

modyfikacji jest niewielka bowiem efekt końcowy dla samej spirali jest już dostatecznie mały.

Zauważmy, że wszystkie wymiary w płaszczyźnie w , określające antenę logarytmicznie-periodyczną, są proporcjonalne do odległości od środka anteny (punktu pobudzenia). Na przykład struktura szczelinowa jest określona przez promienie R_n , r_n oraz kąty α i β , przy czym promienie R_{n-1} , R_n , R_{n+1} , ... tworzą postęp geometryczny, którego iloraz znajdujemy ze stosunku

$$\tau = \frac{R_{n+1}}{R_n} \quad (9-7)$$

Podobny postęp z tym samym ilorazem τ tworzą promienie r_{n-1} , r_n , r_{n+1} , ... Względna szerokość szczelin określa stosunek

$$\sigma = \frac{R_n}{r_n} \quad (9-8)$$

Łatwo sprawdzić, że opisane wyżej struktury nieskończone charakteryzują się następującą właściwością: pole promieniowane przez antenę pobudzoną w środku sygnałem o częstotliwości f będzie powtarzało się przy wszystkich częstotliwościach równych $f\tau^n$, przy czym n — dowolna liczba całkowita. Jeśli te częstotliwości przedstawimy w skali logarytmicznej, to odstęp między nimi jest stały, równy $\ln \tau$; stąd właśnie nazwa tego rodzaju anten.

Badania rozkładu pola wzdłuż struktur logarytmicznie-periodycznych wykazały, że pole bardzo szybko maleje po przekroczeniu *niejednorodności rezonansowej* (niejednorodnością rezonansową dla struktur przedstawionych na rys. 9-5b i c jest ząb o długości zbliżonej do $\lambda/4$, natomiast dla struktury z rys. 9-5a — szczelina półfalowa). To tłumienie pola powoduje, że skończone rozmiary anteny mają znikomo mały wpływ na jej parametry (oczywiście dla fal krótszych od fali granicznej). Liczba możliwych do pomyślenia struktur logarytmicznie-periodycznych jest nieograniczona [121, 132, 187].

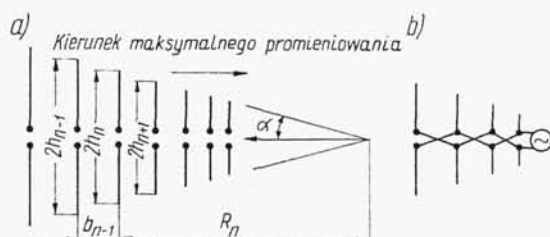
9.3. LOGARYTMICZNIE-PERIODYCZNA ANTENA DIPOŁOWA

Szczególnym przypadkiem anteny logarytmicznie-periodycznej jest antena dipolowa przedstawiona na rys. 9-6. Składa się ona z równoległych dipoli rozmieszczonych w jednej płaszczyźnie. Długość i średnica dipoli oraz odległość między nimi zmieniają się w postępie geometrycznym z ilorazem $\tau < 1$. Parametr σ określa odległość mierzona w długościach fali, między dipolem n -tym a $(n+1)$ -ym. Wielkość σ jest związana z τ zależnością

$$\sigma = \frac{1}{4}(1 - \tau) \operatorname{ctg} \alpha \quad (9-9)$$

przy czym α jest kątem między osią anteny a linią przechodzącą przez końce dipoli.

Dipole pobudza się za pomocą dwuprzewodowego toru symetrycznego o stałej impedancji falowej w taki sposób, że między sąsiednimi dipolami występuje dodatkowe przesunięcie fazy równe 180° . Energia do toru pobudzającego może być doprowadzona za pomocą przewodu symetrycznego lub za pomocą przewodu współosiowego umieszczonego wewnątrz jednego z przewodników toru pobudzającego. Oplot przewodu współosiowego dołącza się do końca jednego przewodnika toru pobudzającego,

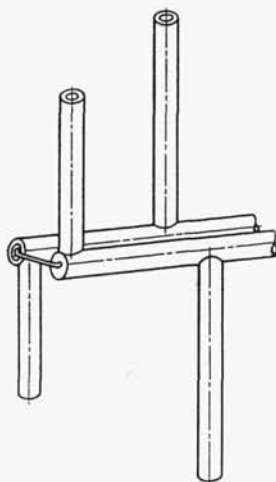


Rys. 9-6. Antena logarytmicznie-periodyczna dipolowa: a) szkic wymiarowy; b) schemat pobudzenia; $R_n/R_{n-1} = h_n/h_{n-1} = \tau$; $b_n/4h_n = \sigma$

a żyłę wewnętrzną — do drugiego (rys. 9-7). W ostatnim przypadku antena odgrywa jednocześnie rolę urządzenia symetryzującego. W zakresie pasma roboczego antena promieniuje maksymalnie w kierunku krótszych dipoli.

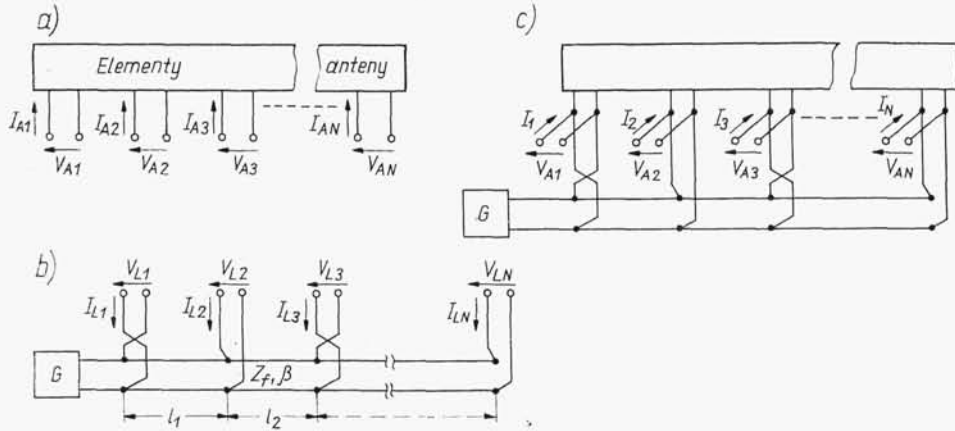
W celu określenia charakterystyki promieniowania anteny musimy wyznaczyć prądy we wszystkich dipolach; założymy przy tym, że rozkład prądu wzdłuż dipoli

Rys. 9-7. Zasilanie anteny logarytmicznie-periodycznej za pomocą przewodu współosiowego



jest sinusoidalny. Elementy promieniujące i tor pobudzający potraktujemy jako wielowniki o $2N$ zaciskach, przy czym N jest liczbą dipoli w antenie (rys. 9-8). Napięcia i prądy na zaciskach dipoli są związane następującym równaniem macierzowym:

$$\mathbf{I}_A = \mathbf{Y}_A \mathbf{V}_A \quad (9-10)$$



Rys. 9-8. Schematy zastępcze układu pobudzającego logarytmicznie-periodycznej anteny dipolowej:
 a) schemat zastępczy elementów promieniujących; b) schemat zastępczy toru pobudzającego;
 c) pełny schemat zastępczy

w którym \mathbf{I}_A i \mathbf{V}_A są macierzami kolumnowymi prądów i napięć na zaciskach dipoli, a \mathbf{Y}_A jest macierzą admitancji, której elementami są admitancje własne i wzajemne dipoli

$$\mathbf{Y}_A = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} & y_{13} & \dots & y_{1N} \\ y_{21} & y_{22} & y_{23} & \dots & y_{2N} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ y_{N1} & y_{N2} & y_{N3} & \dots & y_{NN} \end{bmatrix} \quad (9-11)$$

Podobne napięcia i prądy na zaciskach toru pobudzającego są związane równaniem

$$\mathbf{I}_L = \mathbf{Y}_L \mathbf{V}_L \quad (9-12)$$

w którym \mathbf{I}_L i \mathbf{V}_L są macierzami kolumnowymi prądów i napięć na odczepach, a \mathbf{Y}_L jest macierzą admitancji określoną w następujący sposób:

$$\mathbf{Y}_L = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ y_{21} & y_{22} & y_{23} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & y_{32} & y_{33} & y_{34} & 0 & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & y_{N,N-1} y_{NN} \end{bmatrix} \quad (9-13)$$

przy czym y_{ij} jest prądem płynącym przez i -tą parę zacisków pod wpływem jednostkowego napięcia doprowadzonego do j -tej pary zacisków i zwarcia pozostałych zacisków. Oczywiście $y_{n,n\pm m} = 0$ przy $m \geq 2$, bowiem wskutek zwierania zacisków prąd płynie tylko w części obwodu bezpośrednio przyległej do zacisków, do których doprowadzono napięcie. Elementy macierzy \mathbf{Y}_L są funkcjami trygonometrycznymi.

Jeśli teraz połączymy ze sobą odpowiednie zaciski toru pobudzającego i dipoli, to uzyskamy układ przedstawiony na rys. 9-8c. Napięcia na zaciskach toru pobudzającego i na zaciskach dipoli są teraz jednakowe, więc

$$\mathbf{V}_A = \mathbf{V}_L \quad (9-14)$$

natomiast prądy dopływające do zacisków są równe sumie prądów płynących przez dipole i odczepy toru pobudzającego, zatem

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_A + \mathbf{I}_L \quad (9-15)$$

Dodając stronami równania (9-10) i (9-12) oraz korzystając z równości (9-14) i (9-15) otrzymujemy

$$\mathbf{I} = (\mathbf{Y}_A + \mathbf{Y}_L)\mathbf{V}_A \quad (9-16)$$

Mnożąc lewostronnie równanie (9-10) przez macierz impedancji $\mathbf{Z}_A = \mathbf{Y}_A^{-1}$ otrzymujemy

$$\mathbf{V}_A = \mathbf{Z}_A \mathbf{I}_A \quad (9-17)$$

Korzystając z zależności (9-17) możemy równanie (9-16) zapisać w postaci

$$\mathbf{I} = (\mathbf{Y}_A + \mathbf{Y}_L)\mathbf{Z}_A \mathbf{I}_A \quad (9-18)$$

lub

$$\mathbf{I} = (\mathbf{U} + \mathbf{Y}_L \mathbf{Z}_A) \mathbf{I}_A \quad (9-19)$$

przy czym \mathbf{U} jest macierzą jednostkową.

Elementy macierzy \mathbf{I} przedstawiają prądy dopływające do anteny. W rzeczywistości antenie wszystkie prądy z wyjątkiem prądu w punktach zasilania są równe zeru (rys. 9-7). Przyjmując, że prąd zasilania anteny jest równy 1, mamy

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (9-20)$$

W celu określenia prądów w dipolach należy rozwiązać równanie (9-19) względem \mathbf{I}_A . Rozwiązanie to możemy zapisać formalnie w postaci

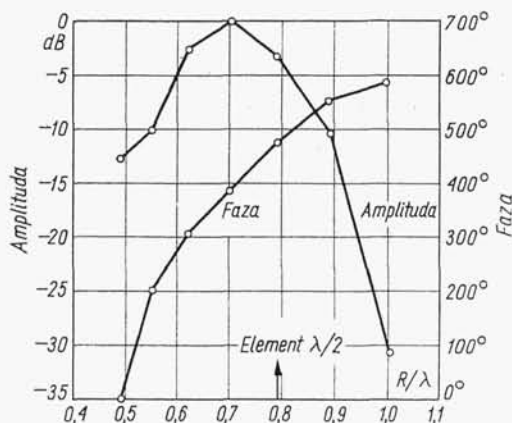
$$\mathbf{I}_A = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{I} \quad (9-21)$$

przy czym

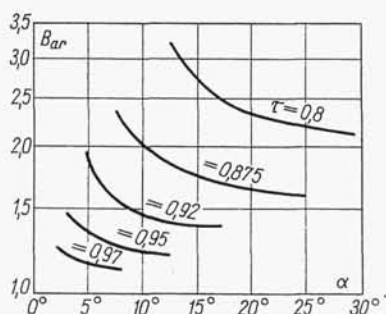
$$\mathbf{T} = \mathbf{U} + \mathbf{Y}_L \mathbf{Z}_A$$

Do rozwiązania równania (9-19) stosuje się maszyny matematyczne.

Na rysunku 9-9 przedstawiono zależność amplitudy i fazy prądów na wejściach dipoli od ich położenia w antenie [4]. Widać wyraźne maksimum prądu w otoczeniu dipola półfalowego. Ponieważ kilka dipoli w otoczeniu dipola półfalowego jest sil-



Rys. 9-9. Zależność amplitud i faz prądów na wejściach dipoli od ich położenia w antenie; $\tau = 0,888$; $\sigma = 0,089$; $\alpha = 17,5^\circ$; $N = 8$; $Z_f = 100 \Omega$; $h/a = 125$. Tor pobudzający zwarto w odległości $0,128\lambda$ za pierwszym dipolem (według R. Carrel: The design of log-periodic dipole antennae, IRE Internat. Conv. Rec. 1961)



Rys. 9-10. Zależność szerokości czynnej części anteny od parametrów τ i α ; $Z_f = 100 \Omega$; $h/a = 125$ (według R. Carrel: The design of log-periodic dipole antennae, IRE Internat. Conv. Rec. 1961)

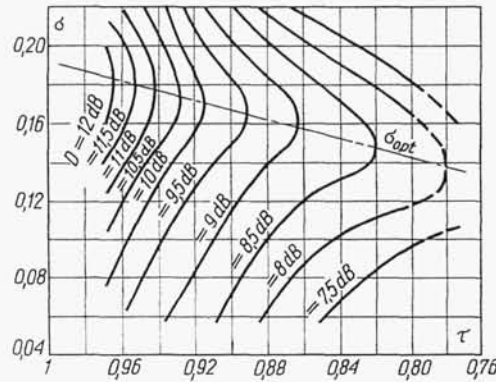
nie pobudzonych, wprowadza się pojęcie szerokości czynnej części anteny B_{ar} , zdefiniowane jako stosunek odległości, w których amplituda prądu maleje o 10 dB. Zależność szerokości czynnej części anteny od parametrów τ i α pokazano na rys. 9-10.

Znając prądy płynące w dipolach możemy łatwo określić charakterystykę promieniowania korzystając z metod podanych w p. 2.4. Dostajemy następujące wyrażenia na charakterystykę promieniowania: w płaszczyźnie H

$$f_H(\Phi) = \left| \sum_{n=1}^N \frac{i_{An}(1 - \cos kh_n)}{\sin kh_n} e^{-jkR_n \cos \Phi} \right| \quad (9-22)$$

w płaszczyźnie E

$$f_E(\Theta, \Phi) = \frac{1}{\sin \Theta} \left| \sum_{n=1}^N \frac{i_{An}[\cos(kh_n \cos \Theta) - \cos kh_n]}{\sin kh_n} e^{-jkR_n \sin \Theta \cos \Phi} \right| \quad (9-23)$$



Rys. 9-11. Krzywej stałej kierunkowości dla różnych τ i σ ; $Z_f = 100 \Omega$; $h/a = 125$ (według R. Carrel: The design of log-periodic dipole antennae, IRE Internat. Conv. Rec. 1961)

Podstawowymi parametrami mającymi wpływ na charakterystykę promieniowania są τ i σ . Określając kierunkowość anteny ze wzoru przybliżonego na podstawie szerokości głównej wiązki promieniowania otrzymujemy

$$D = 10 \lg \frac{41253}{\alpha_E \alpha_H} \quad (9-24)$$

przy czym α_E i α_H są szerokościami głównej wiązki promieniowania (w stopniach) odpowiednio w płaszczyźnie E i H .

Na rys. 9-11 przedstawiono zależność kierunkowości anteny od parametrów τ i σ . Wartości σ , przy których dla danego τ kierunkowość D osiąga maksimum, są wartościami optymalnymi. Optymalne wartości odpowiadają również minimum WFS. Przy σ większych od wartości optymalnych w charakterystyce promieniowania pojawiają się listki boczne.

Impedancja wejściowa anteny zależy od impedancji falowej toru pobudzającego Z_f

$$R_{we} = \frac{Z_f}{\sqrt{1 + \frac{Z_f}{4\sigma'Z_a}}} \quad (9-25)$$

przy czym:

$$\sigma' = \sigma / \sqrt{\tau};$$

$Z_a = 120 \left(\ln \frac{h}{a} - 2,25 \right)$ — średnia impedancja falowa dipola.

Długość anteny mierzona między skrajnymi dipolami

$$L = \frac{\lambda_{max}}{4} \left(1 - \frac{1}{B_s} \right) \operatorname{ctg} \alpha \quad (9-26)$$

liczba dipoli

$$N = 1 + \frac{\lg B_s}{\lg \frac{1}{\tau}} \quad (9-27)$$

przy czym

$$B_s = \frac{h_1}{h_N} = \tau^{1-N} \quad (9-28)$$

jest obliczeniową względną szerokością pasma roboczego. Ze względu na skończoną szerokość czynnej części anteny rzeczywista wartość względnej szerokości pasma roboczego jest mniejsza i wynosi

$$B = \frac{B_s}{B_{ar}} \quad (9-29)$$

Długość najdłuższego dipola wynosi $\lambda_{max}/2$. Koniec toru pobudzającego zwiera się w odległości ok. $\lambda_{max}/8$ za pierwszym dipolem. W niektórych przypadkach dobre rezultaty uzyskuje się zawierając pierwszy dipol, który działa wówczas jako bierny reflektor przy najmniejszej częstotliwości pracy.