w roku 1982 zatopiony został brytyjski niszczyciel. Powodem był brak kompatybilności między odbiornikiem radarowego systemu wykrywania obiektów w bliskim obszarze i jednocześnie pracującym nadajnikiem pokładowym do satelitarnej transmisji danych. Odbiornik został „oślepiiony”

sygnałem z nadajnika i nie wykryta rakietą uderzyła w okręt. Układy odchyłania odbiorników TV powodują zakłócenia odbioru radiowego na falach długich, średnich i krótkich, natomiast włączenie komputera może pogorszyć lub uniemożliwić odbiór na falach UKF. Autor wielokrotnie doświadczył kłopotów ze zdalnie otwieranym zamkiem samochodu znajdującego się w pobliżu silnych nadajników radiowych [41]. Każdy z nas doznał nieprzyjemnego wstrząsu wywołanego rozładowaniem ładunków elektrostatycznych zgromadzonych w naszym ciele. Przykłady takie można by mnożyć, co świadczy o wadze zagadnień związanych z KEM.

Każde urządzenie elektryczne jest źródłem promieniowania elektromagnetycznego. Może to być emisja pożądana (nadajniki, diatermie krótkofalowe i mikrofalowe, piece indukcyjne, zgrzewarki itp.) lub niezamierzona (iskżenia styków przekaźnika, układy zapłonowe samochodów, falowniki tyrystorowe, impulsowe przetwornice napięcia, nadajniki emitujące częstotliwości harmoniczne). Na skutek złego wykonawstwa urządzenia powstaje **interferencja elektromagnetyczna** (EMI). Pola powstałe w jej wyniku tworzą „otoczkę elektromagnetyczną” wokół urządzeń. Źródła EMI można podzielić na **sztuczne** (wytwarzane przez człowieka) i **naturalne**. Istota EMI opiera się na niepożądanym przewodowym przepływie prądów i napięć lub emisji radiacyjnej pól elektrycznych i magnetycznych (rys. 15.1). **Emisja przewodząca** występuje na skutek przepływu prądu i zwykle „gromadzi się” na wspólnych przewodach obwodów zasilających. Może wówczas wystąpić bezpośrednia interferencja z innymi urządzeniami przyłączonymi do tej samej sieci zasilającej. **Emisja radiacyjna** dotyczy pól elektromagnetycznych promieniowanych przez urządzenie, przy czym pola te mogą być odbierane również przez urządzenie, które je wytwarza. Odporność urządzeń elektronicznych na silne pola elektromagnetyczne nazywamy **podatnością elektromagnetyczną**. Zarówno poziomy dopuszczalnych emisji niepożądanych, jak i poziomy pól zewnętrznych, które nie powinny zakłócać prawidłowej pracy urządzeń, stanowią przedmiot wielu norm [31].

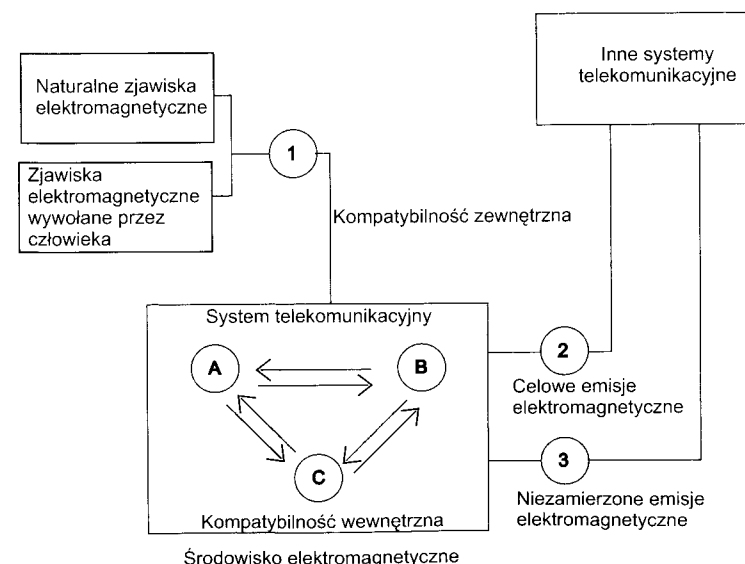


Rys. 15.1. Emisja przewodząca i radiacyjna

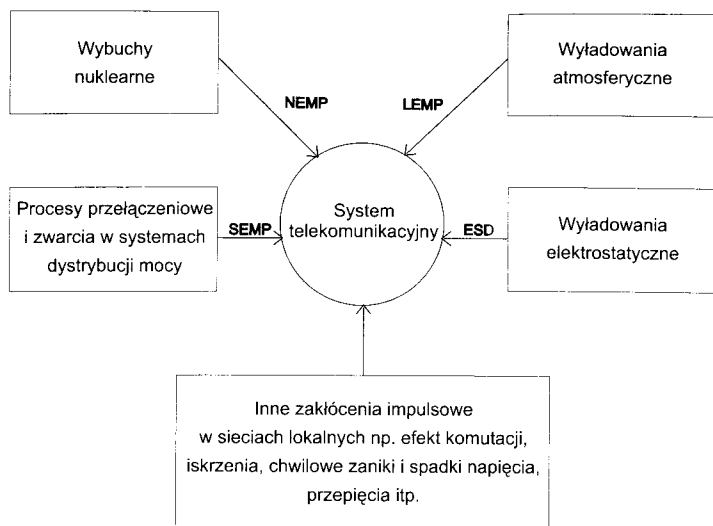
Doświadczenia praktyczne dowodzą, że występowaniu EMI należy zapobiegać już w najwcześniejszej fazie konstrukcji urządzenia. Likwidacja interferencji powinna następować jak najbliżej jej źródła, aby nie pozwolić na szkodliwe emisje. Do kontroli lub usunięcia EMI prowadzą trzy znane sposoby: **uziemiać**, **ekranować** i **filtracja**. Można dziś sformułować wiele praktycznych wskazówek dotyczących konstruowania sprzętu elektronicznego, które pozwalają zmniejszyć poziom EMI. Zainteresowani mogą je odnaleźć w literaturze poświęconej tej tematyce (np. [19], [31]).

15.2. Kompatybilność systemów radiokomunikacyjnych

Niezawodność urządzeń i sieci telekomunikacyjnych zależy w dużym stopniu od ich odporności na narażenia elektromagnetyczne. **Środowisko elektromagnetyczne** tworzą naturalne pola istniejące w otoczeniu Ziemi oraz pola powstające w wyniku działalności człowieka. Te ostatnie mogą być wytwarzane celowo, np. do przesyłania informacji, lub powstawać jako produkt uboczny towarzyszący pracy wszystkich urządzeń elektrycznych. Problematykę oddziaływań elektromagnetycznych w ramach jednego, wyróżnionego systemu telekomunikacyjnego, związaną z zapewnieniem jego prawidłowego działania, określa się mianem **kompatybilności wewnętrznej**. Celem kompatybilności wewnętrznej jest zapewnienie dostatecznego marginesu bezpieczeństwa wszystkim obiektom wchodzącym w skład systemu, biorąc pod uwagę wzajemne ich oddziaływanie. W systemie radiokomunikacyjnym, np. telefonii komórkowej, zapewnienie kompatybilności wewnętrznej polega na tym, aby sąsiednie komórki się nie zakłócały. Problem kompatybilności wewnętrznej rozwiązuje się w fazie projektowania i uruchamiania nowego systemu lub urządzenia. Zapewnienie harmonijnego współistnienia urządzeń i systemów



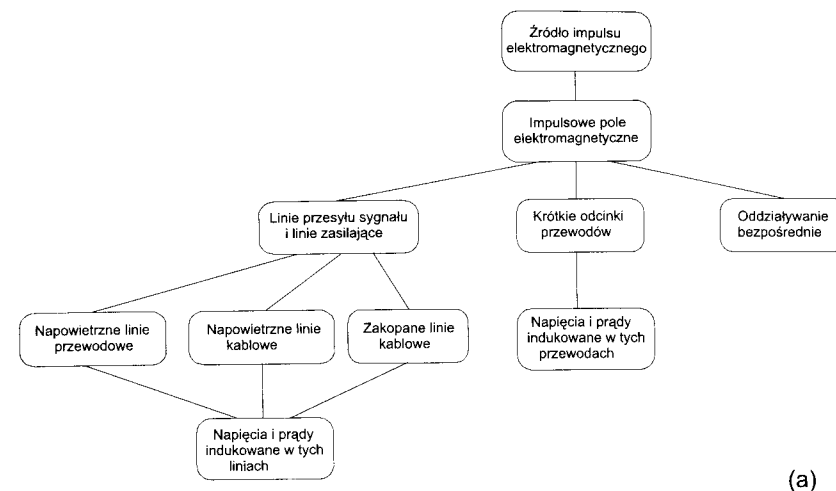
Rys. 15.2. Oddziaływanie środowiska elektromagnetycznego i systemu telekomunikacyjnego



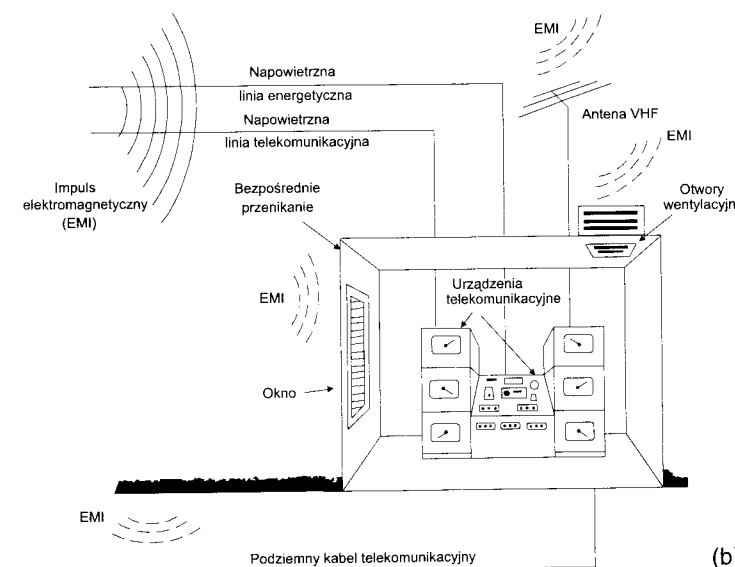
Rys. 15.3. Źródła impulsowych narażeń elektromagnetycznych

w środowisku elektromagnetycznym, czyli osiągnięcie stanu, w którym rozpatrywany obiekt w znikomym stopniu oddziałuje degradująco na środowisko i jednocześnie jest mało podatny na oddziaływanie ze strony środowiska, stanowi przedmiot zainteresowania **kompetybilności zewnętrznej** (rys. 15.2). Chodzi tu o ochronę środowiska elektromagnetycznego (ekologia) przed celowo i niecelowo wytwarzanymi polami z jednej strony oraz o zapewnienie prawidłowego funkcjonowania urządzeń i systemów telekomunikacyjnych w rzeczywistym środowisku z drugiej strony. Kompetybilność zewnętrzna systemu telefonii komórkowej polega więc na tym, aby rozmowy prowadzone w tym systemie nie zakłócały innych systemów (np. radiofonicznych), oraz aby inne systemy radiokomunikacyjne i zakłócenia przemysłowe oraz naturalne nie powodowały nadmiernych kłopotów z łącznością.

Występujące w środowisku elektromagnetycznym zagrożenia dzieli się na dwie grupy. Pierwszą stanowią pola elektromagnetyczne o **charakterze ciągłym**, powstające w wyniku pracy urządzeń nadawczych, pieców indukcyjnych, diatermii, kuchni mikrofalowych itp. Do drugiej grupy zalicza się bardzo szeroką klasę **zakłóceń impulsowych**. Niebezpieczeństwo stwarzane przez impulsowe narażenia elektromagnetyczne wynika w głównej mierze z nieuwzględnienia tego oddziaływania w fazie projektowania systemu lub urządzenia. Fakt ten jest mniej niebezpieczny w przypadku często występujących impulsów elektromagnetycznych, gdyż wywołują one zakłócenia w pracy systemu lub urządzenia już podczas jego uruchamiania. O wiele gorzej wygląda sprawa w przypadku impulsów występujących rzadko i nieregularnie. O ich oddziaływaniu dowiadujemy się często dopiero po zaobserwowaniu nieprawidłowej pracy lub nawet po uszkodzeniu urządzenia. Źródła impulsowych zakłóceń elektromagnetycznych pokazano na rys. 15.3. Na rysunku 15.4 przedstawiono sposoby oddziaływania impulsu elektromagnetycznego na urządzenia i systemy telekomunikacyjne oraz sposoby oddziaływania zakłóceń impulsowych na obiekt telekomunikacyjny.



(a)



(b)

Rys. 15.4. Sposoby oddziaływania impulsów na urządzenia (a) i obiekty telekomunikacyjne (b) [3]

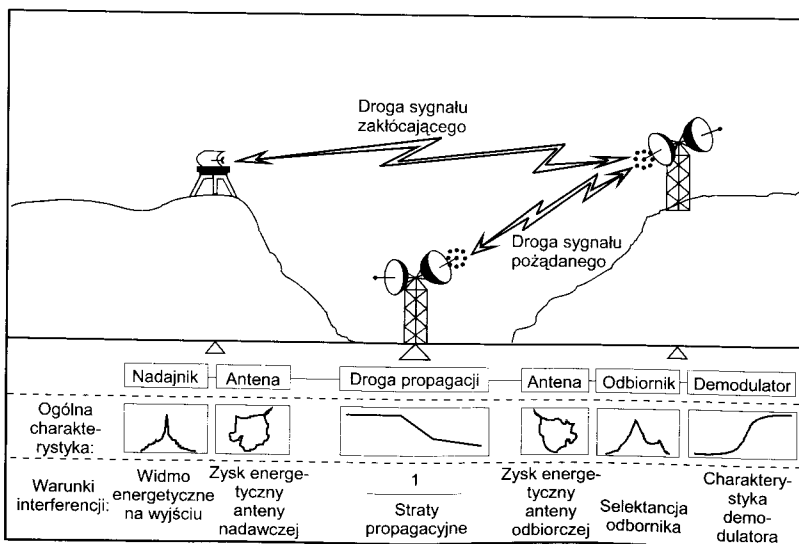
Przed ponad stu laty odkryto możliwość użytkowania nowego zasobu naturalnego, zwanego **przestrzenią elektromagnetyczną**, charakteryzującego się wzajemnie powiązanymi czynnikami: przestrzenią fizyczną, czasem i widmem elektromagnetycznym. W początkach rozwoju radiokomunikacji ograniczenia w użytkowaniu przestrzeni elektromagnetycznej wynikały jedynie z właściwości naturalnego, ziemskiego środowiska elektromagnetycznego i technicznych możliwości konstruowanych urządzeń. Nieliczne działające wówczas urządzenia radiowe łatwo mogły być rozdzielone w przestrzeni lub częstotliwości, praktycznie nie oddziałując na siebie. W miarę rozwoju radiokomunikacji problem optymalnego rozmieszczenia radiostacji w przestrzeni elektromagnetycznej, tj. wybór lokalizacji,

przydzielenie częstotliwości i określenie czasu pracy, stał się zadaniem bardzo trudnym. Ze względu na zatłoczenie niższych pasm nowe systemy projektuje się na coraz wyższych częstotliwościach zakresu mikrofalowego. Większe moce nadajników i gwałtowny wzrost ich liczby może doprowadzić do kryzysu i załamania się obecnych systemów gromadzenia, przetwarzania i przesyłania informacji. Widmo elektromagnetyczne należy jednak do bogactw naturalnych niezniszczalnych, co oznacza, że w każdej chwili świadoma działalność człowieka (wyłączenie wszystkich urządzeń) może przywrócić stan równowagi. Należy też zwrócić uwagę, że środowisko elektromagnetyczne jest jedynym środowiskiem, które jest zanieczyszczane celowo przez człowieka.

Zakłócenia z różnych źródeł dodają się do sygnału użytecznego na wejściu odbiornika i razem z nim są wzmacniane, a następnie przetwarzane. Zakłócenia, które docierają do systemu radiokomunikacyjnego, zależnie od źródła można sklasyfikować następująco:

- zakłócenia powodowane przez człowieka,
- zakłócenia naturalne o charakterze makroskopowym,
- szumy fluktuacyjne generowane wewnątrz układów fizycznych.

Zakłócenia powodowane przez człowieka dzielimy na *interferencyjne* i *przemysłowe*, a zakłócenia naturalne na *atmosferyczne* i *kosmiczne*. Poziom zakłóceń interferencyjnych docierających do systemu radiokomunikacyjnego zależy od wielu czynników pokazanych na rys. 15.5. Zakłócenia są wytwarzane przez nadajniki radiowe z wyjątkiem nadajnika sygnału użytecznego. Ich zmniejszenie osiąga się już na etapie projektowania systemu (projekt propagacyjny), poprzez obliczenie zasięgów użytecznych i zakłócających stacji oraz dobór ich częstotliwości pracy. Jeśli nadajniki zakłócające należą do systemu radiokomunikacyjnego, to mówimy o *zakłóceniach wewnątrzsystemowych*, jeśli zaś nie należą do systemu, to mamy do czynienia z problemem kompatybilności zewnętrznej. Zakłócenia



Rys. 15.5. Zakłócenia interferencyjne w systemie radiokomunikacyjnym [2]

przemysłowe są związane z pracą wszystkich urządzeń elektrycznych (systemy energetyczne i urządzenia spalinowe). W systemach wąskopasmowych poziom sygnału użytecznego musi przewyższać poziom szumów pochodzących z zakłóceń przemysłowych lub naturalnych. Zakłócenia atmosferyczne powstają podczas burz, a ich źródłem są wyładowania elektryczne. Zakłócenia tego typu dzielimy na *lokalne*, objawiające się w odbiorniku radiowym silnym trzaskiem, oraz *dalekie*, objawiające się ciągłym szumem o znacznie niższym poziomie niż zakłócenia lokalne. Odbiór radiowy jest zakłócony wówczas, gdy na wejście odbiornika przedostają się sygnały niepożądane. Mogą to być *zakłócenia współnakanalowe, sąsiedniokanalowe, pozapasmowe lub intermodulacyjne*. Odbiór radiowy mogą utrudniać lub uniemożliwiać zjawiska związane z zasadą działania elementów elektronicznych, do których należy *modulacja skrośna* i *zjawisko blokowania* odbiornika. Dokładne omówienie tych zagadnień przekracza ramy tej książki.

15.3. Działanie prądu elektrycznego na organizm ludzki i BHP podczas pracy z urządzeniami pod napięciem

Zanim zajmimy się analizą oddziaływania pól elektromagnetycznych na człowieka, warto przypomnieć sobie podstawowe wiadomości dotyczące skutków działania prądu elektrycznego przepływającego przez nasz organizm. Skutki działania prądu na człowieka można rozpatrywać jako *fizyczne* (np. ciepłne), *chemiczne* (np. zmiany elektrolityczne) lub *biologiczne* (np. zaburzenia czynności). Prąd stały działa na człowieka inaczej niż prąd przemienny. Jedną z różnic jest działanie prądu na obdarzone ładunkami elektrycznymi cząsteczki będące składnikami komórek. Pod wpływem przyłożonego napięcia cząsteczki te ulegają przemieszczeniom, które prowadzą do zmian stężenia jonów w komórkach i przestrzeniach międzykomórkowych. Im dłuższy jest przepływ prądu w tym samym kierunku, tym większe przemieszczenie jonów. Od właściwych stężeń jonów zależy czynność wielu komórek, m.in. mięśni i nerwowych, dlatego zmiany stężenia powstałe w czasie przepływu prądu mogą doprowadzić do zaburzenia ich czynności. Prądy przemiennie o dużej częstotliwości nie wywołują zaburzeń przewodnictwa w nerwach, skurczów mięśni i zaburzeń w czynności mięśnia sercowego (zjawisko naskórkowości), mogą jednak doprowadzić do oparzeń na drodze przepływu prądu.

W praktyce najbardziej niebezpieczne są dla człowieka prądy przemiennie o częstotliwości 50–60 Hz. Progowie wartości odczucia przepływu prądu przez elektrodę trzymaną w ręku wynoszą [5]:

- dla mężczyzn: prąd stały — 5 mA, prąd przemienny 50 Hz — 1,1 mA,
- dla kobiet: prąd stały — 3,5 mA, prąd przemienny 50 Hz — 0,7 mA.

Prąd przemienny przepływający przez mięśnie powoduje ich silne skurcze. Osoba obejmująca ręką przewód doznaje skurczu mięśni zginających palce, co powoduje powstanie zjawiska zwanego *przymarzaniem* (nie udaje się oderwać ręki od przewodu). Wartości *prądu samowolnienia* (tzn. prądu, przy którym możliwe jest jeszcze rozwarcie palców) wynoszą:

- dla mężczyzn: 16 mA,
- dla kobiet: 10,5 mA.

Za górną granicę prądu samouwolnienia przyjmuje się więc wartość 10 mA dla 50 Hz (zalecenie IEC [8]). Jako bezpieczne uznaje się napięcie 24 V.

Skutki przepływu prądu przez ciało zależą od natężenia, drogi i czasu przepływu oraz stanu zdrowia porażonego. Decydujący wpływ ma wartość prądu i czas przepływu, szczególnie składowej płynącej przez serce. Serce pompuje krew z tlenem i substancjami odżywczymi do komórek ciała, w tym do mózgu. Chociaż przez serce przepływa niewielka część prądu, może ona spowodować śmiertelne skutki. Przy porażeniu prądem 50 Hz najczęściej występuje *migotanie komór*, które jest dość trudno odwracalne. Istotnym czynnikiem decydującym o wystąpieniu migotania komór jest czas przepływu prądu, a w przypadku krótkich przepływów — moment, na jaki przypadł przepływ prądu. Jeśli przypada on na początek rozkurczów (przerwa w pracy serca), to prawdopodobieństwo wystąpienia migotania jest duże. Przy czasie przepływu krótszym od 0,2 s wystąpienie migotania komór jest rzadkie. W czasie rażenia mogą wystąpić zaburzenia oddychania. Przepływ prądu przez mózg może wywołać zahamowanie czynności ośrodkowego sterującego oddychaniem, co doprowadza do jego ustania i ustania krążenia krwi, a w konsekwencji do śmierci. Podczas przepływu prądu przez klatkę piersiową może dojść do skurczu mięśni oddechowych i zaniku ruchów oddechowych i w efekcie do uduszenia.

Podczas przepływu prądu elektrycznego przez organizm ludzki następuje pobudzenie, a następnie porażenie układu nerwowego. Na skutek tego może wystąpić utrata przytomności, spowodowana zatrzymaniem krążenia wywołanym niedostateczną pracą serca, migotaniem komór lub zatrzymaniem akcji serca, bądź też przepływem prądu bezpośrednio przez czaszkę i mózg. Wytwarzanie się dużej ilości ciepła przy przepływie prądów o wysokim napięciu może w ciągu kilku sekund wywołać nieodwracalne uszkodzenie lub zniszczenie mózgu.

Przepływ prądu przez ciało powoduje wytwarzanie ciepła na drodze tego przepływu. Wzrost temperatury może prowadzić do nieodwracalnych zmian w tkankach. Najczęstsze są uszkodzenia skóry. W miejscu „wejścia” prądu powstają oparzenia — od zaczerwienienia skóry, poprzez pęcherze oparzeniowe aż po martwicę skóry i zwęglenie. Produkty rozpadu oparzonych tkanek mogą spowodować śmierć nawet w kilka dni po wypadku. Innym rodzajem uszkodzeń skóry są tzw. *znamiona prądowe*, które występują w czasie przepływu prądu przy dobrej styczności z przewodnikiem. Przepływ prądu może spowodować uszkodzenia mięśni (przerwanie włókien mięśni). Mogą wystąpić zmiany w strukturze włókien, a także uszkodzenia kości.

Często spotyka się uszkodzenia ciała wywołane pośrednim działaniem prądu elektrycznego, gdy nie przepływa on przez ciało. Dzieje się to w przypadkach powstania *łuku elektrycznego* w wyniku zwarcia w urządzeniach. Łuk elektryczny może spowodować mechaniczne uszkodzenie skóry, mające wygląd ran ciętych, klutych lub postrzałowych. Mogą temu towarzyszyć poważne uszkodzenia skóry powstałe również w wyniku zapalenia się odzieży. Łuk elektryczny może wywołać uszkodzenie ciepłne i świetlne oczu.

Przyczyny wypadków przy eksploatacji urządzeń elektrycznych są różne. Przeważnie są to: głupota, nieostrość, lekceważenie przepisów, roztargnienie, omyłki, brak odpowiedniej konserwacji lub kontroli urządzeń zabezpieczających, zła organizacja pracy, bałagan, brak nadzoru, nieszczęśliwy zbieg okoliczności. Następstwem tych przyczyn jest najczęściej dotknięcie części znajdujących się normalnie lub przypadkowo pod napięciem względem ziemi. Jeżeli dotykający stoi na ziemi, na przewodzącej podłodze lub konstrukcji stalowej, to pod działaniem napięcia dotykowego nastąpi przepływ prądu przez jego ciało. *Napięcie dotykowe* jest to napięcie występujące między dwoma punktami, nie należącymi do obwodu elektrycznego, z którymi mogą się zetknąć jednocześnie ręce lub ręka i stopy człowieka. Podczas przepływu prądu w ziemi między dwoma miejscami na jej powierzchni oddalonymi o długość kroku może pojawić się napięcie zwane *napięciem krokowym*. Mamy z nim do czynienia w przypadku zerwania linii wysokiego napięcia, której koniec leży na ziemi. Należy zatem unikać podchodzenia do zerwanych przewodów linii energetycznych leżących na ziemi i będących pod napięciem.

Ochrona podstawowa zapobiega zetknięciu się człowieka z przewodzącymi częściami obwodów elektrycznych znajdujących się pod napięciem, zapobiega udzielaniu się napięcia przedmiotom normalnie nie znajdującym się pod napięciem oraz przeciwdziała i zapobiega szkodliwemu działaniu łuku elektrycznego. Ochrona podstawowa polega przede wszystkim na umieszczeniu elementów znajdujących się pod napięciem poza zasięgiem człowieka. *Ochrona dodatkowa* zapobiega utrzymywaniu się niebezpiecznego napięcia dotykowego. Polega ona na zastosowaniu:

- uziemienia ochronnego,
- zerowania,
- sieci ochronnej,
- wyłącznika przeciwporażeniowego,
- obniżenia napięcia roboczego,
- separacji za pomocą transformatora,
- izolacji ochronnej,
- izolowania stanowiska.

Elektryzacja statyczna polega na gromadzeniu się ładunków elektrycznych jednego znaku na powierzchni ciał elektrycznie obojętnych. Występuje ona podczas tarcia, rozdzielania, rozpylania i rozdrabniania materiałów, jeśli przynajmniej niektóre z nich nie są przewodnikami. Naelektryzowane powierzchnie wytwarzają pole elektrostatyczne, w którym przedmiot przewodzący lub człowiek zostaje naelektryzowany przez indukcję elektryczną. Podczas zbliżenia do przedmiotu uziemionego może nastąpić wyładowanie iskrowe, w czasie którego wydziela się duża ilość energii. Człowiek chodzący po materiałach izolacyjnych (wykładzina, dywan z tworzyw sztucznych) może naładować się do napięcia $U \approx 15 \text{ kV}$ i po zbliżeniu ręki do uziemionego przedmiotu może narazić się na wyładowanie iskrowe. Skutki wyładowań są następujące [5]:

- gdy $U \approx 3,2 \text{ kV}$, energia wyładowania ok. 1 mJ — wyczuwalne ukłucie,
- gdy $U \approx 10 \text{ kV}$, energia wyładowania ok. 10 mJ — ostre ukłucie,
- gdy $U \approx 20 \text{ kV}$, energia wyładowania ok. 40 mJ — silny wstrząs.

Działanie pola elektrostatycznego wytwarzanego przez naelektryzowane przedmioty ma wpływ na samopoczucie i zdrowie ludzi, choć nie jest on jeszcze dostatecznie zbadany. Elektryzowanie się monitorów komputerowych może powodować ruch naładowanych cząstek kurzu, które bombardując twarz i oczy operatora mogą wywoływać zaczerwienienie skóry i objawy uczuleniowe. Niektórzy lekarze uważają, że codzienna, kilkugodzinna praca w polu elektrostatycznym wywołanym przez monitory komputerowe może prowadzić do zmian funkcji vegetatywnych, zaburzeń w układzie sercowo-naczyniowym oraz składzie krwi, wywoływać zmęczenie nieproporcjonalne do wysiłku, bezsenność i niepokój. Centralny Instytut Ochrony Pracy stwierdził w r. 1996, że ok. 80% przebadanych monitorów miało potencjał ekranu wyższy od obowiązującej w naszym kraju normy (200 V). Często powtarzające się (nawet słabe) wyładowania działają stresująco. Pod działaniem wyładowania iskrowego może nastąpić wybuch gazów, par (np. benzyny na stacjach benzynowych), cieczy lub pyłów (np. mąki). Podczas montażu elementów elektronicznych typu MOS-FET ładunek zgromadzony na dłoni może spowodować ich uszkodzenie. Autor wielokrotnie uszkadzał dłonią poprzez wyładowania elektrostatyczne tranzystory bipolarne w głowicy w.cz. odbiornika tranzystorowego.

Ochrona przed wyładowaniami elektrostatycznymi polega na redukcji zjawiska elektryzacji. Spotyka się specjalne płyny antystatyczne, które ułatwiają odpływ ładunków z powierzchni dielektrycznych. Pomocne może też być utrzymywanie odpowiedniej wilgotności w pomieszczeniu. Ekran monitorów powinny być pokryte specjalną powłoką antystatyczną lub przesłonięte uziemionym filtrem elektrostatycznym. Powierzchnie metalowe, poprzez które może wystąpić wyładowanie, powinny być pokryte cienką warstwą dielektryczną. Elementy MOS-FET należy przechowywać ze zwartymi wszystkimi nóżkami (np. w gąbce przewodzącej). Przed montażem trzeba wyrównać potencjał dłoni z potencjałem elementu poprzez jego dotknięcie. Zaleca się, aby na przegubie dłoni zainstalowany był łańcuszek połączony z uziemieniem blatu stołu montażowego oraz lutownicą w celu wyrównania potencjałów. Nie należy stosować lutownic transformatorowych. Gdy zwarcie końcówek tranzystora jest wykonane z drutu, to należy go usunąć dopiero po wlutowaniu elementu do układu. Jeśli ktoś często rozładowuje się przy elementach metalowych, powinien usunąć przed ich dotknięciem swój ładunek za pomocą dotknięcia dłonią ściany pomieszczenia. Należy także unikać noszenia ubrań wykonanych z tworzyw sztucznych. Jeśli jednak dochodzi do nieprzyjemnego wyładowania między końcami palców a przedmiotem metalowym, to należy w celu zmniejszenia szoku chwycić inny przedmiot metalowy o dużej powierzchni (np. klucz), a dopiero potem rozładować się. Zastosowanie takiego przedmiotu powoduje wzrost powierzchni, przez którą płyną ładunki elektryczne, a więc zmniejszenie gęstości prądu płynącego przez skórę. Należy także wspomnieć o ładunkach elektrostatycznych przepływających liniami transmisyjnymi z wysoko zawieszonych anten (nie tylko w czasie burzy). Urządzenia elektroniczne powinny być w odpowiedni sposób zabezpieczone przed tego typu wyładowaniami. Mogą one również powodować porażenia u ludzi.

Szczególnym rodzajem wyładowania elektrostatycznego jest uderzenie pioruna w czasie burzy. Przepływ prądu przez ciało człowieka powoduje zwykle

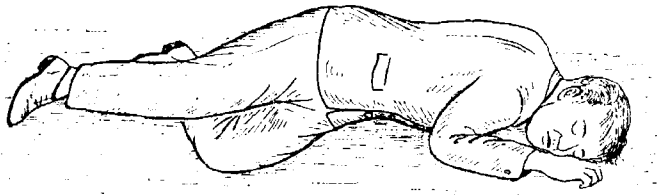
ustanie pracy serca, skurcz mięśni i poparzenia. Ostatnio donosi się o przypadkach, w których występuje zatrzymanie akcji serca u człowieka mimo tego, iż uderzenie nie nastąpiło bezpośrednio w jego ciało, a tuż obok (np. w drzewo, pod którym się schronił). Przyczyną jest silne pole magnetyczne wytwarzane przez wyładowanie i indukujące w ciele prądy zaburzające pracę serca. Jeśli w wyniku uderzenia pioruna wystąpiło ustanie akcji serca i oddychania, należy podjąć akcję reanimacyjną. W czasie burzy najbezpieczniejsze schronienie dają budynki ze sprawną instalacją odgromową.

Na zakończenie tego podrozdziału przedstawimy sposoby ratowania osób porażonych prądem elektrycznym [6], [11]. Ratownik powinien podjąć akcję ratunkową jak najszybciej i kontynuować ją aż do przybycia lekarza. Przede wszystkim należy:

- **Uwolnić człowieka porażonego spod napięcia** (wyłączyć zasilanie, odciągnąć od drutu lub obudowy urządzenia za pomocą suchego kawałka drewna, plastiku, suchych szmat itp). Przy uwalnianiu porażonego spod napięcia ratownik powinien dbać także i o swoje bezpieczeństwo. Należy pamiętać, że *niebezpieczne dla ratownika jest bezpośrednie zetknięcie gołych rąk z ciałem porażonego, równoczesne używanie obu rąk przy odciąganiu spod napięcia, mokre podłoże, bliskie sąsiedztwo urządzeń pod wysokim napięciem, brak równowagi*.
- **Rozpoznać stan zagrożenia porażonego.** Jest to ważna czynność, gdyż od niej zależy wybór sposobu ratowania. Po pierwsze należy stwierdzić, czy porażony jest przytomny. Jeśli tak, jest to fakt pozytywny. Możemy wtedy nawiązać z nim kontakt słowny. Porażeniom prądem często towarzyszą oparzenia miejsca dotyku, które wywołują dużą bolesność. Miejsca oparzenia należy pokryć czystym i suchym opatrunkiem (bez żadnych maści), a następnie wezwać lekarza, który powinien podać środek przeciwbólowy. Ratownik powinien słowami uspokoić porażonego (w przypadku pobudzenia) lub dodać mu otuchy (w przypadku stanów depresyjnych). Jeśli człowiek jest nieprzytomny, to należy sprawdzić, czy

- 1) oddycha prawidłowo,
- 2) oddycha bardzo słabo,
- 3) nie oddycha i brak krążenia krwi.

Ocenę oddychania można przeprowadzić poprzez obserwację ruchów klatki piersiowej (choć może to być mylące) lub lepiej poprzez sprawdzenie, czy poszkodowany wydycha powietrze ustami lub nosem za pomocą lusterka (para wodna), uchem (świsł powietrza), wierzchem dłoni lub piórkiem czy nitką. Istnienie oddychania świadczy o pracy serca, oszczędza więc czas na poszukiwanie tętna. W przypadku słabego oddechu należy udroźnić drogi oddechowe porażonego poprzez podciągnięcie żuchwy i odchylenie głowy ku tyłowi (ale nie przesadnie). Należy obserwować porażonego, czy oddech jest utrzymany. Należy również unieść nieco do góry ręce i nogi porażonego, co powoduje zwykle powrót przytomności po kilkudziesięciu sekundach. Jeśli porażony przez dłuższy czas nie odzyskuje przytomności, należy ułożyć go w tzw. *pozycji bezpiecznej* (rys. 15.6). Porażonego układa się na boku z ręką leżącą u dołu („ręką dolną”) i ułożoną wzdłuż tułowia z tyłu. Ręka „górną” jest zgięta w stawach ramiennym i łokciowym,



Rys. 15.6. Ułożenie chorego w pozycji bezpiecznej

dzięki czemu zapewnia podparcie ciała od przodu. Dłoń ręki górnej jest podłożona pod policzek, ochraniając przed zatkanie nosa i ust przez np. ziemię. Noga „dolna” jest zgięta w stawie biodrowym i kolanowym, przyczyniając się do stabilizacji tułowia. Noga „górna” jest wyprostowana. W opisanej pozycji porażony może znajdować się do 2 godzin, po czym nadaje mu się taką samą pozycję na drugim boku.

Zatrzymanie oddychania spowodowane kurczem przepony ustępuje zwykle samoistnie po odłączeniu od źródła prądu. Jeśli w ciągu pół minuty od porażenia chory nie zacznie oddychać, należy przystąpić do sztucznego oddychania metodą usta-usta. Należy przedtem ocenić funkcjonowanie krążenia poprzez sprawdzenie tętna na nadgarstkach lub lepiej na tętnicy szyjnej (ułożone w równej linii trzy palce przykładają się z boku tchawicy na wysokości chrząstki tarczowatej i przesuwają po ścianie tchawicy w głąb i ku tyłowi). W przypadku zatrzymania krążenia należy natychmiast przystąpić do sztucznego oddychania i masażu serca metodą pośrednią. **Zatrzymanie krążenia doprowadza w ciągu 3–4 minut do niedotlenienia i śmierci mózgu, akcja reanimacyjna musi więc być podjęta przed upływem tego czasu.** Raz rozpoczętego masażu i oddychania nie można zaprzestać aż do przybycia lekarza (należy kontynuować czynności aż do momentu, w którym lekarz sam przejmie akcję reanimacyjną — samo pojawienie się lekarza „na horyzoncie” nie zwalnia ratownika od ciągłego prowadzenia akcji). Masaż serca może być skuteczny i doprowadzić do wznowienia akcji serca nawet po godzinie, na szczęście praktyka kliniczna dowodzi, że porażeni prądem elektrycznym dobrze poddają się akcji reanimacyjnej. O zaprzestaniu akcji powinien zdecydować lekarz (sinica, utrzymujące się rozwarcie źrenic i brak ich reakcji na światło, brak choćby przejściowych objawów powrotu prawidłowej, samoistnej czynności serca). Dalej opisano sposób wykonania typowej akcji reanimacyjnej w postaci masażu serca i sztucznego oddychania.

- 1) Porażonego układamy na plecach na twardym podłożu.
- 2) Udrożniamy drogi oddechowe przez oczyszczenie jamy ustno-gardłowej ze śluzu i ciał obcych, a następnie przez odpowiednie ułożenie głowy do tyłu i odchylenie żuchwy.
- 3) Sztuczny oddech metodą usta-usta (przy zaciśniętym nosie) wykonujemy z częstotliwością 12–15 razy na minutę.
- 4) Równocześnie ze sztucznym oddychaniem rozpoczynamy masaż serca od silnego uderzenia dłońmi w klatkę piersiową, a następnie rytmicznie uciskamy

klatkę piersiową porażonego na wysokości 1/2–1/3 mostka. Uciskanie serca należy wykonywać nasadą jednej dłoni, wspartej siłą drugiej ręki ułożonej na wierzchu. Jeśli resuscytację prowadzi jeden ratownik, to wykonuje on naprzemiennie 2–3 sztuczne oddechy, a następnie około 15 uciśnień mostka. Jeśli akcję prowadzi dwóch ratowników, to na 1 sztuczny oddech wykonuje się 5 uciśnień mostka.

O skuteczności wykonywanych zabiegów świadczy rytmiczne unoszenie się klatki piersiowej, pojawienie się tętna w czasie masażu, ustąpienie sinicy i rozszerzenia źrenic. Odzyskanie przez chorego przytomności oraz powrót czynności układu krążenia i układu oddechowego stanowią wskazówkę pełnej skuteczności zabiegów reanimacyjnych i pozwalają na ich przerwanie.

15.4. Wpływ pola elektromagnetycznego na organizm człowieka

W dobie burzliwego rozwoju systemów radiokomunikacyjnych i wzrostu liczby urządzeń emitujących promieniowanie elektromagnetyczne niejonizujące niezwykle ważne staje się określenie ewentualnych oddziaływań tych pól na organizmy ludzi oraz określenie dopuszczalnych norm ekspozycji, przy której nie są rejestrowane uboczne efekty oddziaływania pola elektromagnetycznego. Zagadnienia te wywołują czasami „fobię elektromagnetyczną”, która bywa podsycana przez media. Osoby pracujące zawodowo z polem elektromagnetycznym (PEM) powinny być świadome zagrożeń, znać obowiązujące przepisy i umieć chronić się przed polami o nadmiernych natężeniach. Dalej przedstawiono krótkie omówienie ewentualnych szkodliwych oddziaływań PEM na człowieka i obowiązujące w Polsce normy w tej dziedzinie.

Właściwe biosferze środowisko elektromagnetyczne jest określone przez pola E i H. Natężenie naturalnego pola elektrycznego przy powierzchni Ziemi wynosi 100–150 V/m i maleje do połowy tej wartości na wysokości około 1 km. Własności tych pól ulegają wahaniom w zależności od temperatury, ciśnienia, wilgotności itp. W warunkach burzowych natężenie pola wzrasta do wartości większych od 20 kV/m, co prowadzi do wyładowań dających widmo quasi-ciągłe do bardzo wysokich częstotliwości (setki MHz) i powodujących lokalnie zakłócenia radioelektryczne. Natężenie pola magnetostaticznego Ziemi wynosi 20 ÷ 60 A/m w zależności od szerokości geograficznej. Przyjmuje się, że widmo pól E i H istotnych dla biosfery mieści się w przedziale 0 ÷ 1 kHz.

Na skutek ewolucji organizmy żywe przystosowały się do występujących w przyrodzie wartości natężeń pól E i H. Rozwój radiokomunikacji i przemysłu (m. in. systemów energetycznych) sprawił, że naturalne środowisko elektromagnetyczne przestało istnieć w skali całego globu. W chwili obecnej wydaje się, że następuje przemieszczenie największych narażeń na przebywanie w sztucznych PEM z zastosowań przemysłowych, naukowych i medycznych na życie codzienne. U osób zatrudnionych przy sztucznych PEM wzrasta świadomość zagrożeń, co powoduje żądania poprawy warunków pracy. Sprzyja temu rozwój technologii

i automatyzacji. Wprawdzie moce źródeł PEM (sprzęt RTV, pralki, odkurzacze, telewizory) stosowanych w gospodarstwach domowych nie są duże, to jednak ich rozpowszechnienie i czas eksploatacji powodują, że cała populacja jest narażona na działanie szkodliwych pól, przy czym na ogół nie jest tego świadoma. Największymi źródłami sztucznego pola elektromagnetycznego są nadajniki radiofoniczne i telewizyjne (od setek watów do mocy rzędu megawatów) oraz stacje radiolokacyjne.

Warto przy tej okazji zwrócić uwagę, że istnieje olbrzymia dziedzina medycznych zastosowań PEM. Terapie dają pozytywne rezultaty przy leczeniu takich schorzeń jak:

- oparzenia, owrzodzenia wewnętrzne i zewnętrzne, trudno gojące się rany, stany zapalne skóry,
- ortopedia pooperacyjna i zachowawcza, leczenie pooperacyjne, choroby zwyrodnieniowe i reumatyczne, stany zapalne stawów i mięśni, rehabilitacja pourazowa,
- choroby układu krążenia,
- zaziębienia, wyczerpania, zmiany pogody,
- nerwobóle, migreny, choroby nerwowe i psychosomatyczne, stwardnienie rozsiane,
- geriatrya i dolegliwości okresu pokwitania,
- medycyna sportowa, leczenie urazów, immunostymulacja, doping,
- bezpłodność, choroby kobiece,
- nowotwory.

Leczenie za pomocą PEM powinno być prowadzone przez specjalistów, a nie przygodnych lekarzy czy nawet hochsztaplerów liczących na ludzką naiwność. Należy w tym miejscu zaznaczyć, że nadmiar każdego oddziaływania korzystnego może dawać rezultaty niepożądane. Okazuje się też, że brak kontaktu z naturalnymi polami elektromagnetycznymi powoduje objawy tzw. nieswoiste, tj. zaburzenia snu, podwyższona pobudliwość, wzrost ciśnienia krwi, zaburzenia świadomości. Istnieje przypuszczenie, że całkowite odizolowanie człowieka od naturalnego środowiska PEM może doprowadzić nawet do trwałych zmian w organizmie.

Zakres fal radiowych rozciąga się od bardzo niskich częstotliwości aż do 300 GHz. Fale z tego zakresu nie powodują jonizacji atomów i cząstek, w związku z czym zwane są niejonizującymi. Ostatnio dużą uwagę naukowców zyskały badania nad falami o bardzo małych częstotliwościach (30–1000 Hz — zakres ELF). Ze względu na powszechność telefonii komórkowej od kilku lat prowadzone są intensywne badania nad zakresem mikrofalowym (450–2000 MHz).

Rozróżniamy dwa typy oddziaływań PEM na organizm żywy:

- **oddziaływania termiczne**, czyli nagrzewanie się tkanek oraz zmiany patologiczne i reakcje fizjologiczne uwarunkowane podwyższeniem temperatury wewnątrz tkanek oraz temperatury płynów ustrojowych
- **oddziaływania nietermiczne (biologiczne)**, czyli zjawiska zachodzące bez podwyższania temperatury w skali makro i mikro lub niezależne od jej podwyższenia.

Działanie termiczne PEM na organizm polega na wzroście temperatury tkanek, przy czym najwyższą temperaturę osiągają tkanki położone najbliżej źródła PEM.

Stopień wzrostu temperatury zależy od natężenia pola i częstotliwości, a także od skuteczności termoregulacji (cecha osobnicza) i od tego, która część ciała podlega ekspozycji. Znaczny wzrost temperatury powyżej tolerancji cieplnej tkanek powoduje nieodwracalną koagulację białka. Najbardziej podatne na przegrzanie są tkanki o słabej cyrkulacji krwi: soczewka oka, woreczek żółciowy, jądra, części układu pokarmowego. Eksperymenty prowadzone na zwierzętach dowiodły, że wzrost temperatury prowadzi do całkowitego zniszczenia tych tkanek i w efekcie do śmierci zwierzęcia. U ludzi opisano już przypadki ciężkich oparzeń ręki wywołanych nieszczelną kuchenką mikrofalową czy dotknięciem ręką elementów metalowych znajdujących się pod napięciem w. cz. (antena krótkofalowa, hak dźwigu stojącego w pobliżu radiostacji średniofalowej bardzo dużej mocy). U operatorów radarów zanotowano przypadki zaćmy i bezpłodności. Zmętnienie soczewki pojawia się tylko przy promieniowaniu mikrofalowym, przy czym należy mocno zaznaczyć, że zagrożenie zaćmą (jak i poprzednio wymienione efekty) występuje przy bardzo dużych natężeniach pól. Uaktywnienie mechanizmów termoregulacji może wywołać zmianę aktywności pracy serca, pocenie się i zmiany w akcji oddechowej. Bardzo niekorzystne jest oddziaływanie fal z modulacją amplitudy lub fal wysyłanych w impulsach o dużej mocy. W obecności tak silnego promieniowania znane są przypadki odbioru dźwięków z instalacji radarowych wysyłających krótkie impulsy prostokątne o częstotliwości powtarzania leżącej w zakresie akustycznym. Na obszarach objętych promieniowaniem o dużym natężeniu stwierdza się mały, ale zauważalny związek między wczesnym porodem, małą wagą noworodków, liczbą poronień i zgonów w pierwszym roku życia a wielkością napromieniowania. Mogą wchodzić tu w grę również efekty nietermiczne. Obserwuje się również zmniejszoną liczbę narodzin chłopców u osób poddanych silnemu napromieniowaniu.

Oddziaływania termiczne są zwykle łatwo wykrywalne. O wiele większe kontrowersje i problemy badawcze budzą oddziaływania nietermiczne. Przez długie lata naukowcy z krajów zachodnioeuropejskich i USA z reguły twierdzili, że takie oddziaływania nie istnieją. Dopiero pod koniec lat 70. przestano ignorować wyniki badaczy z Europy Wschodniej i powtórzono niektóre eksperymenty wykonane w krajach byłego Układu Warszawskiego potwierdzające występowanie efektów nietermicznych [26]. Ze względu na ograniczoną objętość książki nie opisano tu efektów nietermicznych, o jakich donoszą naukowcy. Zainteresowany Czytelnik może je znaleźć w literaturze (spis na końcu rozdziału) oraz w formie syntetycznej na stronie internetowej <http://www.et.put.poznan.pl/~szostka/bhp.htm>.

15.5. Ochrona przed promieniowaniem i obowiązujące przepisy BHP

Ochrona pracowników obsługujących urządzenia przemysłowe polega przede wszystkim na niedopuszczeniu do przebywania pracowników w strefie o przekroczonym poziomie dopuszczalnej gęstości mocy i dotykania urządzeń znaj-

dujących się pod napięciem w.cz. Techniczne środki ochrony przed promieniowaniem w.cz. można podzielić na trzy grupy:

- ekranowanie źródła promieniowania,
- ekranowanie stanowiska pracy,
- ekranowanie samego pracownika (ubioru ochronne).

Ekranowanie powinno być wykonane za pomocą blachy miedzianej lub aluminiowej o grubości równej co najmniej pięciu głębokościom wnikania. Zamiast blachy można wykorzystać siatkę, jednak jej oczka powinny być mniejsze od dziesiątej części fali. Podstawową regułą ekranowania jest zapewnienie dobrego połączenia elektrycznego między poszczególnymi częściami ekranu oraz likwidacja szczelin w obwodach ekranujących. Istotnym warunkiem jest też uziemienie ekranów i samego źródła. W pobliżu źródeł nie należy gromadzić przedmiotów metalowych, które są przyczyną powstawania odbić i fal stojących (lokalne zwiększenie natężenia pola). Przedmioty te mogą zachowywać się jak anteny biernie. W sytuacji, gdy nie jest możliwe ekranowanie źródeł czy stanowisk pracy, stosuje się indywidualne środki ochrony. Składają się one ze specjalnych ubrań wykonanych z tkanin metalizowanych (płaszcz, fartuchy z kapturem, rękawice). Obowiązkowym uzupełnieniem takiego ubrania są okulary wykonane z polerowanego szkła z zatopioną siatką metalową. Zamiast kaptura można stosować hełmy z siatki drucianej. Na skutek rezonansu kombinezony takie mogą w niektórych przypadkach wywoływać w swym wnętrzu lokalny wzrost natężenia pola elektromagnetycznego nie zabezpieczając przebywającej w nim osoby. Należy także przestrzegać rygorystycznie czasu przebywania w wyznaczonych strefach ochronnych i skracania czasu pobytu pracowników pracujących w strefie zagrożenia. Pracownicy narażeni na promieniowanie wymagają stałej opieki lekarskiej mającej na celu uchwycenie ewentualnych objawów niepożądanych. Gdy one wystąpią, stosuje się w razie potrzeby leczenie szpitalne lub ambulatoryjne, natomiast pracownik powinien rozważyć zmianę miejsca pracy lub stanowiska w celu uniknięcia dalszej ekspozycji na pole w. cz. Występowanie innych czynników, takich jak hałas, drgania, złe warunki mikroklimatyczne, substancje toksyczne w powietrzu czy promieniowanie ultrafioletowe, zwiększa zagrożenie promieniowaniem w. cz.

Poziomy wyznaczające strefy bezpieczeństwa zależą od rozpatrywanego pasma częstotliwości oraz charakteru nadawanego sygnału (stacjonarny lub impulsowy). Poziomy te podaje się w dwojaki sposób:

- poprzez dopuszczalne wartości natężenia pola elektrycznego, magnetycznego lub powierzchniową gęstość mocy przenoszoną przez falę,
- poprzez dopuszczalne wartości energii absorbowanej przez ciało człowieka (SAR). W zakresie mikrofalowym (300 MHz ÷ 300 GHz) określa się przede wszystkim dopuszczalną gęstość mocy. Dla niższych częstotliwości podaje się niezależnie natężenie składowej elektrycznej pola i składowej magnetycznej. Dla dużych częstotliwości już w stosunkowo małej odległości od źródła mamy do czynienia z falą płaską (strefa promieniowania), w której wektory E i H są powiązane jednoznacznie impedancją właściwą ośrodka. Dla mniejszych częstotliwości i tuż przy antenach występuje strefa bliska lub pośrednia, dlatego też należy mierzyć osobno natężenia pól E i H .

Normy dotyczące bezpieczeństwa dzielą ludzi na dwie grupy. Pierwszą są pracownicy zatrudnieni przy źródłach PEM, świadomi zagrożeń oraz sposobów ich minimalizacji. Do nich odnoszą się przede wszystkim przepisy dotyczące BHP. Dopuszczalne natężenia pól są w ich przypadku większe, uwzględniają bowiem 8-godzinny dzień pracy, a także ciągłą kontrolę lekarską. Druga grupa (*general public*) obejmuje ludzi nie stykających się zawodowo ze źródłami PEM. Mogą oni przebywać nawet całą dobę w miejscach o zwiększonym promieniowaniu nie będąc świadomymi tego faktu. Grupa ta jest bardziej wrażliwa na promieniowanie. Do tej ludności odnoszą się przepisy dotyczące ochrony środowiska naturalnego. Polskie normy dotyczące ochrony środowiska i pracy w polach w. cz. należą do najbardziej restrykcyjnych na świecie.

Ochronę ludzi przed promieniowaniem niejonizującym regulują w Polsce cztery akty prawne [35], [36], [37], [38]. Do sierpnia 1998 r. w zakresie ochrony środowiska obowiązywało rozporządzenie [39], które wyróżniało strefę ochronną pierwszego stopnia, w której zabronione było przebywanie ludności z wyjątkiem osób zatrudnionych przy eksploatacji źródeł PEM i strefę ochronną drugiego stopnia, w której dopuszczało się okresowe (jedna zmiana robocza) przebywanie ludności związane z prowadzeniem działalności gospodarczej, turystycznej, rekreacyjnej i zabraniało się lokalizować budynki mieszkalne, szpitale, żłobki, przedszkola itp. Wartości graniczne PEM obowiązujące aktualnie w Polsce są podane w tabl. 15-1.

Tablica 15-1. DOPUSZCZALNE POZIOMY PEM Z PUNKTU WIDZENIA OCHRONY ŚRODOWISKA WG [38]

f	Pole E	Pole H	Gęstość mocy
50 Hz	10 kV/m	80 A/m	—
0,001 ÷ 0,1 MHz	100 V/m	10 A/m	—
0,1 ÷ 10 MHz	20 V/m	2 A/m	—
10 ÷ 300 MHz	7 V/m	—	—
0,3 ÷ 300 GHz	—	—	0,1 W/m ²

Z punktu widzenia BHP rozróżniamy następujące strefy:

- **bezpieczną**, w której można przebywać bez ograniczeń czasowych, oraz następujące strefy chronione, w których mogą przebywać wyłącznie pracownicy, u których w wyniku przeprowadzonych badań lekarskich stwierdzono brak przeciwwskazań zdrowotnych do przebywania w zasięgu pól elektromagnetycznych,
- **pośrednią**, w której mogą przebywać pracownicy zatrudnieni przy naprawach, przeglądach, obsłudze lub stosowaniu urządzeń wytwarzających pola elektromagnetyczne w czasie jednej zmiany roboczej,
- **zagrożenia**, w której mogą przebywać pracownicy wymienieni wyżej przez czas ograniczony; dopuszczalny czas przebywania w tej strefie ulega skróceniu zależnie od natężenia pól elektromagnetycznych (nie dłużej niż 8 godzin),

- **niebezpieczną**, w której przebywanie pracowników jest zabronione (zakaz wstępu).

W tablicach 15-2 ÷ 15-4 przedstawiono wartości graniczne dla stref ochronnych dla pól 0 Hz ÷ 300 GHz.

Tablica 15-2. GRANICE STREF OCHRONNYCH DLA POLA MAGNETYCZNEGO O CZĘSTOTLIWOŚCI 0 I 50 Hz ORAZ POLA EM O CZĘSTOTLIWOŚCI 1 ÷ 100 kHz

STREFA	ZAKRES			
	0 Hz	50 Hz	1 ÷ 100 kHz	
	[kA/m] ([mT])	[kA/m] ([mT])	Pole E [V/m]	Pole H [A/m]
BEZPIECZNA	< 8 (10)	0,4 ÷ 4 (0,5 ÷ 5)	—	—
ZAGROŻENIA	8 ÷ 80 (10 ÷ 100)	0,4 ÷ 4 (0,5 ÷ 5)	100 ÷ 1000	10 ÷ 100
NIEBEZPIECZNA	> 80 (100)	> 4 (5)	> 1000	> 100

Czas przebywania w strefie zagrożenia można obliczyć ze wzorów na dopuszczalną dawkę dobową $D_E = 80\,000 \text{ (V/m)}^2 \cdot h$ (dla czasu 8 godz. natężenie nie powinno przekraczać 100 V/m) lub $D_H = 800 \text{ (A/m)}^2 \cdot h$ (w ciągu 8 godz. pracy natężenie nie może przekraczać 10 A/m).

Tablica 15-3. GRANICE STREF OCHRONNYCH DLA CZĘSTOTLIWOŚCI 0,1 ÷ 300 MHz

STREFA	ZAKRES CZĘSTOTLIWOŚCI		
	0,1 ÷ 10 MHz		10 ÷ 300 MHz
	POLE E [V/m]	POLE H [A/m]	POLE E [V/m]
BEZPIECZNA	< 20	< 2	< 7
POŚREDNIA	20 ÷ 70	2 ÷ 10	7 ÷ 20
ZAGROŻENIA	70 ÷ 1000	10 ÷ 250	20 ÷ 300
NIEBEZPIECZNA	> 1000	> 250	> 300

Czas przebywania w strefie zagrożenia oblicza się ze wzorów
 0,1 ÷ 10 MHz — $E \cdot T = 560 \text{ V/m} \cdot h$ przy $E_{\max} = 1000 \text{ V/m}$
 $H \cdot T = 80 \text{ A/m} \cdot h$ przy $H_{\max} = 250 \text{ A/m}$
 10 ÷ 300 MHz — $E^2 \cdot T = 3200 \text{ (V/m)}^2 \cdot h$ przy $E_{\max} = 300 \text{ V/m}$

Tablica 15-4. GRANICE STREF OCHRONNYCH DLA CZĘSTOTLIWOŚCI 0,3 ÷ 300 GHz

STREFA	GĘSTOŚĆ MOCY [W/m²]	
	POLE STACJONARNE	POLE NIESTACJONARNE
BEZPIECZNA	< 0,1	< 1,0
POŚREDNIA	0,1 ÷ 2	1 ÷ 10
ZAGROŻENIA	2 ÷ 100	10 ÷ 100
NIEBEZPIECZNA	> 100	> 100

Czas przebywania w strefie zagrożenia oblicza się ze wzoru $S^2 \cdot T = 32 \text{ (W/m}^2)^2 \cdot h$ przy $S_{\max} = 100 \text{ W/m}^2$.

Na rysunku umieszczonym na wyklejce pokazano symbole służące do oznaczania poszczególnych stref ochronnych. Instytucjami wykonującymi pomiary kontrolne pól elektromagnetycznych są Wojewódzkie Stacje Sanitarne-Epidemiologiczne (SANEPID).

Literatura

1. ANSI (American National Standard Institute), *IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields*. 3 kHz to 300 GHz, New York 1992
2. D.J. Bem. *Kompatybilność w radiokomunikacji*. SAT-Audio-Video, nr 7, 8/93, str. 36 ÷ 39
3. D.J. Bem. *Impulsowe narażenia elektromagnetyczne*. SAT-Audio-Video, nr 10/93, str. 30 ÷ 33
4. *Blisko mózgu*. Wywiad z prof. Leonem Drobnikiem, prorektorem Akademii Medycznej w Poznaniu, Gazeta Lubuska nr 296, 20 ÷ 21.12.1997
5. S. Bolkowski. *Elektrotechnika*, Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne, Warszawa 1993
6. A. Dziak, A. Kamiński (red.). *Doraźna pomoc lekarska*. Państwowy Zakład Wydawnictw Lekarskich, Warszawa 1988
7. K. Fujimoto, J.R. James. *Mobile Antenna Systems Handbook*. Artech House, Boston-London 1994
8. Zalecenie IEC 479-1. *Effects of current passing through the human body*. 1984
9. A. Karwowski. *Narażenia elektromagnetyczne powodowane przez terminale doręcznej telefonii komórkowej*. Krajowa Konferencja Radiokomunikacji i Radiodyfuzji, Poznań 1998, str. 107 ÷ 110
10. A. Karwowski, W. Nowak. *Narażenia elektromagnetyczne powodowane przez urządzenia telefonii komórkowej*. Materiały Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1997, tom D, str. 317 ÷ 326
11. F. Kokot (red.). *Choroby wewnętrzne*. Wydawnictwo Lekarskie PZWL, Warszawa 1996
12. A. Koperski. *Aktualny stan środowiska elektromagnetycznego w Polsce*. Materiały Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1995, tom A, str. 153 ÷ 158
13. F. Lewicki, S.A. Lesiak. *Oddziaływanie stacji bazowej GSM na środowisko*. Materiały Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1997, tom D, str. 356 ÷ 362
14. S.L. Micek, A. Surdacki, J. Dubiel. *Zmienność rytmu serca w zmiennym polu magnetycznym*. Materiały VIII Krajowego Sympozjum Nauk Radiowych URSI, Wrocław 1996, str. 241 ÷ 244
15. H. Mikołajczyk. *Korzystne, nieszkodliwe i szkodliwe działanie energii elektromagnetycznej na ludzi*. Materiały Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1995, tom A, str. 149 ÷ 152
16. H. Mikołajczyk, M. Kameduła, T. Kameduła. *Kryteria biologiczno-lekarskie dopuszczalnych natężeń pól elektromagnetycznych*. Materiały VIII Krajowego Sympozjum Nauk Radiowych URSI, Wrocław 1996, str. 281 ÷ 285
17. L. Minecki. *Promieniowanie elektromagnetyczne wielkiej częstotliwości. Działanie biologiczne i ochrona zdrowia*. Wydawnictwo Związkowe CRZZ, Warszawa 1967
18. L. Pacholski. *Ergonomia*. Skrypt Politechniki Poznańskiej, Poznań 1980
19. C.R. Paul. *Introduction to Electromagnetic Compatibility*. John Wiley, London 1992
20. R. Pełka. *Promieniowanie elektromagnetyczne i jego pomiary*. SAT-Audio-Video 1/92, str. 13
21. R. Pełka. *Szkodliwe promieniowanie elektromagnetyczne*. SAT-Audio-Video 10/92, str. 13 ÷ 14

22. S.T. Perry, L. Geppert. *Do portable electronics endanger flight?* IEEE Spectrum, September 1996
23. Z. Piwowarczyk. *Ochrona zbiorowa i indywidualna przed silnymi polami elektromagnetycznymi z zakresu mikrofalowego*. Materiały Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1997, tom A, str. 151 ÷ 156
24. A. Sowiński. *Co to jest kompatybilność elektromagnetyczna?* Radioelektronik Audio-Hi-Fi-Video, nr 11/92, str. 5, 6
25. S. Szmigielski. *Ryzyko zdrowotne pracy w polach radio- i mikrofalowych*. Materiały Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1997, tom A, str. 137 ÷ 148
26. J. Thuery. *Microwaves: Industrial, Scientific, and Medical Applications*. Artech House, London 1992
27. H. Trzaska. *Ochrona środowiska elektromagnetycznego*. Materiały Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1995, tom A, str. 143 ÷ 148
28. H. Trzaska. *Czy i jak chronić się przed polami elektromagnetycznymi?* Materiały Krajowego Sympozjum Telekomunikacji, Bydgoszcz 1997, tom A, str. 133 ÷ 136
29. H. Trzaska. *EM Environment in Apartment Houses*. Proc. of International Wrocław Symposium on Electromagnetic Compatibility, Wrocław 1998, str. 471 ÷ 474
30. A. Vander Vorst, F. Duhamel. *1990-1995 Advances in Investigating the Interaction of Microwave Fields with the Nervous System*. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 44, No. 10, October 1996, str. 1898 ÷ 1909
31. *Zakłócenia w aparaturze elektronicznej*. Praca zbiorowa, Radioelektronik sp. z o.o., Warszawa 1995
32. R.J. Zieliński. *Oddziaływanie energii elektromagnetycznej na człowieka*. Przegląd Telekomunikacyjny 8/96, str. 509 ÷ 516
33. R. Zienkiewicz. *Wpływ urządzeń komórkowych na człowieka*. Przegląd Telekomunikacyjny 5, 6/95
34. *The ARRL Book for Radio Amateurs*. Amateur Radio Relay League, New York 1994
35. *Rozporządzenie Rady Ministrów z dn. 25 maja 1972 r. w sprawie bezpieczeństwa i higieny pracy przy stosowaniu urządzeń wytwarzających pola elektromagnetyczne w zakresie mikrofalowym* (Dz. U. nr 21 z 1972 r., poz. 153)
36. *Rozporządzenie Ministra Pracy i Polityki Socjalnej z dn. 23 grudnia 1994 r. zmieniające rozporządzenie w sprawie najwyższych dopuszczalnych stężeń i natężeń czynników szkodliwych dla zdrowia w środowisku pracy* (Dz. U. nr 3 z 1995, poz. 16)
37. *Rozporządzenie Ministra Pracy, Płacy i Spraw Socjalnych oraz Zdrowia i Opieki Społecznej z dn. 19 lutego 1977 r. w sprawie bezpieczeństwa i higieny pracy przy stosowaniu urządzeń wytwarzających pola elektromagnetyczne w zakresie od 0,1 MHz do 300 MHz* (Dz. U. nr 8 z 1977 r.)
38. *Rozporządzenie Ministra Ochrony Środowiska, Zasobów Naturalnych i Leśnictwa z dn. 11.08.1998 r. w sprawie szczegółowych zasad ochrony przed promieniowaniem szkodliwym dla ludzi i środowiska, dopuszczalnych poziomów promieniowania, jakie mogą występować w środowisku, oraz wymagań obowiązujących przy wykonywaniu pomiarów kontrolnych promieniowania* (Dz. U. nr 107 z sierpnia 1998, poz. 676)
39. *Rozporządzenie Rady Ministrów z dn. 5 listopada 1980 r. w sprawie szczegółowych zasad ochrony przed elektromagnetycznym promieniowaniem niejonizującym szkodliwym dla ludzi i środowiska* (Dz. U. nr 25 z 1980, poz. 101)
40. *Badania lekarskie kwalifikujące do pracy w narażeniu na promieniowanie elektromagnetyczne* (Dz. U. Nr 69/96, poz. 332)
41. J. Szóstka. *Electromagnetic Compatibility in Automotive Industry*. Materiały IX Krajowego Sympozjum Nauk Radiowych URSI'99, Poznań 1999, str. 219 ÷ 224
42. *Rozporządzenie Ministra Pracy i Polityki Socjalnej z dn. 2.01.2001 zmieniające rozporządzenie w sprawie dopuszczalnych stężeń i natężeń czynników szkodliwych dla zdrowia w środow. pracy* (Dz. U. nr 4 z dn. 23.01.2001, poz. 36)
43. *Pole elektromagnetyczne – źródła – oddziaływanie – ochrona*, pod red. H. Aniołczyk, Instytut Medycyny Pracy im. prof. J. Nofera, Łódź 2001

Dodatek

A. RACHUNEK WEKTOROWY

$$\vec{a} = [a_x, a_y, a_z] \quad (\text{A-1})$$

$$\vec{b} = [b_x, b_y, b_z] \quad (\text{A-2})$$

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = |\vec{a}| |\vec{b}| \cos \alpha \quad (\text{A-3})$$

$$|\vec{a} \times \vec{b}| = |\vec{a}| |\vec{b}| \sin \alpha \quad (\text{A-4})$$

$$|\vec{a} \times \vec{b}| = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \end{vmatrix} \quad (\text{A-5})$$

$$\vec{E} = \text{Re} \vec{E} = \frac{\vec{E} + \vec{E}^*}{2} \quad (\text{A-6})$$

B. WERSORY W UKŁADZIE WSPÓŁRZĘDNYCH KARTEZJAŃSKICH I SFERYCZNYCH

$$\hat{x} = \hat{r} \sin \theta \cos \phi + \hat{\theta} \cos \theta \cos \phi - \hat{\phi} \sin \phi \quad (\text{B-1})$$

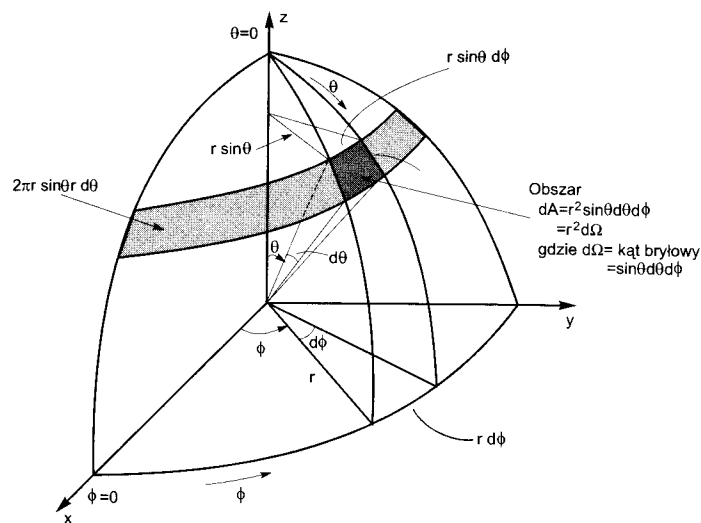
$$\hat{y} = \hat{r} \sin \theta \sin \phi + \hat{\theta} \cos \theta \sin \phi + \hat{\phi} \cos \phi \quad (\text{B-2})$$

$$\hat{z} = \hat{r} \cos \theta - \hat{\theta} \sin \theta \quad (\text{B-3})$$

$$\hat{r} = \hat{x} \sin \theta \cos \phi + \hat{y} \sin \theta \sin \phi + \hat{z} \cos \theta \quad (\text{B-4})$$

$$\hat{\theta} = \hat{x} \cos \theta \cos \phi + \hat{y} \cos \theta \sin \phi - \hat{z} \sin \theta \quad (\text{B-5})$$

$$\hat{\phi} = \hat{x} \sin \phi + \hat{y} \cos \phi \quad (\text{B-6})$$



Rys. B-1. Sferyczny układ współrzędnych

C. TOŻSAMOŚCI WEKTOROWE

$$\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = (\vec{A} \cdot \vec{C})\vec{B} - (\vec{A} \cdot \vec{B})\vec{C} \quad (\text{C-1})$$

$$(\vec{A} \times \vec{B}) \times \vec{C} = (\vec{C} \cdot \vec{A})\vec{B} - (\vec{C} \cdot \vec{B})\vec{A} \quad (\text{C-2})$$

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{G}) = 0 \quad (\text{C-3})$$

$$\nabla \times \nabla g = 0 \quad (\text{C-4})$$

$$\nabla \cdot \nabla g = \nabla^2 g \quad (\text{C-5})$$

$$\nabla(f+g) = \nabla f + \nabla g \quad (\text{C-6})$$

$$\nabla \cdot (\vec{F} + \vec{G}) = \nabla \cdot \vec{F} + \nabla \cdot \vec{G} \quad (\text{C-7})$$

$$\nabla(fg) = g\nabla f + f\nabla g \quad (\text{C-8})$$

$$\nabla \times (f\vec{G}) = (\nabla f) \times \vec{G} + f(\nabla \times \vec{G}) \quad (\text{C-9})$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{G}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{G}) - \nabla^2 \vec{G} \quad (\text{C-10})$$

$$\nabla^2 \vec{G} = \hat{x}\nabla^2 G_x + \hat{y}\nabla^2 G_y + \hat{z}\nabla^2 G_z \quad (\text{C-11})$$

$$\nabla \cdot (\vec{F} \times \vec{G}) = \vec{G} \cdot (\nabla \times \vec{F}) - \vec{F} \cdot (\nabla \times \vec{G}) \quad (\text{C-12})$$

$$\vec{F} \cdot (\vec{G} \times \vec{H}) = \vec{G} \cdot (\vec{H} \times \vec{F}) = \vec{H} \cdot (\vec{F} \times \vec{G}) \quad (\text{C-13})$$

$$\nabla \times (\vec{F} \times \vec{G}) = \vec{F}(\nabla \cdot \vec{G}) - \vec{G}(\nabla \cdot \vec{F}) + (\vec{G} \cdot \nabla)\vec{F} - (\vec{F} \cdot \nabla)\vec{G} \quad (\text{C-14})$$

$$\nabla(\vec{F} \cdot \vec{G}) = (\vec{F} \cdot \nabla)\vec{G} + (\vec{G} \cdot \nabla)\vec{F} + \vec{F} \times (\nabla \times \vec{G}) + \vec{G} \times (\nabla \times \vec{F}) \quad (\text{C-15})$$

$$\nabla \cdot (f\vec{G}) = \vec{G} \cdot (\nabla f) + f(\nabla \cdot \vec{G}) \quad (\text{C-16})$$

Twierdzenie Gaussa-Ostrogradzkiego

$$\iiint_V \nabla \cdot \vec{G} dv = \iiint_S \vec{G} \cdot d\vec{s} \quad (\text{C-17})$$

Twierdzenie Stokesa

$$\iint_S (\nabla \times \vec{G}) \cdot d\vec{s} = \oint_l \vec{G} \cdot d\vec{l} \quad (\text{C-18})$$

Operatory różniczkowe w różnych układach współrzędnych

Układ kartezjański

$$\nabla g = \hat{x} \frac{\partial g}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial g}{\partial y} + \hat{z} \frac{\partial g}{\partial z} \quad (\text{C-19})$$

$$\nabla \cdot \vec{G} = \frac{\partial G_x}{\partial x} + \frac{\partial G_y}{\partial y} + \frac{\partial G_z}{\partial z} \quad (\text{C-20})$$

$$\nabla \times \vec{G} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ G_x & G_y & G_z \end{vmatrix} \quad (\text{C-21})$$

$$\nabla^2 g = \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 g}{\partial z^2} \quad (\text{C-22})$$

Układ walcowy

$$\nabla g = \hat{r} \frac{\partial g}{\partial r} + \hat{\phi} \frac{1}{r} \frac{\partial g}{\partial \phi} + \hat{z} \frac{\partial g}{\partial z} \quad (\text{C-23})$$

$$\nabla \cdot \vec{G} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r G_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial G_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial G_z}{\partial z} \quad (\text{C-24})$$

$$\nabla \times \vec{G} = \hat{r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial G_z}{\partial \phi} - \frac{\partial G_\phi}{\partial z} \right) + \hat{\phi} \left(\frac{\partial G_r}{\partial z} - \frac{\partial G_z}{\partial r} \right) + \hat{z} \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r G_\phi) - \frac{\partial G_r}{\partial \phi} \right] \quad (\text{C-25})$$

$$\nabla^2 g = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial g}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 g}{\partial z^2} \quad (\text{C-26})$$

Układ sferyczny

$$\nabla g = \hat{r} \frac{\partial g}{\partial r} + \hat{\theta} \frac{1}{r} \frac{\partial g}{\partial \theta} + \hat{\phi} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial g}{\partial \phi} \quad (C-27)$$

$$\nabla \cdot \vec{G} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 G_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (G_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial G_\phi}{\partial \phi} \quad (C-28)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{G} = & \hat{r} \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (G_\phi \sin \theta) - \frac{\partial G_\theta}{\partial \phi} \right] + \hat{\theta} \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial G_r}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial r} (r G_\phi) \right] + \\ & + \hat{\phi} \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r G_\theta) - \frac{\partial G_r}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (C-29)$$

$$\nabla^2 g = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial g}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial g}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 g}{\partial \phi^2} \quad (C-30)$$

D. RELACJE TRYGNOMETRYCZNE

$$\sin(\alpha \pm \beta) = \sin \alpha \cos \beta \pm \cos \alpha \sin \beta \quad (D-1)$$

$$\cos(\alpha \pm \beta) = \cos \alpha \cos \beta \mp \sin \alpha \sin \beta \quad (D-2)$$

$$\sin\left(\frac{\pi}{2} \pm \alpha\right) = \cos \alpha \quad (D-3)$$

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} \pm \alpha\right) = \mp \sin \alpha \quad (D-4)$$

$$\sin \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} [\sin(\alpha + \beta) + \sin(\alpha - \beta)] \quad (D-5)$$

$$\cos \alpha \sin \beta = \frac{1}{2} [\sin(\alpha + \beta) - \sin(\alpha - \beta)] \quad (D-6)$$

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)] \quad (D-7)$$

$$\sin \alpha \sin \beta = -\frac{1}{2} [\cos(\alpha + \beta) - \cos(\alpha - \beta)] \quad (D-8)$$

$$\sin \alpha = 2 \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\alpha}{2} \quad (D-9)$$

$$\sin 2\alpha = 2 \sin \alpha \cos \alpha \quad (D-10)$$

$$\cos \alpha = 2 \cos^2 \frac{\alpha}{2} - 1 = 1 - 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad (D-11)$$

$$\cos 2\alpha = 2 \cos^2 \alpha - 1 = \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha = 1 - 2 \sin^2 \alpha \quad (D-12)$$

$$\cos 3\alpha = 4 \cos^3 \alpha - 3 \cos \alpha \quad (D-13)$$

$$\cos 4\alpha = 8 \cos^4 \alpha - 8 \cos^2 \alpha + 1 \quad (D-14)$$

$$\cos m\alpha = 2^{m-1} \cos^m \alpha - \frac{m}{1!} 2^{m-3} \cos^{m-2} \alpha + \frac{m(m-3)}{2!} 2^{m-5} \cos^{m-4} \alpha + \dots \quad (D-15)$$

$$1 = \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \quad (D-16)$$

$$e^{\pm j\alpha} = \cos \alpha \pm j \sin \alpha \quad (\text{wzór Eulera}) \quad (D-17)$$

$$\sec \alpha = \frac{1}{\cos \alpha} \quad (D-18)$$

$$\operatorname{cosec} \alpha = \frac{1}{\sin \alpha} \quad (D-19)$$

F. FUNKCJE HIPERBOLICZNE

$$\operatorname{sh} \alpha = \frac{e^\alpha - e^{-\alpha}}{2} = \alpha + \frac{\alpha^3}{3!} + \frac{\alpha^5}{5!} + \frac{\alpha^7}{7!} + \dots \quad (E-1)$$

$$\operatorname{ch} \alpha = \frac{e^\alpha + e^{-\alpha}}{2} = 1 + \frac{\alpha^2}{2!} + \frac{\alpha^4}{4!} + \frac{\alpha^6}{6!} + \dots \quad (E-2)$$

$$\operatorname{th} \alpha = \frac{\operatorname{sh} \alpha}{\operatorname{ch} \alpha} = \frac{1}{\operatorname{cth} \alpha} \quad (E-3)$$

$$\operatorname{sh}(\alpha \pm j\beta) = \operatorname{sh} \alpha \cos \beta \pm j \operatorname{ch} \alpha \sin \beta \quad (E-4)$$

$$\operatorname{ch}(\alpha \pm j\beta) = \operatorname{ch} \alpha \cos \beta \pm j \operatorname{sh} \alpha \sin \beta \quad (E-5)$$

$$\sinh(j\alpha) = j \sin \alpha = \frac{e^{j\alpha} - e^{-j\alpha}}{2} \quad (E-6)$$

$$\cosh(j\alpha) = j \cos \alpha = \frac{e^{j\alpha} + e^{-j\alpha}}{2} \quad (E-7)$$

F. FUNKCJE BESSELA

Funkcje Bessela są rozwiązaniami następującego równania różniczkowego:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{df}{d\rho} \right) + \left(k^2 - \frac{n^2}{\rho^2} \right) f = 0 \quad (\text{F-1})$$

gdzie k^2 jest liczbą rzeczywistą, a n liczbą naturalną.

Dwa niezależne rozwiązania tego równania są zwane funkcjami Bessela pierwszego i drugiego rodzaju. Dalej przedstawiono wzory opisujące częściej używane funkcje Bessela pierwszego rodzaju rzędu n .

$$J_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \alpha} d\alpha \quad (\text{F-2})$$

$$J_n(x) = \frac{j^{-n}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \alpha} \cos(n\alpha) d\alpha = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m x^{2m+n}}{m!(m+n)! 2^{2m+n}} \quad (\text{F-3})$$

$$J_n(x) = \frac{2(n-1)}{x} J_{n-1}(x) - J_{n-2}(x) \quad (\text{F-4})$$

$$\int x^{n+1} J_0(x) dx = x^{n+1} J_{n+1}(x) \quad (\text{F-5})$$

$$\int_0^1 (1-x^2)^n x J_0(bx) dx = \frac{2^n n!}{b^{n+1}} J_{n+1}(b) \quad (\text{F-6})$$

G. INNE UŻYTECZNE WZORY

Dwumian

$$(a+b)^n = a^n + na^{n-1}b + \frac{n(n-1)}{2!} a^{n-2}b^2 + \frac{n(n-1)(n-2)}{3!} a^{n-3}b^3 + \dots \quad (\text{G-1})$$

$$(1 \pm x)^n \approx 1 \pm nx \quad \text{dla } x \ll 1 \quad (\text{G-2})$$

Szereg Taylora

$$f(x) = f(x_0) + (x-x_0) \frac{df}{dx} \Big|_{x=x_0} + \frac{(x-x_0)^2}{2!} \frac{d^2f}{dx^2} \Big|_{x=x_0} + \dots \quad (\text{G-3})$$

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots \quad (\text{G-4})$$

$$\frac{1}{1-x} = 1 + x + x^2 + x^3 + \dots \quad \text{dla } |x| < 1 \quad (\text{G-5})$$

$$\sqrt{1+x} = 1 + \frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} + \dots \quad \text{dla } |x| < 1 \quad (\text{G-6})$$

$$\ln x = 2 \left(\frac{x-1}{x+1} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{x-1}{x+1} \right)^3 + \dots \quad \text{dla } x > 0 \quad (\text{G-7})$$

$$\sin x = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \dots \quad (\text{G-8})$$

$$\cos x = 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} - \dots \quad (\text{G-9})$$

Pochodne

$$y = c \quad y' = 0 \quad (\text{G-10})$$

$$y = x^n \quad y' = nx^{n-1} \quad (\text{G-11})$$

$$y = a^x \quad y' = a^x \ln a \quad (\text{G-12})$$

$$y = e^x \quad y' = e^x \quad (\text{G-13})$$

$$y = \sin x \quad y' = \cos x \quad (\text{G-14})$$

$$y = \cos x \quad y' = -\sin x \quad (\text{G-15})$$

$$y = \log_a x \quad y' = \frac{1}{x \ln a} \quad (\text{G-16})$$

$$y = \ln x \quad y' = \frac{1}{x} \quad (\text{G-17})$$

$$y = \arcsin x \quad y' = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \quad (\text{G-18})$$

$$y = \arccos x \quad y' = \frac{-1}{\sqrt{1-x^2}} \quad (\text{G-19})$$

$$y = \operatorname{arctg} x \quad y' = \frac{1}{1+x^2} \quad (\text{G-20})$$

$$y = \operatorname{arctg} x \quad y' = \frac{-1}{1+x^2} \quad (\text{G-21})$$

Całki

$$\int 0 dx = C \quad (\text{G-22})$$

$$\int 1 dx = x + C \quad (\text{G-23})$$

$$\int x^\alpha dx = \frac{x^{\alpha+1}}{\alpha+1} + C \quad (\text{G-24})$$

$$\int \frac{1}{x} dx = \ln|x| + C \quad (\text{G-25})$$

$$\int a^x dx = \frac{a^x}{\ln a} + C \quad (\text{G-26})$$

$$\int e^x dx = e^x + C \quad (\text{G-27})$$

$$\int \operatorname{sh} x dx = \operatorname{ch} x + C \quad (\text{G-28})$$

$$\int \operatorname{ch} x dx = \operatorname{sh} x + C \quad (\text{G-29})$$

$$\int \frac{1}{\operatorname{sh}^2 x} dx = -\operatorname{cth} x + C \quad (\text{G-30})$$

$$\int \frac{1}{\operatorname{ch}^2 x} dx = \operatorname{th} x + C \quad (\text{G-31})$$

$$\int \sin x dx = -\cos x + C \quad (\text{G-32})$$

$$\int \cos x dx = \sin x + C \quad (\text{G-33})$$

$$\int \frac{1}{\sin^2 x} dx = -\operatorname{ctg} x + C \quad (\text{G-34})$$

$$\int \frac{1}{\cos^2 x} dx = \operatorname{tg} x + C \quad (\text{G-35})$$

$$\int \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} dx = \operatorname{arc} \sin x + C \quad (\text{G-36})$$

$$\int \frac{1}{1+x^2} dx = \operatorname{arctg} x + C \quad (\text{G-37})$$

$$\int_0^a \cos^2 \frac{n\pi x}{a} dx = \int_0^a \sin^2 \frac{n\pi x}{a} dx = \frac{a}{2} \quad \text{dla } n \geq 1 \quad (\text{G-38})$$

$$\int_0^a \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi x}{a} dx = \int_0^a \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi x}{a} dx = 0 \quad \text{dla } m \neq n \quad (\text{G-39})$$

$$\int_0^a \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi x}{a} dx = 0 \quad (\text{G-40})$$

$$\int \sin(a+bx) e^{cx} dx = \frac{e^{cx}}{b^2+c^2} [c \sin(a+bx) - b \cos(a+bx)] \quad (\text{G-41})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 x}{x^2} dx = \pi \quad (\text{G-42})$$

$$\operatorname{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin \tau}{\tau} d\tau \quad \text{sinus całkowity} \quad (\text{G-43})$$

$$\operatorname{Ci}(x) = -\int_x^{\infty} \frac{\cos \tau}{\tau} d\tau \quad \text{kosinus całkowity} \quad (\text{G-44})$$

$$\operatorname{Cin}(x) = \int_0^x \frac{1-\cos \tau}{\tau} d\tau \quad (\text{G-45})$$

$$\operatorname{Cin}(x) = 0,5772 + \ln(x) - \operatorname{Ci}(x) \quad (\text{G-46})$$

Całki Fresnela

$$\operatorname{C}(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau; \quad -\operatorname{C}(-x) = -\operatorname{C}(x) \quad (\text{G-47})$$

$$\operatorname{S}(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau; \quad \operatorname{S}(-x) = -\operatorname{S}(x) \quad (\text{G-48})$$

$$\sqrt[n]{z} = \sqrt[n]{r} e^{j(\arg z/n)} e^{j(2\pi/n)k}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (\text{G-49})$$

H. PARAMETRY ELEKTRYCZNE NIEKTÓRYCH MATERIAŁÓW

Tablica H-1. PRZENIKALNOŚĆ ELEKTRYCZNA WZGLĘDNA NIEKTÓRYCH MATERIAŁÓW

MATERIAŁ	PRZENIKALNOŚĆ WZGLĘDNA
POWIETRZE	1,0006
LÓD	2 ÷ 3
OLEJ TRANSFORMATOROWY	2,2 ÷ 2,5
POLIETYLEN	2,25 ÷ 2,3
POLISTYREN	2,3 ÷ 2,5
GUMA	2,5 ÷ 2,8
PORCELANA	5,0 ÷ 6,5
SZKŁO	5,0 ÷ 16,5
MIKA	6 ÷ 7
TEFLON	2,1
WODA	80 ÷ 81

Tablica H-2. KONDUKTYWNOŚĆ WYBRANYCH MATERIAŁÓW

MATERIAŁ	KONDUKTYWNOŚĆ [S/m]
SREBRO	$5,9 \div 6,3 \cdot 10^7$
MIEDŹ	$5,6 \div 5,9 \cdot 10^7$
ALUMINIUM	$3,3 \div 3,6 \cdot 10^7$
ŻELAZO, STAL	$1,0 \div 1,4 \cdot 10^7$
OŁÓW	$4,7 \div 4,9 \cdot 10^6$
WODA MORSKA	3
PORCELANA	$10^{-13} - 10^{-12}$
SZKŁO	$10^{-14} - 10^{-11}$
MIKA	$10^{-13} - 10^{-11}$
GLEBA	$10^{-4} - 10^{-2}$
WODA RZECZNA	$10^{-2} - 10^{-1}$

Tablica H-3. WSPÓŁCZYNNIK SKRÓCENIA K I TANGENS KĄTA STRATNOŚCI WYBRANYCH MATERIAŁÓW

MATERIAŁ	K	$\operatorname{tg} \delta \cdot 10^3$
TEFLON	0,69	0,2
PARAFINA	0,67	0,5 ÷ 0,1
POLIETYLEN	0,66	0,2
POLISTYREN	0,63	0,3 ÷ 0,6
PLEXIGLAS	0,61	7
DREWNO BRZOZOWE	0,63	40
GUMA	0,58 ÷ 0,63	15 ÷ 18
SZKŁO	0,31 ÷ 0,45	0,6 ÷ 15
PORCELANA	0,45	7 ÷ 8
MIKA	0,38	0,2

I. PARAMETRY LINII TRANSMISYJNYCH

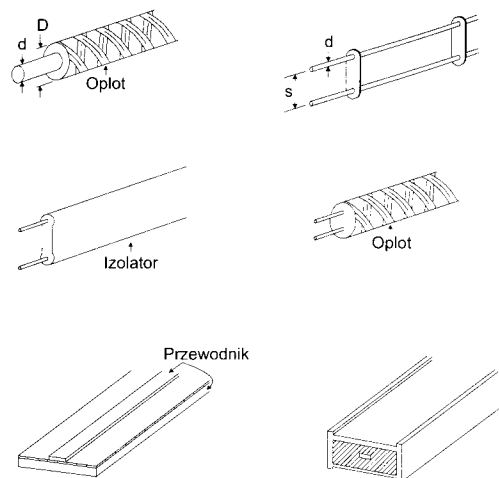
Tablica I-1. PARAMETRY NAJPOPUŁARNIEJSZYCH LINII TRANSMISYJNYCH (W – SZEROKOŚĆ PASKA, h — GRUBOŚĆ DIELEKTRYKA – RYS. I.1)

RODZAJ	Z_c	L	C
symetryczna	$\frac{120}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln(2s/d)$	$\frac{\mu}{\pi} \ln(2s/d)$	$\frac{\pi \epsilon}{\ln(2s/d)}$
współosiowa	$\frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln(D/d)$	$\frac{\mu}{2\pi} \ln(D/d)$	$\frac{2\pi \epsilon}{\ln(D/d)}$
mikropaskowa	$Z_c = 377h / \{\sqrt{\epsilon_r} W [1 + 1,74(\epsilon_r)^{-0,07} (W/h)^{-0,836}]\}$		

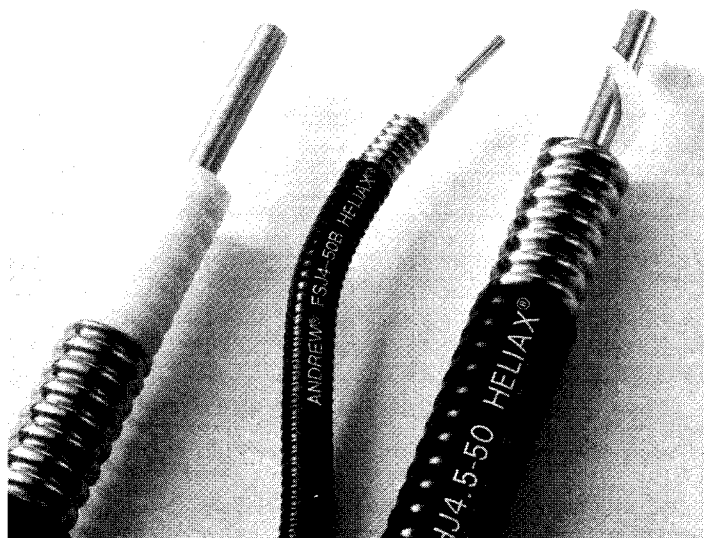
Tablica I-2. WYTRZYMAŁOŚĆ MOCOWA NAJPOPUŁARNIEJSZYCH ZŁĄCZY

Złącze	Maksymalne napięcie stałe [kV]	Maksymalna moc średnia [kW]	Moc szczytowa [kW]
7/16	4,0	3	40
7/8" EIA	6,0	5	90
SMA	1,0	0,1	2,5
BNC	1,5	0,1	5,6
UHF	2,0	0,3	10
N	2,0	0,6	10

Parametry w tablicy dla częstotliwości 900 MHz



Rys. I.1. Najpopularniejsze linie transmisyjne



Rys. I.2. Przykłady wykonania linii współosiowych

Tablica I-3. SZCZEGÓŁOWE PARAMETRY WYBRANEGO TYPU KABLA KONCENTRYCZNEGO firmy ANDREW



FSJ1-50A

Cable Ordering Information

Description	Type No.
Standard Superflexible Cable	
1/4" Standard Cable, Standard Jacket	FSJ1-50A
Fire Retardant Cables	
1/4" Fire Retardant Jacket (CATVX)	FSJ1RV-50A-(")
1/4" Fire Retardant Jacket (CATVR)	FSJ1RN-50A
Low VSWR and Specialized Cables	
1/4" Low VSWR, specify operating band	FSJ1P-50A-(")
Phase Stabilized and Phase Measured Cable	See page 456
Jumper Cable Assemblies	
Standard Jumper Assemblies	See page 449
VALUFLEX Cable Assemblies	See page 448

* Standard colors: black (-1); gray (-2); beige (-3); light blue (-4).
Optional color matching to your specifications available.
Designate color or specify color standard.

** Insert suffix number from "Low VSWR Specifications" table

Characteristics

Electrical	
Impedance, ohms	50 ± 2
Maximum Frequency, GHz	20.4
Velocity, percent	84
Peak Power Rating, kW	6.4
DC Resistance, ohms/1000 ft (1000 m)	
Inner	3.0 (9.8)
Outer	2.0 (6.5)
DC Breakdown, volts	1600
Jacket Spark, volts RMS	5000
Capacitance, pF/ft (m)	24.2 (79.4)
Inductance, µH/ft (m)	0.061 (0.200)
Mechanical	
Outer Conductor	Copper
Inner Conductor	Cu-Clad Al
Diameter over Jacket, standard jacket, in (mm)	0.29 (7.4)
Diameter over Jacket, fire-retardant jacket, in (mm)	0.29 (7.4)
Diameter Copper Outer Conductor, in (mm)	0.25 (6.4)
Minimum Bending Radius, in (mm)	1 (25)
Number of Bends, minimum (typical)	15 (20)
Bending Moment, lb-ft (N-m)	0.8 (1.1)
Cable Weight, lb/ft (kg/m)	0.045 (0.067)
Tensile Strength, lb (kg)	150 (68)
Flat Plate Crush Strength, lb/in (kg/mm)	100 (1.8)

Attenuation and Average Power

Frequency MHz	Attenuation dB/100 ft	Attenuation dB/100m	Average Power kW
0.5	0.125	0.404	6.4
1	0.177	0.574	6.4
1.5	0.217	0.705	6.4
2	0.251	0.814	6.4
10	0.563	1.84	3.96
20	0.799	2.62	2.79
30	0.980	3.22	2.28
50	1.27	4.17	1.76
88	1.69	5.54	1.32
100	1.81	5.94	1.23
108	1.88	6.17	1.18
150	2.23	7.32	1.00
174	2.41	7.91	0.929
200	2.58	8.46	0.865
300	3.18	10.5	0.701
400	3.70	12.1	0.603
450	3.93	12.9	0.567
500	4.16	13.7	0.537
512	4.21	13.8	0.530
600	4.58	15.0	0.488
700	4.97	16.3	0.450
800	5.33	17.5	0.419
824	5.42	17.8	0.412
894	5.66	18.6	0.395
960	5.87	19.3	0.380
1000	6.00	19.7	0.372
1250	6.77	22.2	0.330
1500	7.47	24.5	0.299
1700	7.99	26.2	0.279
2000	8.73	28.6	0.256
2300	9.43	30.9	0.237
3000	10.9	35.8	0.204
4000	12.8	42.0	0.174
5000	14.6	47.9	0.153
6000	16.2	53.2	0.138
8000	19.1	62.7	0.117
10000	21.8	71.5	0.102
12000	24.3	79.7	0.092
14000	26.7	86.3	0.084
16000	29.0	95.2	0.077
18000	31.2	102	0.072
19000	32.3	106	0.069
20000	33.3	109	0.067

Standard Conditions:
For Attenuation: VSWR 1.0, ambient temperature 24 °C (75 °F).
For Average Power: VSWR 1.0, ambient temperature 40 °C (104 °F), inner conductor temperature 100 °C (212 °F).

Tablica I-4. TŁUMIENIE I WYTRZYMAŁOŚĆ MOCOWA KABLI FIRMY ANDREW

50 Ω PRZEWODY Z DIELEKTRYKIEM PIANKOWYM OGÓLNEGO PRZEZNACZENIA

nominalna średnica	1/4"	3/8"	1/2"	5/8"	7/8"	1-1/4"	1-5/8"	2-1/4"
Impedancja Ω	50	50	50	50	50	50	50	50
OZNACZENIA								
standardowy przewód	LDF1-50	LDF2-50	LDF4-50A	LDF4.5-50	LDF5-50A	LDF6-50	LDF7-50A	LDF12-50
standardowa powłoka								
Trudnopalne osłona CATVR								
(CATVP)	LDF1RN-50	LDF2RN-50	LDF4RN-50A	LDF4.5RN-50	LDF5RN-50A	LDF6RN-50	LDF7RN-50A	LDF12RN-50
CHARAKTERYSTYKA KONSTRUKCYJNA, ŚREDNICE w mm								
żyła środkowa	2.6	3.1	4.6	7.04	9.0	13.1	17.3	21.2
dielektryk	6.7	8.7	13.0	18.03	23.6	33.7	44.1	53.6
ekran	7.7	9.5	13.8	19.74	24.9	35.8	46.5	55.9
zwykła powłoka	8.8	11.05	16	21.97	28	39.4	50.1	59.7
powłoka trudnopalna	9.0	11.05	16	22	28	39	50.1	59.7
CHARAKTERYSTYKA MECHANICZNA								
waga kg/m	0.09	0.12	0.22	0.4613	0.49	0.98	1.36	1.91
min. promień ł zgięcia mm	38	40	50	-	90	150	200	240
min. promień nast. zgięć mm	76	95	125	200	250	380	510	560
ilość zgięć (typowe)	30	60	50	40	50	50	50	50
min. promień zgięcia	-	250	375	-	500	-	N/A	-
wytrzymałość na rozciąganie kG	91	113	113	363	147	678	455	681
odległość między zawieszami m	-	-	60	-	60	60	60	60
odległość między uchwytami m	0.5	0.61	0.91	-	1.68	1.83	1.83	1.83
CHARAKTERYSTYKA ELEKTRYCZNA								
względna prędkość propagacji %	87	88	88	89	89	89	88	88
pojemność pF/m	76.8	75.5	75.8	76.1	75.0	75.1	75.8	74.6
max. częstotliwość pracy GHz	15.8	13.5	8.8	6.1	5	3.3	2.5	2.2
znam. szczytowe napięcie kV	1.1	1.25	2	-	3.02	4.53	5.61	7.5
znamionowa moc szczytowa kW	12.1	15.6	40	62	91	205	315	425
opór wł. żyły środkowej Ω/km	5.15	3.48	1.48	0.49	1.05	0.72	0.69	0.52
opór właściwy ekranu Ω/km	3.33	2.85	1.90	1.37	1.05	0.49	0.33	0.25
napięcie przebicia V	2200	2500	4000	5000	6000	9000	11000	13000
przebiecie osłony V	5000	5000	8000	8000	8000	10000	10000	10000
indukcyjność μH/m	0.19	0.19	0.19	0.187	0.187	0.184	0.19	0.19
STRATY db/100m, warunki normalne WFS=1.0, temp=24°C								
100MHz	4.08	3.44	2.24	1.57	1.20	0.838	0.684	0.59
450MHz	8.95	7.56	4.96	3.48	2.67	1.89	1.57	1.38
960MHz	13.43	11.4	7.51	5.30	4.05	2.89	2.44	2.187
2000MHz	20.13	17.1	11.3	8.07	6.15	4.46	3.84	3.47
10000MHz	51.80	44.3	-	-	-	-	-	-
ZNAMIONOWA MOC ŚREDNIA kW: warunki - WFS=1.0, temp=40°C, temp żyły środkowej=100°C								
100MHz	1.79	2.23	3.39	5.14	7.56	11.7	16.1	20.8
450MHz	0.818	1.02	1.53	2.31	3.41	5.22	7.00	8.91
960MHz	0.545	0.678	1.01	1.52	2.24	3.40	4.50	5.66
2000MHz	0.368	0.451	0.673	0.996	1.48	2.21	2.87	3.55
10000MHz	0.141	0.175	-	-	-	-	-	-
AKCESORIA								
uchwyt standardowe	-	-	43211A	42396A-9	42396A-5	42396A-1	42396A-2	42396A-4
adaptery katowe	-	243648	243648	243648	243648	243648	243648	243648
uchwyt zatraskowe	-	-	206706-1	-	206706-2	206706-3	206706-4	-
uchwyt typu "klik"	-	-	L4CLICK	L45CLICK	L5CLICK	L6CLICK	L7CLICK	-
pończocha do wciągania (zawiesz)	-	-	43094	29958	19256B	29961	24312A	31535
uziemiać 1-otworowy	-	-	SGL4-06B2	SGL45-06B2	SGL5-06B2	SGL6-06B2	SGL7-06B2	-
uziemiać 2-otworowy	223158-2	223158-2	241088-1	241088-2	241088-2	241088-3	241088-4	241088-5
osłona zimnokurczliwa typu N	241548-10	241548-8	241548-8	-	241548-5	-	-	-
osłona zimnokurczliwa	-	-	-	-	-	-	-	-
typu 7-16 DIN	241548-10	241548-8	241548-6	-	241548-5	-	-	-
przrząd do cięcia EASIX®	-	-	207866	-	222951	-	-	-

J. TŁUMIENIE I WZMOCNIENIE

Rachunek decybelowy

$$\Delta P_{dB} = 10 \log \frac{P_2}{P_1}$$

$$\Delta U_{dB} = 20 \log \frac{U_2}{U_1}$$

$$\Delta I_{dB} = 20 \log \frac{I_2}{I_1}$$

Poziom mocy w dBm

$$P_{dBm} = 10 \log \frac{P[W]}{0,001W}$$

Wzmocnienie K

$$P_{wy} = K \cdot P_{we} (K \geq 1 \Rightarrow P_{wy} \geq P_{we})$$

$$K_{dB} = 10 \log \frac{P_{wy}}{P_{we}}$$

Tłumienie A

$$P_{wy} = \frac{P_{we}}{A} (A \geq 1 \Rightarrow P_{wy} \leq P_{we})$$

$$A_{dB} = 10 \log \frac{P_{we}}{P_{wy}}$$

Praktyczne zastosowanie definicji wzmocnienia i tłumienia pokazano w następującym przykładzie. Dany jest łańcuch urządzeń: generator sygnału 100 MHz o mocy 100 mW jest podłączony kablem o długości 1 m i tłumieniu 19 dB/100 m (wykorzystano dwa złącza, dla których WFS $\leq 1,2$) ze wzmacniaczem o wzmocnieniu 40 dB. Wyjście wzmacniacza jest połączone kablem o długości 40 m i tłumieniu 4,2 dB/100 m (zastosowano na obu końcach kabla złącza o RL ≥ 30 dB (WFS $\leq 1,06$)) z anteną o zysku energetycznym 13,5 dBi. Ile wynosi zastępcza moc promieniowana izotropowo (EIRP)?

Jak wiemy, zastosowanie rachunku decybelowego ułatwia nam obliczenia w tego typu przypadkach. Mamy tu do czynienia ze źródłem sygnału P_g , wzmacniaczem o wzmocnieniu K_1 , anteną o zysku energetycznym G , dwoma przewodami o tłumieniu odpowiednio A_{F1} i A_{F2} oraz czterema złączami (dwa o tłumieniu A_{J1} i dwa o tłumieniu A_{J2}). Zastępcza moc promieniowana izotropowo jest iloczynem mocy wchodzącej do zacisków anteny i zysku energetycznego. Musimy najpierw policzyć moc wchodzącą do zacisków anteny. Wynosi ona

$$P_{we}[dBm] = P_g[dBm] + K_1[dB] - A_{F1}[dB] - A_{F2}[dB] - 2A_{J1}[dB] - 2A_{J2}[dB]$$

Poziom mocy generatora wynosi 20 dBm, tłumienie kabla między generatorem a wzmacniaczem (A_{F1}) wynosi 0,19 dB, a tłumienie kabla między wzmacniaczem a anteną (A_{F2}) 1,68 dB. Pewnego komentarza wymaga tłumienie wnoszone przez złącza. Każde złącze jest charakteryzowane poprzez maksymalną wartość WFS lub minimalną wartość RL (straty odbicia lub tłumienie niedopasowania). Nazwa

„tłumienie niedopasowania” sugeruje, że jest to właśnie tłumienie wnoszone przez złącze na skutek odbicia części mocy. Nie jest to prawda. Tłumienie niedopasowania wyraża zależność między mocą padającą na złącze a mocą, która się od niego odbije (patrz rozdz.5.). Nas interesuje tłumienie będące różnicą (w dB) między mocą padającą a mocą transmitowaną (wchodzącą do złącza). Tłumienie takie definiuje parametr ML, zwany **tłumieniem odbiciowym**:

$$ML = 10 \log \frac{P_i}{P_i - P_r} = 10 \log \frac{P_i}{P_i - |\Gamma|^2 P_i} = -10 \log (1 - |\Gamma|^2)$$

gdzie P_i i P_r są odpowiednio mocą padającą i odbitą. Tłumienie odbiciowe ML jest równe stratom wtrącenia IL (wzór 5.85), jeśli założymy, że niedopasowanie występuje tylko na jednym końcu kabla, a tłumienie wnoszone przez sam kabel jest równe 0 dB. Straty wtrącenia IL używa się do opisu tłumienia wprowadzanego przez odcinek kabla o określonej długości bądź tłumienia filtra lub tłumika przy założeniu idealnego dopasowania na gniazdach tych elementów (IL to różnica między mocą wejściową a wyjściową), natomiast tłumienie odbiciowe wiąże się

K. PARAMETRY ANTEN PARABOLICZNYCH

Tablica K-1. PARAMETRY WYBRANYCH ANTEN PARABOLICZNYCH FIRMY ANDREW

3.6 - 4.2 GHz

Type Number	Diameter ft (m)	Input Flanges	Bottom	Gain, dBi Mid-Band	Top	Beamwidth Degrees	Cross Pol. Disc., dB	F/B Ratio dB	VSWR max. (R.L., dB)
HP HPX High Performance Antennas - Hypalon Radome Included									
Single Polarized	HP8-36 8 (2.4)	CPR229G	36.4	37.1	37.7	2.5	30	59	1.10 (26.4)
	HP10-36 10 (3.0)	or	38.1	38.8	39.4	1.9	30	61	1.10 (26.4)
	HP12-36 12 (3.7)	PDR40	39.9	40.6	41.2	1.6	30	62	1.10 (26.4)
Dual Polarized	HPX8-36 8 (2.4)	CPR229G	36.4	37.1	37.7	2.5	30	59	1.10 (26.4)
	HPX10-36 10 (3.0)	or	38.1	38.8	39.4	1.9	30	61	1.10 (26.4)
	HPX12-36 12 (3.7)	PDR40	39.9	40.6	41.2	1.6	30	62	1.10 (26.4)
FP FPX Focal Plane Antennas									
Single Polarized	FP10-36 10 (3.0)	PDR40	38.6	39.1	39.6	1.7	29	62	1.06 (30.7)
	FP12-36 12 (3.7)	CPR229G	40.3	40.9	41.2	1.4	31	64	1.06 (30.7)
Dual Polarized	FPX10-36 10 (3.0)	PDR40	38.6	39.1	39.6	1.7	26	62	1.06 (30.7)
	FPX12-36 12 (3.7)	CPR229G	40.3	40.9	41.2	1.4	27	64	1.06 (30.7)

820 - 960 MHz

Type Number	Diameter ft (m)	Inputs	Bottom	Gain, dBi Mid-Band	Top	Beamwidth Vertical	Horizontal	Cross Pol. Disc., dB	F/B Ratio dB	VSWR max. (R.L., dB)
KP GRIDPAK® Antennas										
Unpressurized	KP8-820B 6 (2.0)	Type N	21.1	22.7	22.4	10.0	13.0	28	23	1.4 (15.5)
Single	KP10-820B 10 (3.0)	Female	24.9	26.6	25.7	8.5	8.5	30	25	1.35 (16.5)
Polarized	KP12-820C 12 (4.0)		26.9	28.1	29.4	5.0	5.5	36	30	1.35 (16.5)
MKP Mini-GRIDPAK Antennas										
Unpressurized	MKP-820B 6.8 x 3.3 (2 x 1)	Type N	18.0	18.2	18.5	10.0	20.0	20	15	1.5 (14.0)
Single Polarized		Female								

tylko z tłumieniem wprowadzanym przez złącza na skutek niedopasowania impedancyjnego samych złącz lub podłączonych do nich elementów. W naszym przykładzie A_{F1} i A_{F2} są to straty (tłumienie) wtrącenia wprowadzane przez kable, a A_{J1} i A_{J2} to tłumienie odbiciowe wprowadzane przez pojedyncze złącze zamontowane na kablu. Obliczając wartości liczbowe otrzymujemy $A_{J1} = 0,036$ dB i $A_{J2} = 0,0037$ dB. Podstawiając wartości do wzoru na moc wejściową mamy

$$P_{we} = 20 \text{ dBm} + 40 \text{ dB} - 0,19 \text{ dB} - 1,68 \text{ dB} - 0,036 \text{ dB} - 0,036 \text{ dB} - 0,0037 \text{ dB} - 0,0037 \text{ dB} = 58,0506 \text{ dBm} \approx 58,05 \text{ dBm}$$

Zastępcza moc promieniowana izotropowo wynosi

$$EIRP_{dBm} = 58,05 \text{ dBm} + 13,5 \text{ dBi} = 71,55 \text{ dBm}$$

lub $EIRP = 14288,94 \text{ W}$

Należy tu wspomnieć o bliźniaczym parametrze, spotykanym czasami w literaturze. Jest to ERP — **zastępcza moc promieniowana**. Jest ona wyznaczona względem dipola półfalowego (we wzorze zysk względem dipola izotropowego jest zastąpiony zyskiem względem dipola półfalowego).

L. ANTENY YAGI

Tablica L-1. TABLICA Z WYMIARAMI I PARAMETRAMI ANTEN YAGI

N	S	R	W	D	G [dB]	F/B [dB]	Z [Ω]	HPH [deg]	SLLH [dB]	HPE [deg]	SLLE [dB]
3	0,25	0,479	0,453	0,451	9,4	5,6	22,3 + j15	84	-11	66	-34,5
4	0,15	0,486	0,459	0,453	9,7	8,2	36,7 + j9,6	84	-11,6	66	-22,8
4	0,20	0,503	0,474	0,463	9,3	7,5	5,6 + j20,7	64	-5,2	54	-25,4
4	0,25	0,486	0,463	0,456	10,4	6,0	10,3 + j23,5	60	-5,8	52	-15,8
4	0,30	0,475	0,453	0,446	10,7	5,2	25,8 + j23,2	64	-7,3	56	-18,5
5	0,15	0,505	0,476	0,456	10,0	13,1	9,6 + j13	76	-8,9	62	-23,2
5	0,20	0,486	0,462	0,449	11,0	9,4	18,4 + j17,6	68	-8,4	58	-18,7
5	0,25	0,477	0,451	0,442	11,0	7,4	53,3 + j6,2	66	-8,1	58	-19,1
5	0,30	0,482	0,459	0,451	9,3	2,9	19,3 + j39,4	42	-3,3	40	-9,5
6	0,20	0,482	0,456	0,437	11,2	9,2	51,3 - j1,9	68	-9	58	-20
6	0,25	0,484	0,459	0,446	11,9	9,4	23,2 + j21	56	-7,1	50	-13,8
6	0,30	0,472	0,449	0,437	11,6	6,7	61,2 + j7,7	56	-7,4	52	-14,8
7	0,20	0,489	0,463	0,444	11,8	12,6	20,6 + j16,8	58	-7,4	52	-14,1
7	0,25	0,477	0,454	0,434	12,0	8,7	57,2 + j1,9	58	-8,1	52	-15,4
7	0,30	0,475	0,455	0,439	12,7	8,7	35,9 + j21,7	50	-7,3	46	-12,6

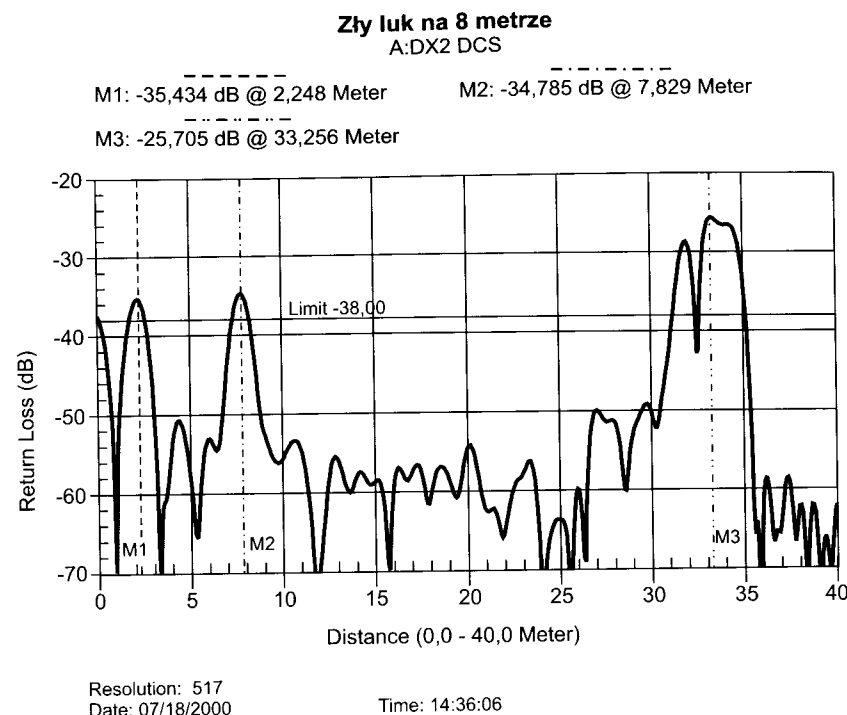
Oznaczenia:

N — liczba elementów anteny,
S — odstęp między elementami (w długościach fali),
R — długość radiatora (w długościach fali),
W — długość wibratora (w długościach fali),
D — długość direktorów (w długościach fali),
G — zysk energetyczny,
F/B — stosunek promieniowanie głównego do wstę-

Z — impedancja wejściowa,
HPH — kąt połowy mocy w płaszczyźnie H,
SLLH — poziom listków bocznych w płaszczyźnie H,
HPE — kąt połowy mocy w płaszczyźnie E,
SLLE — poziom listków bocznych w płaszczyźnie E,
Średnica przewodnika wynosi 0,005λ.

M. POMIARY TORÓW ANTENOWYCH NA OBIEKTACH

Poniżej omówimy procedurę pomiaru toru antenowego przy użyciu nowoczesnego reflektometru SITE MASTER firmy ANRITSU. Procedurę pomiaru zaczyna się od przygotowania miernika. Należy go włączyć w miejscu, w którym będzie wykonywany pomiar i zostawić przez co najmniej 15–20 minut, aby ustaliły się termiczne warunki pracy. Każda zmiana temperatury otoczenia (np. przeniesienie miernika do pomieszczenia) wymaga powtórzenia tego kroku. Kolejny krok polega na kalibracji miernika. Spotykanym błędem jest kalibracja w jednym pasmie (np. GSM) i pomiar w innym pasmie częstotliwości (np. DCS). Kalibrację przeprowadza się poprzez zakończenie dołączonego do miernika jumpera (krótkiego kabla łączącego) zwarcie, rozwarciem i na koniec obciążnikiem 50 Ω. Wykonując pomiary na początku toru antenowego (przy nadajniku) wymagane jest wpisanie do miernika długości kabla, jego tłumienia jednostkowego oraz prędkości fazowej. Długość toru antenowego można zmierzyć miernikiem zakładając zwarcie na wtyk antenowy. Wykorzystujemy tu funkcję DTF przyrządu – odległość mierzymy do punktu wystąpienia RL o najmniejszej wartości (typowo 1–4 dB). Pomiar toru zakończonego zwarcie umożliwia jednocześnie określenie wypadkowego tłumienia kabla – jest to połowa najmniejszej wartości (odczytanej dla punktu zwarcia) RL. Kolejny pomiar w pasmie pracy systemu jest przeprowadzany po zakończeniu toru obciążeniem 50 Ω. Po wykonaniu analizy Fouriera (funkcja DTF) możliwe jest określenie wpływu poszczególnych elementów toru (złącza, odgromniki, jumpery) na wypadkowy RL. Operatorzy telefonii komórkowej wymagają, aby wartość RL mierzona na określonym typie elementu nie przekraczała założonego limitu. Jeśli w czasie pomiaru okaże się, że wartości te są przekraczane, należy poprawić instalację lub dokonać wymiany niektórych elementów. SITE MASTER umożliwia wpisanie wartości tych limitów i zaznaczenie ich na ekranie miernika lub na wydruku. Ostatni pomiar dotyczy toru zakończonego anteną. Jest to ostateczne sprawdzenie jakości fidera. Przyrząd pozwala na obejrzenie wyniku pomiaru S11 na wykresie Smitha i określenie charakteru reaktancji wejściowej anteny. Ocena dopasowania anteny do toru polega na stwierdzeniu, czy wykreślona w pasmie pracy pętla leży wewnątrz okręgu o środku w punkcie (1,0) i promieniu określonym przez założony WFS. W czasie pomiarów należy zwrócić uwagę na dokładne dokręcanie złączy, które powinny być czyste. Nie należy uderzać złączy, gniazd, kabli i jumperów. Doświadczenia praktyczne wskazują, że jakość jumpera umieszczonego przy mierniku jest istotna dla otrzymanych wyników – podczas testów zmiana jumpera na dobry powodowała różnice dochodzące nawet do 8–9 dB. Dość często spotyka się przełamane łuki jumperów (niezachowanie minimalnego promienia gięcia). Przed umieszczeniem anteny na maszcie powinna ona być sprawdzona na ziemi (pomiar RL). Należy wtedy pamiętać, aby mierzona antena nie była skierowana w stronę ziemi, na szybę, ścianę budynku czy na inną osobę (powinna być skierowana w stronę nieba).



Rys. M.1. Pomiary toru z nieprawidłowo uformowanym kablem koncentrycznym

Błędy instalacyjne i usterki w torach antenowych

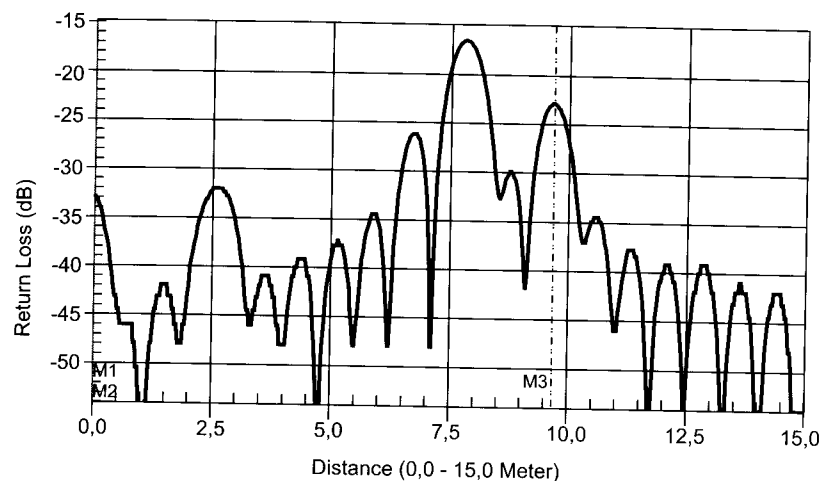
Na podstawie wielu pomiarów wykonanych na obiektach radiokomunikacyjnych można sformułować listę najczęściej spotykanych usterek oraz błędów popełnianych w czasie montażu instalacji antenowej.

a) Jedną z najczęstszych przyczyn złego stanu toru antenowego jest zawilgocenie kabla lub złączy. Przyczyną może być niedostateczne lub niechlujne zabezpieczenie złączy, pęknięcia w ekranie i plastikowej osłonie lub przechowywanie kabla na bębnie bez zabezpieczenia końcówki (kabel może wchłonać wilgoć na długości nawet kilkunastu metrów). O ile latem zawilgocenie instalacji może się nie ujawnić, o tyle zimą niska temperatura powoduje skroplenie się wody i drastyczne pogorszenie parametrów toru.

b) Kolejną przyczyną są słabo skręcone lub wadliwie założone złącza. Poprawne zaprawienie kabla i instalacja złączy nie jest, wbrew pozorom, prostą czynnością. Wymagane jest przy tym pewne doświadczenie. Kabel po prawidłowym przycięciu musi być dokładnie oczyszczony z opiłków, a przy instalacji złączy należy zachować reżim technologiczny zalecany przez producenta złącz. Niestety, w praktyce zdarzają się przypadki pomijania niektórych uszczelek czy pierścieni metalowych. Złącze musi być dokręcone z odpowiednią siłą (najlepiej kluczem dynamometrycznym), a silikon powinien być wprowadzany tylko w odpowiednie

Uszkodzony jumper i złącze antenowe MALTA 12 DTF

M1: -32,765 dB @ 0,00 Meter M2: -32,765 dB @ 0,00 Meter
M3: -22,853 dB @ 9,68 Meter



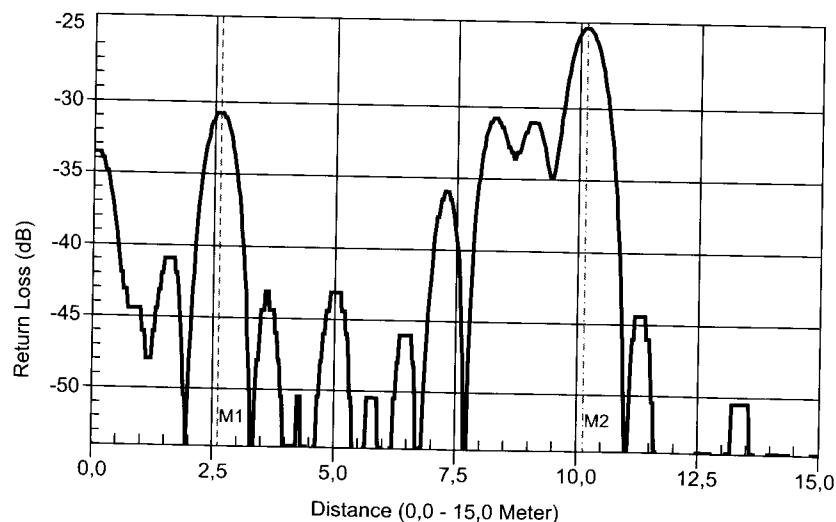
Resolution: 517
Date: 05/30/2000

Time: 12:13:53

Rys. M.2. Pomiar toru z uszkodzonym jumperem i złączem antenowym

Wymieniony jumper i złącze antenowe MALTA 4090 S. 1 Ant. 1 +45°

M1: -30,752 dB @ 2,616 Meter M2: -24,437 dB @ 10,145 Meter



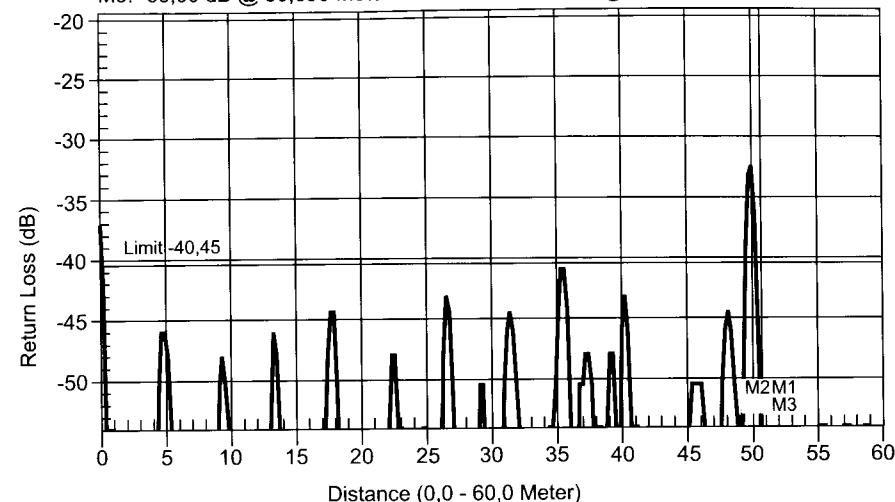
Resolution: 517
Date: 05/30/2000

Time: 12:32:21

Rys. M.3. Wyniki pomiaru toru z rys. M.2. po wymianie uszkodzonych elementów

Cienki kabel LDF1 zakończony obciążeniem MOD LR1

M1: -60,00 dB @ 50,698 Meter M2: -60,00 dB @ 50,698 Meter
M3: -60,00 dB @ 50,698 Meter M4: -60,00 dB @ 50,698 Meter



Resolution: 259
Date: 01/04/2001

Time: 13:45:11

Rys. M.4. Pomiar toru z nieprawidłowo uformowanym cienkim kablem

miejsca i w niezbędnej ilości, zapewniającej dobrą ochronę przed wilgocią. Przyczyną złego stanu toru mogą też być zabrudzone bądź zasyrcone złącza.

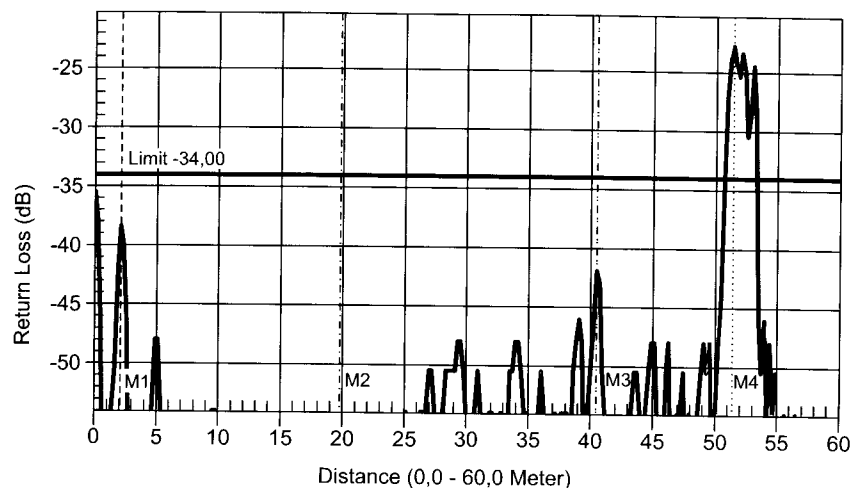
c) Częstą przyczyną usterek jest zbyt silne uformowanie kabla i nieprzestrzeganie minimalnego promienia gięcia. Najbardziej podatne na uszkodzenia są tu kable cienkie o średnicy do 7/8". Przekroczenie minimalnego promienia gięcia nie musi spowodować widocznego uszkodzenia kabla (np. pęknięcia ekranu), jednak na skutek zmian w geometrii wewnątrz kabla powstaje niejednorodność silnie odbijająca padającą falę. Niejednorodności są powodowane przez wszelkiego rodzaju obicia i wgniecenia na kablu. Należy w odpowiedni sposób wprowadzać dłuższe odcinki przez otwory – kabel nie może trzeć o krawędź otworu, lecz powinien być podtrzymywany przez drugą osobę. Podczas tej operacji kabel może też doznać skręcenia powodującego przemieszczenie się żyły kabla względem dielektryka.

d) Nieprawidłowe wyniki pomiarów mogą być związane ze sposobem założenia jumperów antenowych. Spotyka się czasami mocowanie obejmą jumpera tuż przy gnieździe anteny, co może doprowadzić w wyniku drgań anteny do rozszczelnienia złącza i jego mechanicznego zniszczenia lub do pęknięcia ekranu kabla. Niemożliwe jest wtedy obracanie anteną, jej wizowanie czy pochylenie (tilt). Jeśli fider zostanie zagięty zbyt blisko złącza antenowego, powoduje to niekorzystny spadek wartości RL. Wykonanie prawidłowej izolacji przed wilgocią jest utrudnione przy złączu antenowym, co bywa często przyczyną zawilgocenia jumpera antenowego.

Źle ułożony drugi odcinek fidera

A DX2 (band 760-1080)(Nominal Side Lobe Windowing)

M1: -38,416 dB @ 2,093 Meter M2: -60,00 dB @ 19,767 Meter
M3: -41,938 dB @ 40,465 Meter M4: -22,734 dB @ 51,395 Meter



Resolution: 259
Date: 01/04/2001

Time: 13:17:04

Rys. M.5. Pomiar toru ze źle ułożonym drugim odcinkiem fidera

Przycinając kabel na tor antenowy warto zostawić sobie dodatkowo 1 m ponad długość podaną w projekcie, co może ułatwić instalację toru i samej anteny. Osoby wykonujące projekty instalacji powinny postawić się w roli instalatora na konkretnym obiekcie i wyobrazić sobie, w jaki sposób można np. prawidłowo wprowadzić kabel do budynku lub otworu w podścielcu. Instalatorzy realizujący niektóre projekty mają czasami wrażenie, że zostały one opracowane przez osoby bez wyobraźni lub bez przeprowadzenia wizji lokalnej obiektu.

e) Zdarzają się przypadki niewłaściwego prowadzenia kabla w pionie. Kabel może się wtedy deformować pod swoim własnym ciężarem, co oznacza odbicia sygnału na niejednorodnościach. Kabel musi być mocowany co ściśle określoną odległość, która wynika z katalogu (opis kabla lub zastosowanego uchwytu).

f) Czasami mimo podejmowanych prób poprawienia toru nie można znaleźć widocznej przyczyny zawyżonego WFS. Może wtedy pomóc rozkręcenie wszystkich elementów toru i skrócenie ich na nowo.

Na koniec warto wspomnieć o podręcznikowym błędzie popełnianym czasami przez instalatorów linii radiowych. Otóż mimo sprawnego toru antenowego niemożliwe jest uruchomienie całego łącza. Przyczyną okazywało się niedopasowanie polaryzacyjne anten: nadawczej i odbiorczej, montowanych przez niefrasobliwych instalatorów. Autor zna też przypadek odmowy przyjęcia instalacji antenowej, gdyż zmierzony WFS nie mieścił się w przedziale określonym przez operatora sieci (był wg przedstawiciela operatora za mały, czyli zbyt bliski 1!). Ten

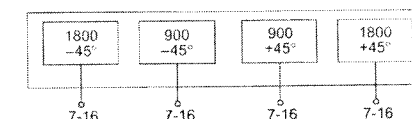
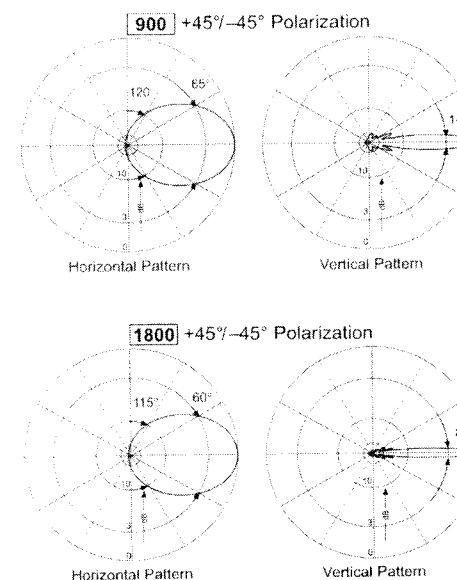
Dual-band A-Panel Dual Polarization Half-power Beam Width

900	1800
X	X
65°	60°

KATHREIN
Antennen · Electronic

XXPol A-Panel 900/1800 65°/60° 15/17dBi

Type No.	741 326	
Frequency range	900 870 – 960 MHz	1800 1710 – 1880 MHz
Polarization	+45°, -45°	+45°, -45°
Gain	2 x 15 dBi	2 x 17 dBi
Half-power beam width Copolar +45°/-45°	Horizontal: 65° Vertical: 14°	Horizontal: 60° Vertical: 8°
Front-to-back ratio, copolar	> 30 dB	> 30 dB
Isolation, between ports	> 30 dB (GSM 900 – GSM 900) > 30 dB (GSM 1800 – GSM 1800) > 30 dB (GSM 900 – GSM 1800)	
Impedance	50 Ω	50 Ω
VSWR	< 1.5	< 1.5
Intermodulation IM3 (2 x 43 dBm carrier)	< -150 dBc	< -150 dBc
Max. power per input	400 Watt (at 50 °C ambient temperature)	200 Watt (at 50 °C ambient temperature)



Mechanical specifications

Input	4 x 7-16 female
Connector position*	Bottom or top
Weight	13 kg
Wind load	Frontal: 220 N (at 150 km/h) Lateral: 140 N (at 150 km/h) Rearside: 490 N (at 150 km/h)
Max. wind velocity	200 km/h
Packing size	1422 x 287 x 165 mm
Height/width/depth	1296 / 262 / 116 mm

* Inverted mounting:
Connector position top. Change drain hole screw.

Rys. N.1. Antena dwusystemowa na zakres 900 i 1800 MHz ze zwielokrotnieniem polaryzacyjnym

Indoor Omnidirectional Antennas Vertical Polarization Multi-band

800/2000

V

KATHREIN

Antennen · Electronic

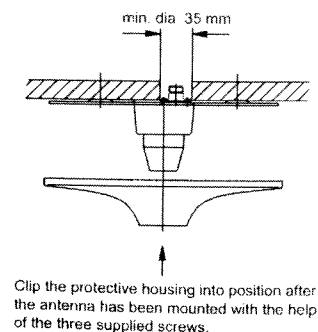
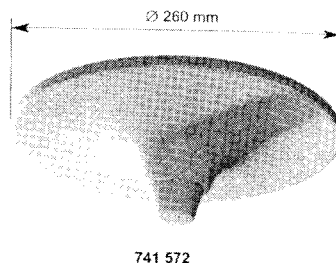
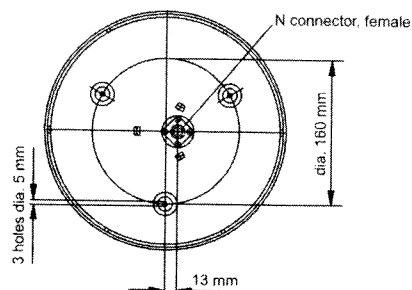
- The antenna can be operated in all frequency ranges simultaneously.
- The antennas need no additional groundplane.

741 572: Indoor 800/2000 360° 2dBi

741 571: Indoor 900/2000 360° 2dBi

Type No.	741 572	741 571
Frequency range	824 – 960 MHz 1425 – 2170 MHz	876 – 960 MHz 1710 – 2170 MHz
VSWR	< 2.0: 824 – 960 MHz < 2.0: 1425 – 2170 MHz < 1.6: 1710 – 1990 MHz < 2.0: 1990 – 2170 MHz	< 1.8: 876 – 890 MHz < 1.6: 890 – 960 MHz < 1.6: 1710 – 1990 MHz < 2.0: 1990 – 2170 MHz
Input	1 x N female	
Gain	2 dBi	
Impedance	50 Ω	
Polarization	Vertical	
Max. power (per band)	50 Watt (at 50 °C ambient temperature)	
Weight	400 g	300 g
Diameter	260 mm	210 mm
Height	78 mm (without connector)	

Material:	Base: Aluminum. Protective housing: High impact polystyrol, colour: White. Additional painting is possible.
Mounting:	Three holes in the base enable a mounting on the ceiling. Two types of screws are supplied. For the N connector a hole in the ceiling with a diameter of 35 mm is required.
Grounding:	All metal parts including the inner conductor are DC grounded.
Available accessories:	Broadband power splitters and tappers (800 – 2200 MHz).



Rys. N.2. Dookólna antena wielozakresowa o polaryzacji pionowej do zastosowań wewnątrz pomieszczeń

przykład dowodzi, że zrozumienie podstawowych zjawisk fizycznych i sposobów ich pomiaru jest jeszcze dalekie od doskonałości i wymaga ustawicznego szkolenia osób zajmujących się tymi zagadnieniami.

N. ANTENY W SYSTEMACH RRL

W ostatnim czasie wprowadzono do eksploatacji system DCS (zwany też GSM 1800) pracujący w wyższym pasmie częstotliwości. Zrodziło to potrzebę skonstruowania anten zdolnych do pracy jednocześnie w obu pasmach częstotliwości. Dzięki temu można zaoszczędzić wiele miejsca na masztach antenowych i obniżyć koszt budowy stacji bazowej. Anteny takie są konstruowane jako układ składający się z kilku elementów promieniujących zasilanych z odpowiednią fazą i amplitudą przez układ zasilający złożony z dzielników mocy i linii transmisyjnych. Parametry elektryczno-mechaniczne przykładowej anteny na pasma GSM 900 MHz i 1800 MHz przedstawiono na rys. N.1.

Jednym ze sposobów zwielokrotnienia jest zwielokrotnienie polaryzacyjne. Umożliwia to zastosowanie tylko jednej anteny o odpowiedniej konstrukcji, co oznacza zysk w stosunku do zwielokrotnienia przestrzennego (konieczność stosowania co najmniej dwóch anten). Antena przedstawiona na rys. N.1 umożliwia pracę ze zwielokrotnieniem polaryzacyjnym.

W wielu przypadkach potrzebne są specjalne konstrukcje anten, mające zastosowanie w tunelach, na trasach kolejowych czy mikrokomórkach instalowanych na ulicach. Anteny te powinny się charakteryzować dużym zyskiem antenowym oraz małym poziomem listków bocznych. W tego typu zastosowaniach (np. połączenie kiosku gier losowych z centralą za pomocą systemu GSM) mamy w zasadzie do czynienia z połączeniem typu punkt-punkt, gdzie położenie anteny nadawczej i odbiorczej nie zmienia się w czasie. Pozwala to ukierunkować promieniowanie w jednym kierunku i obniżyć dzięki temu moc nadajnika. Mikro i pikokomórki są też powszechnie instalowane wewnątrz budynków. Anteny do tego celu powinny mieć odpowiednią konstrukcję mechaniczną, która ułatwia montaż i jednocześnie pozwala na łatwe wkomponowanie anteny w otoczenie. Przykład anteny do użytku wewnątrz pomieszczeń jest przedstawiony na rys. N.2.

Słownik polsko-angielski

A

absorpcja dewiacyjna (niedewiacyjna) – deviative (nondeviative) absorption
 aktywność słoneczna – solar activity
 anizotropia – anisotropy
 antena adaptacyjna – adaptive (smart) antenna (array)
 antena dopełniająca – complementary antenna
 antena dwustożkowa – biconical antenna
 antena ferrytowa – loop-stick antenna
 antena izotropowa – isotropic antenna
 antena kolinearna – collinear array
 antena logarytmicznie periodyczna – log-periodic (dipole) antenna (LPDA)
 antena mikropaskowa – microstrip antenna
 antena motylkowa – bowtie (bifin) antenna
 antena nadawcza – transmitting antenna
 antena odbiorcza – receiving antenna
 antena o promieniowaniu osiowym – end-fire antenna
 antena o promieniowaniu poprzecznym – broadside antenna
 antena paraboliczna – parabolic antenna (dish)
 antena pętlowa – loop antenna
 antena podniesiona – raised antenna
 antena podświetlona – offset antenna
 antena przeciwwanikowa – antifading antenna
 antena reflektorowa – reflector antenna
 antena rombowa – rhombic antenna
 antena sektorowa – sectorial antenna
 antena soczewkowa – lens antenna
 antena spiralna – spiral antenna
 antena śrubowa – helical antenna
 antena szczelinowa – slot antenna
 antena szerokopasmowa – broadband antenna
 antena tubowa – horn antenna

antena typu odwrócone F – inverted F antenna (IFA)
 antena typu skrzydło nietoperza – batwing antenna, superturnstile antenna
 antena typu trójnog – triple-leg antenna
 antena wielofalowa – multiwave antenna
 antena wielowiązkowa – multibeam antenna
 antena z falą bieżącą – travelling wave antenna
 apertura maksymalna – maximum effective aperture
 apertura równomiernie oświetlona – uniform aperture

B

bezstratna linia transmisyjna – lossless transmission line
 blokada apertury – aperture blockage
 burza jonosferyczna (magnetyczna) – ionospheric (magnetic) storm

C

całkowite odbicie – total reflection
 charakterystyka dookólna – omnidirectional pattern
 charakterystyka elementu – element factor
 charakterystyka promieniowania (znormalizowana) – radiation pattern (normalized)
 charakterystyka układu – pattern factor
 char. w płaszczyźnie H – H-plane pattern
 char. w płaszczyźnie E – E-plane pattern
 częstotliwość krytyczna falowodu – cutoff frequency

D

dipol idealny (Hertza) – ideal (Hertzian) dipole
 dipol klatkowy (Nadienienki) – cage antenna
 dipol krótki – short dipole
 dipol pętlowy – folded dipole

dipol półfalowy – halfwave dipole
 dławik – choke
 długość fali – wavelength
 długość skuteczna – effective height, antenna factor
 dopasowanie sprzężone (impedancyjne) – conjugate matching
 doskonały przewodnik – perfect electric conductor (wall), PEC
 doskonały przewodnik magnetyczny – perfect magnetic conductor, PMC
 dukt przyziemny – surface duct
 dukt uniesiony – elevated duct
 dyspersja – dispersion
 dywergencja – divergence
 dzielnik mocy – power divider

E

elektryczny potencjał skalarny – electric scalar potential
 emisja przewodząca (radiacyjna) – conducted (radiated) emission

F

fala bieżąca – travelling wave
 fala jonosferyczna – sky (ionospheric) wave
 fala odbita – reflected wave
 fala padająca – incident wave
 fala płaska TEM – transverse electromagnetic (TEM) plane wave
 fala powierzchniowa – surface wave
 fala przestrzenna – sky wave
 fala przyziemna – ground wave
 fala stojąca – standing wave
 fala troposferyczna – tropospheric wave
 fale długie (średnie, krótkie) – long (medium, short) waves
 falowód – waveguide

G

gęstość ładunku – charge density
 gęstość prądu – current density
 gęstość promieniowania – radiation intensity
 głębokość wnikania – skin depth

I

impedancja aktywna – active impedance
 impedancja charakterystyczna – characteristic impedance
 impedancja falowa – wave impedance
 impedancja właściwa – intrinsic impedance
 impedancja własna – self impedance
 impedancja wzajemna – mutual impedance

indukcyjność jednostkowa – (series) inductance per unit length
 interferencja elektromagnetyczna – electromagnetic interference (EMI)
 izolator – insulator

K

kąt graniczny całkowitego odbicia – critical angle
 kąt padania – incidence angle
 kąt odbicia – reflection angle
 kąt załamania – refraction angle
 kąt połowy mocy – half power beamwidth
 kąt wzniosu – pitch angle
 kierunek maks. promieniowania – maximum radiation direction
 kierunkowość – directivity, directive gain
 komora bezdechowa – anechoic chamber
 kompatybilność elektromagnetyczna – electromagnetic compatibility (EMC)
 konduktancja jednostkowa – (shunt) conductance per unit length
 kryterium Rayleigha – Rayleigh criterion
 kuchenka mikrofalowa – microwave oven

L

lica w.c.z. – litz
 liczba falowa – wave number
 linia koncentryczna (współosiowa) – coaxial line
 linia mikropaskowa – microstrip line
 linia nieznieszczałająca – distortionless line
 linia paskowa – strip line
 linia rozwarta – open line
 linia stratna – lossy line
 linia symetryczna – two-wire (symmetric) line
 linia zwarta – short line

Ł

łącze radiowe – radio link
 ładunek elektryczny – electric charge
 łąta promieniująca (promiennik) – patch
 łuk elektryczny – electric arc

M

macierz rozproszenia – scattering matrix
 magnetyczny potencjał wektorowy – magnetic vector potential
 maksymalna częstotliwość użytkowa – maximum usable frequency (MUF)
 metoda odbić lustrzanych – image theory
 mikrofałe – microwaves
 mostek (np. do pomiaru WFS) – bridge

N

nadajnik – transmitter
 nadawanie – transmission
 najmniejsza częstotliwość użytkowa – lowest usable frequency (LUF)
 napięcie – voltage
 naskórkowość – skin effect
 natężenie pola elektrycznego – electric field intensity

O

obciążalnik (np. linii czy falowodu) – terminator
 obciążenie dopasowane – matched load
 obciążenie – termination, load
 odbicie – reflection
 odbiór zbiorczy częstotliwościowy – frequency diversity
 odbiór zbiorczy polaryzacyjny – polarization diversity
 odbiór zbiorczy przestrzenny – space diversity
 odciąg masztu – guy
 ognisko – focus
 optymalna częstotliwość użytkowa – optimum usable (working) frequency (OUF, OWF)
 ośrodek anizotropowy – anisotropic medium
 ośrodek dyspersyjny – dispersive medium
 ośrodek niejednorodny – inhomogeneous medium
 ośrodek jednorodny – homogeneous medium
 ośrodek wielowarstwowy – multilayer medium

P

pasma pracy – bandwidth
 pasywne zniekształcenia intermodulacyjne – passive intermodulation distortion (PIM)
 plamy na Słońcu – sunspots
 płaszczyzna masy – ground plane
 pochylenie ch-ki (anten) – tilt
 podatność elektryczna – electric susceptibility
 podatność magnetyczna – magnetic susceptibility
 podatność elektromagnetyczna – electromagnetic susceptibility (immunity)
 pojemność jednostk. – (shunt) capacitance per unit length
 polaryzacja ortogonalna – cross polarization (X-pol)

pole zachowawcze – conservative field
 powierzchnia skuteczna – effective aperture
 powierzchniowa gęstość mocy – surface power density
 poziom względny listków niepożądanych – side lobe level (SLL)
 prąd powierzchniowy – surface current
 prąd przesunięcia – displacement current
 prąd przewodzenia – electric current
 prąd unoszenia – convection current
 prąd wirowy – eddy current
 prędkość fazowa – phase velocity
 prędkość grupowa – group velocity
 promieniowanie – radiation
 promień zwyczajny (nadzwyczajny) – ordinary (extraordinary) ray
 propagacja jednoskokowa – one-hop propagation
 propagacja wielodrogowa (wielodrogowość) – multipath propagation
 propagacja wieloskokowa – multihop propagation
 prowadnica falowa – waveguide
 próżnia – vacuum, nieprecyzyjnie free space
 przeciwwaga – counterpoise (ground)
 przelewanie się energii na krawędzi anteny – spillover
 przenikalność efektywna linii mikropaskowej – effective permittivity
 przenikalność elektryczna – permittivity, dielectric constant
 przenikalność magnetyczna – permeability
 przewodność – conductivity
 przewód zasilający antenę, fider – feeder
 punkty połowy mocy – half-power points

R

radiokomunikacja ruchoma (lądowa, satelitarna) – mobile communication (terrestrial, satellite)
 radiolaternia – (radio) beacon
 radiometria mikrofalowa – remote sensing
 refrakcja brzegowa – coastal refraction (shore effect)
 refrakcja ujemna – subrefraction
 refrakcja (ugięcie) – refraction
 rezystancje jednostkowa – (series) resistance per unit length
 rezystancja promieniowania – radiation resistance
 rezystancja strat – loss resistance
 rezystancja powierzchniowa – surface resistivity

rodzaj normalny (anten) śrubowej – normal mode
 rodzaj osiowy (anten) śrubowej – axial mode
 rodzaj wyższego rzędu w falowodzie – higher order mode
 rotacja – curl
 równanie falowe – wave (Helmholtz) equation
 rozdzielczość anteny – antenna resolution
 rozkład podstawowy w falowodzie – dominant mode
 rozmycie impulsu w czasie – delay spread
 rozpraszanie troposferyczne – tropospheric scatter (troposcatter)
 rozpraszanie wsteczne – backscatter
 równania telegrafistów – telegrapher (transmission line) equations

S

skuteczna powierzchnia odbicia – radar cross section
 sprawność – efficiency
 sprzęgacz kierunkowy – directional coupler
 sprzężenie – coupling
 środowisko elektromagnetyczne – electromagnetic environment
 stosunek promieniowania przód–tył – F/B ratio
 stratna linia transmisyjna – lossy transmission line
 straty ciepłne – ohmic (Joule) losses
 straty odbicia – return loss (RL)
 straty wtrącenia – insertion loss (IL)
 strefa daleka (promieniowania) – far-field
 strefa Fresnela – Fresnel zone
 strefa indukcji (bliska) – (reactive) near-field
 strefa pośrednia – radiating (Fresnel) near-field
 stroik zwarty (rozzwarty) – short-circuit (open) stub
 stosunek promieniowania głównego do wstecznego – F/B ratio
 strumień elektryczny – electric flux
 strumień magnetyczny – magnetic flux
 superkierunkowość – superdirectivity
 superrefrakcja – superrefraction
 symetryzator – balun
 szerokość wiązki między zerami – beam-width between first nulls
 sztuczne obciążenie (antena) – dummy load (antenna)
 średnia gęstość promieniowania – average radiation density

T

tangens kąta stratności – loss tangent
 tłumienie – attenuation
 tłumienie niedopasowania – return loss (RL)
 tłumienie odbiciowe – mismatch (reflected) loss ML
 tłumienie wtrącenia – insertion loss (IL)
 transformator ćwierćfalowy – quarter-wave transformer

U

ugięcie – diffraction
 układy niepłaskie – conformal arrays
 układ antenowy – antenna array
 układ fazowany – phased array
 układ współrzędnych prostokątnych – rectangular coordinates
 układ współrzędnych sferycznych – spherical coordinates
 unipol – monopole
 urządzenie nadawczo-odbiorcze – transceiver
 uziemienie – grounding

W

warunki brzegowe – boundary conditions
 wiązka boczna (wsteczna) – side (back) lobe, minor lobe
 wiązka główna – main (major) beam (lobe)
 wiązki wtórne – grating lobes
 widmo elektromagnetyczne – electromagnetic spectrum
 wielkie koło – great circle
 wnęka rezonansowa – cavity resonator
 wskaźnik refrakcji – refractivity
 współczynnik ekspansji – expansion factor
 współczynnik fali stojącej – (voltage) standing wave ratio (V)SWR
 współczynnik fazy – phase constant, wave number
 współczynnik odbicia – reflection coefficient
 współczynnik osiowy polaryzacji – axial ratio (AR)
 współczynnik SAR – specific absorption rate
 współczynnik propagacji – propagation constant
 współczynnik przydatności – G/T figure of merit
 współczynnik szumów – noise figure
 współczynnik tłumienia – attenuation constant

współczynnik transmisji – transmission coefficient
 współczynnik układu – array factor
 współczynnik wykorzystania apertury – aperture efficiency
 współczynnik załamania – refractive index
 wykres Smitha – Smith chart
 wzmacniacz niskoszumny – LNA (low noise amplifier)
 wzmocnienie – amplification

Z

zakłócenia atmosferyczne (przemysłowe) – atmospheric (man-made, industrial) noise
 zakres widzialny układu – visible region
 załamanie – refraction
 zaniki selektywne – selective fading
 zasada przemnażania charakterystyk – pattern multiplication theorem
 zasada wzajemności – reciprocity theorem
 zasada zachowania energii – energy conservation principle

zasilanie bocznikowe – shunt feeding
 zastępcza moc promieniowana izotropowo – effective isotropically radiated power (EIRP)
 zastępcza moc promieniowana – effective radiated power (ERP)
 zastępcza temperatura szumowa – noise temperature
 zastępczy kąt pełnej mocy anteny – solid beam antenna angle
 ziemia doskonała (rzeczywista) – perfect (imperfect) ground
 zjawisko korony – corona
 zjawisko naskórkowości – skin effect
 zjawisko przelewania się energii – spill-over
 zjawisko wielodrogowości – multipath (propagation)
 zniekształcenia intermodulacyjne – intermodulation distortion
 zorza polarna – aurora
 zysk energetyczny – antenna gain
 zysk kierunkowy – directive gain

Słownik angielsko-polski

A

active impedance – impedancja aktywna
 adaptive antenna (array) – antena adaptacyjna (układ)
 amplification – wzmocnienie
 anechoic chamber – komora bezchłowa
 anisotropic medium – ośrodek anizotropowy
 antenna array – układ antenowy
 antenna factor – odwrotność długości skutecznej anteny
 antenna gain – zysk energetyczny
 antenna range – poligon do pomiaru anten
 antenna resolution – rozdzielczość anteny
 antifading antenna – antena przeciwnikowa
 aperture blockage – blokada apertury
 aperture efficiency – współczynnik wykorzystania apertury
 aperture illumination – oświetlenie apertury
 array factor – współczynnik układu
 atmospheric (man-made, industrial) noise – zakłócenia atmosferyczne (przemysłowe)
 attenuation constant – współczynnik tłumienia
 attenuation – tłumienie
 aurora – zorza polarna
 average radiation density – średnia gęstość promieniowania
 axial mode – rodzaj osiowy (anten śrubowej)
 axial ratio – współczynnik osiowy polaryzacji

B

backscatter – rozpraszanie wsteczne
 balun – symetryzator
 bandwidth – pasmo pracy
 batwing antenna – antena typu skrzydło nietoperza
 beacon – radiolatarnia

beamwidth between first nulls – szerokość wiązki między zerami
 biconical antenna – antena dwustożkowa
 boundary conditions – warunki brzegowe
 bowtie antenna – antena motylkowa
 bridge – mostek (np. do pomiaru WFS)
 broadband antenna – antena szerokopasmowa
 broadside antenna – antena o promieniowaniu poprzecznym

C

cage dipole – dipol klatkowy (Nadnienienki)
 carrier-to-noise ratio $\left(\frac{C}{N}\right)$ – stosunek nośna-szum
 cavity resonator – wnęka rezonansowa
 characteristic impedance – impedancja charakterystyczna
 charge density – gęstość ładunku
 choke – dławik
 coastal refraction (shore effect) – refrakcja brzegowa
 coaxial line – linia koncentryczna
 collinear array – antena kolinearna (układ kolinearny)
 complementary antenna – antena dopełniająca
 conducted (radiated) emission – emisja przewodząca (radiacyjna)
 conductivity – przewodność
 conformal array – układy antenowe niepłaskie
 conjugate matching – dopasowanie sprzężone (impedancyjne)
 conservative field – pole zachowawcze
 convection current – prąd unoszenia
 corrugated feed – źródło zasilające (promiennik) z dławkami
 counterpoise (ground) – przeciwwaga
 coupling – sprzężenie

critical angle – kąt graniczny całkowitego odbicia
 cross-polarization (X-pol) – polaryzacja ortogonalna
 curl – rotacja
 curtain antenna – antena ścianowa na fale krótkie
 current density – gęstość prądu
 cutoff frequency – częstotliwość krytyczna falowodu

D

delay spread – rozmycie impulsu w czasie
 deviative (nondeviative) absorption – absorpcja dewiacyjna (niedewiacyjna)
 diffraction – ugięcie
 directional coupler – sprzęgacz kierunkowy
 directive gain – zysk kierunkowy
 directivity, directive gain – kierunkowość
 dispersion – dyspersja
 dispersive medium – ośrodek dyspersyjny
 displacement current – prąd przesunięcia
 distortionless line – linia nieznkształcająca
 divergence – dywergencja
 diversity – odbiór zbiorczy
 dominant mode – rozkład podstawowy w falowodzie
 dummy load (antenna) – sztuczne obciążenie (antena)

E

eddy current – prąd wirowy
 effective permittivity – przenikalność efektywna linii mikropaskowej
 effective aperture – powierzchnia skuteczna
 effective height – długość skuteczna
 effective isotropically radiated power (EIRP) – zastępcza moc promieniowana izotropowo
 effective radiated power (ERP) – zastępcza moc promieniowania
 efficiency – sprawność
 electric charge – ładunek elektryczny
 electric current – prąd przewodzenia
 electric flux – strumień elektryczny
 electric scalar potential – elektryczny potencjał skalarny
 electric susceptibility – podatność elektryczna
 electromagnetic compatibility (EMC) – kompatybilność elektromagnetyczna
 electrostatic discharge (ESD) – wyładowanie elektrostatyczne

electromagnetic environment – środowisko elektromagnetyczne
 electromagnetic interference (EMI) – interferencja elektromagnetyczna
 electromagnetic puls (EMP) – impuls elektromagnetyczny
 electromagnetic spectrum – widmo elektromagnetyczne
 electromagnetic susceptibility (immunity) – podatność (odporność) elektromagnetyczna
 element factor – charakterystyka elementu
 elevated duct – dukt uniesiony
 end-fire antenna – antena o promieniowaniu osiowym
 energy conservation principle – zasada zachowania energii
 expansion factor – współczynnik ekspansji
 E-plane pattern – char. w płaszczyźnie E

F

F/B ratio – stosunek promieniowania przód–tył
 fading – zaniki
 far-field – strefa daleka (promieniowania)
 F/B ratio – stosunek promieniowania głównego do wstecznego
 feeder – przewód zasilający antenę, fider
 focus – ognisko
 folded dipole – dipol pętlowy
 free space – wolna przestrzeń, próżnia
 frequency diversity – odbiór zbiorczy częstotliwościowy
 Fresnel zones – strefy Fresnla

G

grating lobes – wiązki wtórne
 great circle – wielkie koło
 grid antenna – antena paraboliczna siatkowa
 grounding – uziemienie
 ground systems – systemy uziemiające
 ground plane – płaszczyzna masy
 ground wave – fala przyziemna
 group velocity – prędkość grupowa
 G/T figure of merit – współczynnik podatności
 guy – odciąg masztu

H

halfwave dipole – dipol półfalowy
 half power beamwidth – kąt połowy mocy
 half-power points – punkty połowy mocy
 helical antenna – antena śrubowa
 higher order mode – rodzaj wyższego rzędu w falowodzie

homogenous medium – ośrodek jednorodny
 horn antenna – antena tubowa
 H-plane pattern – char. w płaszczyźnie H

I

ideal (Hertzian) dipole – dipol idealny (Hertza)
 image theory – metoda odbić lustrzanych
 incidence angle – kąt padania
 incident wave – fala padająca
 insertion loss (IL) – straty wtrącenia, tłumienie wtrącania
 insulator – izolator
 intermodulation distortion – zniekształcenia intermodulacyjne
 intrinsic impedance – impedancja właściwa
 inverted F antenna (IFA) – antena typu odwrócone F
 ionospheric (magnetic) storm – burza jonosferyczna (magnetyczna)
 isotropic antenna – antena izotropowa

L

lens antenna – antena soczewkowa
 LNA (low noise amplifier) – wzmacniacz niskoszumny
 log-periodic (dipole) antenna (LPDA) – antena logarytmicznie periodyczna
 long (medium, short) waves – długie (średnie, krótkie)
 loop antenna – antena pętlowa
 loop-stick antenna – antena ferrytowa
 lossless transmission line – bezstratna linia transmisyjna
 lossy line – linia stratna
 lossy transmission line – stratna linia transmisyjna
 loss resistance – rezystancja strat
 loss tangent – tangens kąta stratności
 lowest usable frequency (LUF) – najmniejsza częstotliwość użytkowa

M

magnetic flux – strumień magnetyczny
 magnetic susceptibility – podatność magnetyczna
 magnetic vector potential – magnetyczny potencjał wektorowy
 main (major) beam (lobe) – wiązka (listek) główna
 matched load – obciążenie dopasowane
 maximum effective aperture – apertura maksymalna
 maximum radiation direction – kierunek maks. promieniowania

maximum usable frequency (MUF) – maksymalna częstotliwość użytkowa
 microstrip antenna – antena mikropaskowa
 microstrip line – linia mikropaskowa
 microwaves – mikrofałe
 microwave oven – kuchenka mikrofalowa
 mismatch loss (ML) – tłumienie odbiciowe
 mobile communication (terrestrial, satellite) – radiokomunikacja ruchoma (lądowa, satelitarna)
 monopole – unipol
 multibeam antenna – antena wielowiązkowa
 multipath propagation – propagacja wielodrogowa (wielodrogowość)
 multiwave antenna – antena wielofalowa
 mutual impedance – impedancja wzajemna

N

(reactive) near-field – strefa indukcji (bliska)
 noise figure – współczynnik szumów
 noise temperature – zastępcza temperatura szumowa
 normal mode – rodzaj normalny (anteny śrubowej)

O

offset antenna – antena podświetlona
 ohmic (Joule) losses – straty cieplne
 omnidirectional pattern – charakterystyka dookólna
 open line – linia rozwarta
 optimum usable (working) frequency (OUF, OWF) – optymalna częstotliwość użytkowa
 ordinary (extraordinary) ray – promień zwyczajny (nadzwyczajny)
 over-horizon link – łącze pozahoryzontowe

P

panel-type (bay) antenna – antena utworzona z jednostek antenowych
 parabolic antenna (dish) – antena paraboliczna
 passive intermodulation distortion (PIM) – bierne zniekształcenia intermodulacyjne
 patch – łata promieniująca (promiennik)
 pattern factor – charakterystyka układu
 pattern multiplication theorem – zasada przemnażania charakterystyk
 perfect ground – ziemia doskonała
 perfect electric conductor (wall), PEC – doskonały przewodnik

perfect magnetic conductor, PMC – doskonały przewodnik magnetyczny
 permeability – przenikalność magnetyczna
 permittivity, dielectric constant – przenikalność elektryczna
 phase constant – współczynnik fazy
 phased array – układ fazowany
 phase velocity – prędkość fazowa
 pitch angle – kąt wzniosu
 polarization diversity – odbiór zbiorczy polaryzacyjny
 power divider – dzielnik mocy
 printed antenna – antena mikropaskowa
 propagation constant – współczynnik propagacji

Q

quarter wave transformer – transformator ćwierćfalowy

R

radar cross section – skuteczna powierzchnia odbicia
 radiating (Fresnel) near-field – strefa pośrednia
 radiation – promieniowanie
 radiation intensity – gęstość promieniowania
 radiation pattern (normalized) – charakterystyka promieniowania (znormalizowana)
 radiation resistance – rezystancja promieniowania
 radio link – łącze radiowe
 raised antenna – antena podniesiona
 Rayleigh criterion – kryterium Rayleigha
 receiver – odbiornik
 reception – odbiór
 reciprocity theorem – zasada wzajemności
 rectangular coordinates – układ prostokątny
 reflected wave – fala odbita
 reflection coefficient – współczynnik odbicia
 reflection – odbicie
 reflector antenna – antena reflektorowa
 refraction – załamanie
 refractive index – współczynnik załamania
 refractivity – wskaźnik refrakcji
 relay (radio r., microwave r., over-horizon r.) – linia radiowa (mikrofalowa, pozahoryzontowa)
 remote sensing – radiometria mikrofalowa
 repeater – przemiennik
 return loss (RL) – straty odbicia, tłumienie niedopasowania
 rhombic antenna – antena rombowa

S

scattering matrix – macierz rozproszenia
 sectorial antenna – antena sektorowa
 selective fading – zaniki selektywne
 self impedance – impedancja własna
 short-circuit (open) stub – stroik zwarty (rozarty)
 short dipole – dipol krótki
 short line – linia zwarta
 shunt feeding – zasilanie bocznikowe
 side lobe level (SLL) – poziom względny listków niepożądanych
 side (back) lobe, minor lobe – wiązka boczna (wsteczna)
 skin depth – głębokość wnikania
 skin effect – zjawisko naskórkowości
 sky wave – fala przestrzenna
 sky (ionospheric) wave – fala jonosferyczna
 slot antenna – antena szczelinowa
 smart antenna – antena adaptacyjna
 Smith chart – wykres Smitha
 solid beam antenna angle – zastępczy kąt pełnej mocy anteny
 space diversity – odbiór zbiorczy przestrzenny
 specific absorption rate (SAR) – współczynnik pochłaniania SAR
 spherical coordinates – układ sferyczny
 spillover – przelewanie się energii na krawędzi anteny
 spiral antenna – antena spiralna
 standing wave – fala stojąca
 strip line – linia paskowa
 stub – stroik
 subrefraction – refrakcja ujemna
 sunspots – plamy na Słońcu
 superdirectivity – superkierunkowość
 superrefraction – superrefrakcja
 superturnstile antenna – antena typu skrzydło nietoperza
 surface current – prąd powierzchniowy
 surface duct – dukt przyziemny
 surface power density – powierzchniowa gęstość mocy
 surface resistivity – rezystancja powierzchniowa
 surface wave – fala powierzchniowa

T

takeoff angle – kąt, jaki tworzy fala z ziemią (kąt startu fali)
 termination – obciążenie

terminator – obciążalnik (np. linii czy falowodu)
 tilt – pochylenie (np. anteny)
 total reflection – całkowite odbicie
 transceiver – urządzenie nadawczo-odbiorcze
 transmission – nadawanie
 transmission coefficient – współczynnik transmisji
 transmitter – nadajnik
 transmitting antenna – antena nadawcza
 transverse electromagnetic (TEM) plane wave – fala płaska TEM
 travelling wave antenna – antena z falą bieżącą
 travelling wave – fala bieżąca
 triple-leg antenna – antena typu trójnóg
 tropospheric scatter (troposcatter) – rozpraszanie troposferyczne
 tropospheric wave – fala troposferyczna
 tuning – strojenie

two-wire (symmetric) line – linia symetryczna

U

uniform aperture – apertura równomiernie oświetlona

V

Vee dipole – dipol typu V
 visible region – zakres widzialny układu
 voltage – napięcie
 voltage standing wave ratio VSWR – współczynnik fali stojącej

W

waveguide – prowadnica falowa, falowód
 wavelength – długość fali
 wave impedance – impedancja falowa
 wave number – liczba falowa
 wave (Helmholtz) equation – równanie falowe
 wireless – bezprzewodowy, radiowy

Skorowidz

A

- absorpcja
 - dewiacyjna 393
 - molekularna 381
 - niedewiacyjna 393
- aktywność Słońca 386,396
- analizator wektorowy (sieci) 417
- anizotropia 25
- antena 129
 - adaptacyjna 355
 - aperturowa 280
 - Beverage'a 253
 - Big Star 353
 - dwustożkowa 262
 - dyskowo-stożkowa 267
 - elektrycznie krótka 176
 - ferrytowa 191, 321
 - harmoniczna (wielofalowa) 323
 - izotropowa 150
 - kolinearna 352
 - komplementarna (dopełniająca) 270
 - logarytmicznie periodyczna 272, 275, 322
 - Marconiego (*ground plane*) 347
 - mikropaskowa 302, 342
 - motylkowa 268
 - nadawcze TV i UKF 327
 - nad ziemią doskonałą 181, 346
 - nad ziemią rzeczywistą 219, 346
 - na powierzchni ziemi 371
 - odbiorcze TV i UKF 330
 - o promieniowaniu poprzecznym 148
 - o promieniowaniu wzdłużnym 148
 - paraboliczna 287, 336
 - siatkowa (perforowana) 334, 337
 - podświetlona (offsetowa) 290
 - wielowiązkowa 340
 - pętlowa mała 186
 - duża 248, 325
 - płaska ząbkowa 273
 - płaszczyznowa do odbioru TV 333
 - podniesiona 373
 - półfalowa typu J 349
 - prostoliniowa 193
 - przeciwwanikowa 318
 - reflektorowa 286
 - rezonansowa 252
 - rombowa 255
 - samochodowa 361
 - sektorowa 354
 - soczewkowa 312
 - spiralna 270
 - stożkowa 272
 - stacji bazowej 344
 - symetryczna 194
 - szczelinowa 295
 - szerokopasmowa 160, 256
 - ścianowa z reflektorem aperiodycznym 322
 - śrubowa (helikalna) 256, 360
 - typu IFA 360
 - typu J 349
 - typu odwrócone L i T 319
 - typu skrzydło nietoperza 329
 - typu trójnog 348
 - typu V 254
 - tubowa (rożkowa) 285
 - tubowo-paraboliczna 292
 - wielofalowa 352
 - W3DZZ 323
 - Yagi-Uda 215, 331
 - z falą bieżącą 252
- apertura 163
 - fizyczna 164
 - kątowna 288
 - kołowa 284
 - maksymalna 161
 - prostokątna 282
 - równomiernie oświetlona 282
- B
- balun 211
- bierno podzespoły mikrofalowe 124

- bierno zniekształcenia intermodulacyjne PIM 116, 345
- blokada apertury 290
- burza
 - jonosferyczna 396
 - magnetyczna 396

C

- charakterystyka
 - promieniowania 144
 - w płaszczyźnie E i H 145
 - pomiar 411
 - elementu 146
 - układu 146
- częstotliwość
 - graniczna (krytyczna) falowodu 120
 - krytyczna jonosfery 386
 - maksymalna jonosfery 389

D

- dipol 131
 - Hertza 136
 - idealny 136, 177
 - klatkowy (Nadienienki) 323
 - krótki 158, 176
 - pętlowy 202
 - półfalowy 178
 - prosty 193
 - ukośny 329
 - V 254
 - wachlarzowy 322
 - W3DZZ 323
- direktor 216
- długość
 - elektryczna linii 83
 - fali 32
 - skuteczna anteny 165
- dopasowanie obciążenia do linii 94, 206
- DTF 416, 417
- dukt
 - przyziemny 378
 - uniesiony 378
- dyfrakcja 50, 368
- dyskryminacja polaryzacji niepożądaney 165, 335
- dyspersja 103

E

- elektryzacja statyczna 427
- emisja
 - przewodząca 420
 - radiacyjna 420
- energia
 - pola elektrycznego 43

- magnetycznego 44
 - elektromagnetycznego 45
- EIRP 155
ERP 454

F

- fala
 - bieżąca (padająca) 56, 77
 - elektromagnetyczna 27
 - jonosferyczna 319, 366
 - kulista 27
 - na granicy dwóch ośrodków 54, 63
 - odbita 55, 77
 - płaska
 - jednorodna 27
 - niejednorodna 27
 - w dielektryku stratnym 33
 - w przewodniku 36
 - TEM 31
 - poprzeczna 30
 - powierzchniowa wymuszona 70
 - przyziemna 366
 - powierzchniowa 319, 366, 370
 - przestrzenna
 - bezpośrednia 366
 - odbita 366
 - sferyczna 27
 - stojąca 57, 87
 - troposferyczna 366
 - typu TE 119
 - typu TM 119
- falowod 119
- ferryty 25, 125
- funkcja
 - Greena 134
 - korelacji częstotliwościowa 381
 - przestrzenna 380

G

- gęstość ładunku
 - liniowa 11
 - powierzchniowa 11
 - przestrzenna 11
- gęstość
 - mocy powierzchniowa 45, 47
 - promieniowania 150
- głębokość wnikania 37
- gradient temperatury (wilgotności) 376

H

- horyzont
 - optyczny 375
 - radiowy 377

I

IL 91
 impedancja
 – aktywna 242
 – charakterystyczna 78
 – falowa 33
 – wejściowa anteny 156
 – linii 83, 87
 – własna 242
 – właściwa 32
 – wzajemna 170, 241
 – znormalizowana 109
 indukcja
 – elektryczna 14
 – magnetyczna 15
 indukcyjność jednostkowa 75, 81
 interferencja elektromagnetyczna (EMI) 420
 inwersja temperatury (wilgotności) 376

J

jonogram 388
 jonosfera 383

K

kable promieniujące 117
 kąt
 – Brewstera 67
 – graniczny całkowitego odbicia 69
 – odbicia 63, 65
 – padania 63, 65
 – połowy mocy 148
 – załamania 63, 65
 kierunek maksymalnego promieniowania 147
 kierunkowość 149
 komora bezechowa 412
 kompatybilność
 – elektromagnetyczna 419
 – wewnętrzna systemu 421
 – zewnętrzna systemu 422
 konduktancja jednostkowa 75, 82
 kryterium Rayleigha 369
 krzywe propagacji 405
 kuchenka mikrofalowa 126

L

lica w. cz. 39
 liczba falowa ośrodka 32
 linia transmisyjna TEM 73
 – bezstratna 77, 82
 – mikropaskowa 74
 – nieznieskształcająca 104

– o nieskończonej długości 83
 – o skończonej długości 84
 – paskowa 74
 – rozwartą 88
 – stratną 100
 – symetryczną 74, 209
 – współosiowa 74
 – zwartą 88
 LPDA 275, 322

Ł

ładunek
 – swobodny 23
 – związany 22
 łuk elektryczny 426

M

maksymalna częstotliwość użytkowa (MUF) 389
 masaż serca 430
 metoda
 – absolutna pomiaru zysku 414
 – fal wędrownych 92
 – impedancji powierzchniowej 62
 – momentów 193, 246
 – odbić lustrzanych 181
 – perturbacji 107
 ML 326
 moc pochłaniana przez przewodnik 48
 model
 – anteny mikropaskowej 302
 – linii transmisyjnej 307
 – pełnofalowy 310
 – wnękowy 308
 – propagacyjny 404
 montaż anten 362

N

najmniejsza częstotliwość użytkowa (LUF) 389, 396
 napięcie 14
 – dotykowe 427
 – krokowe 427
 naskórkowość 37
 natężenie pola
 – elektrycznego 12
 – magnetycznego 15

O

obciążenie dopasowane 85
 obszar
 – dyfrakcyjny 375
 – interferencyjny 375
 ochrona przed promieniowaniem em. 433

odbiór zbiorczy
 – częstotliwościowy 381
 – polaryzacyjny 358
 – przestrzenny 344, 357, 380
 odległość koordynacyjna 404
 oddziaływanie pola elektromagnetycznego
 – nietermiczne 432
 – termiczne 432
 ognisko anteny parabolicznej 287
 okrag
 – stałego WFS 111
 – znormalizowanej reaktancji 109
 – znormalizowanej rezystancji 109
 optymalna częstotliwość robocza (OWF) 389
 ośrodek
 – anizotropowy 25
 – bianizotropowy 25
 – diamagnetyczny 26
 – dyspersyjny 25
 – ferromagnetyczny 26
 – izotropowy 25
 – jednorodny 25
 – liniowy 25
 – niejednorodny 25
 – nieliniowy 25
 – paramagnetyczny 26
 – wielowarstwowy 98
 – żyotropowy 25

P
 parametry falowe linii transmisyjnej 78
 pasmo pracy anteny 160, 200
 pasywne zniekształcenia intermodulacyjne (PIM) 116, 345
 płaszczyzna
 – padania 65
 – stałej fazy 28
 pochylenie charakterystyki promieniowania
 – elektryczne 355
 – mechaniczne 355, 356
 podatność
 – elektryczna 23
 – magnetyczna 24
 – elektromagnetyczna 420
 pojemność
 – jednostkowa 75, 81
 – wierzchołkowa 158, 177
 polaryzacja
 – anteny 164
 – dielektryka (elektryczna) 22
 – fali płaskiej 40
 – eliptyczna 41
 – kołowa 41
 – liniowa 40
 – magnetyczna 24
 – prostopadła 63
 – równoległa 63
 pole
 – bezwiorowe 13
 – bezzródłowe 17
 – elektrostatyczne 11
 – magnetostatyczne 15
 – quasi-statyczne 11
 – w pobliżu ciała człowieka 359
 – zachowawcze 13
 potencjał
 – elektrostatyczny 14
 – elektryczny skalarny 132
 – magnetyczny wektorowy 132
 powierzchnia
 – ekwiampitudowa 27
 – ekwifazowa 27
 – ekwipotencjalna 14
 – skuteczna anteny 163
 – skuteczna odbicia 174
 powierzchniowa gęstość mocy 45
 poziom względny listków niepożądanych 147
 pozorna wysokość odbicia 389
 pozycja bezpieczna 429
 prawo
 – Biota-Savarta 16
 – Coulomba 12
 – czwartej potęgi 374
 – Faradaya 17
 – Joule'a 60
 – przepływu (Ampere'a) 16
 – sekansa 388
 – Snelliusa 65
 – wektorowe Ohma 23
 prąd
 – asymetrii (wyrównawczy) 209, 210
 – magnetyczny 18
 – przesunięcia 19
 – przewodzenia 18
 – samouwolnienia 425
 – unoszenia 19
 prędkość
 – fazowa 30, 123
 – grupowa 67, 103, 122
 promiennik 287
 promień
 – dolnokątny 390
 – górnokątny (Pedersena) 390
 – nadzwyczajny 390
 – zwyczajny 390
 propagacja

- fal radiowych 365
- jednoskokowa 392
- wielodrogowa 373
- wieloskokowa 392
- w wolnej przestrzeni 367
- przewodnica falowa 73
- przenikalność
 - elektryczna 12, 23
 - magnetyczna 16
- przepisy dotyczące ochrony przed promieniowaniem em. 435
- BHP 435
- przestrzeń elektromagnetyczna 423
- przymarzanie 425
- punkt połowy mocy 148

R

- radiopelengacja 251
- reanimacja porażonych prądem 429
- reflektor 216, 286
- refrakcja 50
 - brzegowa 372
 - dodatnia
 - krytyczna 378
 - normalna 378
 - słaba 378
 - superrefrakcja 378
 - ujemna 377
- reflektometr 415
- reguła Lenza 18
- rezonans anteny 199
- rezystancja
 - jednostkowa 74, 81
 - powierzchniowa 37
 - promieniowania 156
 - strat anteny 156
 - znormalizowana 109
- RL 86
- rodzaj
 - normalny anteny helikalnej 257
 - osiowy anteny helikalnej 257
- rotacja Faradaya 125
- rozdzielczość anteny 148
- rozkład
 - podstawowy pola w falowodzie 121
 - Rayleigha 401
 - Rice’a 401
- rozpraszanie
 - jonosferyczne 393
 - troposferyczne 380
 - wsteczne 393
- równanie
 - falowe (Helmholtza) 28, 31, 33
 - Laplace’a 15

- łańcuchowe linii transmisyjnej 80
- materiałowe 24
- Maxwella 17
- Poissona 15
- radarowe 174
- telegrafistów 76

S

- skutki działania prądu elektrycznego 425
- soczewka
 - grawitacyjna (Einsteina) 316
 - Luneberga 314, 343
 - metalowa 314
 - niejednorodna 314
 - opóźniająca 312
 - przyspieszająca 313
 - strefowana 313
- sprawność energetyczna anteny 155
- stosunek promieniowania przód - tył 269
- straty
 - odbicia RL 86, 453-454
 - wtrącenia IL 91, 453-454
- strefa
 - BHP
 - bezpieczna 435
 - pośrednia 435
 - zagrożenia 435
 - niebezpieczna 436
 - Fresnela 368
 - indukcji (bliska) 137
 - interferencji 395
 - pośrednia 138
 - promieniowania (daleka) 138
- strumień
 - elektryczny 14
 - magnetyczny 16
- symetryzacja 209
- symetryzator 209
 - rękawowy 212
 - Pawseya 212
 - pętlowy 214
- synteza charakterystyki promieniowania 238
- szerokość wiązki między zerami 148
- sztuczne oddychanie 430
- szum jonizacyjny 383

T

- tangens kąta stratności 23
- temperatura zastępcza anteny 168
- tłumienie
 - niedopasowania RL 86, 453-454
 - odbiciowe ML 326, 453-454
 - wolnej przestrzeni 367

- wtrącenia IL 91, 453-454
- transformacja impedancji obciążenia 88
- transformator
 - ćwierćfalowy 92
 - symetryzujący 213
- troposfera standardowa 376
- tuba
 - sektorowa
 - typu E 285
 - typu H 285
 - optymalna 286
 - piramidalna 286
- twierdzenie
 - Gaussa 14
 - Poyntinga 44

U

- układ
 - antenowy
 - aktywny 226
 - bierny 214
 - fazowany 225, 237
 - Hansena-Woodyarda 239
 - kolinearny 242
 - liniowy 225
 - niepłaski 225
 - planarny 225
 - Cassegraina 291
 - Gregory’ego 291
 - zasilania z kompensacją fali odbitej 328
- unipol 184, 349, 359
- uskok 390
- uziemiaenie anteny 320

W

- warunek
 - dopasowania energetycznego (impedancyjnego) 97
 - fazy 65
 - Lorenza 133
 - promieniowania 54
- warstwy jonosfery D, E, F 384 - 385
- warunki brzegowe pół 50
- wartość chroniona pola 403
- wektor
 - polaryzacji 23, 24
 - propagacji 34
 - Poyntinga 45
 - uśredniony Poyntinga 47
- WFS 57, 87
 - pomiar 415
- wiązka
 - boczna 147
 - główna 147

- wsteczna 147
- wtórna 235
- wibrator 215
- wielkie koło 380, 392
- wpływ pola elektromagnetycznego na człowieka 431
- wskaźnik refrakcji 376
- współczynnik
 - fali bieżącej 87
 - stojącej 57, 87
 - pomiar 415
 - ekspansji 272
 - fazy 35, 77
 - odbicia napięciowy 85
 - pola elektrycznego 55
 - osiowy polaryzacji AR 165
 - propagacji 34, 77
 - przydatności 168
 - refrakcji (załamania) 376
 - SAR
- www.et.put.poznan.pl/~szostka/bhp.htm
- skrócenia 82, 199, 200
- smukłości 178
- tłumienia 35, 77
- transmisji mocy 57
 - pola elektrycznego 55, 91
- układu 225
- wykorzystania apertury 164
- wykres Smitha (kołowy) 109
- wyładowanie
 - burzowe 382
 - łukowe 319, 426
- wysokość sprowadzona 375
- wzór
 - Austina 394
 - transmisyjny Friisa 173
 - Wiedeńskiego 374

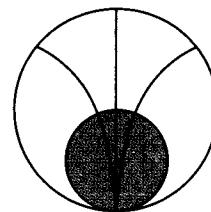
Z

- zakłócenia impulsowe 422
- zakres widzialny układu 234
- zanik
 - absorpcyjny 398
 - graniczny 398
 - interferencyjny 395, 398, 403
 - mocy 403
 - polaryzacyjny 398
 - selektywny 395, 398
 - uskokowy 398
- zasięg
 - użyteczny 404
 - zakłóceńowy 404
- zasada
 - Babineta 300

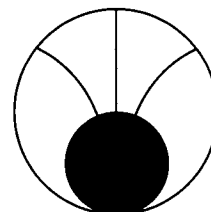
– ciągłości prądu 19
 – dualizmu 186
 – Huygensa 280, 368
 – przemnażania charakterystyk 240
 – wzajemności 168
 – zachowania energii 44
 zasilanie
 – anten liniowych 206
 – bocznikowe 208
 – przestrzenne 238
 – równoległe 238
 – szeregowo 238
 zasilanie z kompensacją fali odbitej 328
 zastępcza moc promieniowana ERP 455
 – moc promieniowana izotropowo EIRP 155
 – temperatura szumowa 167
 zastępczy kąt pełnej mocy anteny HP 152
 znamiona prądowe 426

zjawisko
 – całkowitego odbicia 69
 – dwójłomności 390
 – dyspersji w linii 103
 – korony 326, 383
 – luksemburskie 395
 – przelewania się energii 288
 – przymarzania 425
 – superkierunkowości 239
 – zaniku powszechnego 396
 – wielodrogowości 397, 400
 – rozmycia w czasie impulsów 401
 – zbliżenia 39
 zysk
 – energetyczny 153
 – pomiar 413
 – kierunkowy 151
 – odbioru zbiorczego 358
 źródło liniowe 139

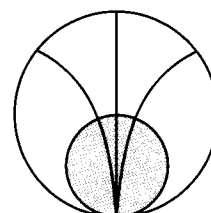
Symbole do oznaczania poszczególnych stref ochronnych



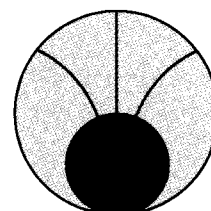
Strefa bezpieczna



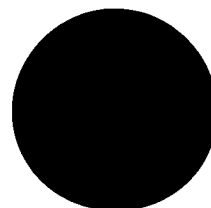
Znak źródła promieniowania elektromagnetycznego



Strefa pośrednia



Strefa zagrożenia



Strefa niebezpieczna