

Tablica 3-1

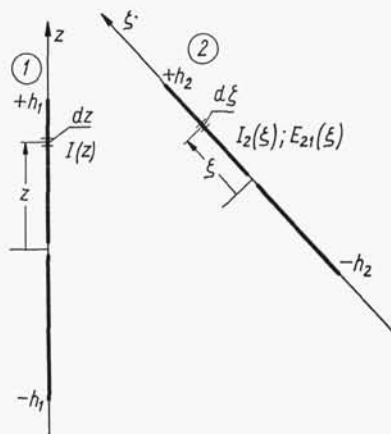
Wartości zastępczych promieni dla anten o przekroju poprzecznym
w postaci wieloboku foremnego

Liczba boków wieloboku	2	3	4	5	6
Zastępczy promień (długość boku = 1)	0,25	0,42	0,59	0,76	0,90

3.4. UKŁADY ANTEN LINIOWYCH

3.4.1. WZAJEMNE ODDZIAŁYWANIE ANTEN LINIOWYCH

Anteny liniowe są często stosowane jako elementy bardziej skomplikowanych układów antenowych. Charakterystyki promieniowania takich układów możemy określić korzystając ze wzorów wyprowadzonych w p. 2.4. Jednak przy wyznaczaniu amplitud i faz prądów w poszczególnych wibratorach musimy uwzględnić ich wzajemne oddziaływanie, promieniowanie jakiegokolwiek anteny w obecności innych



Rys. 3-18. Dwie wzajemnie sprzężone anteny liniowe

promieniujących elementów ulega bowiem zmianie wskutek wzajemnej energii ich pól. W ogólnym przypadku zagadnienie znalezienia prądów w sprzężonych antenach liniowych prowadzi do rozwiązania układu równań całkowych. Ograniczymy się jednak do rozważenia najprostszego przypadku anten nieskończenie cienkich, który można przeanalizować bez uciekania się do równań całkowych.

Niech będą dane dwie dowolnie zorientowane, nieskończenie cienkie, doskonale przewodzące anteny liniowe (rys. 3-18). Oznaczmy przez $E_{21}(\xi)$ składową styczną pola elektrycznego wzdłuż anteny ② wytwarzanego przez antenę ①. W celu

spełnienia warunku granicznego na powierzchni anteny ② należy wzdłuż jej długości rozmieścić w sposób ciągły generatory o SEM

$$E_s(\zeta) = -E_{21}(\zeta)d\zeta \quad (3-53)$$

Moc pozorna tych generatorów

$$P_{21} = -\frac{1}{2} \int_{-h_2}^{h_2} E_{21}(\zeta) I_2^*(\zeta) d\zeta \quad (3-54)$$

przy czym $I_2(\zeta)$ — rozkład prądu wzdłuż anteny ②. Odzwierciedla ona wzajemne oddziaływanie anten. Podobnie jak w teorii obwodów, wzajemne oddziaływanie anten można ująć przez wprowadzenie impedancji wzajemnych; mamy wówczas

$$P_{21} = \frac{1}{2} I_1 I_2^* Z_{21} \quad (3-55)$$

przy czym:

Z_{21} — impedancja wzajemna między anteną ② a anteną ①,

I_1, I_2 — prądy w punktach zasilania (lub odniesione do strzałek) anten ① i ②.

Porównując zależności (3-54) i (3-55) otrzymujemy wyrażenie na impedancję wzajemną dwóch anten liniowych

$$Z_{21} = -\frac{1}{I_1 I_2^*} \int_{-h_2}^{h_2} E_{21}(\zeta) I_2^*(\zeta) d\zeta \quad (3-56)$$

Zgodnie z zasadą wzajemności

$$Z_{21} = Z_{12} \quad (3-57)$$

W przypadku układu złożonego z dowolnej liczby anten liniowych prądy w punktach zasilania poszczególnych anten znajdujemy rozwiązując następujące równanie macierzowe:

$$\mathbf{V} = \mathbf{Z}\mathbf{I} \quad (3-58)$$

przy czym \mathbf{V} jest macierzą kolumnową, której elementami są wartości napięć na zaciskach anten; \mathbf{Z} jest macierzą impedancji (elementy macierzy leżące na przekątnej są impedancjami własnymi poszczególnych anten, pozostałe elementy są impedancjami wzajemnymi między antenami); \mathbf{I} jest macierzą kolumnową, której elementami są wartości prądów w antenach.

3.4.2. IMPEDANCJA WZAJEMNA DWÓCH RÓWNOLEGŁYCH, NIESKOŃCZENIE CIENKICH ANTEN PÓŁFALOWYCH UMIESZCZONYCH NAPRZECIW SIEBIE

Znajdziemy wyrażenie na impedancję wzajemną dwóch równoległych, nieskończenie cienkich anten półfalowych umieszczonych naprzeciw siebie (rys. 3-19).

Zakładając sinusoidalny rozkład prądu w obu antenach $I(z) = I_m \cos kz$, wyrażenie na impedancję wzajemną przedstawić w następującej postaci:

$$Z_{21} = -\frac{1}{I_{m1}} \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} E_{21}(z) \cos(kz) dz \quad (3-59)$$

Składową styczną pola od anteny 1 wzdłuż anteny 2, obliczymy korzystając ze wzoru (3-5b)

$$E_{21} = -j30I_m \left(\frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} \right) \quad (3-60)$$

w którym:

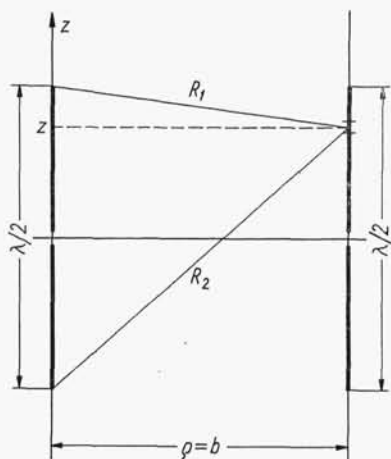
$$R_1 = \sqrt{(z - \lambda/4)^2 + b^2};$$

$$R_2 = \sqrt{(z + \lambda/4)^2 + b^2};$$

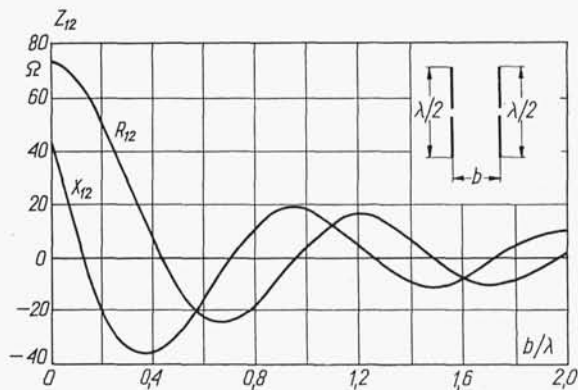
b — odległość między antenami.

Wstawiając zależność (3-60) do wyrażenia (3-59) i wykonując całkowanie otrzymujemy następujące wyrażenia na impedancję wzajemną:

$$R_{21} = 30 \left\{ 2 \operatorname{Ci}(kb) - \operatorname{Ci} \left[k \left(\sqrt{b^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) \right] + \operatorname{Ci} \left[k \left(\sqrt{b^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right) \right] \right\} \quad (3-61a)$$



Rys. 3-19. Dwie równoległe anteny półfalowe ze środkami leżącymi w płaszczyźnie xy



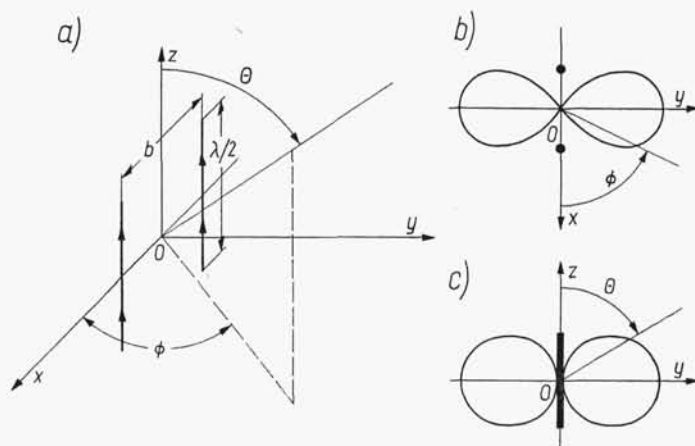
Rys. 3-20. Impedancja wzajemna dwóch równoległych, nieskończenie cienkich anten półfalowych umieszczonych naprzeciw siebie

$$X_{21} = -30 \left\{ 2\text{Si}(kb) - \text{Si} \left[k \left(\sqrt{b^2 + \frac{\lambda^2}{4}} + \frac{\lambda}{2} \right) \right] + \text{Si} \left[k \left(\sqrt{b^2 + \frac{\lambda^2}{4}} - \frac{\lambda}{2} \right) \right] \right\} \quad (3-61b)$$

Przebieg impedancji wzajemnej w funkcji odległości między antenami obliczony na podstawie wzorów (3-61) przedstawiono na rys. 3-20.

3.4.3. UKŁAD DWÓCH RÓWNOLEGLYCH ANTEN PÓŁFALOWYCH ZASILANYCH WSPÓŁFAZOWO

Rozważmy układ dwóch równoległych anten półfalowych zasilanych współfazowo jednakowymi prądami ($I_1 = I_2 = I$). Natężenie pola wytwarzanego przez ten układ w obszarze promieniowania obliczymy korzystając ze wzorów podanych



Rys. 3-21. Układ antenowy złożony z dwóch równoległych anten półfalowych zasilanych współfazowo jednakowymi prądami: a) rozmieszczenie anten w układzie; b) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xy ; c) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie zy

w p. 2.1.7. W tym celu przyjmijmy układ współrzędnych tak, aby środki anten leżały na osi x symetrycznie względem początku układu, a oś z była równoległa do osi anten (rys. 3-21a). Mamy teraz $R_1 = I_x \frac{b}{2}$, $R_2 = -I_x \frac{b}{2}$, $I_{r0} = I_x \sin \theta \cos \Phi + I_y \sin \theta \sin \Phi + I_z \cos \Phi$ oraz $R_1 \cdot I_{r0} = \frac{b}{2} \sin \theta \cos \Phi$, $R_2 \cdot I_{r0} = -\frac{b}{2} \sin \theta \cos \Phi$.

Ponieważ w rozważanym układzie płyną tylko prądy elektryczne mające tylko składową z , więc

$$f_1 = -\frac{2I}{k} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad \text{oraz} \quad f_2 = 0$$

Korzystając ze wzorów (2-43a) i (2-45a) znajdujemy teraz wyrażenie na moduł natężenia pola wytwarzanego przez nasz układ w obszarze promieniowania

$$E_{\theta} = 120I \cos \left(k \frac{b}{2} \sin \theta \cos \Phi \right) \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \right)}{\sin \theta} \quad (3-62)$$

Na rysunku 3-21b,c przedstawiono charakterystyki promieniowania omawianego układu dla przypadku, gdy odległość między antenami wynosi $\lambda/2$.

Ze względu na symetrię układu impedancja wejściowa każdej anteny jest jednakoowa i równa

$$Z_1 = Z_2 = Z_{11} + Z_{12} \quad (3-63)$$

Podstawiając wartości liczbowe dla przypadku gdy $b = \lambda/2$, otrzymujemy

$$Z_1 = 73 + j43 - 13 - j29 = 60 + j14\Omega$$

Określimy teraz zysk energetyczny układu w stosunku do pojedynczej anteny półfalowej. Załóżmy, że całkowita moc doprowadzona do układu jest równa P . Moc ta dzieli się równomiernie na obie anteny, amplituda prądu w każdej antenie jest więc równa (przy założeniu anten bezstratnych)

$$I = \sqrt{\frac{P}{(R_{11} + R_{12})}} \quad (3-64)$$

Układ promieniuje maksymalnie w kierunku $\theta = \pi/2$, $\Phi = \pm \pi/2$, dla którego natężenie pola przyjmuje wartość

$$E_{max} = 120 \sqrt{\frac{P}{(R_{11} + R_{12})}} \quad (3-65)$$

Założmy, dalej, że taką samą moc P doprowadzono do pojedynczej anteny półfalowej umieszczonej wzdłuż osi z . Natężenie pola wytwarzane przez tę antenę w płaszczyźnie xy

$$E_{\lambda/2} = 60 \sqrt{\frac{2P}{R_{11}}} \quad (3-66)$$

Kwadrat stosunku E_{max} do $E_{\lambda/2}$ wyznacza zysk energetyczny rozważanego układu antenowego w odniesieniu do anteny półfalowej

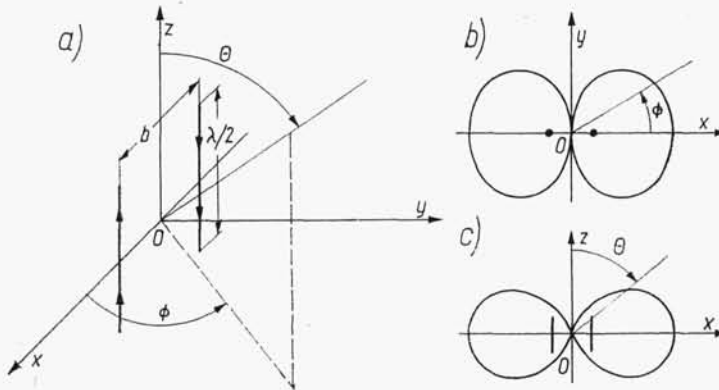
$$G_{\lambda/2} = \left(\frac{E_{max}}{E_{\lambda/2}} \right)^2 = \frac{2R_{11}}{R_{11} + R_{12}} \quad (3-67)$$

W szczególnym przypadku, gdy $b = \lambda/2$

$$G_{\lambda/2} = \frac{2 \cdot 73}{73 - 13} = 2,44$$

3.4.4. UKŁAD DWÓCH RÓWNOLEGLYCH ANTEN PÓŁFALOWYCH ZASILANYCH W PRZECIWFAZIE

Jako drugi przykład rozważymy układ antenowy złożony z dwóch równoległych anten półfalowych zasilanych prądami o jednakowej amplitudzie, ale przeciwnej fazie (rys. 3-22a). Charakterystykę promieniowania tego układu obliczymy podobnie



Rys. 3-22. Układ antenowy złożony z dwóch równoległych anten półfalowych zasilanych w przeciwfazie: a) rozmieszczenie anten w układzie; b) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xy ; c) charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xz

jak poprzednio uwzględniając jednak, że tym razem $I_1 = -I_2$. Wyrażenie na pole w obszarze promieniowania przyjmuje więc postać

$$E_\theta = 120I_1 \sin\left(k\frac{b}{2} \sin\theta \cos\phi\right) \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \quad (3-68)$$

Charakterystyki promieniowania rozważanego układu pokazano na rys. 3-22b, c. Impedancja wejściowa obu anten jest również jednakowa, ale różna od impedancji wejściowej anten w układzie współfazowym

$$Z_1 = Z_2 = Z_{11} - Z_{12} \quad (3-69)$$

Jeśli odległość między antenami będziemy zmniejszać do zera, to rezystancja wejściowa obu anten będzie dążyć do zera, bowiem R_{12} dąży do wartości równej R_{11} .

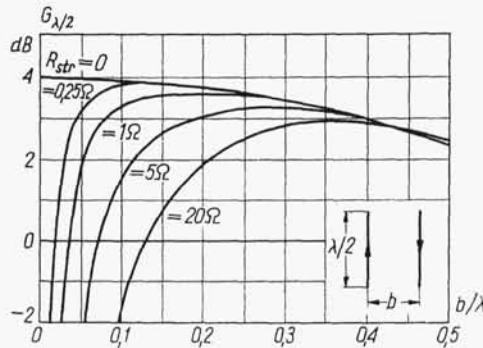
Postępując podobnie jak w przypadku układu współfazowego, znajdujemy wyrażenie na zysk energetyczny układu w odniesieniu do anteny półfalowej

$$G_{\lambda/2} = \frac{2R_{11}}{R_{11} - R_{12}} \sin^2\left(\frac{kb}{2}\right) \quad (3-70)$$

Dla małych odległości między antenami ($b \leq 0,05 \frac{\lambda}{2}$) wyrażenie na rezystancję wzajemną można przedstawić w postaci przybliżonej

$$R_{12} \approx R_{11} - 60\pi^2 \left(\frac{b}{\lambda} \right)^2 \quad (3-71)$$

Wstawiając zależność (3-71) do wyrażenia (3-70) i zastępując sinus jego argumentem znajdujemy, że zysk energetyczny układu przeciwfazowego dąży do stałej



Rys. 3-23. Zależność zysku energetycznego układu antenowego z rys. 3-22a od odległości między antenami

wartości 2,44, gdy odległość między antenami dąży do zera. Stwierdzenie to jest jednak słuszne tylko przy pominięciu strat w antenach. Przy uwzględnieniu strat wyrażenie (3-70) przyjmuje postać

$$G_{\lambda/2} = \frac{2R_{11}}{R_{11} - R_{12} + R_{str}} \sin^2 \left(\frac{kb}{2} \right) \quad (3-72)$$

przy czym R_{str} — rezystancja strat każdej anteny.

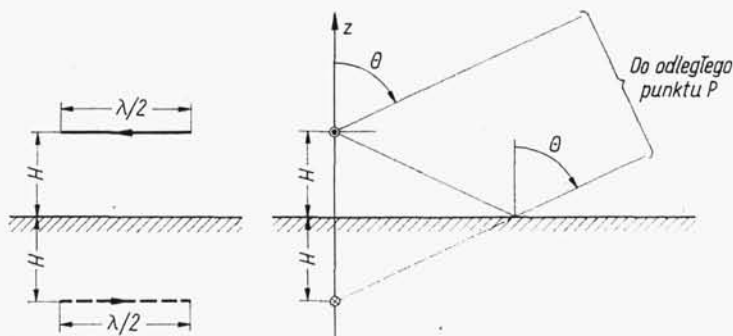
Łatwo teraz sprawdzić, że dla b dążącego do zera i $R_{str} \neq 0$ zysk energetyczny układu maleje do zera. Na rys. 3-23 przedstawiono zależność zysku energetycznego rozważanego układu antenowego od odległości między antenami dla kilku wartości rezystancji strat.

3.4.5. ANTENA LINIOWA NAD ZIEMIĄ

Wszystkie dotychczasowe rozważania dotyczyły anten znajdujących się w swobodnej przestrzeni. Założenie takie można uznać za słuszne przy rozpatrywaniu wysoko umieszczonych anten dla fal metrowych i krótszych oraz anten umieszczonych w kosmosie; jednak w większości przypadków anten zbudowanych na powierzchni ziemi należy uwzględnić jej wpływ na promieniowanie anten. Pod wpływem pola elektromagnetycznego anteny pojawiają się w ziemi prądy elektryczne, które są źródłem wtórnego pola elektromagnetycznego. Rozkład prądów w ziemi

zależy od rodzaju anteny, wysokości jej zawieszenia, częstotliwości oraz parametrów elektrycznych ziemi. Ogólna analiza wpływu ziemi na parametry anten jest bardzo trudna [30, 52]. Ograniczmy się tutaj tylko do omówienia najprostszego przypadku, traktując ziemię jako płaski, nieograniczony, doskonały przewodnik.

Poziomy dipol półfalowy nad ziemią idealną. Rozważymy półfalowy dipol umieszczony poziomo na wysokości H nad płaską, doskonale przewodzącą ziemią (rys. 3-24). Pole w odległym punkcie P jest teraz sumą dwóch fal: fali bezpośredniej i fali



Rys. 3-24. Poziomy dipol półfalowy nad ziemią idealną

odbitej od powierzchni ziemi. Przy założeniu, że ziemia jest doskonałym przewodnikiem, składowa styczna pola elektrycznego na jej powierzchni musi być równa zero. Dla spełnienia tego warunku brzegowego fala odbita musi doznawać zmiany fazy o 180° w punkcie odbicia.

W celu obliczenia pola w odległym punkcie P najdogodniej będzie zastosować metodę odbić zwierciadlanych. Wpływ ziemi zastępujemy zwierciadlanym odbiciem anteny z prądem przesuniętym w fazie o 180° w stosunku do prądu w antenie. W ten sposób problem anteny nad płaską doskonale przewodzącą ziemią został przekształcony w znany już nam problem układu antenowego złożonego z dwóch dipoli zasilanych w przeciwfazie. Pod wpływem ziemi ulega więc zmianie impedancja wejściowa anteny, która teraz jest równa

$$Z_1 = Z_{11} - Z_m \quad (3-73)$$

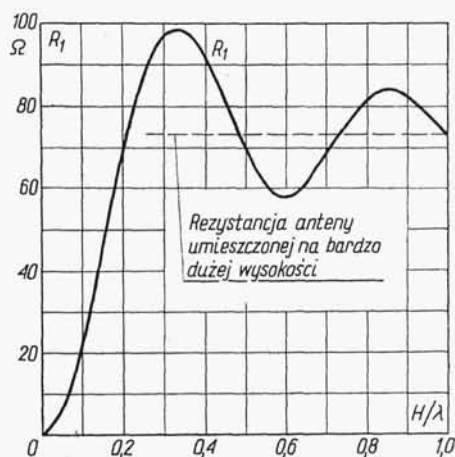
przy czym:

Z_{11} — impedancja własna anteny odosobnionej;

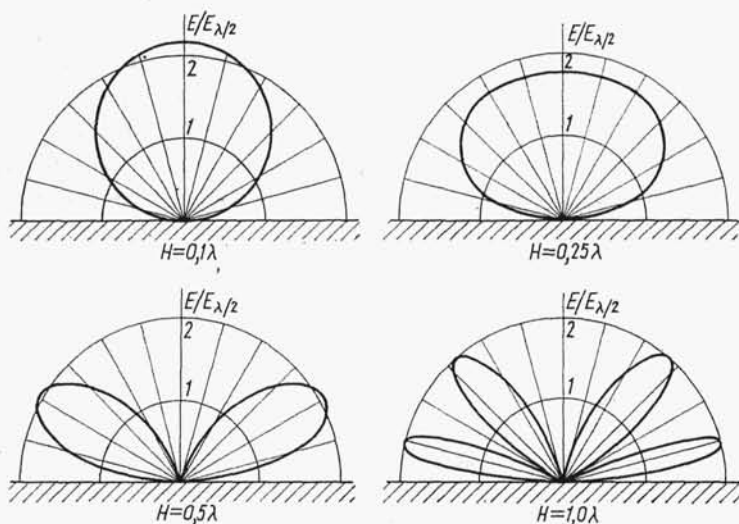
Z_m — impedancja wzajemna między anteną a jej zwierciadlanym odbiciem.

Dla małych wysokości zawieszenia, rezystancja wzajemna jest bliska rezystancji własnej i wobec tego rezystancja wejściowa anteny jest bliska zera. W miarę zwiększania wysokości zawieszenia, rezystancja wejściowa anteny początkowo wzrasta monotonicznie, a następnie oscyluje wokół wartości odpowiadającej wartości rezystancji wejściowej anteny odosobnionej. Amplituda oscylacji maleje przy wzroście wysokości zawieszenia (rys. 3-25).

Ponieważ antena i jej zwierciadlane odbicie mają prądy o jednakowej amplitudzie, ale przeciwnej fazie, więc promieniowanie wzdłuż powierzchni ziemi jest zawsze równe zero. Kształt charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej zależy od wysokości zawieszenia anteny. Jeśli wysokość zawieszenia nie przekracza $0,25\lambda$, to maksimum promieniowania występuje w kierunku pionowym. Przy wysokości zawieszenia przekraczającej $0,5\lambda$ charakterystyka ulega rozszczepieniu, przy czym liczba listków zwiększa się przy wzroście wartości H (rys. 3-26).

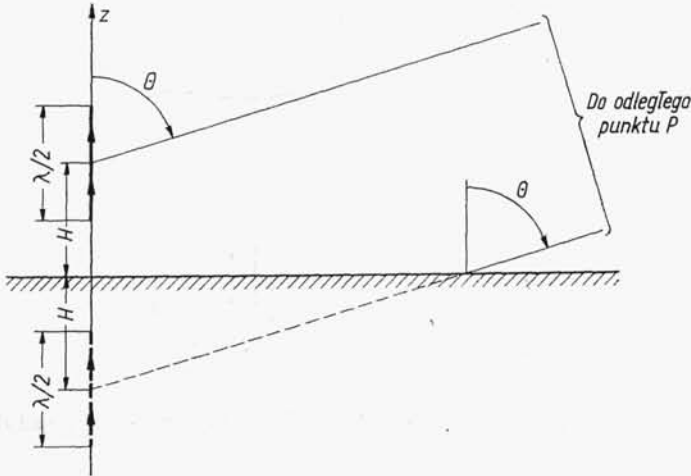


Rys. 3-25. Rezystancja wejściowa dipola półfalowego umieszczonego poziomo nad ziemią idealną

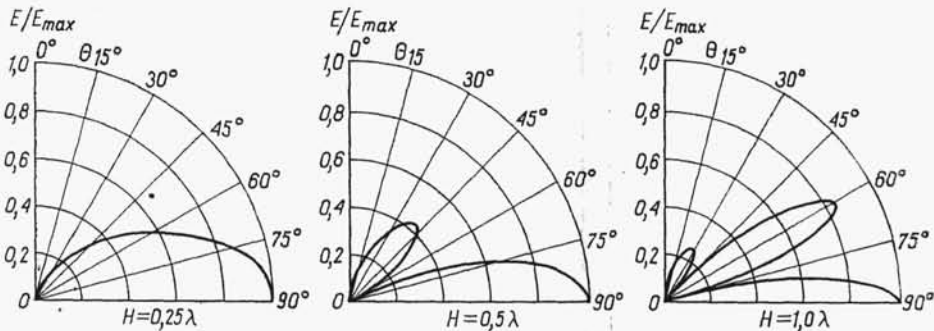


Rys. 3-26. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej dipola półfalowego umieszczonego poziomo na wysokości H nad ziemią idealną (Na wykresach podano względne wartości natężenia pola w stosunku do natężenia pola dipola półfalowego w swobodnej przestrzeni zasilanego taką samą mocą)

Pionowy dipol półfalowy nad ziemią idealną. Zajmiemy się teraz dipolem półfalowym umieszczonym pionowo nad płaską, doskonale przewodzącą ziemią. Środek dipola znajduje się przy tym na wysokości H (rys. 3-27). Do analizy tego przypadku możemy również zastosować metodę odbić zwierciadlanych z tym, że prąd



Rys. 3-27. Pionowy dipol półfalowy nad ziemią idealną



Rys. 3-28. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej dipola półfalowego umieszczonego pionowo na wysokości H nad ziemią idealną

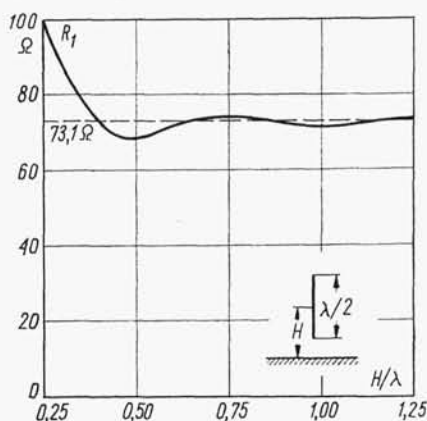
w zwierciadlanym odbiciu ma teraz fazę zgodną z fazą prądu w dipolu. W związku z tym antena promieniuje maksymalnie wzdłuż powierzchni ziemi. Jeśli wysokość zawieszenia środka anteny nie przekracza $0,25\lambda$, to charakterystyka promieniowania jest jednowiązkowa. Przy większych wysokościach zawieszenia charakterystyka ulega rozszczepieniu (rys. 3-28).

Podobnie jak w przypadku anteny poziomej, impedancja wejściowa anteny pionowej w obecności ziemi również ulega zmianie

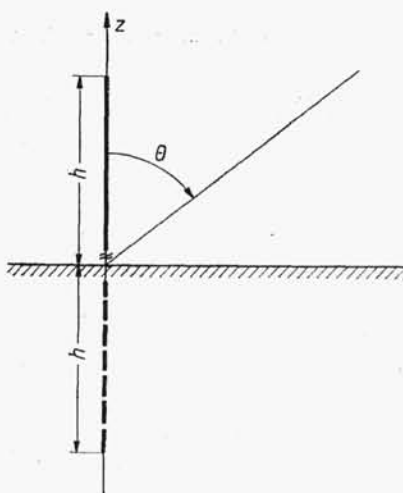
$$Z_1 = Z_{11} + Z_m \quad (3-74)$$

przy czym Z_m — impedancja wzajemna anten ułożonych osiowo.

Ponieważ moduł impedancji wzajemnej przy osiowym ułożeniu anten przyjmuje znacznie mniejsze wartości niż przy ułożeniu równoległym, więc wpływ ziemi na impedancję wejściową dipola pionowego jest również mniejszy (rys. 3-29).



Rys. 3-29. Rezystancja wejściowa dipola półfalowego umieszczonego pionowo nad ziemią idealną



Rys. 3-30. Pionowa antena niesymetryczna zasilana względem ziemi

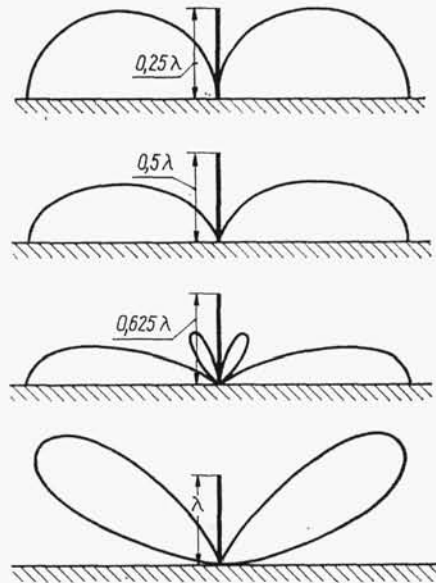
Antena pionowa zasilana u podstawy. Rozważymy niesymetryczną antenę pionową w postaci pręta o wysokości h umieszczonego pionowo nad ziemią idealną i pobudzanego u podstawy. Stosując metodę odbić zwierciadlanych stwierdzamy, że promieniowanie takiej anteny jest równoważne promieniowaniu symetrycznej anteny o długości $2h$ (rys. 3-30). Oczywiście antena niesymetryczna promieniuje tylko w górnej półprzestrzeni. W związku z tym pole w górnej półprzestrzeni jest $\sqrt{2}$ razy większe niż pole wytwarzane w tym obszarze przez antenę symetryczną zasilaną

taką samą mocą jak antena niesymetryczna. Jednocześnie rezystancja promieniowania anteny niesymetrycznej jest równa połowie rezystancji promieniowania odpowiadającej jej anteny symetrycznej.

Pole wytwarzane przez antenę niesymetryczną można obliczyć ze wzoru (3-2). Jeśli prąd w antenie wyrazimy przez rezystancję promieniowania R_{pr} i moc doprowadzoną do anteny równą P , to wzór (3-2) przyjmie następującą postać:

$$E(\theta) = \frac{60}{r} \sqrt{\frac{2P}{R_{pr}}} \left[\frac{\cos(kh \cos \theta) - \cos(kh)}{\sin \theta} \right] \quad (3-75)$$

Jeśli wysokość anteny jest mniejsza od $0,5\lambda$, to antena ma jednowiązkową charakterystykę promieniowania i promieniuje maksymalnie wzdłuż powierzchni ziemi.



Rys. 3-31. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie pionowej niesymetrycznej anteny pionowej zasilanej względem ziemi przy różnych wysokościach anteny

Przy zwiększaniu wysokości anteny pojawia się listek boczny, jeśli jednak wysokość anteny nie przekracza $0,67\lambda$, to kierunek maksymalnego promieniowania w dalszym ciągu leży w płaszczyźnie ziemi. Dalsze zwiększenie wysokości anteny powoduje zmniejszenie promieniowania wzdłuż powierzchni ziemi i wzrost listka bocznego. W szczególności przy $h = \lambda$ promieniowanie wzdłuż powierzchni ziemi staje się równe zero (rys. 3-31).

3.4.6. UKŁADY ANTENOWE Z ELEMENTAMI BIERNYMI

W poprzednio rozważanych układach antenowych obie anteny były zasilane za pomocą torów przesyłowych. Ciekawe właściwości kierunkowe można uzyskać również stosując elementy promieniujące nie połączone z torem przesyłowym, czyli

elementy bierne. Prądy w tych elementach płyną pod wpływem pola wytwarzanego przez element zasilany, zwany *elementem czynnym*. Przykład układu antenowego złożonego z jednego elementu czynnego i jednego elementu biernego pokazano na rys. 3-32.

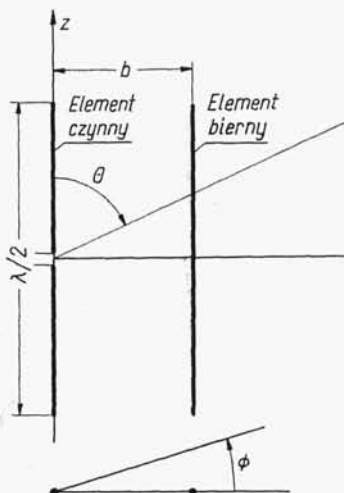
Prąd w elemencie biernym znajdujemy rozwiązując równanie macierzowe (3-58)

$$I_2 = -I_1 \frac{Z_{12}}{Z_{22}} = I_1 \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| e^{j(\pi + \vartheta_{12} - \vartheta_{22})} \quad (3-76)$$

przy czym:

ϑ_{12} — argument impedancji wzajemnej;

ϑ_{22} — argument impedancji własnej anteny biernej.



Rys. 3-32. Układ antenowy złożony z jednego elementu czynnego i jednego elementu biernego

W ogólnym przypadku zaciski anteny biernej nie muszą być zwarte, może być ona obciążona dowolną reaktancją; przez X_{22} będziemy więc rozumieć sumę reaktancji własnej i reaktancji dołączonej.

Pole wytwarzane przez rozważany układ w obszarze promieniowania można przedstawić (p. 2.1.7) w postaci

$$E_{\Theta} = 60 \left| \left[I_1 e^{j \frac{kb}{2} \sin \Theta \cos \phi} + I_2 e^{-j \frac{kb}{2} \sin \Theta \cos \phi} \right] \right| \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta \right)}{\sin \Theta} \quad (3-77)$$

W szczególności w płaszczyźnie xy ($\Theta = \pi/2$) otrzymujemy

$$E_{\Theta} = 60 \left| \left(I_1 e^{j \frac{kb}{2} \cos \phi} + I_2 e^{-j \frac{kb}{2} \cos \phi} \right) \right| \quad (3-78)$$