

Rozdział 3

Prowadnice falowe

3.1. Pole elektromagnetyczne i równania Maxwella

Zjawiska elektryczne i magnetyczne na poziomie makroskopowym opisał w roku 1873 James Clerk Maxwell, publikując równania wiążące wielkości opisujące pola elektryczne i magnetyczne. Zależności te nazywamy równaniami Maxwella. Praca ta podsumowała stan wiedzy empirycznej i teoretycznej opracowanej wcześniej przez Carla Friedricha Gaussa, André Ampère'a, Michaela Faradaya i innych badaczy. Wkrótce potem w latach 1887-1891 Heinrich Hertz potwierdził eksperymentalnie wytworzenie i propagację fali elektromagnetycznej. Już w roku 1895 Guglielmo Marconi dokonał pierwszej transmisji radiowej. Równania Maxwella utworzyły teoretyczny fundament pod rozwój najważniejszych dla współczesnego świata gałęzi nauki i techniki, jakimi są elektronika i telekomunikacja.

Równania Maxwella wiążą ze sobą cztery najważniejsze wielkości charakteryzujące pole elektromagnetyczne (EM), propagowane w przestrzeni wypełnionej jednorodnym, izotropowym ośrodkiem.

- ✓ Natężenie pola elektrycznego $\vec{E}(x, y, z, t)$ jest wektorem (ma wartość i kierunek), funkcją miejsca i czasu. Natężenie pola elektrycznego mierzymy w woltach na metr [V/m].
- ✓ Natężenie pola magnetycznego $\vec{H}(x, y, z, t)$ jest także wektorem; jego wartość mierzymy w amperach na metr [A/m].
- ✓ Gęstość prądu $\vec{J}(x, y, z, t)$ jest również wektorem, a jego wartość wyrażamy w amperach na metr kwadratowy [A/m²].
- ✓ Gęstość ładunku elektrycznego $\rho(x, y, z, t)$ mierzymy w kulombach na metr sześcienny [C/m³].

Równania Maxwella uwzględniają także parametry ośrodka, w którym rozchodzi się fala elektromagnetyczna.

- ✓ Przenikalność elektryczna ośrodka ϵ , w próżni równa $\epsilon = \epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi [F/m]$.
- ✓ Przenikalność magnetyczna ośrodka μ , w próżni równa $\mu = \mu_0 = 4\pi 10^{-7} [H/m]$.
- ✓ Przewodność właściwa ośrodka σ (konduktywność), jej miarą jest [S/m], w próżni $\sigma = 0$.

W wielu zapisach można spotkać wektory indukcji elektrycznej i indukcji magnetycznej.

- ✓ Indukcja elektryczna $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ jest wektorem, w ośrodku izotropowym skierowanym w tę samą stronę, co natężenie pola elektrycznego, w próżni $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$, mierzymy jej wartość w amperosekundach na metr kwadratowy [As/m²], czyli kulombach na m² [C/m²].

- ✓ Indukcja magnetyczna $\vec{B} = \mu \vec{H}$ jest wektorem, w ośrodku izotropowym skierowanym w tę samą stronę, co natężenie pola magnetycznego, w próżni $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, mierzymy jej wartość w voltach razy sekunda na metr kwadratowy [Vs/m²].

Równania Maxwella prezentowane są w rozmaitych postaciach. Jedną z nich, różniczkową, przedstawiono poniżej.

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \\ \nabla \times \vec{H} &= \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J}; \\ \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\varepsilon}; \\ \nabla \cdot \vec{H} &= 0;\end{aligned}\tag{3-1}$$

Pierwsze z równań jest zapisem prawa Faradaya, drugie jest zapisem prawa Ampere'a, a kolejne jest prawem Gaussa. Równania Maxwella łączą znane, wcześniej opisane prawa, w jedną spójną całość.

Występujące we wzorach współczynniki ε , μ , σ to parametry materiałowe charakteryzujące ośrodek, w którym wzbudzona jest fala EM. Gdy wielkości ε , μ , σ nie zależą od natężeń pól, to taki ośrodek nazywamy liniowym. Jeżeli przynajmniej jeden z parametrów ośrodka zależy od natężeń pól, to ośrodek nazywamy nieliniowym.

Ośrodek jest jednorodny, gdy jego parametry nie zależą od współrzędnych punktu. W przeciwnym przypadku mówimy o ośrodku niejednorodnym.

Istnieją ośrodki, których parametry ε , μ , σ zależą od częstotliwości. Ośrodki takie nazywamy dyspersyjnymi. W ośrodkach dyspersyjnych prędkości propagacji fali EM zależą od częstotliwości.

Jeżeli wielkości ε , μ , σ są niezależne od kierunku pól, to parametry te są skalarami, a taki ośrodek nazywamy izotropowym. Gdy parametry ośrodka zależą od kierunku pól, to mówimy o ośrodku anizotropowym, którego własności nie mogą być opisane przez skalarnie wielkości ε , μ , σ . W takim przypadku parametry materiałowe są reprezentowane przez tensory. Struktury krystaliczne, np. półprzewodniki, oraz zjonizowane gazy są przykładami anizotropowych ośrodków.

Rozważamy przestrzeń nieograniczoną wypełnioną ośrodkiem liniowym, izotropowym, niedyspersyjnym, jednorodnym i bezstratnym. Zakładamy, że w ośrodku nie ma prądów i ładunków, co oznacza, że $\rho = 0$. Parametry ośrodka ε i μ są liczbami stałymi i układ równań Maxwella (3-1) sprowadza się do czterech następujących zależności:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t};$$

$$\begin{aligned}\nabla \times \bar{H} &= \varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}; \\ \nabla \cdot \bar{E} &= 0; \\ \nabla \cdot \bar{H} &= 0;\end{aligned}\tag{3-2}$$

Przekształcając powyższe równania, można otrzymać równania, zwane falowymi, dla natężeń pól elektrycznego i magnetycznego.

$$\begin{aligned}\nabla^2 \bar{E} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} &= 0; \\ \nabla^2 \bar{H} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} &= 0;\end{aligned}\tag{3-3}$$

Otrzymane równania falowe wynikają z równań Maxwella, ale wynikanie odwrotne nie zachodzi. Inaczej mówiąc, każde rozwiązanie układu równań Maxwella musi spełniać równania falowe, a wśród wektorów spełniających równania falowe mogą być takie, które nie są rozwiązaniami układu równań Maxwella.

W punkcie 3.1 przedstawiono zaledwie niewielki fragment wiedzy o równaniach Maxwella, na których zbudowano obszerną dziedzinę wiedzy, jaką jest teoria pola elektromagnetycznego. Studiującym można polecić kilka znakomitych pozycji w języku angielskim, które pozwolą im istotnie pogłębić tę wiedzę, aby lepiej zrozumieć technikę mikrofal.

3.2. Fala płaska

3.2.1. Pola fali płaskiej

Fala EM wypromieniowana przez antenę nadawczą rozchodzi się we wszystkich kierunkach, choć oczywiście pewne kierunki są uprzywilejowane, co pokazuje charakterystyka anteny. Z punktu widzenia anteny odbiorczej oddalonej odpowiednio daleko, o wiele kilometrów, fala dochodząca do niej jest falą płaską. Wartości chwilowe wektorów pól elektrycznego i magnetycznego tej fali są takie same w każdym punkcie płaszczyzny prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali. Na podstawie równania falowego możemy znaleźć matematyczny opis takiej fali.

Przedmiotem analizy jest przypadek, w którym składowe pola są harmonicznymi funkcjami czasu. W znanej nam notacji zespolonej zależność od czasu reprezentuje funkcja $e^{j\omega t}$. Wtedy pochodne po czasie wielkości zmiennych sinusoidalnie można obliczać zgodnie z regułą (3-4):

$$\frac{\partial e^{j\omega t}}{\partial t} = j\omega e^{j\omega t};\tag{3-4}$$

Aby uprościć równania opisujące falę płaską stwierdzamy, że jest to fala poprzeczna, nazywana falą typu TEM (ang. *Transverse Electro-Magnetic*). Jeżeli przyjmiemy, że w układzie kartezjańskim (x, y, z) fala propagowana jest w kierunku osi z , to składowe natężenia pól elektrycznego i magnetycznego leżące w płaszczyźnie (x, y) są poprzeczne do kierunku propagacji, a także w stosunku do siebie. Dla uproszczenia przyjmujemy dalej, że pole elektryczne ma tylko składową E_x , a wtedy pole magnetyczne ma składową H_y . Wartości obu składowych są niezależne od współrzędnych x i y , co oznacza, że $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$. Równania falowe można napisać w postaci (3-5), zwanej tutaj równaniami Helmholtza.

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \gamma^2 E_x = 0; \quad (3-5)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - \gamma^2 H_y = 0;$$

W rozdziale 2, rozwiązując problem propagacji fal w linii długiej, otrzymano równania (2-4) i (2-5), nazwane równaniami telegrafistów albo równaniami linii długiej. Należy więc oczekiwać, że rozwiązania równań (3-5) mają podobną postać, jak w przypadku linii długiej:

$$\begin{aligned} E_x(z) &= E^+ e^{-\gamma z} + E^- e^{\gamma z}; \\ H_y(z) &= H^+ e^{-\gamma z} + H^- e^{\gamma z}; \end{aligned} \quad (3-6)$$

Obecność dwóch członów w rozwiązaniach oznacza, że są to dwie fale rozchodzące się wzdłuż osi z .

- ✓ Fala postępująca o amplitudach E^+ i H^+ propagowana jest zgodnie z kierunkiem osi z , o czym informuje czynnik $e^{-\gamma z}$.
- ✓ Fala powracająca o amplitudach E^- i H^- rozchodzi się w kierunku przeciwnym do osi z , na co wskazuje czynnik $e^{\gamma z}$.

Dokładne wartości amplitud E^+ i E^- są wyznaczone z warunków pobudzenia i odbicia fali EM. Podobnie interpretowaliśmy w rozdziale 2 warunki propagacji fal w linii długiej.

Stała propagacji γ jest w ogólnym przypadku wielkością zespoloną i funkcją parametrów ośrodka.

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\omega\sqrt{\mu\epsilon}\sqrt{1 - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon}}; \quad (3-7)$$

Zgodnie z oznaczeniami przyjętymi w rozdziale 2, część rzeczywista α jest stałą tłumienia, a część urojona β jest stałą fazową. Przyjmując dalej, że zastosowaliśmy notację zespoloną i w przestrzeni jest tylko fala biegnąca w kierunku osi z , otrzymuje się następujące wyrażenie na wartość składowej $E_x(z, t)$.

$$E_x(z, t) = \operatorname{Re}\{E^+ e^{-\gamma z} e^{j\omega t}\} = |E^+| e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \varphi^+); \quad (3-8)$$

We wzorze tym φ^+ jest argumentem E^+ . Zaniedbując zależności fazowe przyjmuje się często, że E^+ jest czysto rzeczywiste.

Przyjmując dalej, że biegnie tylko jedna fala w kierunku osi z , można wyznaczyć stosunek składowych pola elektrycznego i magnetycznego nazywany **impedancją falową**.

$$Z_f = \frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} \approx \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}; \quad (3-9)$$

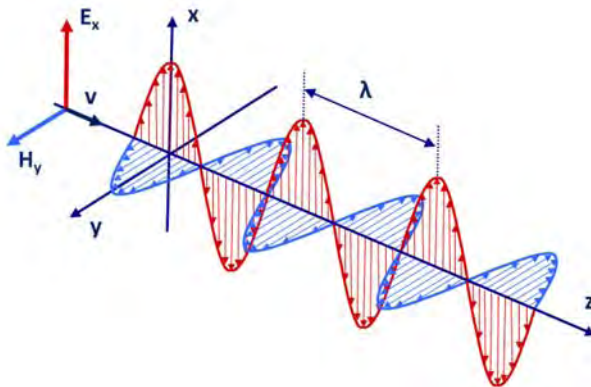
Natężenie pola magnetycznego $H_y(z)$ można teraz zapisać zależnością (3-10), aby podkreślić ścisły związek obu pól. W rozwiązaniach dla linii długiej w rozdziale 2 podobne związki otrzymano dla napięcia $U(I)$ i prądu $I(I)$.

$$H_y(z) = \frac{1}{Z_f} (E^+ e^{-\gamma z} - E^- e^{\gamma z}); \quad (3-10)$$

Dla ośrodka bezstratnego impedancja falowa jest czysto rzeczywista. W próżni impedancja falowa Z_{f0} wynosi $377 \, \Omega$, zgodnie z zależnością (3-11).

$$Z_{f0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi \approx 377 \, \Omega; \quad (3-11)$$

Przykład konfiguracji pól elektrycznego i magnetycznego takiej fali płaskiej ilustruje rys. 3.1. Zaznaczono tam, że wektory natężenia pól elektrycznego i magnetycznego są do siebie prostopadłe oraz że trójka wektorów E_x , H_y i prędkości v jest prawoskrętna. Właśność tę mają na ogół tylko fale w ośrodkach nieograniczonych i izotropowych. Długość propagowanej fali λ oznaczono jako odległość między kolejnymi maksimami.



Rys. 3.1. Składowe pola elektrycznego E_x i magnetycznego H_y fali płaskiej, propagowanej w kierunku osi z , w ośrodku bezstratnym.

3.2.2. Parametry fali płaskiej

W zależności (3-7) widać, że stała propagacji $\gamma = \alpha + j\beta$ jest liczbą zespoloną. Stała tłumienia α i stała propagacji β związane są z parametrami ośrodka, w którym propagowana jest fala, następującymi zależnościami:

$$\begin{aligned}\alpha &= \operatorname{Re}\left\{\sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)}\right\}; \\ \beta &= \operatorname{Im}\left\{\sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)}\right\};\end{aligned}\tag{3-12}$$

W próżni, gdy przewodność ośrodka $\sigma = 0$, a $\varepsilon = \varepsilon_0$ i $\mu = \mu_0$, stała propagacji jest czysto urojona, $\gamma = j\beta$.

$$\begin{aligned}\gamma^2 &= -\omega^2\varepsilon_0\mu_0; \\ \beta &= \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0};\end{aligned}\tag{3-13}$$

Z zapisu zależności (3-8) wynika, że stała tłumienia wpływa jedynie na zmniejszanie się amplitudy danego pola, a stała fazowa informuje o tempie zmiany fazy fali wzdłuż kierunku propagacji z . Gdy fala rozchodzi się w ośrodku bezstratnym, amplitudy pól nie zmniejszają się i pole elektryczne jest w fazie z polem magnetycznym.

Prędkość fazową v_f fali płaskiej znajduje się, analizując ruch płaszczyzny stałej fazy. Dla tej płaszczyzny spełniony jest warunek (3-14):

$$\omega t - \beta z = \text{const.};\tag{3-14}$$

Płaszczyzna ta porusza się z prędkością v_f :

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}};\tag{3-15}$$

Dla próżni prędkość fazowa fali płaskiej jest prędkością c światła:

$$v_f = c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s};\tag{3-16}$$

Droga, jaką fala poruszająca się prędkością v_f opisaną zależnością (3-15) przebędzie w czasie okresu T , jest długością fali λ – patrz rys. 3.1.

$$\lambda = \frac{\omega T}{\beta} = \frac{2\pi}{\beta};\tag{3-17}$$

Zależność (3-16) podaje wartość prędkości fazowej v_f . Należy pamiętać, że prędkość jest wielkością wektorową i jej zwrot jest zgodny z wektorem określającym kierunek rozchodzenia się fali. Należy podkreślić, że ruch płaszczyzny stałej fazy jest pojęciem matematycznym i nie oznacza przesuwania się żadnego obiektu materialnego, a tym samym przenoszenia energii. Z tego względu prędkość fazowa może przyjmować dowolne wartości dodatnie i nie podlega ograniczeniom wynikającym ze szczególnej teorii względności.

Aby za pomocą fali EM przesłać informację, trzeba przebieg o pulsacji nośnej ω zmodulować odpowiednim sygnałem o pulsacji ω_s . W wyniku modulacji z sygnału monochromatycznego otrzymujemy sygnał zajmujący określone pasmo częstotliwości. W najprostszych przypadkach modulacji amplitudowej jedną częstotliwością otrzymujemy dwie częstotliwości $\omega - \omega_s$ i $\omega + \omega_s$ prążków bocznych. Obwiednia amplitudy zmodulowanego sygnału o $\Delta\omega = 2\omega_s$ porusza się z prędkością zwaną prędkością grupową, dla której spełniony jest warunek (3-18):

$$\Delta\omega t - \Delta\beta z = \text{const.}; \quad (3-18)$$

Prędkość grupową v_g można zapisać następującą definicyjną zależnością:

$$v_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right)^{-1}; \quad (3-19)$$

Można wykazać, że w ośrodku izotropowym związek pomiędzy prędkościami grupową i fazową przybiera postać (3-20):

$$v_g = \frac{v_f}{1 - \frac{\omega}{v_f} \frac{dv_f}{d\omega}}; \quad (3-20)$$

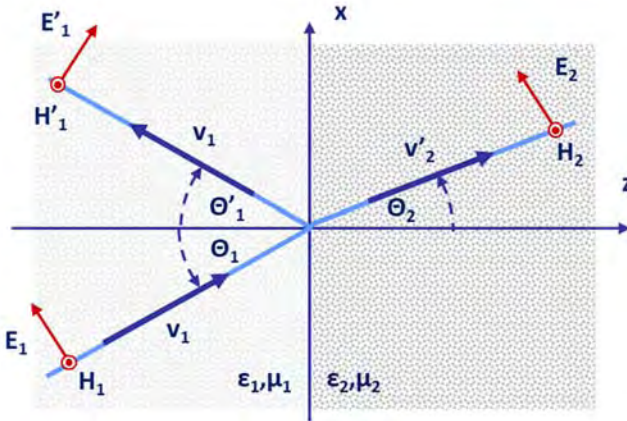
Z zależności powyższej wynika wniosek, że dla fali, której prędkość fazowa nie zależy od częstotliwości, prędkość grupowa jest równa prędkości fazowej.

3.2.3. Odbicie i załamanie fali płaskiej

Rozważymy teraz zachowanie się fali płaskiej na granicy dwóch bezstratnych ośrodków.

Na rys. 3.2 pokazano falę płaską biegnącą z prędkością v_1 w ośrodku o parametrach μ_1 , ϵ_1 i padającą pod kątem θ_1 na granicę ośrodków, którą jest płaszczyzna $z = 0$. Prędkość v_1 związana jest z parametrami μ_1 , ϵ_1 zależnością (3-15). Położenie wektorów natężenia pola elektrycznego E_1 i H_1 pokazano na rysunku.

Obecność ośrodka o innych parametrach μ_2 , ϵ_2 powoduje, że na granicy ośrodków powstanie fala odbita pod kątem θ'_1 i fala wzbudzona w drugim ośrodku, rozchodząca się pod kątem θ_2 z prędkością v'_2 , zależną od parametrów drugiego ośrodka μ_2 , ϵ_2 .



Rys. 3.2. Ilustracja odbicia i transmisji fali płaskiej na granicy dwóch bezstratnych ośrodków.

Analiza warunków odbicia prowadzi do wniosku, że składowe prędkości wzdłuż osi x powinny być w każdym przypadku jednakowe, co można zapisać zależnością (3-21).

$$\frac{v_1}{\sin \theta_1} = \frac{v_1}{\sin \theta'_1} = \frac{v_2}{\sin \theta_2}; \quad (3-21)$$

W przypadku fali odbitej oznacza to, że $\theta'_1 = \theta_1$. W przypadku fali wzbudzonej w ośrodku drugim słuszna jest zależność (3-22).

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \sqrt{\frac{\mu_1 \epsilon_1}{\mu_2 \epsilon_2}}; \quad (3-22)$$

Przyjmując, że ośrodkami są dielektryki, dla których $\mu_1 = \mu_2$, zależność powyższa prowadzi do dobrze znanego prawa Snella.

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} = \frac{n_1}{n_2}; \quad (3-23)$$

Współczynniki n_1 i n_2 są współczynnikami załamania wskazującymi, w jakim stopniu fala płaska zmniejsza swoją prędkość w ośrodku dielektrycznym w stosunku do swojej prędkości w próżni.

3.2.4. Rodzaje fal EM w przewodnicach falowych

Do tej pory zajmowaliśmy się falą płaską rozchodzącą się w nieograniczonej przestrzeni, która jest ważnym rodzajem fali elektromagnetycznej w dziedzinie zastosowań telekomunikacyjnych, gdyż występuje pomiędzy antenami nadawczą i odbiorczą.

Niemniej istotne jest rozchodzenie się fal elektromagnetycznych we wszelkiego rodzaju liniach transmisyjnych, w których fale prowadzone są w określonym kierunku. Linie te nazywamy prowadnicami falowymi. Prowadzenie fal uzyskuje się wzdłuż określonego układu przewodników i dielektryków. W przypadku prowadzenia fal wzdłuż przewodników, możliwe jest rozchodzenie się energii elektromagnetycznej w liniach składających się z dwóch lub więcej przewodów, a także w rurach (najczęściej o przekroju prostokątnym albo kołowym) niezawierających wewnątrz dodatkowych przewodników, tzw. falowodach. Natomiast przykładem prowadnicy falowej będącej układem warstw dielektrycznych jest światłowod, bez którego trudno wyobrazić sobie dzisiejszą telekomunikację.

Określenie postaci fali elektromagnetycznej w prowadnicy falowej wiąże się z poszukiwaniem rozwiązań równań Maxwella, które jest zagadnieniem matematycznym innego typu niż w przypadku fali w nieograniczonej przestrzeni. Ze względu na to, że mamy tu do czynienia z obszarem cylindrycznym o granicy przewodzącej lub w formie granicy dwóch dielektryków, musimy teraz uwzględnić warunki brzegowe. Dlatego własności fal elektromagnetycznych w prowadnicach są inne niż dla fali płaskiej.

Okazuje się, że fale w prowadnicach falowych nie muszą być falami typu TEM, tzn. mogą one mieć składowe pól elektrycznego i magnetycznego wzdłuż kierunku rozchodzenia się fali. Wprowadzić należy klasyfikację możliwych rodzajów fal nazywanych również modami. Liczba modów pola EM, które mogą być wzbudzone w prowadnicy, może być znaczna i zwykle rośnie z częstotliwością.

Przyjmijmy zatem, że w prowadnicy falowej rozchodzi się fala zgodnie z kierunkiem osi z . W zależności od właściwości wektorów obu składowych pola EM można wyróżnić typy fal, wskazane w tabeli 3.1.

Tabela 3.1. Zestawienie właściwości typów fal

Typ fali	Właściwości pola E i H
Fala typu TEM	$E_z = 0$, pole elektryczne leży w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji fali $H_z = 0$, pole magnetyczne leży w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji fali
Fala typu TM (zwana też E)	$E_z \neq 0$ $H_z = 0$, pole magnetyczne leży w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji fali
Fala typu TE (zwana też H)	$H_z \neq 0$ $E_z = 0$, pole elektryczne leży w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji fali
Fala typu EH	$E_z \neq 0$ $H_z \neq 0$

Z wykazu w tabeli 3.1 wynika, że tylko pierwszy z wymienionych typów fal jest falą poprzeczną. Prowadnice falowe, w których mogą rozchodzić się rodzaje TEM, nazywamy liniami TEM lub prowadnicami TEM. Struktura prowadnicy TEM musi zawierać co najmniej dwa przewody. Przykładem linii TEM jest linia współosiowa, tzw. kabel koncentryczny.

Fale TE i TM rozchodzą się w falowodach. Falowody stosuje się do prowadzenia fali elektromagnetycznej z mniejszymi stratami niż w linii TEM (np. w transponderach satelitów telekomunikacyjnych) lub do przesyłania dużych mocy, których przesłanie nie jest możliwe linią współosiową (np. w radarach).

Fale typu EH występują między innymi w falowodach dielektrycznych i światłowodach.

3.3. Prowadnice typu TEM

3.3.1. Właściwości prowadnic TEM

W punkcie 3.3 przedstawimy podstawowe właściwości trzech typów prowadnic TEM: znanej już z rozdziału 2 linii dwuprzewodowej, symetrycznej linii paskowej i linii współosiowej, zwanej często kablem koncentrycznym. Można wykazać, że konfiguracja pól w prowadnicy TEM jest identyczna jak dla fali płaskiej w przestrzeni nieograniczonej. Wektory pól E i H są do siebie prostopadłe i prostopadłe do kierunku propagacji z . Wiemy też, że rozwiązanie równań Helmholtza dla fali płaskiej ma identyczną postać, jak rozwiązania równania telegrafistów dla linii długiej.

W prowadnicy TEM, gdy jest bezstratna, stała propagacji związana jest z parametrami ośrodka μ i ϵ , jak dla fali płaskiej.

$$\begin{aligned}\gamma^2 + \omega^2 \mu \epsilon &= 0; \\ \beta &= \omega \sqrt{\mu \epsilon};\end{aligned}\tag{3-24}$$

Impedancja falowa obliczana jako stosunek natężeń pól elektrycznego i magnetycznego także zależy od parametrów μ i ϵ , choć wartości natężeń pól są funkcją parametrów x i y .

$$Z_f = \frac{E_\rho}{H_\phi} = \frac{\omega \mu}{\beta} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}};\tag{3-25}$$

Prędkość propagacji fali w linii jest zależna od parametrów materiału μ i ϵ , a niezależna od częstotliwości.

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}};\tag{3-26}$$

Zasadnicza różnica między cechami pól fali płaskiej w ośrodku nieograniczonym i pól w linii TEM jest związana z tym, że pola w ośrodku nieograniczonym nie zależą od zmiennych w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali, natomiast w prowadnicy

TEM, w której muszą być spełnione określone warunki brzegowe na powierzchni przewodników linii, pola na ogół zależą od tych zmiennych.

Warto zapamiętać, że prowadnicę falową charakteryzują dwa parametry: współczynnik propagacji γ oraz impedancja charakterystyczna Z_0 . Dla linii z małymi stratami stała fazowa β z dobrą dokładnością opisana jest zależnością (3-24). Więcej o stałej tłumienia α powiemy w następnych punktach.

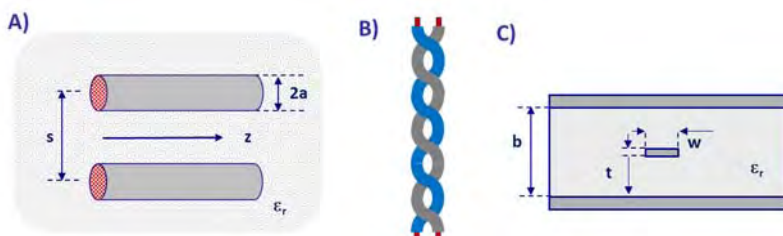
Impedancja charakterystyczna Z_0 jest wielkością związaną ze strukturą prowadnicy falowej, wyrażoną stosunkiem amplitud napięcia U_P i prądu I_P fali propagowanej w kierunku z .

$$Z_0 = \frac{U_P}{I_P}; \quad (3-27)$$

O ile impedancja falowa jest funkcją parametrów materiału dielektryka wypełniającego prowadnicę, to impedancja charakterystyczna zależy od wymiarów prowadnicy, a w szczególności przewodów metalowych, ich kształtu i rozmiarów. Definicja Z_0 jest przydatna przy analizie obwodów zawierających prowadnice falowe i elementy o stałych skupionych.

3.3.2. Linia dwuprzewodowa

W rozdziale 2 analizowano proces propagacji fal w dwuprzewodowej linii długiej. Na rys. 3.3A powtórzono za rys. 2.3B oznaczenia najważniejszych wymiarów linii dwuprzewodowej: średnicę $2a$ przewodów metalowych i odległość s między nimi. Przewody tej linii TEM zanurzone są w dielektryku o przenikalności ϵ_r . Połowe wielkości charakteryzujące falę TEM dla tej prowadnicy są identyczne jak dla linii współosiowej.



Rys. 3.3. Struktura i wymiary linii dwuprzewodowych. **A)** Linia dwuprzewodowa z przewodami zanurzonymi w dielektryku. **B)** Popularna skrętka dwuprzewodowa. **C)** Symetryczna linia paskowa.

Impedancję charakterystyczną Z_0 linii dwuprzewodowej określa zależność (3-28):

$$Z_0[\Omega] = \frac{276}{\sqrt{\epsilon_r}} \log \frac{s}{a}; \quad (3-28)$$

Linia dwuprzewodowa jest z historycznego punktu widzenia pierwszą linią długą, dla której znaleziono rozwiązanie falowe. Stosowana jest jeszcze w sieciach telewizyjnych i telefonicznych w postaci tzw. skrętki. Strukturę takiej linii pokazano na rys. 3.3B. Odległość

między metalowymi przewodami określona jest grubością materiału dielektrycznego otaczającego przewody.

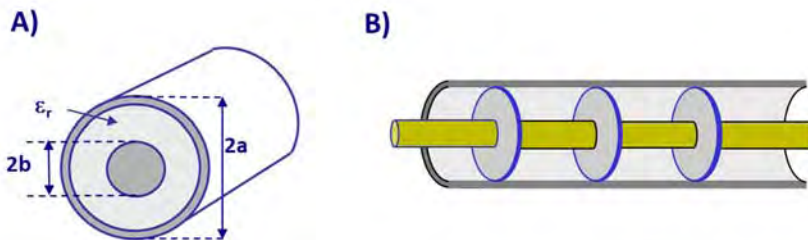
Strukturę symetrycznej linii paskowej pokazano na rys. 3.3C. Przestrzeń między dwiema szerokimi płytkami metalowymi wypełnia małostratny materiał dielektryczny o przenikalności względnej ϵ_r . W połowie odległości między płytkami umieszczony jest pasek metalowy o szerokości w i grubości t . Struktura taka jest linią typu TEM. Impedancję charakterystyczną tej linii oblicza się z dobrym przybliżeniem ze wzoru (3-29):

$$Z_0[\Omega] = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{b}{w + 0,441b}; \quad (3-29)$$

Symetryczna linia paskowa stosowana jest w konstrukcjach niektórych przyrządów mikrofalowych, takich jak sprzęgacze, filtry itp.

3.3.3. Linia współosiowa

Najpopularniejszą prowadnicą w rodzinie TEM jest linia współosiowa, zwana także kablem współosiowym. Strukturę linii współosiowej pokazano na rys. 3.4A. Linia ma dwa przewody metalowe wewnętrzny i zewnętrzny, o średnicach odpowiednio $2b$ i $2a$. Przestrzeń między przewodami wypełniona jest małostratnym dielektrykiem o przenikalności względnej ϵ_r . Metalowy przewód zewnętrzny jest naturalnym ekranem pola elektromagnetycznego, które skupione jest między przewodami.



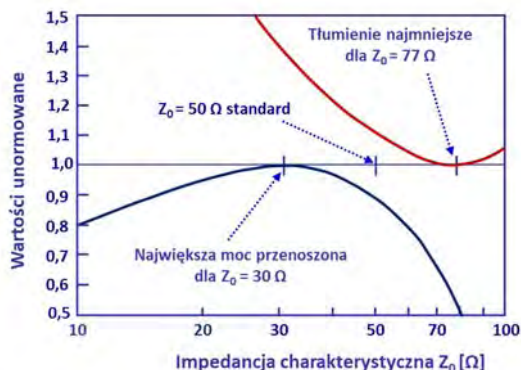
Rys. 3.4. Struktura linii współosiowej. **A)** Przekrój poprzeczny linii współosiowej wypełnionej dielektrykiem. **B)** Linia współosiowa o okresowo rozmieszczonych podporach dielektrycznych.

Impedancja charakterystyczna Z_0 linii współosiowej obliczana jest z zależności (3-30):

$$Z_0[\Omega] = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \log \frac{a}{b}; \quad (3-30)$$

Zależność powyższa wskazuje, że impedancja charakterystyczna linii współosiowej zależy od stosunku promieni przewodów i właściwości ośrodka wypełniającego prowadnicę. Wartość Z_0 można ustalić, dobierając stosunek średnic przewodów zewnętrznego i wewnętrznego, bądź przez dobór dielektryka (stała ϵ_r).

Ważnym problemem są kryteria doboru wartości Z_0 . Jednym z kryteriów jest taki dobór Z_0 , aby tłumienie propagowanej fali było najmniejsze. Analiza prowadzi do wniosku, że dla tych samych materiałów tłumienie powietrznej linii współosiowej osiąga najmniejszą wartość dla $Z_0 = 77 \Omega$ (rys. 3.5). Z tego względu współosiowe kable telekomunikacyjne (m.in. sieci telewizji kablowej) mają impedancję charakterystyczną równą 70Ω . Przy transmisji sygnałów o dużych mocach (np. stacje radiolokacyjne) mogą wystąpić przebiecia między przewodami. Analiza wykazała, że największe moce można przesyłać gdy $Z_0 = 30 \Omega$ (rys. 3.5).



Rys. 3.5. Zależności tłumienia (linia czerwona) i największej mocy przenoszonej (linia niebieska) od impedancji charakterystycznej linii współosiowej.

Problem minimalizacji tłumienia kabli współosiowych skłonił konstruktorów do szukania struktur pozwalających minimalizować ilość dielektryka w linii. Taką konstrukcję pokazano na rys. 3.4B. Centryczność przewodu środkowego zapewniają okresowo rozłożone cienkie, dielektryczne podpory. Można spotkać konstrukcje, w których podpora jest ciekim paskiem, spiralnie otaczającym przewód wewnętrzny.

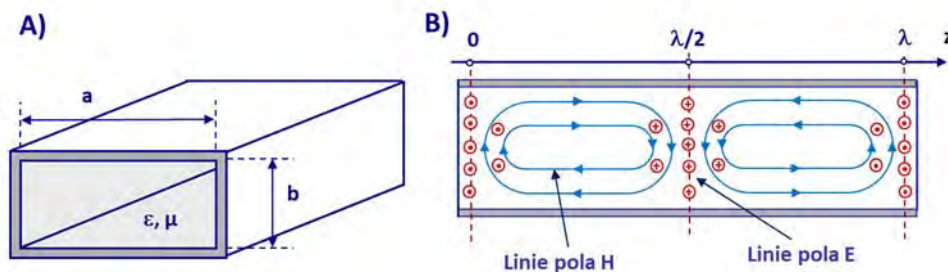
Linia współosiowa, zwana kablem współosiowym albo koncentrycznym, jest szeroko stosowana w laboratoriach i systemach pomiarowych. Powszechnie używanym standardem jest linia o impedancji $Z_0 = 50 \Omega$. Należy dodać, że kable współosiowe pracują z powrotem do 60 GHz.

3.4. Falowody

3.4.1. Falowód prostokątny

Zgodnie ze strukturą pokazaną na rys. 3.6A, falowód prostokątny jest prowadnicą falową, w której nie występują dwa niezależne przewody, a więc nie może się rozchodzić fala elektromagnetyczna typu TEM.

Można natomiast wzbudzić – przy spełnieniu pewnych warunków – mody TE , oznaczane czasami jako mody E , lub TM , oznaczane jako H . Dla każdego z modów konfiguracja pól E i H jest inna. Dla każdego modu można też określić częstotliwość graniczną, poniżej której dany mod nie może zostać wzbudzony.



Rys. 3.6. Falowód prostokątny. **A)** Struktura i wymiary falowodu prostokątnego. **B)** Linie sił pola elektrycznego E i magnetycznego H dla modu podstawowego TE_{10} .

Każdy z modów określony jest wskaźnikami „ m ” i „ n ”. Wartość częstotliwości granicznej zależy od wartości „ m ” i „ n ”, od rozmiarów a i b falowodu oraz od wartości przenikalności elektrycznej materiału wypełniającego falowód.

W miarę wzrostu częstotliwości wzbudzają się kolejne mody $TE_{m,n}$ i $TM_{m,n}$. Mod o najniższej częstotliwości granicznej nazywany jest podstawowym. Modem podstawowym w falowodzie prostokątnym jest TE_{10} . Dla niego wartość długości fali granicznej (jest to długość fali w wolnej przestrzeni dla częstotliwości granicznej) wynosi:

$$\lambda_{gTE10} = 2a; \quad f_{gTE10} = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\epsilon}}; \quad (3-31)$$

W tabeli 3.2 zestawiono wartości częstotliwości granicznych dla kilku pierwszych modów, dla falowodu skonstruowanego do pracy w pasmie 3 cm, bez wypełnienia dielektrykiem.

Tabela 3.2. Pierwsze mody falowodu prostokątnego na pasmo X, o standardowych wymiarach: szerokość $a = 2,286$ cm i wysokość $b = 1,016$ cm

MOD	TE_{10}	TE_{20}	TE_{01}	TE_{11} TM_{11}
Częstotliwość graniczna f_g [GHz]	6,562	13,123	14,764	16,156

Rozkład pola elektrycznego i magnetycznego dla modu podstawowego TE_{10} pokazano na rys. 3.6B.

Rekomendowane pasmo pracy falowodu prostokątnego pracującego w modzie podstawowym zawiera się w granicach $(1,2-1,9)f_{gTE10}$. Stosunek górnej częstotliwości pasma

do dolnej równy jest około 3:2. Dla opisywanego w tabeli 3.2 falowodu pasmem pracy jest zakres 8,2-12,4 GHz.

Prędkości: fazowa v_f i grupowa v_g oraz długość fali λ_f są – dla tej samej częstotliwości f – różne i różne dla różnych modów. Oznaczamy: prędkość v i długość λ dla fali płaskiej w wolnej przestrzeni wypełnionej ośrodkiem o $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ i $\mu = \mu_r \mu_0$.

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}}; \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}}; \quad (3-32)$$

Dla falowodów prędkości: fazową v_f i grupową v_g , dla modów TE_{mn}/TM_{mn} , dla których częstotliwość graniczna równa jest f_{gmn} , opisują następujące zależności:

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{v}{\sqrt{1 - (f_{gmn}/f)^2}}; \quad (3-33)$$

$$v_g = \frac{1}{d\beta/d\omega} = v \sqrt{1 - (f_{gmn}/f)^2};$$

Długość fali λ_f w falowodzie jest większa niż w wolnej przestrzeni i gdy częstotliwość zbliża się do częstotliwości granicznej, długość fali rośnie do nieskończoności.

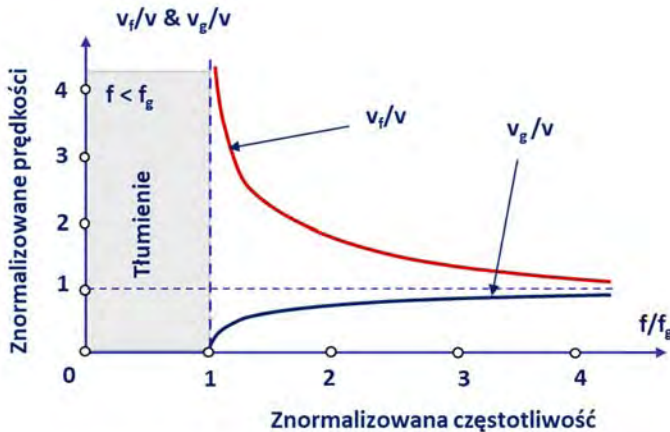
$$\lambda_f = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (f_{gmn}/f)^2}}; \quad (3-34)$$

Między prędkościami fazową i grupową istnieje związek (3-35):

$$v_g v_f = v^2; \quad (3-35)$$

Na rys. 3.7 pokazano zależności $v_f(f/f_g)$ i $v_g(f/f_g)$. Gdy częstotliwość zbliża się do wartości granicznej, to prędkość fazowa rośnie do nieskończoności, prędkość grupowa maleje do zera i ustaje przepływ energii. Poniżej częstotliwości granicznej dany mod nie może zostać wzbudzony.

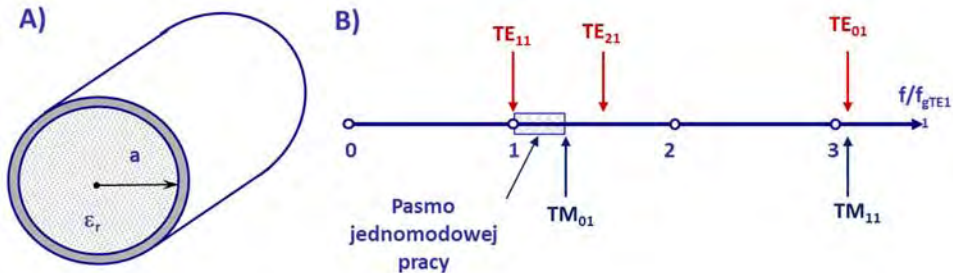
Straty mocy w ściankach metalowych powodują, że falowody wykazują stosunkowo duże tłumienie mocy sygnału. Aby je zmniejszyć, falowody prostokątne wykonywane są z dobrych przewodników: miedzi, mosiądzu, aluminium, często są srebrzone i złocone.



Rys. 3.7. Znormalizowane prędkości fazowa i grupowa w falowodzie.

3.4.2. Falowód cylindryczny

Falowód cylindryczny jest metalową rurą, najczęściej powietrzną, co pokazuje rys. 3.8A.



Rys. 3.8. Falowód cylindryczny. A) Wymiary falowodu cylindrycznego. B) Oś z częstotliwościami kolejnych modów.

Rozwiązania równań Maxwella w falowodzie cylindrycznym wskazują, że także w nim można wzbudzić nieskończenie wiele modów TE_{mn} i TM_{mn} . Wartość częstotliwości granicznej f_{gmn} związana jest z wartościami:

- ✓ dla modów TM_{nm} z m -tym pierwiastkiem funkcji Bessela $J_n(x) = 0$,
- ✓ dla modów TE_{nm} z m -tym pierwiastkiem pochodnych tych funkcji $J'_n(x) = 0$.

Funkcje Bessela są obecne w rozwiązaniach równań Maxwella dla falowodu cylindrycznego. Modem podstawowym jest mod TE_{11} . Długość fali odpowiadającej częstotliwości granicznej dla tego modu równa jest:

$$\lambda_{cTE11} = 3,41a; \quad (3-36)$$

Kolejny mod, który się wzbudzi, to TM_{01} , a następnie TE_{21} , tak więc pasmo pracy falowodu cylindrycznego jest niewielkie, co ogranicza zakres zastosowań – patrz rys. 3.8B.

Falowody cylindryczne stosowane są w konstrukcjach niektórych rezonatorów i filtrów, ze względu na duże wartości ich dobroci (będzie o tym mowa w jednym z dalszych rozdziałów).

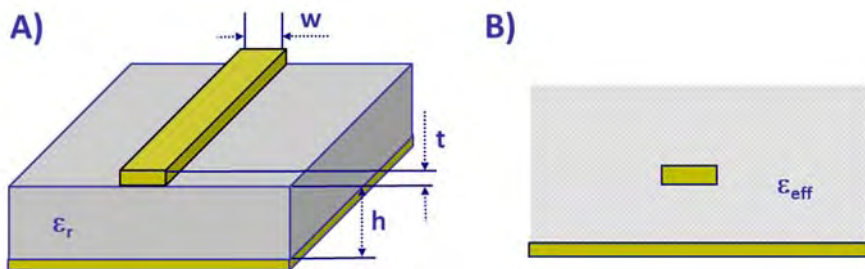
3.5. Prowadnice mikrofalowych układów scalonych

3.5.1. Linia mikropaskowa

Rozwój technologii układów scalonych, planarnych z samej natury, zmusił konstruktorów do opracowania nowej rodziny prowadnic falowych, które można stosować zarówno w hybrydowych, jak i monolitycznych układach scalonych.

Najpopularniejszym rozwiązaniem jest linia mikropaskowa, której strukturę pokazano na rys. 3.9A. Płaska, o odpowiednio dobranej grubości h warstwa dielektryka pokrywana jest obustronnie metalem. Warstwa metalizacji jest z jednej strony pozostawiona w całości, natomiast z drugiej strony pozostawione są tylko wąskie ścieżki metalizacji o odpowiednio dobranej szerokości w . Tworzy się w ten sposób dwuprzewodową strukturę umożliwiającą propagowanie fali elektromagnetycznej.

Linia mikropaskowa nazywana jest linią quasi-TEM, ponieważ fala EM porusza się w ośrodkach o 2 różnych prędkościach. Linie te wykazują niewielką dyspersję.



Rys. 3.9. Prowadnice planarne. **A)** Linia mikropaskowa: rzeczywista struktura i wymiary. **B)** Pasek linii mikropaskowej w dielektryku o przenikalności efektywnej ϵ_{eff} .

Impedancja charakterystyczna linii mikropaskowej jest funkcją grubości warstwy h , szerokości paska metalizacji w oraz przenikalności elektrycznej ϵ_r dielektryka oddzielającego pasek od metalizacji „ziemi”. Do odpowiednich zależności wprowadza się efektywną przenikalność ϵ_{eff} , której wartość jest mniejsza od wartości ϵ_r podłoża. Z dobrym przybliżeniem

można ε_{eff} obliczyć z podanej niżej zależności (3-37). Wartość ε_{eff} określa prędkość propagacji fali w linii mikropaskowej.

$$\varepsilon_{eff} \cong \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12 \frac{h}{w}}}; \quad (3-37)$$

Dla $w/h \leq 1$ wartość impedancji charakterystycznej Z_0 można obliczyć z zależności (3-38):

$$Z_0[\Omega] \cong \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \ln \left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h} \right); \quad (3-38)$$

Gdy $w/h > 1$, z lepszym przybliżeniem obliczamy wartość impedancji Z_0 ze wzoru (3-39):

$$Z_0[\Omega] \cong \frac{377}{\sqrt{\varepsilon_{eff} \left[\frac{w}{h} + 1,393 + 0,677 \ln \left(\frac{w}{h} + 1,444 \right) \right]}}; \quad (3-39)$$

Dla określonych materiałów, które wykorzystano projektując linię mikropaskową, długość fali λ_f zależy od stosunku w/h , gdyż ze zmianą wartości w/h zmienia się ε_{eff} .

$$\lambda_f[\text{cm}] = \frac{30}{\sqrt{\varepsilon_{eff}} f_{\text{GHz}}}; \quad (3-40)$$

W praktyce obliczenia wymiarów linii mikropaskowych rozmaitych struktur prowadzone są z wykorzystaniem licznych komputerowych programów obliczeniowych.

Zakres częstotliwości pracy linii mikropaskowej jest bardzo szeroki, od prądu stałego DC do 30 GHz dla układów hybrydowych i do 500 GHz dla układów monolitycznych.

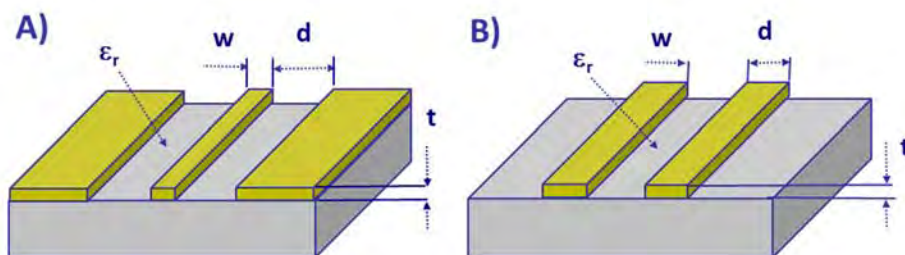
3.5.2. Linia koplanarna

Niedogodnością struktury linii mikropaskowej jest konieczność wykonywania otworów w warstwie dielektryka zwierających pasek z warstwą metalizacji. Jest to szczególnie kłopotliwe w przypadku realizacji monolitycznych układów scalonych. Niedogodności tej nie ma całkowicie planarna struktura linii koplanarnej, pokazana na rys. 3.10A. W niektórych rozwiązaniach stosowane są także dwuprzewodowe linie planarne, co przedstawia rys. 3.10B.

Impedancje charakterystyczne Z_0 linii mikropaskowych i koplanarnych zależą od ε_r podłoża i wymiarów linii. Mogą być dobierane w szerokich granicach: dla linii mikropaskowej 20-100 Ω , dla linii koplanarnej 25-50 Ω , a dla linii dwuprzewodowej koplanarnej 45-220 Ω .

Dla potrzeb technologii mikrofalowych układów scalonych opracowano techniki wytwarzania planarnych rezystorów, kondensatorów, cewek indukcyjnych, a także diod i tranzystorów. W scalonych układach hybrydowych MIC elementy te montuje się na powierzchni układu, łącząc je z paskami przewodnic falowych. W monolitycznych układach

scalonych MMIC wszystkie elementy wykonuje się w procesach technologicznych na podłożu krzemu albo arsenku galu.



Rys. 3.10. Prowadnice koplanarne. **A)** Linia koplanarna. **B)** Linia dwuprzewodowa koplanarna.

3.5.3. Podłoża linii planarnych

Jak wspomniano wyżej, parametry linii planarnej, takie jak impedancja charakterystyczna, długość fali oraz stała tłumienia zależą od rodzaju użytego dielektryka. Zestawienie typowych dielektryków i ich najważniejsze parametry pokazano w tabeli 3.3.

Tabela 3.3. Zestawienie właściwości podłoży przewodnic planarnych

Podłoże	ϵ_r	$\text{tg } \delta$	Zastosowania
Al_2O_3 – ceramika alundowa	9,6	0,0001	MIC
SiO_2 – kwarc	3,8	0,00006	MIC
Teflon	2,1	0,00015	MIC
GaAs – arsenek galu	12,5-13	0,002	MMIC
Si – krzem	11,2	0,004	MMIC

Wśród wymienionych wyżej materiałów najbardziej popularnymi są ceramika alundowa Al_2O_3 , płytki wykonane z kwarcu oraz teflon, niekiedy wymieszany z proszkiem alundowym.

Arsenek galu GaAs i krzem Si są materiałami półprzewodnikowymi. Jako półprzewodniki samoistne nawet przy niewielkim poziomie domieszek nie są najlepszymi dielektrykami i wykonane na nich linie wykazują duże straty. Jednakże stosujemy je w układach monolitycznych, gdyż tylko na takich podłożach można wykonywać aktywne tranzystory.

3.6. Tłumienie przewodnic falowych

Z analizy przeprowadzonej w rozdziale 2 wiemy, że amplituda napięcia propagowanej wzdłuż przewodnicy fali maleje w wyniku tłumienia zgodnie z funkcją $\exp(-\alpha z)$. Wartość stałej tłumienia α zależy od trzech najważniejszych czynników:

- ✓ przewodności metalu, z którego wykonano przewody linii,
- ✓ strat materiału dielektrycznego wypełniającego częściowo lub w całości przewodnicę,
- ✓ strat mocy na promieniowanie.

Można przyjąć z dobrym przybliżeniem, że współczynnik tłumienia α jest sumą trzech składników, reprezentujących wymienione efekty:

$$\alpha = \alpha_m + \alpha_d + \alpha_{rad}; \quad (3-41)$$

We wzorze α_m reprezentuje straty wywołane skończoną przewodnością metalu, α_d to straty wywołane obecnością stratnego dielektryka, α_{rad} reprezentuje straty wywołane promieniowaniem energii na zewnątrz linii.

Straty wywołane skończoną przewodnością metalu zależą od przewodności σ metalu, z którego wykonano falowód lub elementy przewodzące przewodnicy (np. przewody: wewnętrzny i zewnętrzny linii współosiowej). Straty spowodowane niedoskonałością przewodnika są duże i rosną z częstotliwością, ze względu na efekt nasłórkowości.

Jak nam wiadomo, pole elektryczne nie wnika do doskonałego przewodnika, ale do niedoskonałego wnika, na pewną, niewielką głębokość. W rezultacie na powierzchni przewodnika płynie prąd, ale tylko w cienkiej warstwie o głębokości wnikania δ_s [m] i szybko zanika w warstwach głębszych. Głębokość wnikania maleje z częstotliwością, zgodnie z zależnością (3-42).

$$\delta_{s[m]} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_r \mu_0 \sigma}}; \quad (3-42)$$

Na przykład dla miedzi, dla częstotliwości $f = 10$ GHz, głębokość wnikania jest niewielka i wynosi zaledwie $\delta_s = 0,66 \mu\text{m}$. Do wzorów na wartość stałej tłumienia α_m wprowadza się zwykle rezystancję powierzchniową przewodnika R_s . Jej wartość rośnie proporcjonalnie do $\sqrt{f}$.

$$R_{s[\Omega/\text{kw.}]} = \frac{1}{\sigma \delta_s} = \sqrt{\frac{\pi f \mu_r \mu_0}{\sigma}}; \quad (3-43)$$

Rezystancja powierzchniowa R_s rośnie dla każdego przewodnika z częstotliwością f , choć wolniej dla przewodników dobrze przewodzących (duża przewodność σ). Dla linii współosiowej straty związane ze skończoną przewodnością metalu opisuje zależność (3-44):

$$\alpha_m = \frac{R_s}{4\pi Z_0} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right); \quad (3-44)$$

Wartość tłumienia zależy także od stosunku a/b promieni przewodów, a więc od wartości impedancji charakterystycznej Z_0 . Dla powietrznej linii współosiowej tłumienie jest najmniejsze dla $Z_0 = 77 \Omega$, co pokazuje rys. 3.5.

Aby oszacować straty wywołane obecnością dielektryka przyjmijmy, że linia TEM wypełniona jest dielektrykiem o przenikalności opisanej liczbą zespoloną ε :

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_r \varepsilon_0 (1 - j \operatorname{tg} \delta); \quad (3-45)$$

W powyższym zapisie $\operatorname{tg} \delta$ jest miarą strat materiału dielektrycznego. Dla linii współosiowej można oszacować straty wywołane obecnością dielektryka następująco:

$$\alpha_d = \frac{\pi \operatorname{tg} \delta}{\lambda_f} = \frac{\pi f \operatorname{tg} \delta}{v_f}; \quad (3-46)$$

Jak widać, składnik α_d współczynnika tłumienia reprezentujący dielektryk rośnie proporcjonalnie do częstotliwości f we wszystkich liniach TEM i quasi-TEM.

Ogólnie można napisać:

$$\alpha_d = K f \operatorname{tg} \delta; \quad (3-47)$$

a stała proporcjonalności K zależy od rozmiarów i rodzaju linii.

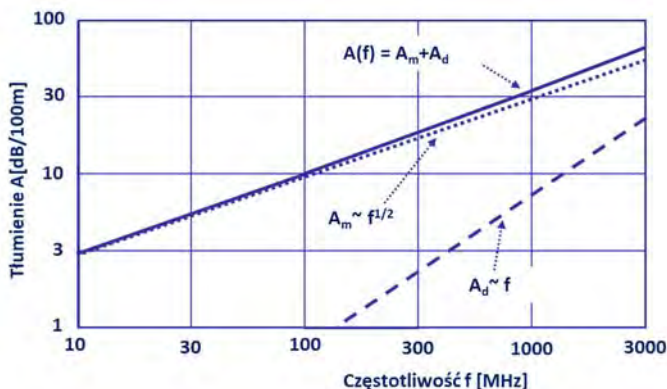
Tłumienie kabli współosiowych podawane są zwykle w dB/100 m. Z dobrym przybliżeniem można je przedstawić jako sumę dwóch składników $A_m + A_d$ reprezentujących obecność metalu i dielektryka, zależnych od częstotliwości zgodnie z zależnością (3-48).

$$A_{[\text{dB/m}]} \cong A_m(\sqrt{f}) + A_d(f) = A_{mf_0}(\sqrt{f/f_0}) + A_{df_0}(f/f_0); \quad (3-48)$$

Na rys. 3.11 pokazano przykład zależności tłumienia typowego kabla transmisyjnego od częstotliwości. Jak widać, dominuje składnik wywołany stratami mocy w niedoskonałych przewodnikach. Tłumienie A_m rośnie z częstotliwością, gdyż rośnie wartość rezystancji powierzchniowej R_s .

Straty na promieniowanie w przypadku linii dwuprzewodowej, czy też skrętki, odgrywają w zakresie częstotliwości powyżej 100 MHz istotną rolę. To ogranicza ich użyteczność w pasmach powyżej 300 MHz. Także w liniach mikropaskowych i koplanarnych składnik α_{rad} nie może być pominięty, choć jest trudny do oszacowania. Należy mieć na uwadze, że układy scalone pracują w pasmach fal milimetrowych do 300 GHz. Straty wprowadzane przez odcinki prowadnic planarnych kompensują elementy aktywne, tranzystory. Dzięki nim realizujemy procesy wzmacniania i generacji sygnałów.

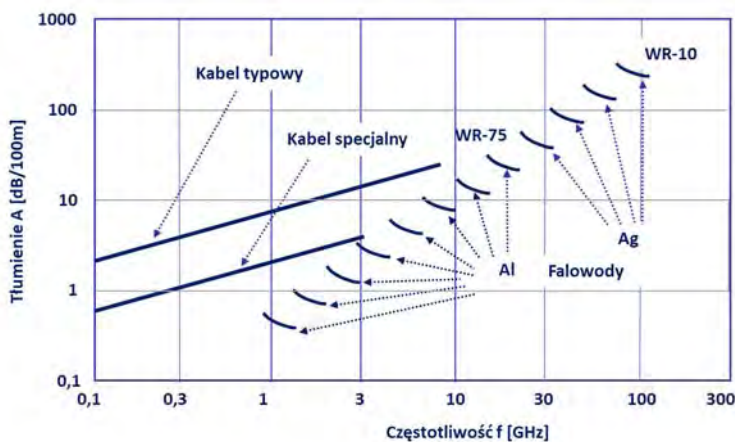
W dobrze wykonanych kablach współosiowych przewód zewnętrzny jest dla pola elektromagnetycznego dobrym ekranem i straty na promieniowanie zwykle są pomijalnie małe. Podobnie w przypadku falowodów ścianki metalowe tworzą dla fali EM bardzo dobry ekran.



Rys. 3.11. Zależność tłumienia sygnału od częstotliwości w typowym kablu współosiowym.

W falowodach o tłumieniu decydują straty w metalu, z którego wykonano ścianki. W niewielkim paśmie pracy falowodu tłumienie maleje z częstotliwością. Dla kolejnych pasm częstotliwości wymiary falowodów maleją, a tłumienie propagowanej fali znacząco rośnie.

Porównanie strat dla rozmaitych typów przewodnic falowych przedstawiono na rys. 3.12. Zasady transmisji informacji wskazują, że liczba transmitowanych informacji rośnie z częstotliwością wykorzystywanej do transmisji fali EM. Niestety, tłumienia najlepszych kabli współosiowych i srebrzonych falowodów uniemożliwiają wykorzystanie pasma 10 GHz w łączu transatlantyckim. Przełomu w powiększeniu szybkości transmisji dokonano wtedy, gdy wyprodukowano światłowód kwarcowy, dla którego w najlepszych oknach transmisji stała tłumienia mieści się w granicach 0,2-0,4 dB/km.



Rys. 3.12. Tłumienie w funkcji częstotliwości dla różnych typów falowodów prostokątnych wykonanych z aluminium i srebra oraz dla miedzianych kabli współosiowych.

W wielu obliczeniach projektowych straty przewodnic falowych są pomijane. Miejmy na uwadze, że można je pominąć w monolitycznych układach scalonych przy propagacji na odległość 1 mm, w układach hybrydowych przy propagacji na odległość 3 cm, w kablach współosiowych łączących aparaturę pomiarową pracującą w paśmie 1000 MHz na odległościach 1 metra.

W tabeli 3.4 zestawiono porównanie właściwości trzech najpopularniejszych typów przewodnic falowych. Każda z nich w pewnych zastosowaniach spisuje się bardzo dobrze, ale w innych zawodzi. Wiedza konstruktora pozwoli dokonać właściwego wyboru.

Tabela 3.4. Porównanie właściwości trzech popularnych typów przewodnic falowych

Parametr przewodnicy	Falowód prostokątny	Linia współosiowa	Linia mikropaskowa
Mod pracy	TE ₁₀	TEM	Quasi-TEM
Pasma pracy	Średnie	Duże	Duże
Dyspersja	Średnia	Nie występuje	Mała
Tłumienie	Małe	Średnie	Duże
Rozmiary	Duże	Średnie	Małe
Łatwość wytwarzania	Średnia	Średnia	Duża
Możliwość integracji	Trudna	Trudna	Łatwa

3.7. Podsumowanie

W rozdziale 3 przedstawiono najważniejsze prowadnice falowe i opisano ich właściwości. Falowody są dobrze opisaną grupą przewodnic, mają niestety niewielkie pasma pracy, można nimi przesyłać duże moce. Wykorzystywane są w systemach radarowych i przemysłowych dużych mocy, od kilowata do megawata.

Linie współosiowe są szeroko stosowane w rozmaitych zastosowaniach, użyteczne do transmisji na dystansie 0,1-10 m, w układach pomiarowych i systemach mikrofalowych, także w sieciach telewizji kablowej i stacjach bazowych telefonii komórkowej. Poziomy transmitowanej mocy mogą, w specjalnych konstrukcjach, dochodzić do kilku kilowatów. Specjalną grupę stanowią prowadnice falowe przeznaczone dla układów scalonych, wykonywane na podłożach dielektrycznych technikami planarnymi. Duże tłumienie fal nie jest przeszkodą, gdyż odległości transmisji są niewielkie 1-100 mm.