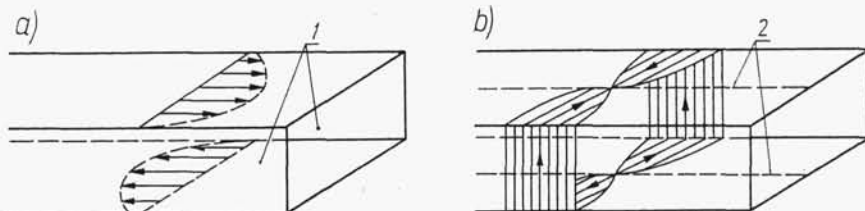


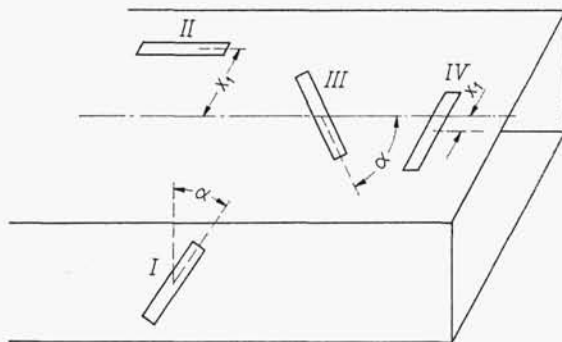
Rys. 4-6. Pobudzenie półfalowej szczeliny za pomocą przewodu współosiowego

4.2. SZCZELINA W FAŁOWODZIE

Anteny szczelinowe są bardzo rozpowszechnione w technice mikrofalowej, gdzie szczeliny wycina się wprost w ściankach falowodów. Należy przy tym pamiętać, że *szczelina promieniująca* musi przecinać linie prądu. Na rys. 4-7 przedstawiono rozkład prądów w ściankach falowodu prostokątnego z modem TE_{10} , a na rys. 4-8 cztery podstawowe typy szczelin promieniujących. Zbadamy, jakie obciążenie dla falowodu przedstawia promieniująca szczelina. Ograniczmy się jedynie do omówienia falowodu prostokątnego z modem podstawowym TE_{10} .

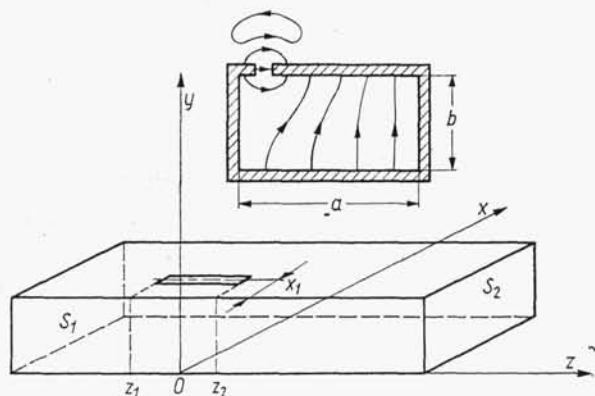


Rys. 4-7. Prądy wzdłużne (a) i poprzeczne (b) w ściankach prostokątnego falowodu z falą typu TE_{10}
 1 — powierzchnie bez prądów wzdłużnych; 2 — linie bez prądów poprzecznych



Rys. 4-8. Cztery podstawowe typy szczelin promieniujących w falowodzie prostokątnym

Wyobraźmy sobie nieograniczony falowód ze szczeliną rozciągającą się między punktami z_1 i z_2 (rys. 4-9). Załóżmy, że falowód jest pobudzany przez znany rozkład pola w szczelinie. W falowodzie rozchodzą się więc fale w obu kierunkach od



Rys. 4-9. Szczelina w falowodzie prostokątnym

szczeliny, przy czym w dostatecznie dużej odległości od szczeliny występuje tylko mod TE_{10} . Składowe poprzeczne tych fal zapiszemy w postaci [31]:

$$\left. \begin{aligned} E_{1y} &= AE_y e^{-j\beta z} \\ H_{1x} &= AH_x e^{-j\beta z} \end{aligned} \right\} z > z_2 \quad (4-11a)$$

$$\left. \begin{aligned} E_{1y} &= BE_y e^{-j\beta z} \\ H_{1x} &= BH_x e^{-j\beta z} \end{aligned} \right\} z < z_1 \quad (4-11b)$$

przy czym:

A, B — stałe określające amplitudy fal rozchodzących się w prawo i w lewo od szczeliny;

$$E_y = \frac{jV}{b} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right);$$

$$H_x = -\frac{jV}{bZ_f} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right);$$

a, b — poprzeczne rozmiary falowodu;

$$Z_f = \zeta \frac{\lambda_f}{\lambda_0} \text{ — impedancja falowa};$$

V — stała;

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_f};$$

λ_f — długość fali w falowodzie.

W celu wyznaczenia stałych A i B wyprowadzimy najpierw zależność pomocniczą. Rozważmy dwa pola E_1, H_1 i E_2, H_2 o takiej samej częstotliwości, spełniające jednorodne równania Maxwella. Na mocy tych równań mamy

$$V \cdot (E_1 \times H_2 - E_2 \times H_1) = 0 \quad (4-12)$$

Rozważmy dowolny obszar V ograniczony powierzchnią S ; na podstawie twierdzenia Ostrogradskiego-Gaussa zależność (4-12) możemy przedstawić w postaci

$$\oint_S (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) \cdot \mathbf{I}_n dS = 0 \quad (4-13)$$

przy czym \mathbf{I}_n — wektor jednostkowy normalny do powierzchni S i skierowany na zewnątrz omawianego obszaru.

Niech teraz \mathbf{E}_1 , \mathbf{H}_1 będzie polem wzbudzonym w falowodzie przez szczelinę, a \mathbf{E}_2 , \mathbf{H}_2 — falą rozchodzącą się swobodnie w falowodzie w kierunku dodatnich wartości z . Za obszar V przyjmujemy odcinek falowodu zawierający szczelinę i ograniczony powierzchniami S_1 i S_2 (rys. 4-9), leżącymi dostatecznie daleko od szczeliny.

Przez powierzchnię S_2 fale 1 i 2 przechodzą w tym samym kierunku, więc wartość całki (4-13) po tej powierzchni jest równa zero. Przez powierzchnię S_1 fale 1 i 2 przechodzą w przeciwnych kierunkach; biorąc pod uwagę, że $\mathbf{I}_n = -\mathbf{I}_z$ znajdujemy wartość całki po tej powierzchni równą $-4BP$, przy czym

$$P = \frac{V^2 a}{4bZ_f} \quad (4-14)$$

jest mocą niesioną przez swobodnie rozchodzącą się falę. Ponieważ na ściankach falowodu iloczyn $\mathbf{I}_n \times \mathbf{E}_2$ jest równy zero, a iloczyn $\mathbf{I}_n \times \mathbf{E}_1$ jest różny od zera tylko w obszarze szczeliny więc ostatecznie otrzymujemy

$$4BP = \int_{\text{szcz}} (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2) \cdot \mathbf{I}_n dS \quad (4-15)$$

Załóżmy teraz, że szczelina jest bardzo wąska, a jej długość równa $\lambda/2$; rozkład pola w szczelinie możemy więc zapisać w postaci

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{I}_x E_0 \cos(kz) \quad (4-16)$$

Wstawiając wyrażenie (4-16) do zależności (4-15) i wykonując całkowanie wyznaczamy stałą B

$$B = -\frac{2}{\pi} \frac{E_0 w}{V} \frac{\lambda_f}{\lambda_0} \cos\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) \cos\left(\beta \frac{\lambda_0}{4}\right) \quad (4-17)$$

przy czym należy uwzględnić, że składowa wzdłużna pola magnetycznego w szczelinie jest określona zależnością

$$H_2 = \frac{\lambda_f}{2aZ_f} \frac{V}{b} \cos\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) e^{-i\beta z} \quad (4-18)$$

w której x_1 — współrzędna osi szczeliny.

Postępując podobnie jak przy wyznaczaniu stałej B , lecz zmieniając kierunek rozchodzenia się fali \mathbf{E}_2 , \mathbf{H}_2 na przeciwny, możemy wyznaczyć stałą A i wówczas stwierdzimy, że $A = B$. Oznacza to, że w płaszczyźnie $z = 0$ pole elektryczne jest ciągłe, natomiast pole magnetyczne doznaje nieciągłości. Wzdłużna szczelina będzie więc wprowadzała obciążenie równoległe do ekwiwalentnego toru.

Zauważmy dalej, że stała A wyznacza wprost współczynnik odbicia ρ w płaszczyźnie $z = 0$. Przy założeniu rezonansowej szczeliny, współczynnik odbicia przy $z = 0$ musi być czysto rzeczywisty, ponieważ impedancja „widziana” na prawo od tego punktu jest czysto rzeczywista. Unormowana konduktancja szczeliny może więc być zapisana w postaci

$$g = -\frac{2}{1 + \frac{1}{\rho}} \quad (4-19)$$

Wartość współczynnika odbicia dla rezonansowej szczeliny możemy również wyznaczyć z bilansu mocy. Moc fali padającej musi bowiem być równa sumie mocy fali odbitej, mocy fali przechodzącej oraz mocy wypromieniowanej przez szczelinę. Biorąc pod uwagę, że $A = B = \rho$ otrzymujemy

$$P = A^2 P + (1 + A)^2 P + P_{szcz} \quad (4-20)$$

skąd

$$1 + \frac{1}{\rho} = 1 + \frac{1}{A} = -\frac{P_{szcz}}{2A^2 P} \quad (4-21)$$

Moc promieniowana przez szczelinę

$$P_{szcz} = \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{R_{szcz}} \quad (4-22)$$

przy czym:

$V_0 = wE_0$ — napięcie pobudzające szczelinę;

R_{szcz} — rezystancja promieniowania szczeliny.

Założmy, że ścianka falowodu zawierająca szczelinę jest przedłużona nieskończenie rozległym, doskonale przewodzącym ekranem. Szczelina promieniuje więc tylko w półprzestrzeni. Zgodnie z zasadą Babinet’a rezystancja promieniowania rezonansowej szczeliny promieniującej w półprzestrzeni jest w przybliżeniu równa [zależność (4-10)]

$$R_{szcz} = \frac{\zeta_0^2}{2 \cdot 73} \quad (4-23)$$

Wstawiając wzory (4-23), (4-14) oraz (4-22) do wzoru (4-21) a następnie korzystając z zależności (4-19) wyznaczamy ostatecznie unormowaną konduktancję szczeliny obciążającą falowód

$$g = \frac{480}{73\pi} \frac{a}{b} \frac{\lambda_f}{\lambda_0} \cos^2\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda_f}\right) \quad (4-24)$$

W podobny sposób można wyznaczyć impedancje wprowadzone do falowodu przez inaczej zorientowane szczeliny. Na rys. 4-10 podano wzory na unormowaną rezystancję lub konduktancję czterech podstawowych typów szczelin promieniujących w falowodzie prostokątnym. Ze względu na daleko idące przybliżenia, jakie robiliśmy w trakcie wyprowadzania tych wzorów (szczególnie co do ograniczenia promieniowania szczeliny do jednej półprzestrzeni), dają one tylko orientacyjną informację o właściwościach impedancyjnych szczelin.

Nr szczeliny	Położenie szczeliny	Schemat zastępczy	Unormowana konduktancja lub reaktancja
I			$g = \frac{30}{73\pi} \frac{\lambda_0^4}{a^3 b} \frac{\lambda_f}{\lambda_0} \left[\frac{\sin \alpha \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda_f} \sin \alpha \right)}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_f} \right)^2 \sin^2 \alpha} \right]^2$
II			$g = \frac{480}{73\pi} \frac{a}{b} \frac{\lambda_f}{\lambda_0} \sin^2 \left(\frac{\pi x_1}{a} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda_f} \right)$
III			$r = 0,131 \frac{\lambda_0^2}{ab} \frac{\lambda_0}{\lambda_f} \left(Q_+ \sin \alpha + \frac{\lambda_f}{2a} Q_- \cos \alpha \right)$ $Q_{\pm} = \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} S_- \right)}{1 - S_-^2} \pm \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} S_+ \right)}{1 - S_+^2}$ $S_{\pm} = \frac{\lambda_0}{\lambda_f} \cos \alpha \pm \frac{\lambda_0}{2a} \sin \alpha$
IV			$r = 0,523 \frac{\lambda_0^2}{ab} \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_0} \right)^3 \cos^2 \left(\frac{\pi x_1}{a} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{2a} \right)$

Rys. 4-10. Schematy zastępcze i unormowane konduktancje lub rezystancje dla czterech podstawowych typów szczelin w falowodzie prostokątnym (według R. Kühn: Mikrowellenantennen, VEB Verlag Technik, Berlin 1964)

4.3. SZCZELINY POBUDZANE ZA POMOCĄ NIEJEDNORODNOŚCI W FALOWODZIE

W pewnych przypadkach zachodzi potrzeba wykorzystania w charakterze anten szczeliny wzdłużnej wyciętej wzdłuż osi szerokiej ścianki falowodu lub szczeliny poprzecznej wyciętej w bocznej ścianie falowodu. Szczeliny te — jak wiemy — w normalnych warunkach nie promieniają i aby mogły być wykorzystane jako anteny, muszą być pobudzone za pomocą dodatkowych urządzeń. Do pobudzenia szczeliny wzdłużnej wykorzystuje się najczęściej kołek pojemnościowy (rys. 4-11a). Rozchodząca się w falowodzie fala TE_{10} pobudza kołek, który działa jak odbiorcza antena niesymetryczna. Prąd tej anteny rozplywa się promieniowo po ścianie falowodu i powoduje pobudzenie szczeliny. Przeniesienie kołka na drugą stronę szczeliny powoduje zmianę fazy pobudzenia o 180° .

Pobudzenie szczeliny poprzecznej w wąskiej ścianie falowodu można uzyskać na przykład za pomocą zagiętego kołka, działającego głównie jako element induk-