Stosunek powierzchni skutecznej anteny do powierzchni apertury

$$\nu = \frac{A_{sk}}{A} \tag{1-21}$$

nazywamy *współczynnikiem wykorzystania apertury*.

W przypadku anteny odbiorczej jej powierzchnię skuteczną określamy jako stosunek mocy P, oddawanej przez antenę do odbiornika, do gęstości mocy S, padającej na antenę fali płaskiej

$$A_{sk} = \frac{P}{S} \tag{1-22}$$

Powierzchnia skuteczna anteny odbiorczej zależy więc nie tylko od parametrów anteny, lecz także od impedancji wejściowej odbiornika oraz od polaryzacji i kierunku przychodzenia fali. W ogólnym przypadku, gdy impedancja wejściowa odbiornika nie jest dopasowana do impedancji wejściowej anteny oraz przy braku dopasowania polaryzacyjnego, wyrażenie na powierzchnię skuteczną anteny można zapisać w postaci

$$A_{sk} = p^2 q\eta \frac{\lambda^2 D}{4\pi} \tag{1-23}$$

przy czym:

p — współczynnik dopasowania polaryzacyjnego;

$q = \frac{4R_A R_{odb}}{(R_A + R_{odb})^2 + (X_A - X_{odb})^2}$ — współczynnik dopasowania energetycznego;

η — sprawność anteny;

$Z_A = R_A + jX_A$ — impedancja wejściowa anteny;

$Z_{odb} = R_{odb} + jX_{odb}$ — impedancja wejściowa odbiornika.

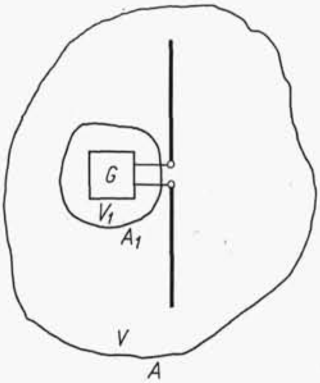
W szczególnym przypadku anteny bezstratnej ($\eta = 1$), której polaryzacja odpowiada polaryzacji padającej fali ($p = 1$) oraz przy dopasowaniu impedancji wejściowej odbiornika do impedancji wejściowej anteny ($q = 1$), powierzchnia skuteczna osiąga wartość maksymalną:

$$A_{sk\,max} = \frac{\lambda^2 D}{4\pi} \tag{1-24}$$

1.5. IMPEDANCJA WEJŚCIOWA I REZYSTANCJA PROMIENIOWANIA ANTENY

W celu określenia warunków współpracy anteny z urządzeniem nadawczym lub odbiorczym dogodnie jest wprowadzić pojęcie *impedancji wejściowej anteny*. Jednoznaczne zdefiniowanie impedancji wejściowej anteny nie jest łatwe ze względu na trudność w określeniu punktów zasilania anteny. W pewnych przypadkach, np. w przypadku anteny dipolowej zasilanej z toru dwuprzewodowego, strukturalna nieciągłość między torem a anteną sugeruje położenie zacisków wejściowych anteny.

Jednak nawet w tym przypadku między anteną a torem przesyłowym występuje sprzężenie, które powoduje, że przynajmniej na pewnym odcinku rozkład prądu wzdłuż toru zasilającego antenę nie jest taki sam jak w torze jednorodnym. W zakresie mniejszych częstotliwości wpływ tego sprzężenia można uwzględnić przez włączenie skupionej reaktancji na zaciski wejściowe anteny; przy wielkich częstotliwościach jednak wpływ sprzężenia może uwidoczniać się na tak długim odcinku toru, że wła-



Rys. 1-8. Obszary rozważane w związku z pojęciem impedancji wejściowej anteny

ściwie nie ma przejścia od prądów w torze przesyłowym do prądów w antenie. Zjawisko to występuje szczególnie wyraźnie w antenach mikrofalowych pobudzanych przez tory falowodowe.

Mimo opisanych wyżej trudności, wprowadzenie pojęcia impedancji wejściowej anteny jest uzasadnione ze względów praktycznych. Rozważmy antenę umieszczoną w swobodnej przestrzeni, dla której w ten lub inny sposób określono zaciski wejściowe. Można w tym przypadku wydzielić obszar V_1 ograniczony powierzchnią A_1 obejmujący generator pobudzający antenę. Rozważmy teraz obszar V ograniczony powierzchnią A obejmujący antenę wraz z pobudzającym ją generatorem (rys. 1-8). Zgodnie z twierdzeniem Poyntinga [49] dla obszaru V jest słuszne równanie następujące:

$$\frac{1}{2}\int_{V_1} \boldsymbol{E}_{mot}\cdot \boldsymbol{J}^* \mathrm{d}V = \frac{1}{2}\int_{V} \frac{\boldsymbol{J}\cdot \boldsymbol{J}^*}{\sigma}\mathrm{d}V + \int_{A} \boldsymbol{S}_z\cdot \boldsymbol{1}_n \mathrm{d}a + \frac{\mathrm{j}\omega}{2}\int_{V}(\mu_0 \boldsymbol{H}\cdot \boldsymbol{H}^* - \varepsilon_0 \boldsymbol{E}\cdot \boldsymbol{E}^*)\mathrm{d}V \tag{1-25}$$

w którym:

$\boldsymbol{E}_{mot}$ — pole elektromotoryczne generatora;

$\boldsymbol{J}$ — wektor gęstości prądu elektrycznego;

σ — konduktywność

$\boldsymbol{S}_z = \frac{1}{2}(\boldsymbol{E}\times \boldsymbol{H}^*)$ — zespolony wektor Poyntinga;

$\boldsymbol{1}_n$ — jednostkowy wektor normalny skierowany na zewnątrz obszaru V;

ω — pulsacja;

$\boldsymbol{E}$ — wektor pola elektrycznego;

$\boldsymbol{H}$ — wektor pola magnetycznego;

gwiazdka oznacza wielkość zespoloną sprzężoną.

Całka po lewej stronie równania (1-25) reprezentuje moc pozorną generatora. Równanie (1-25) możemy więc uważać za analogiczne do następującego równania znanego z teorii obwodów;

$$\frac{1}{2} UI^* = P+\mathrm{j}P_q \tag{1-26}$$

w którym:

U — napięcie na zaciskach dwójnika;

I — prąd płynący przez dwójnik;

P — moc czynna wydzielana w dwójniku;

P_q — moc bierna.

Impedancja wejściowa dwójnika jest przy tym równa

$$Z = R+\mathrm{j}X = \frac{U}{I} = \frac{UI^*}{II^*} = \frac{UI^*}{|I|^2} \tag{1-27}$$

Korzystając z wyrażeń (1-21) i (1-19) możemy więc impedancję wejściową anteny zdefiniować wzorem

$$Z_A = R_A+\mathrm{j}X_A = \frac{1}{I_0^2}\int\limits_{V_1} \boldsymbol{E}_{mot}\cdot \boldsymbol{J}^*\mathrm{d}V \tag{1-28}$$

przy czym I_0 — amplituda prądu na wejściu anteny.

Rezystancja wejściowa anteny składa się z dwóch części: rezystancji promieniowania R_{pr} i rezystancji strat R_{str}. Rezystancja promieniowania jest określona przez część rzeczywistą drugiej całki po prawej stronie równania (1-25)

$$R_{pr} = \frac{1}{I_0^2}\mathrm{Re}\int\limits_A \boldsymbol{S}_z\cdot \boldsymbol{1}_n\mathrm{d}a \tag{1-29}$$

Korzystając z pojęcia uśrednionego wektora Poyntinga

$$\boldsymbol{S}_s = \mathrm{Re}\boldsymbol{S}_z = \frac{1}{2}\mathrm{Re}(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}^*) \tag{1-30}$$

wyrażenie (1-29) możemy przedstawić w postaci

$$R_{pr} = \frac{1}{I_0^2}\int\limits_A \boldsymbol{S}_s\cdot \boldsymbol{1}_n\mathrm{d}a \tag{1-31}$$

W przypadku anten liniowych z sinusoidalnym rozkładem prądu dogodniej jest zamiast amplitudy prądu na zaciskach wejściowych anteny wprowadzić amplitudę prądu w strzałce I_m. Mówimy wówczas o rezystancji promieniowania odniesionej do strzałki prądu

$$R_{mpr} = \frac{1}{I_m^2} \int_A \boldsymbol{S}_s \cdot \boldsymbol{1}_n \mathrm{d}a \tag{1-32}$$

Rezystancja strat anteny jest związana z mocą Joule'a. Biorąc pod uwagę, że poza obszarem anteny prądy elektryczne nie płyną, rezystancję strat możemy zdefiniować jako:

$$R_{str} = \frac{1}{I_0^2} \int_{V_A} \frac{\boldsymbol{J} \cdot \boldsymbol{J}^*}{\sigma} \mathrm{d}V \tag{1-33}$$

przy czym

V_A — obszar anteny.

Rezystancję strat można również odnieść do strzałki prądu

$$R_{m\,str} = \frac{1}{I_m^2} \int_{V_A} \frac{\boldsymbol{J} \cdot \boldsymbol{J}^*}{\sigma} \mathrm{d}V \tag{1-34}$$

Znając rezystancję promieniowania i rezystancję strat, można wyznaczyć sprawność anteny

$$\eta_A = \frac{R_{pr}}{R_{pr} + R_{str}} \tag{1-35}$$

Jeśli powierzchnię A wybierzemy dostatecznie daleko od anteny, tak aby całkowicie znajdowała się w obszarze promieniowania, to wektor Poyntinga $\boldsymbol{S}_z$ staje się rzeczywisty i o reaktancji wejściowej anteny decyduje tylko trzecia całka w wyrażeniu; mamy więc

$$X_A = \frac{\omega}{I_0^2} \int_{\substack{V \\ r \to \infty}} (\mu_0 \boldsymbol{H} \cdot \boldsymbol{H}^* - \varepsilon_0 \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{E}^*) \mathrm{d}V \tag{1-36}$$

1.6. TEMPERATURA SZUMOWA ANTENY; WSPÓŁCZYNNIK PRZYDATNOŚCI

Nawet w przypadku gdy antena nie odbiera żadnego sygnału użytecznego, w jej obciążeniu wydziela się pewna moc zwana *mocą szumów*. Szumy te są wywołane rozmaitymi czynnikami, ponieważ jednak są one zawsze związane z anteną, nazywamy je *szumami anteny*. Źródłami szumów anteny są:

— promieniowanie elementów konstrukcji anteny (szum własny anteny);

— promieniowanie obiektów otaczających antenę włączając w to również Ziemię i atmosferę ziemską;

— promieniowanie pochodzenia kosmicznego (szum kosmiczny).

Antena jest połączona z odbiornikiem za pomocą toru przesyłowego, będącego również źródłem szumów, które należy uwzględnić przy określaniu sumarycznej mocy szumów, na wejściu odbiornika.