



POLITECHNIKA GDAŃSKA
Wydział Elektroniki, Telekomunikacji
i Informatyki



Wojciech Marynowski

**Badanie zjawisk niewzajemnych
w ferrytowych strukturach sprzężonych
koplanarnych pasków ze
zredukowanym ekranem i ich
zastosowanie do realizacji układów
niewzajemnych**

Rozprawa doktorska

Promotor:

prof. dr hab. inż. Jerzy Mazur
Wydział Elektroniki, Telekomunikacji
i Informatyki
Politechnika Gdańska

Gdańsk, 2010

Symbole i skróty	5
1 Wprowadzenie	7
1.1. Obecny stan wiedzy	8
1.2. Cel i teza rozprawy	10
1.3. Plan rozprawy	11
2 Analiza ferrytowych i dielektrycznych linii zintegrowanych	13
2.1. Sformułowanie zagadnienia i jego rozwiązanie metodą spektralną	13
2.2. Analiza warunków ciągłości w linii	15
2.3. Równanie dyspersyjne	17
2.4. Wybór funkcji bazowych	19
3 Badania numeryczne linii mikropaskowych	23
3.1. Zagadnienie zbieżności	23
3.2. Badania własności falowych linii mikropaskowych	29
3.2.1. Rodzaje pola w linii dielektrycznej z jednym paskiem	30
3.2.2. Fale w dielektrycznych liniach dwu- i trójpaskowych	32
3.2.3. Impedancja charakterystyczna	37
3.2.4. Własności falowe wybranych linii ferrytowych	45
3.2.4.1. Koplanarna linia FCL	46
3.2.4.2. Mikropaskowa linia FCL	51
3.3. Wnioski	56
4 Macierz rozproszenia złącza FCL	57
4.1. Własności niewzajemne złącza FCL	57
4.2. Metody określenia macierzy rozproszenia	60
4.2.1. Określenie macierzy rozproszenia metodą rodzajów sprzężonych - model CMM	61
4.2.2. Określenie macierzy rozproszenia sekcji FCL metodą dopasowania rodzajów - model MM	70
4.2.2.1. Dwurodajowa macierz rozproszenia złącza FCL	70
4.2.2.2. Macierz rozproszenia czterowrotowego złącza FCL	73
4.3. Badania numeryczne złączy FCL	74
4.3.1. Analiza sprzężenia żyromagnetycznego w ferrytowych sekcjach FCL	75
4.3.2. Złącze koplanarnej linii ferrytowej	77
4.3.3. Złącze mikropaskowej linii ferrytowej ze zredukowanym ekranem	83
4.3.4. Analiza strat w złączu FCL	88
4.3.4.1. Straty magnetyczne w złączu FCL	88
4.3.4.2. Bilans strat transmisji w złączu FCL	93
4.3.5. Struktury periodyczne wykorzystujące złącza FCL	95
4.4. Wnioski	99

5 Modelowanie układów niewzajemnych zawierających złącza FCL	101
5.1. Opis i zasada działania wybranych układów niewzajemnych	101
5.1.1. Układy niewzajemne realizowane w oparciu o sekcję FCL	103
5.2. Badania numeryczne wybranych układów niewzajemnych	106
5.2.1. Układy niewzajemne wykorzystujące sekcję trójpaskowej linii ko- planarnej	106
5.2.2. Układy niewzajemne wykorzystujące sekcję linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem	108
5.2.3. Cyrkulator FCL-LH	110
5.3. Badania eksperymentalne wybranych układów niewzajemnych	111
5.3.1. Układy wykorzystujące sekcję trójpaskowej linii koplarnarnej	111
5.3.2. Układy wykorzystujące sekcję linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem	117
5.4. Wnioski	122
6 Podsumowanie	125
6.1. Wnioski	127
6.2. Przewidywanie kierunku dalszych badań	127
A Transformata Fouriera. Twierdzenie Parsewala	131
B Równanie falowe w ośrodku ferrytowym i dielektrycznym	133
C Postaci pól w kolejnych obszarach oraz macierz warunków ciągłości	137
C.1. Postaci pól w warstwach środkowych	137
C.2. Postaci pól w warstwach zewnętrznych	138
C.3. Warunki ciągłości	139
Bibliografia	140

Symbole, operatory i skróty

Symbole i operatory

\mathbf{A}	- macierz;
\mathbf{A}^{-1}	- macierz odwrotna;
\mathbf{A}^T	- macierz transponowana;
$A_{(\cdot)}$	- składowa wektora w kierunku (\cdot) ;
\tilde{A}	- transformata Fouriera z funkcji A ;
$\text{diag}(\cdot)$	- macierz diagonalna;
z	- kierunek podłużny (propagacji);
x, y	- kierunki poprzeczne;
p	- zmienna spektralna;
j	- jednostka zespolona;
e	- liczba Eulera;
$(\cdot)^*$	- sprzężenie zespolone;
$\mathbf{i}_{(\cdot)}$	- wersor w kierunku (\cdot) ;
$\nabla \times (\cdot)$	- operator rotacji;
$\nabla(\cdot)$	- operator gradientu;
\times	- iloczyn wektorowy;
\cdot	- iloczyn skalarny;
$\frac{\partial}{\partial(\cdot)}$	- pochodna cząstkowa w kierunku (\cdot) ;
$\Re(\cdot)$	- część rzeczywista liczby zespolonej;
$\Im(\cdot)$	- część urojona liczby zespolonej;
$\arg(\cdot)$	- argument liczby zespolonej;
$\mathbf{1}(\cdot)$	- funkcja Heaviside'a;
\mathcal{F}	- prosta transformata Fouriera;
\mathcal{F}^{-1}	- odwrotna transformata Fouriera;
$\ \cdot\ $	- norma kwadratowa;

Wielkości fizyczne

f	- częstotliwość;
ω	- częstotliwość kątowna;
θ	- kąt rotacji fali;
ε_0	- przenikalność elektryczna próżni;
ε_r	- względna przenikalność elektryczna ośrodka;
μ_0	- przenikalność magnetyczna próżni;
μ_r	- względna przenikalność magnetyczna ośrodka;
\mathbf{E}	- wektor pola elektrycznego;
\mathbf{H}	- wektor pola magnetycznego;
\mathbf{D}	- wektor indukcji elektrycznej;
\mathbf{B}	- wektor indukcji magnetycznej;
$\boldsymbol{\mu}$	- tensor przenikalności magnetycznej;

- M_s - magnetyzacja nasycenia ferrytu;
 H_i - wewnętrzne pole magnetyczne ferrytu;
 γ - współczynnik żyromagnetyczny ferrytu;
 η_0 - impedancja falowa wolnej przestrzeni;
 k_0 - liczba falowa próżni;

Skróty

- CMM - Coupled Mode Method - metoda rodzajów sprzężonych;
SDA - Spectral Domain Method - metoda spektralna;
FCL - Ferrite Coupled Line - ferrytowa linia sprzężona;
MM - Mode Matching - dopasowanie rodzajów;

1

Wprowadzenie

Układy niewzajemne stanowią integralną część szerokiej klasy systemów i urządzeń mikrofalowych. Ze względu na dynamiczny rozwój systemów telekomunikacyjnych, radiolokacyjnych i radiokomunikacyjnych, obserwuje się duży nacisk na integrację układów. W nowoczesnych systemach antenowych, jak i w szeregu urządzeń mikrofalowych coraz częściej wykorzystuje się zintegrowane elementy niewzajemne takie jak cyrkulatory, izolatory czy przesuwniki fazy. Efekty niewzajemne występujące w tych układach oparte są na zjawiskach: przemieszczenia pola [1–10], rotacji Faraday’a [10–20] lub rezonansowych [10, 21–25].

Obecne badania nad układami niewzajemnymi ukierunkowane są na zapewnienie szerokiego pasma pracy. Do szerokopasmowych struktur niewzajemnych zalicza się układy zrealizowane w oparciu o efekt przemieszczenia pola, w których ferryt magnesowany jest prostopadle. Jednak efekt ten maleje ze wzrostem częstotliwości. Dodatkowo, obserwuje się w tym przypadku znaczny wzrost strat oraz możliwość wzbudzenia się wyższych rodzajów powodujących zaburzenie działania tego typu układu. Zatem nie stosuje się tego zjawiska do projektowania układów niewzajemnych w zakresie fal milimetrowych.

W zakresie wyższych częstotliwości mikrofalowych i fal milimetrowych stosuje się układy realizowane w oparciu o zjawisko rezonansowe i rotacji Faraday’a. Do układów rezonansowych zalicza się konwencjonalne cyrkulatory budowane na trójwrotowym rozgałęzieniu falowodowym lub mikropaskowym zawierającym w środku cylinder, dysk lub kulkę ferrytu magnesowaną prostopadle. Układy te stosowane są również w zakresie fal milimetrowych, jednak wymiary stosowanych w nich kształtek ferrytowych maleją ze wzrostem częstotliwości. Wykonanie takich kształtek ferrytowych jest drogie i powoduje w tym przypadku wzrost kosztów wykonania takich układów. Ponadto pole magnesujące ferryt w tych układach z uwagi na zależne od kształtu współczynniki odmagnesowania jest przeważnie większe niż magnetyzacja nasycenia ferrytu. Powoduje to konieczność zastosowania w paśmie milimetrowym silnych magnesów lub ferrytów heksagonalnych mających własne podmagnesowanie.

W wysokich pasmach częstotliwości mikrofalowych i fal milimetrowych wykorzystuje się układy z rotacją Faraday’a realizowane głównie techniką falowodową. Szczególnie popularne są układy realizowane w oparciu o falowody cylindryczne. Mimo zastosowania technologii falowodowej układy te mają stosunkowo niewielkie wymiary, które podobnie jak stosowane w nich kształtki ferrytowe są wielokrotnością długości fali. Powoduje to, że koszty wykonania takich układów ferrytowych są podobne jak elementów falowodowych w tych zakresach częstotliwości. Należy zaznaczyć, że układy te charakteryzują się

stosunkowo niewielkimi stratami rzędu 1dB w tych pasmach częstotliwości.

Komplementarne do falowodowych układów z rotacją Faraday'a są zaproponowane w latach dziewięćdziesiątych [13,14] zintegrowane układy niewzajemne. Są one projektowane w oparciu o sekcje magnesowanych podłużnie ferrytowych linii sprzężonych FCL (z ang. ferrite coupled line). Mimo dość znacznych strat transmisji ich charakterystyczną cechą jest szerokie pasmo pracy. W zakresie mikrofal i fal milimetrowych układy te posiadają podobne jak układy falowodowe zalety. Własności niewzajemne takich układów FCL uzyskuje się przy zastosowaniu kształtek ferrytowych o rozmiarach rzędu kilku długości fali występującej w strukturze. Upraszcza to znacząco realizację układu zwłaszcza w zakresie wysokich częstotliwości mikrofalowych i fal milimetrowych, jak i przyczynia się do istotnego obniżenia kosztów wykonania ferrytu. Nie bez znaczenia jest fakt, iż zjawisko rotacji Faraday'a występujące w takich strukturach wymaga niewielkiego pola magnesującego. Wynika to z wymiarów wykorzystywanych kształtek ferrytowych, których długość jest znacznie większa od ich wymiarów poprzecznych. Przy magnesowaniu podłużnym takich kształtek ferrytowych, zanika efekt pola rozmagnesującego tak, że magnesujące pole zewnętrzne jest prawie równe polu wewnętrznemu w ferrycie. Możliwe jest więc zastosowanie tanich polikrystalicznych kształtek ferrytowych zamiast drogich ferrytów heksagonalnych stosowanych w układach ferrytowych na pasmo milimetrowe.

Ze względu na szereg zalet układów FCL oraz możliwości ich zastosowania w zintegrowanych układach systemów telekomunikacyjnych, radiolokacyjnych i radiokomunikacyjnych, w ostatnich latach przeprowadzonych zostało szereg badań zarówno teoretycznych, jak i eksperymentalnych dotyczących modelowania zjawisk występujących w zintegrowanych układach FCL oraz opracowania procedur ich projektowania.

1.1 Obecny stan wiedzy

Badania nad ferrytowymi układami FCL zapoczątkowane zostały w latach osiemdziesiątych ubiegłego wieku. W 1986 r. Davis i Sillars zaproponowali [13] nowe układy niewzajemne takie jak izolatory jedno- i dwusekcyjne oraz cyrkulatory czterowrotowe dla zakresu fal milimetrowych oparte o struktury ferrytowych linii sprzężonych magnesowanych podłużnie. Modele proponowanych układów zrealizowano technikami linii dielektrycznych typu "image" [14] oraz płetwowych zwanych również typu "fin" [13]. Mimo, że struktury FCL były magnesowane podłużnie autorzy wyjaśniali zasadę działania układów w oparciu o zjawisko przemieszczenia pola. Z uwagi na fakt, że zjawisko to występuje w strukturach linii magnesowanych poprzecznie, wyjaśnienie to nie było satysfakcjonujące.

W 1989 r. Mazur i Mrozowski w pracach [16,17] wyjaśnili zasadę działania układów FCL w oparciu o zjawisko rotacji Faraday'a. Wykorzystując metodę rodzajów sprzężonych (CMM) opracowali model macierzy rozproszenia sekcji FCL oraz wskazali warunki konieczne do realizacji tych układów. Model ten opierał się na sprzężeniu między falami występującymi w bazowej dla tej przewodnicy linii dielektrycznej. Opracowany model CMM sekcji FCL wykorzystano w projekcie cyrkulatora FCL wykonanego techniką linii "image" [26] oraz w projektach układów niewzajemnych zrealizowanych w technice linii "fin" [18]. W przytoczonych pracach prezentowano również eksperymentalną weryfikację uzyskanych w projekcie wyników.

Próbie rozwiązania zagadnienia w oparciu o superpozycję dwóch podstawowych rodzajów pola rozchodzących się w linii FCL podjęli w 1995 r. Teoh i Davis [27, 28]. Ich model, w zakresie rozchodzenia się fal w liniach szczelinowych, pozwolił uzyskać wyniki komplementarne do rezultatów otrzymanych z modelu rodzajów sprzężonych. Aby rozwiązać problem linii mikropaskowej zaproponowano wykorzystanie ośrodka ferrytowego opisanego diagonalnym efektywnym tensorem przenikalności magnetycznej charakteryzującym rzeczywisty materiał ferrytowy.

W 1997 r. w pracy doktorskiej [29] przedstawiono model CMM sekcji FCL realizowanych w oparciu o linie szczelinowe. Określono macierz rozproszenia sekcji FCL przy założeniu niedopasowania, w przekrojach granicznych łączących linie ferrytowe z reprezentującymi jej wrota liniami dielektrycznymi. Opracowany model jest ograniczony dla struktur, w których występuje wyrównanie prędkości fazowych rodzajów dielektrycznych [20], co warunkuje brak sprzężenia izotropowego.

Inną metodykę wyjaśnienia efektów polowych w linii mikropaskowej podjęto w 1999 r. w pracy [30]. W oparciu o model uzyskany z CMM stwierdzono, iż zjawisko odcięcia występuje zarówno w strukturze linii mikropaskowej, jak i szczelinowej, zaś sformułowany wcześniej model CMM [16, 17] może być również zastosowany do analizy ferrytowych linii mikropaskowych w zakresie częstotliwości większych od częstotliwości odcięcia. Stwierdzono, że w pobliżu częstotliwości odcięcia rodzajów ferrytowych należy uwzględnić dodatkowe sprzężenia pomiędzy rozchodzącymi się rodzajami izotropowymi, a wyższymi rodzajami tłumionymi. Tak więc model CMM z uwzględnieniem większej liczby rodzajów pola pozwala na analizę struktur ferrytowych w pełnym zakresie częstotliwości.

W 2000 r. Xie i Davis [31] w oparciu o metodę dopasowania rodzajów opracowali model opisujący własności odbiciowe i transmisyjne występujące w przekroju połączenia sprzężonych linii dielektrycznych z ferrytową linią typu FCL. W opracowanym modelu uwzględnione zostały efekty niedopasowania tylko w jednym z przekrojów dielektryk-ferryt. W drugi zaś założono warunki dopasowania sekcji FCL.

Korzystając z metody spektralnej w 2002 r. w pracy doktorskiej [32] określono własności falowe rodzajów pola rozchodzących się w linii dielektrycznej i ferrytowej. Następnie w oparciu o metodę dopasowania rodzajów opracowano dwurodzajowy model macierzy rozproszenia sekcji FCL, zrealizowanej w technice linii mikropaskowych i szczelinowych. Umożliwił on określenie macierzy rozproszenia realizowanych tymi technikami złączy FCL, które następnie zastosowano do opracowania procedur projektowania złączy FCL dla różnego typu układów niewzajemnych [33–35].

W latach 2002 - 2010 przeprowadzono szereg badań dotyczących projektowania układów FCL dla pasma mikrofalowego [33–50]. Prace te miały głównie na celu zmniejszenie wymiarów złączy FCL. Wiązało się to z poszukiwaniem nowych konfiguracji tych linii oraz pracami nad poprawieniem parametrów układów niewzajemnych, w szczególności tłumienia. W ostatnich latach badania te prowadzone są przez firmę Philips [40, 42], co wskazuje na duże zainteresowanie tymi układami, jak i na praktyczne możliwości ich zastosowania. Prace prowadzone w tym samym czasie w Politechnice Gdańskiej dotyczyły opracowania kaskadowych połączeń złączy FCL w celu uzyskania szerokopasmowych układów izolatorów [34, 35, 44, 46, 49].

Falowodowe układy z rotacją Faraday’a charakteryzują się stosunkowo niewielkimi stratami [13, 14, 51] rzędu 1dB. Poziom tych strat jest znacznie mniejszy niż obserwowany

w zintegrowanych układach FCL. Jednym z czynników mających wpływ na wielkość strat w obu przypadkach są straty magnetyczne w materiale ferrytowym, którego rozmiary są rzędu kilku długości fali rozchodzącej się w strukturze. W oparciu o badania zintegrowanych układów FCL [33, 52] stwierdzono, że dodatkową przyczyną występujących w nich dużych strat jest fakt, że ferryt umieszczony jest w układzie, w którym nie występuje, optymalna dla efektu rotacji, fala spolaryzowana liniowo. Warunki te są znacznie lepiej spełnione w układach falowodowych, co skutkuje niższym poziomem strat obserwowanym w tych układach [13, 14, 51].

Celem niniejszej pracy jest zbadanie możliwości zastosowania zintegrowanych linii mikropaskowych złożonych z trzech pasków o różnej konfiguracji. Wykorzystanie komercyjnego oprogramowania oferującego rozwiązanie pełnofalowe do analizy takich struktur jest ograniczone. Główny problem stanowi fakt, iż w większości profesjonalnych narzędzi nie są uwzględnione materiały ferrytowe. W momencie rozpoczęcia prac badawczych jako jedyny taką możliwość oferował program HFSS [53], który opiera się na metodzie elementów skończonych FEM (z ang. finite element method). Jednak ze względu na brak dostępu do tego narzędzia nie zostało ono wykorzystane do analizy badanych struktur. W ostatnim czasie materiały ferrytowe uwzględnione zostały w programach CST [54] i QW3D [55] bazujących na metodzie różnic skończonych w dziedzinie czasu FDTD (z ang. finite-difference time-domain) i częstotliwości FDFD (z ang. finite-difference frequency-domain). Jednak wykorzystanie tych narzędzi w procedurach projektowania układów niewzajemnych realizowanych w oparciu badane sekcje FCL jest ograniczone głównie ze względu na długi czas obliczeń potrzebny na analizę struktury zawierającej ferryt [37, 39].

Zasadnym wydaje się więc opracowanie własnych modeli i ich oprogramowanie, pozwalające na określenie własności falowych oraz wyznaczenie macierzy rozproszenia badanych struktur linii. Pozwoli to na sformułowanie oszczędnych obliczeniowo procedur projektowania układów niewzajemnych wykorzystujących wspomniane przewodnice. Uzyskane, w oparciu o modele badanych linii, projekty układów niewzajemnych zostaną poddane eksperymentalnej weryfikacji. Pozwoli to w pełni potwierdzić techniczną przydatność badanych układów FCL. Przeprowadzenie analizy i badań takich struktur stworzy możliwość opracowania metod projektowania układów niewzajemnych FCL. W aspekcie wciąż rosnącej skali integracji układów mikrofalowych takich jak cyrkulatory, izolatory, żyratory, wykorzystanie proponowanych przewodnic wydaje się zarówno zasadne, jak i obiecujące. Z uwagi na fakt, iż proponowane sekcje linii sprzężonych nie były dotychczas stosowane w realizacjach układów niewzajemnych, uzyskane wyniki badań będą unikalne oraz wniosą znaczący wkład w rozwój dziedziny naukowej, do której należą.

1.2 Cel i teza rozprawy

Zadaniem autora niniejszej rozprawy jest analiza własności falowych i transmisyjnych koplanarnej i warstwowej ferrytowej sprzężonej linii trójpaskowej pod kątem możliwości zastosowania jej do realizacji układów niewzajemnych.

Cel pracy autor zamierza osiągnąć poprzez udowodnienie następującej tezy:

- wielowarstwowe linie zintegrowane złożone z trzech sprzężonych pasków naniesionych na magnesowanym podłożu ferrytowym tworzą konfigurację linii, w

której występuje zjawisko sprzężenia żyromagnetycznego z falą elektromagnetyczną,

- zjawisko to powoduje powstanie w takich przewodnicach efektu rotacji Faraday’a, który umożliwia ich zastosowanie do realizacji złączy niewzajemnych dla szerokopasmowych zintegrowanych układów niewzajemnych.

1.3 Plan rozprawy

W Rozdziale 2 przedstawiono wykorzystanie metody spektralnej do analizy zintegrowanych linii mikropaskowych o dowolnej liczbie i konfiguracji pasków przewodzących. Opracowane zagadnienie obejmuje przewodnice zawierające zarówno materiały dielektryczne, jak i magnesowane podłużnie materiały ferrytowe. Rozwiązane zagadnienie brzegowe, umożliwiło modelowanie parametrów falowych oraz rozkładów pól rodzajów występujących w badanych przewodnicach.

Opracowany w poprzednim rozdziale model matematyczny wykorzystany został do analizy własności falowych linii dielektrycznych i ferrytowych. W pierwszej części Rozdziału 3 przeprowadzona została dyskusja podstawowych oraz wyższych rodzajów pola rozchodzących się w liniach dielektrycznych o różnej liczbie oraz konfiguracji pasków przewodzących. Następnie przedyskutowany został problem definicji impedancji charakterystycznej badanych rodzajów pola. W dalszej części przeprowadzono analizę dwóch struktur ferrytowych sprzężonych linii trójpaskowych: koplarnarnej oraz mikropaskowej. Badania parametrów falowych tych linii przeprowadzone zostały pod kątem ich zastosowania do realizacji układów niewzajemnych.

Następnie w Rozdziale 4 sformułowane zostały dwa modele matematyczne pozwalające na określenie macierzy rozproszenia złączy realizowanych w oparciu o linie FCL. W analizie wykorzystana została metoda rodzajów sprzężonych (model CMM) oraz metoda dopasowania rodzajów (model MM). W dalszej części pracy porównane zostały wyniki uzyskane na podstawie obu modeli dla konfiguracji złączy FCL opartych o struktury linii koplarnarnej i mikropaskowej. Następnie w oparciu o model uzyskany z metody rodzajów sprzężonych przeprowadzono analizę strat magnetycznych występujących w proponowanych złączach ferrytowych linii sprzężonych. Uzyskane rezultaty, poszerzone o straty dielektryczne i przewodzenia oszacowane przy pomocy komercyjnego oprogramowania, pozwoliły na dokonanie bilansu strat w badanych układach FCL. Ponadto w rozdziale zaproponowano zmniejszenie rozmiarów konwencjonalnych sekcji FCL. W tym celu wykorzystano struktury periodyczne LH. Przedstawione zostały rezultaty symulacji uzyskane dla nowej sekcji ferrytowej zwanej FCL-LH, której długość zredukowana została względem konwencjonalnej sekcji FCL.

W Rozdziale 5 przedstawione zostały przykłady zastosowań badanych złączy FCL w układach niewzajemnych. Uzyskane w Rozdziale 4 wyniki wykorzystane zostały do zaprojektowania układów niewzajemnych. W dalszej części pracy zaprezentowano wyniki badań eksperymentalnych układów wykorzystujących analizowane złącza FCL. W oparciu o wyniki symulacji, przeprowadzono została weryfikacja uzyskanych rezultatów eksperymentalnych.

Rozdział 6 zawiera krótkie podsumowanie dotyczące prezentowanego w pracy materiału oraz przedstawia kierunki dalszego rozwoju badań.

Ponadto praca zawiera trzy dodatki, zapewniające przejrzystość prezentowanych w rozprawie zagadnień.

2

Analiza ferrytowych i dielektrycznych linii zintegrowanych

W rozdziale przedstawiony zostanie zarys metody spektralnej, zastosowanej do analizy nowych zintegrowanych przewodnic mikropaskowych ze zredukowanym ekranem zawierających ośrodki dielektryczne i ferrytowe będące ośrodkami żyromagnetycznymi.

W pierwszej części rozdziału sformułowane zostaną założenia dla postawionego problemu. W kolejnej części zdefiniowane zostaną równania falowe oraz ich ogólne rozwiązania dla ośrodka dielektrycznego i ferrytowego w przestrzeni spektralnej. Następnie w oparciu o metodę momentów prezentowane będzie rozwiązanie zagadnienia brzegowego dla struktury przewodnicy wielowarstwowej zawierającej metalizowane paski.

2.1 Sformułowanie zagadnienia i jego rozwiązanie metodą spektralną

Metoda spektralna została zaproponowana w 1971 roku przez Itoha i Mittra'ę [56] do analizy zagadnienia linii szczelinowych. W kolejnych latach ci sami autorzy rozszerzyli tę metodę o zagadnienia linii mikropaskowej umieszczonej na podłożu dielektrycznym [57, 58]. Następnie w pracach [59, 60] Itoh przedstawił uogólnienie metody do analizy przewodnic wielowarstwowych o różnej konfiguracji pasków przewodzących. Rosnące zainteresowanie zintegrowanymi układami mikrofalowymi doprowadziło do rozszerzenia jej zastosowań do analizy struktur wielopaskowych zawierających ośrodki żyotropowe [2, 61–66].

Proponowana metoda opiera się na zamianie równań różniczkowych zdefiniowanych w przestrzeni rzeczywistej na układ liniowych równań algebraicznych w przestrzeni spektralnej z wykorzystaniem transformaty Fouriera. W celu rozwiązania zagadnienia zastosowano metodę Galerkin, która jest szczególnym przypadkiem metody momentów [67].

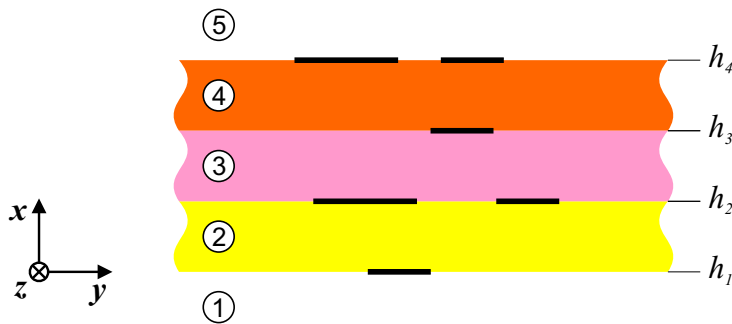
Podójście takie może być stosowane do szerokiej, choć ograniczonej klasy przewodnic paskowych lub szczelinowych. Z tego względu należy sformułować założenia, które wynikają z zastosowanej metody:

- występujące w strukturze obszary mogą być zarówno izotropowe, jak i anizotropowe (w naszym przypadku żyromagnetyczne charakteryzowane przez Hermitowski tensor przenikalności magnetycznej $\boldsymbol{\mu}$),
- obszary te są jednorodne (wartości przenikalności elektrycznej ϵ_r oraz elementów

tensora przenikalności magnetycznej $\boldsymbol{\mu}$ są takie same w każdym punkcie danego obszaru),

- występujące obszary są liniowe (wartości przenikalności elektrycznej ε_r oraz tensora przenikalności magnetycznej $\boldsymbol{\mu}$ nie zależą od wartości pola elektromagnetycznego),
- struktura jest jednorodna w kierunku propagacji (oś z na rys. 2.1),
- struktura jest nieograniczona w kierunku poprzecznym do propagacji (pole zanika dla $y \rightarrow \pm\infty$, patrz rys. 2.1),
- metalizowane paski umieszczone w przekrojach granicznych linii są nieskończenie cienkie.

Na rys. 2.1 przedstawiono schemat ogólny analizowanej struktury¹. Składa się ona z trzech obszarów ograniczonych, będących ośrodkami dielektrycznymi lub ferrytowymi (②, ③, ④) oraz dwóch obszarów nieograniczonych (zewnętrznych), będących ośrodkami dielektrycznymi (obszary ①, ⑤). W przekrojach granicznych struktury założono możliwość



RYSUNEK 2.1: Przekrój poprzeczny badanej struktury.

występowania zaburzeń w postaci pasków przewodzących o skończonej szerokości. W obszarach zewnętrznych założono eksponencjalne zanikanie pola wraz z oddalaniem się od struktury. Przy takim założeniu w analizowanej strukturze badane będą prowadzone rodzaje pola, a ich efekty wypromieniowania nie będą rozważane.

Z uwagi na występowanie w strukturze warstw ferrytowych magnesowanych podłużnie, założono, że struktura jest otwarta również w kierunku osi y . Przyczyną tego jest tensorowa zależność pól \mathbf{B} i \mathbf{H} , która powoduje, że zerowanie się na bocznych ekranach składowej normalnej indukcji magnetycznej B_y nie pociąga za sobą zerowania się składowej normalnej pola magnetycznego H_y . Uniemożliwia to rozwinięcie składowych pola w szereg funkcji własnych spełniających warunki brzegowe na bocznych ekranach. Założenie konfiguracji otwartej pozwala na przyjęcie pola w poszczególnych obszarach w postaci

¹Omawiana metoda może być stosowana dla dowolnej liczby warstw dielektrycznych lub ferrytowych, jednak w niniejszej pracy liczba ta nie przekracza pięciu.

całki Fouriera. W tym przypadku pole jest więc określone przez widmo ciągłe funkcji własnych występujących w otwartej linii. W pracy przyjęto więc całkową prostą transformatę Fouriera zdefiniowaną jako

$$\mathcal{F}(f(y)) = \tilde{f}(p) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y)e^{-ipy}dy, \quad (2.1)$$

dla której transformata odwrotna ma postać

$$\mathcal{F}^{-1}(\tilde{f}(p)) = f(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(p)e^{ipy}dp, \quad (2.2)$$

gdzie f jest oryginałem, a \tilde{f} jest obrazem funkcji.

Przedmiotem badań będą opisane powyżej struktury linii wielopaskowych. W proponowanych liniach możliwe będzie wybranie paska lub pasków stanowiących wspólny potencjał odniesienia, jak też wybranie pasków sygnałowych, ściśle związanych z wymaganiami systemu. Poszerza to znacząco możliwości aplikacyjne badanych linii. W dalszej części pracy omówiona zostanie szczegółowo analiza opisanych wyżej struktur.

2.2 Analiza warunków ciągłości w linii

Podstawowym etapem analizy rozważanych struktur jest sformułowanie warunków ciągłości składowych stycznych pola elektromagnetycznego w poszczególnych przekrojach granicznych, które umożliwią znalezienie relacji pomiędzy polami występującymi w sąsiadujących obszarach. Składowe styczne pola elektrycznego \tilde{E}_z oraz \tilde{E}_y są ciągłe w każdym z przekrojów granicznych, zaś składowe styczne pola magnetycznego \tilde{H}_z oraz \tilde{H}_y są ciągłe poza przekrojami, w których występują paski przewodzące, po których płyną prądy.

W linii z rys. 2.1 warunki te dla dwóch sąsiadujących obszarów (i oraz $i + 1$) zapisane w dziedzinie spektralnej mają postać

$$\begin{aligned} \tilde{H}_z^{i+1} - \tilde{H}_z^i &= -\tilde{J}_y^i, \\ \tilde{H}_y^{i+1} - \tilde{H}_y^i &= \tilde{J}_z^i, \\ \tilde{E}_z^{i+1} - \tilde{E}_z^i &= 0, \\ \tilde{E}_y^{i+1} - \tilde{E}_y^i &= 0, \end{aligned} \quad (2.3)$$

gdzie \tilde{J}_y^i i \tilde{J}_z^i to transformaty Fouriera gęstości liniowych prądów J_y^i i J_z^i występujących w przekroju granicznym $x = h_i$ pomiędzy obszarami ($i + 1$) oraz i . W przypadku, gdy w danym przekroju nie występują paski przewodzące, gęstości prądów \tilde{J}_y^i i \tilde{J}_z^i są zerowe, więc składowe styczne pola magnetycznego są ciągłe.

W dziedzinie rzeczywistej J_y^i oraz J_z^i stanowią całkowitą gęstość prądu na wszystkich paskach przewodzących w danym przekroju granicznym. Gęstości liniowe prądów J_y^i oraz

J_z^i można opisać następującymi zależnościami

$$\begin{aligned} J_y^i &= \sum_{k=1}^K J_y^{i,k} \left(\mathbf{1}(y - y_{L_k}^i) - \mathbf{1}(y - y_{P_k}^i) \right), \\ J_z^i &= \sum_{k=1}^K J_z^{i,k} \left(\mathbf{1}(y - y_{L_k}^i) - \mathbf{1}(y - y_{P_k}^i) \right), \end{aligned} \quad (2.4)$$

gdzie $J_y^{i,k}$ oraz $J_z^{i,k}$ są gęstościami liniowymi prądów występujących w i -tym przekroju na k -tym pasku, $y_{L_k}^i$ i $y_{P_k}^i$ stanowią odpowiednio lewy i prawy brzeg k -tego paska przewodzącego w przekroju $x = h_i$ pomiędzy obszarami $(i + 1)$ oraz i , a $\mathbf{1}(y)$ to funkcja Heaviside'a.

Zapisując składowe pola w dwóch sąsiadujących obszarach (i oraz $i + 1$) warunek ciągłości możemy sformułować w postaci macierzowej

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}^{i+1} \\ \mathbf{E}^{i+1} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \mathbf{H}^i \\ \mathbf{E}^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{J}^i \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}, \quad (2.5)$$

gdzie

$$\mathbf{H}^i = \eta \begin{bmatrix} \widetilde{H}_z^i \\ \widetilde{H}_y^i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^i = \begin{bmatrix} \widetilde{E}_z^i \\ \widetilde{E}_y^i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{J}^i = \eta \begin{bmatrix} -\widetilde{J}_y^i \\ \widetilde{J}_z^i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{0} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.6)$$

przy czym $\eta = -j\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$.

Wykorzystując zależności opisane w Dodatku C, pola w dowolnym i -tym obszarze w dziedzinie transformaty przyjmują postać

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}^i \\ \mathbf{E}^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_H^i \\ \mathbf{B}_E^i \end{bmatrix} \mathbf{A}^i \quad (2.7)$$

gdzie \mathbf{B}_H^i , \mathbf{B}_E^i są macierzami funkcji pola magnetycznego i elektrycznego, a \mathbf{A}^i wektorami nieznanymi amplitud określonymi na podstawie zależności (C.2), (C.7) lub (C.11).

Przy takim sformułowaniu, warunek ciągłości w i -tym przekroju linii można zapisać w postaci

$$\begin{bmatrix} \mathbf{B}_H^{i+1} & -\mathbf{B}_H^i \\ \mathbf{B}_E^{i+1} & -\mathbf{B}_E^i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{A}^{i+1} \\ \mathbf{A}^i \end{bmatrix} = \mathbf{R}^i \begin{bmatrix} \mathbf{A}^{i+1} \\ \mathbf{A}^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{J}^i \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

Rozwiązanie zagadnienia brzegowego wymaga spełnienia warunków ciągłości we wszystkich przekrojach stanowiących granice obszarów. W ten sposób uzyskuje się układ równań liniowych wiążących wszystkie nieznanne amplitudy rozwinięcia pola w kolejnych obszarach z prądami występującymi na paskach przewodzących. Możemy go zapisać w postaci macierzowej

$$\mathbf{R}\mathbf{A} = \mathbf{J}, \quad (2.9)$$

gdzie macierz \mathbf{R} i wektory \mathbf{A} oraz \mathbf{J} określone zostały w Dodatku C, przy czym \mathbf{R} jest macierzą współczynników powstałą ze spełnienia warunków ciągłości w kolejnych przekrojach granicznych (czyli ze złożenia wszystkich macierzy \mathbf{R}^i), \mathbf{A} jest wektorem nieznanymi amplitud rozwinięcia pola w kolejnych obszarach (złożenie wszystkich \mathbf{A}^i), zaś \mathbf{J} jest złożeniem wszystkich wektorów $\mathbf{0}$ oraz \mathbf{J}^i odpowiedzialnych ze ciągłość pól elektrycznych i magnetycznych we wszystkich przekrojach granicznych.

Ze względu na fakt, że przynajmniej połowa elementów wektora \mathbf{J} jest równa zero (ciągłość pól elektrycznych oraz brak pasków przewodzących w niektórych przekrojach), równanie (2.9) może być zredukowane do postaci

$$\mathbf{R}'\mathbf{A}' = \mathbf{J}', \quad (2.10)$$

gdzie wektor \mathbf{J}' złożony jest tylko z niezerowych elementów wektora \mathbf{J} (reprezentujących prądy płynące po paskach). Redukcja taka determinuje odpowiednią modyfikację macierzy \mathbf{R} i \mathbf{A} do postaci \mathbf{R}' i \mathbf{A}' . Wektor \mathbf{A}' złożony jest z wybranych elementów wektora \mathbf{A} . Wybór ten determinuje do pewnego stopnia konfiguracja pasków przewodzących, nie jest on jednak jednoznaczny. Dla każdego z przekrojów granicznych zawierających paski przewodzące (i) do wektora \mathbf{A}' włączyć należy amplitudy z górnej (\mathbf{A}^{i+1}) lub dolnej (\mathbf{A}^i) warstwy. Zatem w zależności od wyboru warstw zmieniać się będzie postać wektora \mathbf{A}' , jak również samej macierzy \mathbf{R}' .

W dalszym etapie wektor \mathbf{A}' pozwala określić składowe pola \tilde{E}_z i \tilde{E}_y (patrz równanie (2.7)) w przekrojach, w których występują paski przewodzące. Prowadzi to do zależności (zapisanej w dziedzinie spektralnej) pomiędzy rozkładami gęstości liniowej prądów oraz polami elektrycznymi występującymi w przekrojach, w których znajdują się paski przewodzące. Związek w przestrzeni spektralnej przyjmuje następującą postać macierzową

$$\mathbf{G}\mathbf{J}' = \mathbf{E}', \quad (2.11)$$

gdzie \mathbf{G} nazywane jest macierzą Greena w dziedzinie transformaty. Elementy tej macierzy zależą od parametrów materiałowych warstw, częstotliwości oraz występowania pasków przewodzących w kolejnych przekrojach granicznych. Nie zależą natomiast od wymiarów ani od rozmieszczenia pasków w granicznych przekrojach linii.

2.3 Równanie dyspersyjne

Do rozwiązywania równania (2.11) wykorzystywany jest szczególny przypadek metody momentów, tj. metoda Galerkina [67]. Stanowi ona ogólną procedurę rozwiązywania liniowych równań różniczkowych i całkowych. Efektywność tej metody przy rozwiązywaniu tego typu problemów została potwierdzona wielokrotnie przez szereg badań [56–58,60,68].

Postępując zgodnie z tą metodą rozwiążmy równanie (2.11). Należy pamiętać, iż w dziedzinie rzeczywistej, w każdym przekroju h_i zawierającym paski przewodzące przedziały występowania niezerowych wartości pól $E_z(x = h_i, y)$ i $E_y(x = h_i, y)$ oraz gęstości liniowych prądów $J_y^i(y)$ i $J_z^i(y)$ w przedziałach $y \in \langle y_{L_k}^i, y_{P_k}^i \rangle$ wzajemnie się wykluczają

$$\{J_z^i(y), J_y^i(y)\} \neq 0 \quad \text{oraz} \quad \{E_z^{i+1}(x = h_i, y), E_y^{i+1}(x = h_i, y)\} = 0. \quad (2.12)$$

Wynika stąd, iż iloczyny skalarne określonych składowych pól elektrycznych oraz gęstości liniowych prądów zapisane w dziedzinie rzeczywistej spełniają zależność

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_z^{i+1}(x = h_i, y) J_y^{i*}(y) dy = 0, \quad (2.13)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_y^{i+1}(x = h_i, y) J_z^{i*}(y) dy = 0.$$

Na mocy twierdzenia Parsewala (Dodatek A) powyższe zależności można określić w dziedzinie spektralnej w następującej postaci

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_z^{i+1}(x = h_i, p) \tilde{J}_y^{i*}(p) dp = 0, \quad (2.14)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_z^{i+1}(x = h_i, p) \tilde{J}_y^{i*}(p) dp = 0.$$

Liniowe gęstości prądów zapisane w dziedzinie spektralnej w i -tym przekroju granicznym pochodzące od każdego z pasków mogą zostać zapisane w postaci szeregów funkcji ze zbioru funkcji bazowych

$$\tilde{J}_z^i(p) = \sum_{k=1}^K \sum_{n=1}^N a_{z_n}^{i,k} \tilde{J}_{z_n}^{i,k}(p), \quad (2.15)$$

$$\tilde{J}_y^i(p) = \sum_{k=1}^K \sum_{n=1}^N a_{y_n}^{i,k} \tilde{J}_{y_n}^{i,k}(p),$$

gdzie K jest liczbą pasków w i -tym przekroju, N jest liczbą wyrazów szeregu, zaś $a_{y_n}^{i,k}$ i $a_{z_n}^{i,k}$ są nieznanymi współczynnikami stojącymi przy n -tych funkcjach bazowych rozwinięcia składowej poprzecznej i podłużnej prądu na k -tym pasku w i -tym przekroju granicznym.

Wprowadzając (2.15) do równania (2.11) oraz postępując zgodnie z metodą Galerina tworzymy iloczyny skalarne. Wykorzystując zależność (2.14) i przyjmując funkcje testujące takie jak funkcje bazowe, otrzymujemy jednorodny układ równań

$$\mathbf{D}\mathbf{a} = 0, \quad (2.16)$$

gdzie wektor \mathbf{a} składa się ze wszystkich (nieznanych) współczynników $a_{y_n}^{i,k}$ i $a_{z_n}^{i,k}$, zaś postać macierzy \mathbf{D} zależy od postaci wektora \mathbf{a} .

Znalezienie nietrywialnego rozwiązania układu równań (2.16) wymaga spełnienia warunku zerowania się wyznacznika macierzy \mathbf{D}

$$\det(\mathbf{D}) = 0. \quad (2.17)$$

Powyższa zależność stanowi równanie dyspersyjne badanej struktury. Macierz \mathbf{D} zależna jest od parametrów fizycznych struktury, częstotliwości oraz współczynnika propagacji fali rozchodzącej się w strukturze. Pierwiastki równania (2.17) wyznaczone przy zadanej częstotliwości definiują zbiór wartości własnych równania (2.16). Fizycznie odpowiadają one współczynnikom propagacji fal rozchodzących się w badanej linii. Wektor własny \mathbf{a} określony dla zadanej wartości własnej β definiuje poprzez (2.15), gęstości liniowych prądów na paskach związanych z rozchodzeniem się w linii fali o danym współczynniku propagacji β . Z kolei określenie rozkładów prądów w dziedzinie spektralnej umożliwia na podstawie relacji (2.9) znalezienie wektora nieznanych amplitud \mathbf{A} rozwinięcia pól w kolejnych obszarach struktury. W oparciu o zależności (B.16), (B.17), (B.19) możliwe jest wówczas obliczenie rozkładów pól w dziedzinie spektralnej. Następnie wykorzystując odwrotną transformatę Fouriera (A.2) można określić rozkłady pól w przekroju struktury w dziedzinie rzeczywistej.

2.4 Wybór funkcji bazowych

W metodzie spektralnej, rozwiązanie poszukiwane jest w postaci rozwinięcia w danej bazie funkcyjnej. Uzyskanie dokładnego wyniku wymagałoby zatem użycia nieskończonej wielo-elementowej bazy zupełnej, co w praktyce jest numerycznie niemożliwe. Ograniczony do skończonej liczby elementów zbiór funkcji bazowych N , jak również ograniczony zakres zmiennej spektralnej p powodują, że przy numerycznym rozwiązaniu zagadnienia uzyskujemy tylko przybliżone rozwiązanie. Właściwy dobór szeregu funkcji determinuje zbieżność metody a tym samym decyduje o czasie obliczeń wymaganym do uzyskania rozwiązania o zadanej dokładności. Wybór funkcji bazowych stanowi więc bardzo ważny etap analizy struktur przy pomocy metody spektralnej. Problem ten był wielokrotnie dyskutowany w literaturze [2, 9, 66, 69–72]. Wśród prac, w których wykorzystano metodę Galerkiną można wyróżnić dwa podejścia. W pierwszym z nich poszukiwany rozkład aproksymowany jest pojedynczą funkcją. W tym przypadku składowa podłużna gęstości liniowej prądu J_z opisana może być funkcją stałą [57, 70], wielomianem trzeciego stopnia [58, 73, 74] czy też funkcją pierwiastkową [56, 68, 75–78], a składowa poprzeczna J_y funkcją signum (sgn) [56] lub też poprzez funkcję pierwiastkową [56, 68, 75, 76]. W drugim podejściu zapewniającym znacznie lepszą dokładność do opisu gęstości prądów wykorzystuje się kilkuelementowy zbiór funkcji bazowych. Składowa podłużna J_z może zostać zapisana w postaci wielomianów Legendre’a [72, 79], wielomianów Czebyszewa pierwszego rodzaju [80–85] czy szeregu trygonometrycznego z funkcją pierwiastkową [9, 76, 86, 87], a składowa poprzeczna J_y w postaci wielomianów Czebyszewa drugiego rodzaju [80–83] czy za pomocą szeregu trygonometrycznego [79, 86]. Poniżej zostaną przytoczone podstawowe kryteria doboru funkcji bazowych.

Głównym czynnikiem determinującym wybór funkcji bazowych jest fakt, że nawet niewielka ich liczba powinna jak najlepiej odzwierciedlać rzeczywisty rozkład gęstości liniowych obu składowych prądów. Przede wszystkim dotyczy to zachowania się składowych prądów w otoczeniu brzegu paska [68, 88]. Jak wiadomo składowa podłużna prądu przy granicy nieskończone cieniłego paska powinna narastać, osiągając nieskończoną wartość na samym brzegu. Do opisu składowej J_z właściwym będzie więc wybranie funkcji posiadającej osobliwość na brzegach paska, przy czym osobliwość ta musi być całkowalna z kwadratem. Z kolei składowa poprzeczna prądu J_y na brzegu paska powinna przyjmować wartość zero.

Jak już wielokrotnie wspomniano w pracy analizowane są struktury wielopaskowe. Sprzężenie izotropowe występujące między paskami leżącymi w jednej płaszczyźnie może powodować asymetrię rozkładów prądów na paskach. Wystąpienie asymetrii pola w strukturze może być również spowodowane efektami zachodzącymi w ośrodkach żyromagnetycznych. Z tego względu konieczne jest przyjęcie do rozwinięcia parzystych i nieparzystych funkcji bazowych.

Jako założenie w analizie przyjęto, iż badane ośrodki są bezstratne, a transmisja energii w odbywa się w kierunku osi z . Składowa wektora Poyntinga w tym kierunku jest więc rzeczywista, zaś w kierunku poprzecznym urojona. Wynika stąd, że przyjęte funkcje bazowe dla składowych podłużnych i poprzecznych prądu muszą być w kwadraturze.

W metodzie spektralnej jednym z głównych elementów analizy jest zapisanie równań wiążących pola z prądami w dziedzinie spektralnej. Kolejnym więc aspektem przy wyborze

funkcji bazowych może być znajomość analitycznej postaci ich transformat Fouriera [89]. Dodatkowo, ze względu na ograniczony zakres zmiennej spektralnej p przyjęty podczas obliczeń numerycznych, funkcje opisujące transformaty Fouriera powinny się zmniejszać ze wzrostem zmiennej spektralnej. Jest to warunek konieczny ograniczenia zakresu całkowania po p . Dodatkowo, gdy w małych zakresach p obserwujemy szybkie zmniejszanie się tych funkcji, wówczas łatwiej można uzyskać zbieżność metody [72] (tzn. już dla małych zakresów p).

Funkcje opisujące rzeczywiste rozkłady prądów powinny być funkcjami ciągłymi w przedziałach ich występowania.

Na mocy przedstawionych kryteriów dokonano następującego wyboru szeregow funkcji bazowych. Do rozwinięcia składowej poprzecznej prądu (czyli w kierunku y) przyjęto szereg funkcji trygonometrycznych [79, 86] spełniających warunki zerowania się prądu na brzegach paska

$$J_y(y) = \begin{cases} j \sum_{n=1}^N a_y \sin\left(\frac{n\pi(2y+w)}{2w}\right), & |y| \leq \frac{w}{2} \\ 0, & \text{pozostałe,} \end{cases} \quad (2.18)$$

gdzie w jest szerokością paska przewodzącego oraz N jest liczną funkcji bazowych wykorzystanych w rozwinięciu w szereg.

Z kolei do rozwinięcia składowej podłużnej gęstości liniowej prądu użyto szereg funkcji trygonometrycznych zmodyfikowanych przez funkcję z tak zwanym czynnikiem Maxwella reprezentującym wzrost tego prądu na brzegach paska [9, 76, 86–88]

$$J_z(y) = \begin{cases} \sum_{n=1}^N a_z \frac{\cos\left(\frac{(n-1)\pi(2y+w)}{2w}\right)}{\sqrt{1-\left(\frac{2y}{w}\right)^2}}, & |y| \leq \frac{w}{2}, \\ 0, & \text{pozostałe.} \end{cases} \quad (2.19)$$

Dla tak przyjętych zbiorów funkcji bazowych można analitycznie określić ich obrazy. W przestrzeni spektralnej szereg funkcji opisujących rozkład poprzecznego prądu J_y przyjmuje postać

$$\tilde{J}_y(p) = \begin{cases} \frac{w}{2} \sum_{n=2}^N a_{y_n} \frac{n\pi \sin\left(\frac{pw}{2}\right)}{\left(\frac{pw}{2}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{2}\right)^2}, & \text{dla } n \text{ parzystych,} \\ j \frac{w}{2} \sum_{n=1}^N a_{y_n} \frac{n\pi \cos\left(\frac{pw}{2}\right)}{\left(\frac{n\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{pw}{2}\right)^2}, & \text{dla } n \text{ nieparzystych,} \end{cases} \quad (2.20)$$

zaś prądu podłużnego J_z określony jest następująco

$$\tilde{J}_z(p) = \begin{cases} \frac{w}{2} \sum_{n=0}^N a_{z_n} (-1)^{\frac{n}{2}} \left[J_0\left(\frac{n\pi}{2} + \frac{pw}{2}\right) + J_0\left(\frac{n\pi}{2} - \frac{pw}{2}\right) \right], & \text{dla } n \text{ parzystych,} \\ j \frac{w}{2} \sum_{n=0}^N a_{z_n} (-1)^{\frac{n+1}{2}} \left[J_0\left(\frac{n\pi}{2} + \frac{pw}{2}\right) - J_0\left(\frac{n\pi}{2} - \frac{pw}{2}\right) \right], & \text{dla } n \text{ nieparzystych.} \end{cases} \quad (2.21)$$

Powyżej przedstawione zbiory funkcji bazowych zostały wykorzystane w rozwinięciach prądów J_y i J_z na paskach linii. W przypadku, gdy mamy do czynienia z paskami, których środek nie pokrywa się z płaszczyzną $y = 0$ należy wykonać przesunięcie funkcji w dziedzinie rzeczywistej. W tym przypadku w dziedzinie spektralnej korzystano z twierdzenia o przesunięciu w dziedzinie oryginału, opisanego w Dodatku A.

3

Badania numeryczne linii mikropaskowych

W niniejszym rozdziale przedstawione zostaną wyniki badań numerycznych wybranych linii mikropaskowych. W analizie wykorzystano opracowane oprogramowanie oparte o metodę spektralną. W pierwszej części rozdziału przeprowadzone zostaną badania zbieżności rozwiązania problemu dla linii trójpaskowych zawierających warstwy dielektryczne, jak i ferrytowe. Rozważone zostaną dwie konfiguracje: linia koplanarna oraz sprzężone linie mikropaskowe ze zredukowanym ekranem.

W dalszej części omówione zostaną rodzaje pola rozchodzące się w dielektrycznych liniach mikropaskowych zawierających różną liczbę pasków przewodzący w różnych konfiguracjach (planarnych oraz warstwowych). Omówione zostaną występujące w tych liniach podstawowe rodzaje pola typu *quasi-TEM* oraz wyższe rodzaje hybrydowe. Dla rodzajów *quasi-TEM* określone zostaną impedancje charakterystyczne. Dodatkowo, przeprowadzona zostanie dyskusja występującego w badanych liniach prądu przesunięcia, który może powodować niejednoznaczność określenia wartości impedancji charakterystycznych.

Następnie przeprowadzone zostaną badania linii trójpaskowych zawierających magnesowane podłużnie materiały ferrytowe. Analiza przeprowadzona zostanie pod kątem zastosowania tych przewodnic w układach niewzajemnych. Dla każdej z linii określone zostaną charakterystyki dyspersyjne. Wyniki te pozwolą wstępnie ocenić przydatność badanych linii do realizacji złączy ferrytowych linii sprzężonych zwanych w skrócie FCL z ang. ferrite coupled line. Dodatkowo przedstawione zostaną rozkłady pól elektromagnetycznych oraz gęstości mocy w przekrojach poprzecznych linii. Pozwoli to na określenie sprzężenia ferrytu z polem elektromagnetycznym, a w dalszej części pracy na określenie modeli złączy FCL, w oparciu o które zdefiniowane zostaną ich macierze rozproszenia.

3.1 Zagadnienie zbieżności

Problem zbieżności zagadnień analizowanych metodą spektralną był wielokrotnie dyskutowany w literaturze [2, 32, 58, 86]. Można stwierdzić, iż zbieżność zależy od rodzaju przyjętych funkcji bazowych opisujących rozkład prądów na paskach linii, wymiarów oraz parametrów struktury i typu rozchodzących się w niej fal. Dodatkowym aspektem, jaki powoduje, że uzyskane rozwiązanie jest przybliżone, jest ograniczenie przedziału zmiennej spektralnej $p \in (-p_{max}, p_{max})$. Zakres ten jest ściśle związany z liczbą funkcji bazowych N przyjętych w rozwinięciu prądów. W pracy [2] podano relację, która pozwala na oszacowanie granicy przedziału całkowania w zależności od liczby funkcji bazowych N oraz szerokości metalizowanego paska w występującego w strukturze. Relacja ta przyjmuje

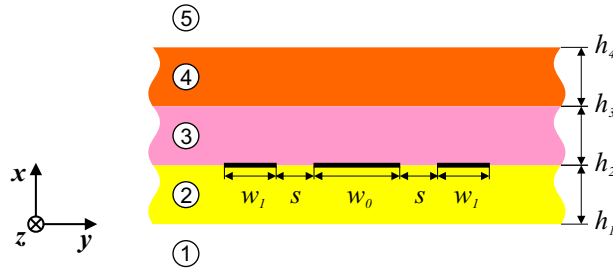
postać

$$p_{max} > \frac{N\pi}{w}. \quad (3.1)$$

Na podstawie tej zależności można wstępnie określić zakres całkowania wymagany podczas analizy różnych struktur linii przy rozwinięciu prądów przez N funkcji bazowych.

W analizie prezentowanej w pracy wszystkie całkowania numeryczne wykonywane były w oparciu o metodę trapezów ze stałym krokiem $\Delta p = 50 \text{ rad/m}$. Zastosowanie takiego kroku zapewnia dużą dokładność obliczeń nawet w przypadku struktur zawierających szerokie paski przewodzące ($w = 8 \text{ mm}$), dla których transformaty funkcji bazowych charakteryzują się dużą zmiennością względem zmiennej spektralnej p .

W pierwszej kolejności przeprowadzono badania zbieżności rozwiązania problemu dla koplanarnej linii złożonej z trzech pasków z podłożem dielektrycznym i ferrytowym. Na rys. 3.1 przedstawiony został przekrój poprzeczny tej linii. Konfiguracja badanej linii



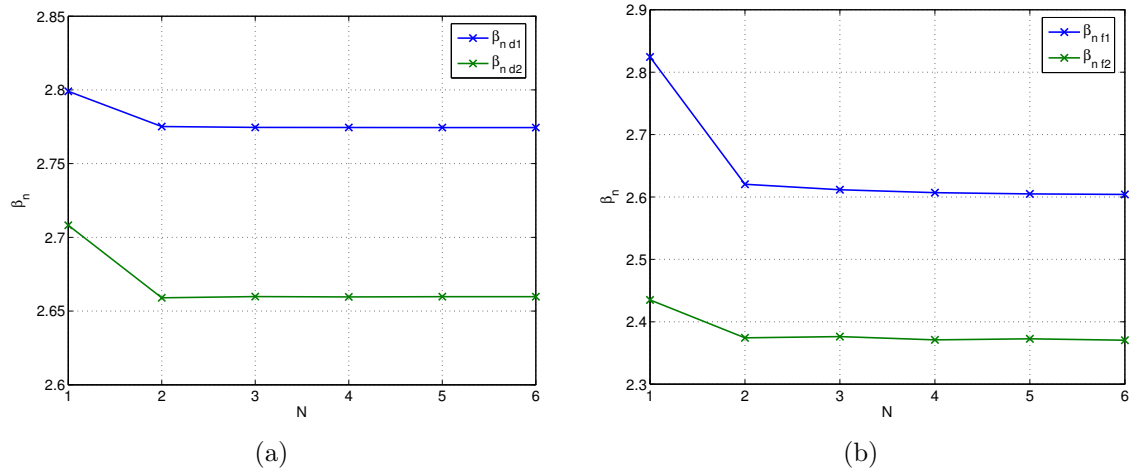
RYSUNEK 3.1: Parametry badanej linii: $w_1 = w_0 = 0.4 \text{ mm}$, $s = 0.3 \text{ mm}$, warstwa ② - dielektryk: $\epsilon_{r2} = 2.2$ o grubości $d_2 = 0.508 \text{ mm}$; warstwa ③ - ferryt: $\epsilon_{r3} = 13.3$, $M_s = 239 \text{ kA/m}$ o grubości $d_3 = 0.5 \text{ mm}$; warstwa ④ - dielektryk: $\epsilon_{r4} = 9.6$ o grubości $d_4 = 0.508 \text{ mm}$.

dielektrycznej jest komplementarna do ferrytowej, w której ferryt zastąpiony jest dielektrykiem o przenikalności elektrycznej ferrytu (warstwa ③ dielektryk: $\epsilon_{r3} = 13.3$).

W pierwszym kroku zbadany został wpływ liczby funkcji bazowych N na wartości obliczonych znormalizowanych współczynników propagacji dwóch podstawowych rodzajów pola rozchodzących się w badanej strukturze. Na rys. 3.2 przedstawiono charakter zmian tych współczynników dla dwóch podstawowych rodzajów pola rozchodzących się w linii dielektrycznej oraz ferrytowej. Uzyskane rezultaty wykorzystano do określenia procentowej zmiany wartości obliczonych współczynników w zależności od liczby funkcji bazowych N . Obliczenia błędów wykonane zostały na podstawie zależności

$$\delta_{\beta_n^N} = \frac{|\beta_n^N - \beta_n^R|}{\beta_n^R} \cdot 100\%, \quad (3.2)$$

gdzie β_n^N to wartość unormowanego współczynnika propagacji, określonego przy założeniu N funkcji bazowych, a β_n^R to wartość referencyjna unormowanego współczynnika propagacji. Jako wartość referencyjną przyjęto współczynnik β_n^R obliczony dla $N = 6$ funkcji bazowych. Wartości obliczonych błędów zamieszczono w tab. 3.1. Wykazano, że w przypadku linii dielektrycznej wykorzystanie w rozwinięciu dwóch funkcji bazowych gwarantuje błąd wyznaczenia współczynnika propagacji mniejszy niż 0.1%. W przypadku linii ferrytowej podobną dokładność uzyskuje się dopiero przy zastosowaniu czterech funkcji



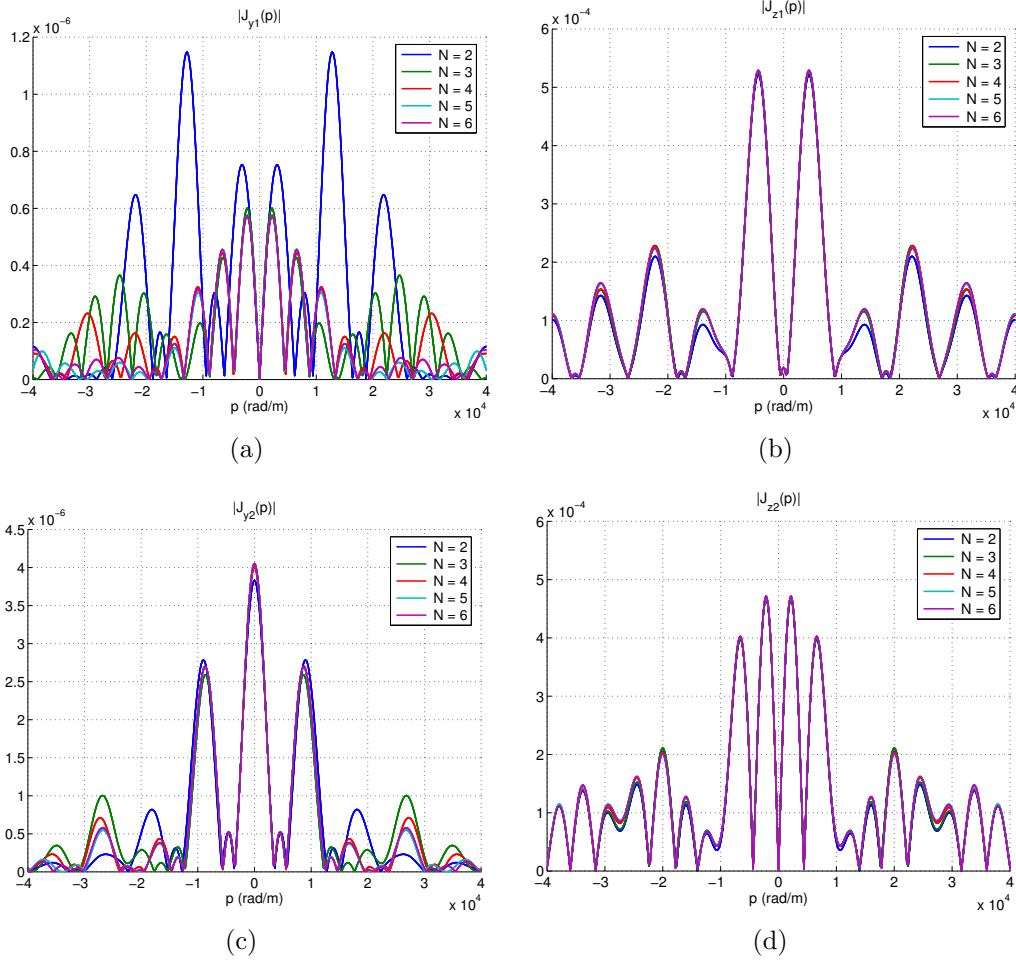
RYSUNEK 3.2: Unormowane współczynniki propagacji dla dielektrycznej (a) oraz ferrytowej (b) linii trójpaskowej na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$ w zależności od liczby funkcji bazowych.

TABELA 3.1: Unormowane współczynniki propagacji oraz ich błąd względny dla dielektrycznej oraz ferrytowej linii trójpaskowej na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$ w zależności od liczby funkcji bazowych N .

N	Linia dielektryczna				Linia ferrytowa			
	rodzaj I		rodzaj II		rodzaj I		rodzaj II	
	β_{d1}	$\delta_{\beta_n^N}$ (%)	β_{d2}	$\delta_{\beta_n^N}$ (%)	β_{f1}	$\delta_{\beta_n^N}$ (%)	β_{f2}	$\delta_{\beta_n^N}$ (%)
1	2.79903	0.8854	2.70822	1.8217	2.82442	8.4603	2.43511	2.7241
2	2.77516	0.0253	2.65902	0.0280	2.62048	0.6288	2.37424	0.1561
3	2.77455	0.0033	2.65980	0.0013	2.61169	0.2911	2.37631	0.2435
4	2.77448	0.0007	2.65960	0.0062	2.60689	0.1070	2.37110	0.0238
5	2.77445	0.0005	2.65977	0.0002	2.60496	0.0329	2.37273	0.0923
6	2.77446	-	2.65977	-	2.60411	-	2.37054	-

bazowych. Przyczyną tego jest fakt, że płaszczyzna symetrii geometrycznej struktury jest płaszczyzną symetrii pola dla fal występujących w linii dielektrycznej. Z kolei rodzaje występujące w linii ferrytowej mają rozkład asymetryczny tj. nie posiadają płaszczyzny symetrii pola elektromagnetycznego.

W kolejnym kroku zbadano wpływ liczby funkcji bazowych na rozkład prądu w dziedzinie spektralnej p . Rozkłady te stanowią drugą wariację rozwiązania zagadnienia, można się więc spodziewać, że będą one wyznaczone ze znacznie mniejszą dokładnością niż współczynniki propagacji β . Na rys. 3.3 przedstawiono moduły gęstości liniowych prądów określone w dziedzinie spektralnej dla dwóch podstawowych rodzajów pola występujących w strukturze dielektrycznej. Komplementarne charakterystyki dla struktury ferrytowej pokazano na rys. 3.4. Analizując wykresy dla linii dielektrycznej można stwierdzić, że charakterystyki prądów obliczone przy $N = 2$ oraz $N = 3$ różnią się od siebie, przy czym większe różnice obserwujemy dla składowej prądu \tilde{J}_y , a mniejsze dla składowej prądu \tilde{J}_z . Należy jednak zaznaczyć, że wartości składowej prądu \tilde{J}_y są o około dwa rzędy mniejsze niż składowej prądu \tilde{J}_z . Z kolei prezentowane wykresy dla struktury ferrytowej (rys. 3.4) w przypadku rozwinięcia przy pomocy niewielkiej liczby funkcji bazowych wykazują po-



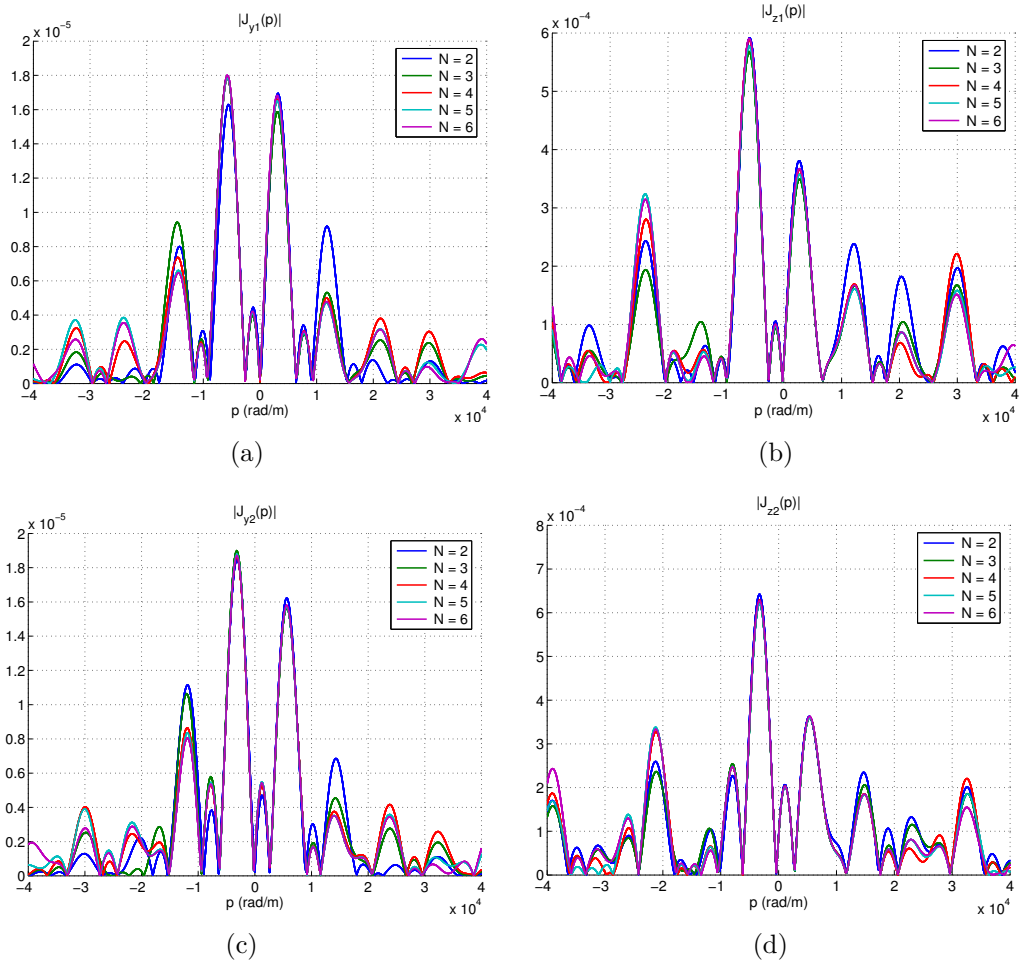
RYSUNEK 3.3: Rozkład gęstości liniowej prądu w przekroju granicznym $x = h_2$ dla pierwszego ((a), (b)) oraz drugiego((c), (d)) rodzaju podstawowego w linii dielektrycznej.

dobne różnice dla obu składowych prądu (\tilde{J}_y i \tilde{J}_z). Przyjęcie do obliczeń większej liczby funkcji bazowych ($N = 5$ lub $N = 6$) poprawia odwzorowanie poszukiwanych rozkładów gęstości liniowych prądu tak, że charakterystyki dla wyższych N są bardzo zbliżone we wszystkich badanych przypadkach. Dodatkowo należy zaznaczyć, że rozkłady gęstości liniowych prądów dla linii dielektrycznej są symetryczne w dziedzinie transformaty, co wskazuje na czysto rzeczywisty lub czysto urojony charakter gęstości liniowej prądów w dziedzinie rzeczywistej. Z kolei przedstawione charakterystyki dla struktury ferrytowej (3.4) są asymetryczne, więc w dziedzinie rzeczywistej gęstości liniowe prądów będą zespolone, co wynika z własności żyromagnetycznych ferrytu.

Do szacowania błędów występujących w rozkładach gęstości liniowych prądów uzyskanych dla różnej liczby funkcji bazowych, z uwagi na funkcyjny charakter analizowanych przebiegów, wykorzystano definicję błędu zapisaną w postaci

$$\delta_{f^N} = \frac{\|f^N - f^R\|}{\|f^R\|} \cdot 100\%, \quad \text{gdzie} \quad \|f\| = \sqrt{\int_{-p_{max}}^{p_{max}} f f^* dp}, \quad (3.3)$$

zaś f^N to rozkład gęstości liniowej prądu w dziedzinie spektralnej (\tilde{J}_y^N lub \tilde{J}_z^N) określony



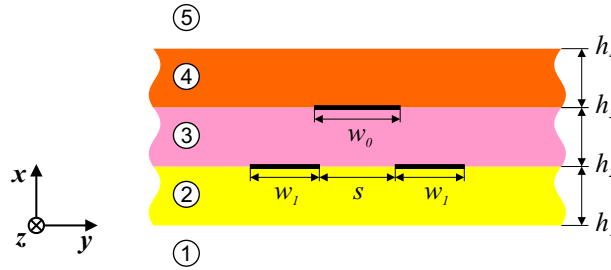
RYSUNEK 3.4: Rozkład gęstości liniowej prądu w przekroju granicznym $x = h_2$ dla pierwszego ((a), (b)) oraz drugiego ((c), (d)) rodzaju podstawowego w linii ferrytowej.

przy N funkcjach bazowych, a f^R to referencyjny rozkład gęstości liniowej prądu (\tilde{J}_y^R lub \tilde{J}_z^R). Podobnie jak w przypadku współczynników propagacji, wartości referencyjne określone zostały przy uwzględnieniu w obliczeniach sześciu funkcji bazowych. Wartości błędów obliczone dla dwóch rodzajów podstawowych występujących w strukturze dielektrycznej oraz ferrytowej zamieszczono w tab. 3.2. Na podstawie uzyskanych wyników można stwierdzić, że zastosowanie w obliczeniach większej liczby funkcji bazowych powoduje zmniejszenie błędów wyznaczanych charakterystyk gęstości liniowych prądów określonych w dziedzinie transformaty.

Następnie zbadano problem zbieżności dla sprzężonej linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem. Przekrój takiej linii pokazano na rys. 3.5. Unormowane współczynniki propagacji dla dwóch podstawowych rodzajów rozchodzących się w linii dielektrycznej i ferrytowej obliczone dla różnej liczby funkcji bazowych przedstawiono w tab. 3.3. Dodatkowo, wykorzystując zależność (3.2) obliczono błąd wyznaczenia współczynnika propagacji przyjmując wartość referencyjną β_n^R określoną dla sześciu funkcji bazowych. Na podstawie uzyskanych rezultatów można stwierdzić, że wykorzystanie czterech funkcji bazowych do rozwinięcia prądów powoduje, że błąd obliczenia współczynników propagacji jest mniejszy niż 0.01% dla linii dielektrycznej oraz 0.05% dla linii ferrytowej.

TABELA 3.2: Wartości błędu wyznaczenia rozkładów prądów dla dielektrycznej i ferrytowej linii trójpaskowej na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$ w zależności od liczby funkcji bazowych. Błąd wyznaczony względem rozkładu dla $N = 6$.

N	Linia dielektryczna				Linia ferrytowa			
	rodzaj I		rodzaj II		rodzaj I		rodzaj II	
	$\delta_{\tilde{J}_u^N}$ (%)	$\delta_{\tilde{J}_z^N}$ (%)	$\delta_{\tilde{J}_u^N}$ (%)	$\delta_{\tilde{J}_z^N}$ (%)	$\delta_{\tilde{J}_u^N}$ (%)	$\delta_{\tilde{J}_z^N}$ (%)	$\delta_{\tilde{J}_u^N}$ (%)	$\delta_{\tilde{J}_z^N}$ (%)
1	7.792	0.061	3.016	0.093	0.730	0.218	0.463	0.122
2	0.898	0.021	0.129	0.015	0.168	0.078	0.163	0.060
3	0.317	0.010	0.112	0.012	0.119	0.068	0.108	0.058
4	0.216	0.006	0.060	0.005	0.077	0.041	0.079	0.036
5	0.115	0.003	0.024	0.003	0.037	0.033	0.050	0.040



RYSUNEK 3.5: Parametry badanej linii: $w_1 = 0.19\text{mm}$, $w_0 = 2.5\text{mm}$, $s = 0.35\text{mm}$, warstwa ② - ferryt: $\epsilon_{r2} = 13.3$, $M_s = 239\text{kA/m}$ o grubości $d_2 = 0.5\text{mm}$; warstwa ③ - dielektryk: $\epsilon_{r3} = 10.2$ o grubości $d_3 = 0.635\text{mm}$; warstwa ④ - dielektryk: $\epsilon_{r4} = 2.2$ o grubości $d_4 = 0.254\text{mm}$.

TABELA 3.3: Unormowane współczynniki propagacji oraz ich błąd względny dla izotropowej oraz ferrytowej linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$ w zależności od liczby funkcji bazowych.

N	Linia izotropowa				Linia ferrytowa			
	rodzaj I		rodzaj II		rodzaj I		rodzaj II	
	β_{d1}	$\delta_{\beta_n^N}$ (%)	β_{d2}	$\delta_{\beta_n^N}$ (%)	β_{f1}	$\delta_{\beta_n^N}$ (%)	β_{f2}	$\delta_{\beta_n^N}$ (%)
1	3.49882	3.82372	3.13690	1.83794	3.40632	6.77180	2.97602	0.08349
2	3.36192	0.23874	3.27842	2.59040	3.24897	1.83978	2.99527	0.73089
3	3.38283	0.38199	3.19543	0.00641	3.20368	0.42009	2.98157	0.27010
4	3.36965	0.00929	3.19556	0.00253	3.19192	0.05148	2.97401	0.01566
5	3.37007	0.00317	3.19552	0.00358	3.19145	0.03664	2.97558	0.06858
6	3.36996	-	3.19564	-	3.19028	-	2.97354	-

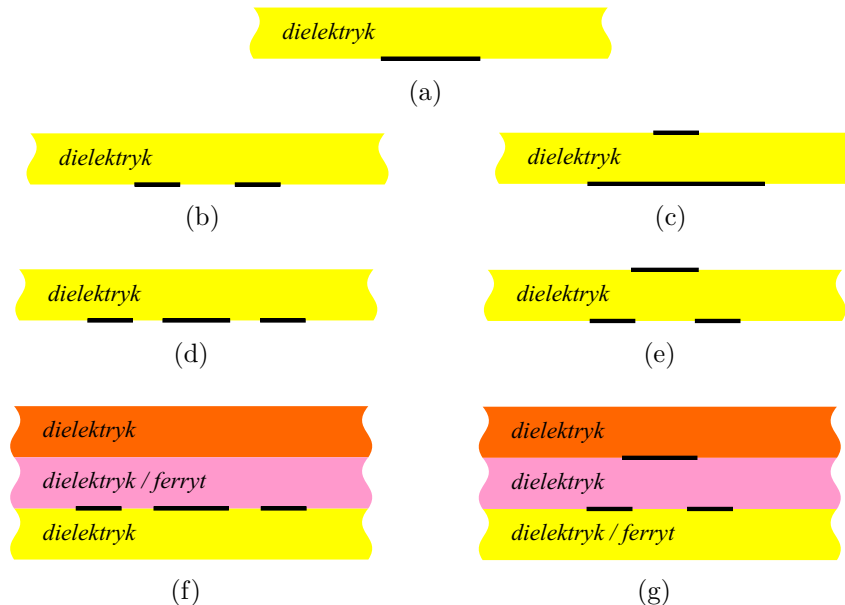
Podsumowując przedstawione rozważania, można stwierdzić, że przyjęcie sześciu funkcji bazowych w rozwinięciu prądów powinno zapewnić dokładność określenia współczynników propagacji β lepszą niż otrzymana przy pięciu funkcjach bazowych, tj. 0.003% dla linii dielektrycznej oraz 0.03% dla linii ferrytowej. W pracy przyjęto więc do obliczeń stałą liczbę funkcji bazowych $N = 6$. Z kolei przedział całkowania (zakres zmiennej spektral-

nej p) dobierany był za każdym razem zgodnie z relacją (3.1) w zależności do szerokości metalizowanych pasków w występujących w badanej strukturze, przy czym jako granicę przedziału przyjmowano $p_{max} = 1.5N\pi/w$.

3.2 **Badania własności falowych linii mikropaskowych**

Z punktu widzenia zastosowania badanych linii do realizacji mikrofalowych układów o wysokiej skali integracji konieczne jest określenie ich parametrów falowych [90,91], umożliwiających wprowadzenie modelu zastępczego tych linii. Własności falowe modelu opisują m.in. charakterystyki dyspersyjne fal występujących w linii oraz rozkłady pola i prądów z nimi stowarzyszonych, które pozwalają ewentualnie obliczyć ich impedancje charakterystyczne.

W niniejszym rozdziale przedstawione zostaną badania własności falowych linii mikropaskowych zawierających zarówno ośrodki dielektryczne, jak i podłużnie magnesowane ośrodki ferrytowe. Na rys. 3.6 przedstawiono przekroje poprzeczne badanych linii. W pierwszej części niniejszego rozdziału omówione zostaną własności falowe rodzajów pola występujących w tych przewodnicach. Badania te zostaną przeprowadzone w oparciu o modele linii określone w Rozdziale 2 na podstawie rozwiązania ich zagadnienia brzegowego metodą spektralną. Dla każdej z linii obliczone zostaną charakterystyki dyspersyjne, rozkłady poprzecznego pola elektrycznego oraz gęstości mocy w przekroju struktury.



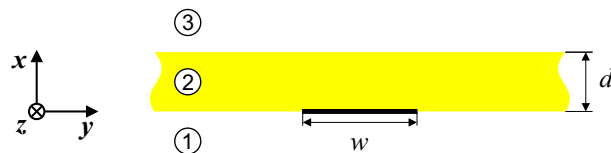
RYSUNEK 3.6: Przekroje poprzeczne badanych linii mikropaskowych: (a) dielektryczna linia jednopaskowa, (b) dielektryczna dwupaskowa linia koplanarna, (c) dielektryczna linia mikropaskowa, (d) dielektryczna trójpaskowa linia koplanarna, (e) dielektryczna sprzężona linia mikropaskowa ze zredukowanym ekranem, (f) ferrytowa trójpaskowa linia koplanarna, (g) ferrytowa sprzężona linia mikropaskowa ze zredukowanym ekranem.

Następnie dla występujących w tych konfiguracjach linii podstawowych rodzajów typu *quasi-TEM* określone zostaną wartości ich impedancji charakterystycznych. W tym celu obliczone zostaną rozkłady gęstości liniowych prądów podłużnych (J_z) występujących na paskach przewodzących. Dodatkowo określony zostanie wpływ prądu przesunięcia I_d , wynikającego z występowania składowej podłużnej pola E_z , na bilans prądu przewodzenia w linii oraz na wartości impedancji charakterystycznych. Obliczone wartości impedancji porównane zostaną z wynikami uzyskanymi z komercyjnego oprogramowania.

W dalszej części przedstawione zostaną własności falowe rodzajów w ferrytowych liniach trójpaskowych złożonych z trzech warstw podłoża. Badania te przeprowadzone zostaną pod kątem zastosowania tych linii w układach niewzajemnych typu FCL. Zbadane zostaną dwa typy przewodnic różniące się konfiguracją pasków przewodzących. Pierwsza z nich to pokazana na rys. 3.6(f) linia koplanarna posiadająca wszystkie paski w jednym przekroju granicznym, w pracy zwana koplanarną linią FCL. Druga z analizowanych przewodnic ferrytowych pokazana na rys. 3.6(g) złożona jest z mikropaskowych linii sprzężonych ze zredukowanym ekranem, nazwana w pracy mikropaskową linią FCL. Każda z tych konfiguracji zawiera warstwy dielektryczne oraz jedną warstwę ferrytową. Zakładając zamiast warstwy ferrytowej, warstwę dielektryczną badane linie stają się przewodnicami dielektrycznymi. W każdej z badanych linii dielektrycznych i ferrytowych opisane zostaną dwa podstawowe rodzaje pola, których parametry w dalszej części pracy wykorzystane zostaną do określenia macierzy rozproszenia ferrytowych sekcji FCL.

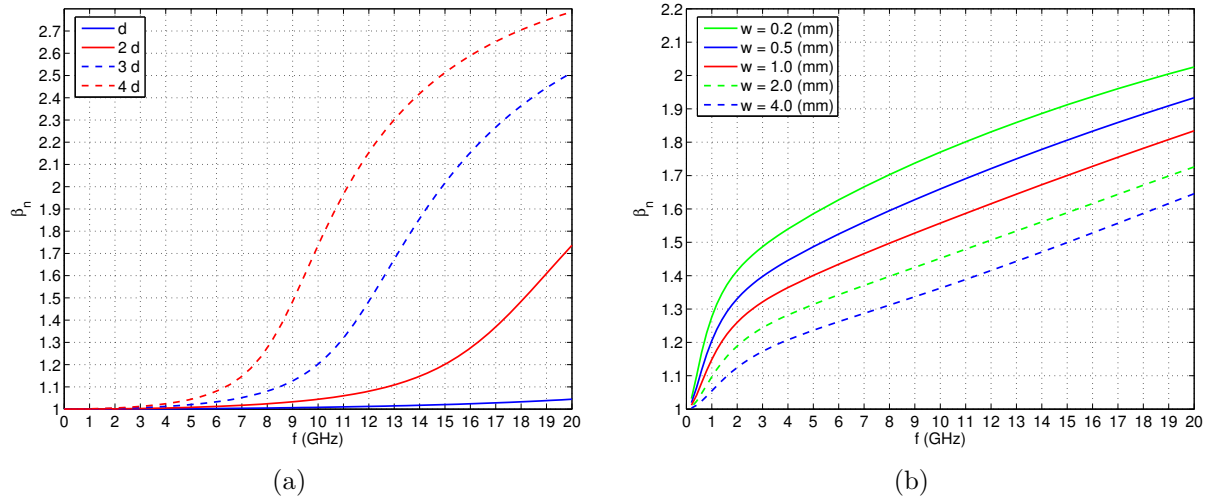
3.2.1 Rodzaje pola w linii dielektrycznej z jednym paskiem

Jako pierwszą rozpatrzono linię, w której występuje tylko jeden metalowy pasek umieszczony na warstwie dielektryka. Przekrój takiej linii pokazano na rys. 3.7. Ze względu na



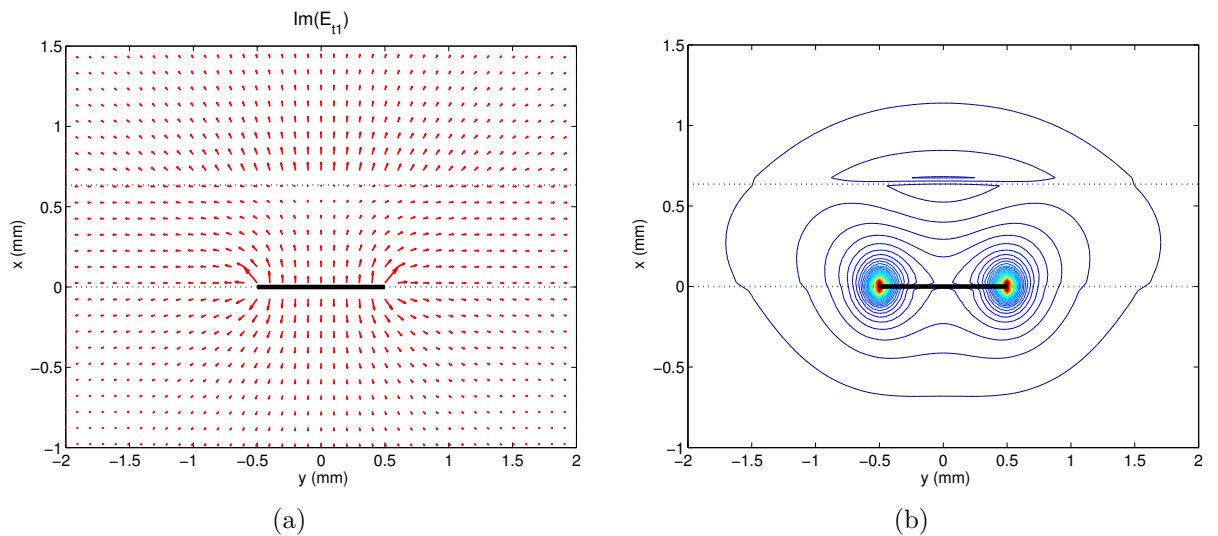
RYSUNEK 3.7: Przekrój poprzeczny dielektrycznej linii jednopaskowej.

występowanie w niej tylko jednego paska, w przewodnicy nie pojawi się fala typu *quasi-TEM*. W badanej strukturze możemy się natomiast spodziewać występowania rodzajów hybrydowych podobnych do fal powierzchniowych, które rozchodzą się w linii złożonej z płyty dielektrycznej ograniczonej z jednej strony nieskończoną płaszczyzną metalową. W takiej linii występują fale powierzchniowe typu *TM* oraz *TE* [92]. Pierwszy z rodzajów pojawiający się w tej linii to rodzaj typu TM_0 , który nie posiada częstotliwości odcięcia. Przykładowe charakterystyki dyspersyjne tego rodzaju pola, dla różnych grubości warstwy dielektrycznej przedstawiono na rys. 3.8(a). Obserwujemy, że wartości unormowanego współczynnika propagacji rodzaju TM_0 rosną znacząco ze wzrostem grubości warstwy dielektrycznej.



RYSUNEK 3.8: Charakterystyki dyspersyjne: (a) rodzaju powierzchniowego TM_0 występującego w płycie dielektrycznej ograniczonej płaszczyzną masy dla różnych grubości podłoża, (b) rodzaju hybrydowego EH rozchodzącego się w linii jednopaskowej umieszczonej na podłożu dielektrycznym dla różnych szerokości paska w . Parametry linii: $d = 0.635$ mm, $\varepsilon_r = 9.79$.

Występujący w pokazanej na rys. 3.7 przewodnicy pasek o skończonej szerokości, powoduje zaburzenie rodzaju TM_0 . W rezultacie w linii tej prowadzona jest fala hybrydowa typu EH , która podobnie jak fala TM_0 nie posiada częstotliwości odcięcia. Przykładowe charakterystyki dyspersyjne oraz rozkład pola elektrycznego i gęstości mocy dla tego rodzaju pokazano odpowiednio na rys. 3.8(b) oraz 3.9. Rodzaj ten charakteryzuje

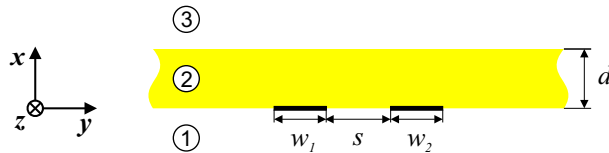


RYSUNEK 3.9: Rozkład elektrycznego pola poprzecznego (a) oraz gęstości mocy (b) w przekroju linii dla rodzaju hybrydowego EH na częstotliwości $f = 20$ GHz.

się płaszczyzną magnetyczną występującą w płaszczyźnie symetrii struktury. Jego moc koncentruje się wokół brzegów paska oraz w przekroju granicznym dielektryk-powietrze. Zwiększenie szerokości paska wstępującego w strukturze powoduje, że zmniejsza się zaburzenie wprowadzane przez brzegi paska. W rezultacie zmniejsza się wartość unormowanego współczynnika propagacji rodzaju hybrydowego EH i staje się on coraz bliższy rodzajowi powierzchniowemu typu TM_0 występującemu w płycie dielektrycznej ograniczonej nieskończoną płaszczyzną metalową.

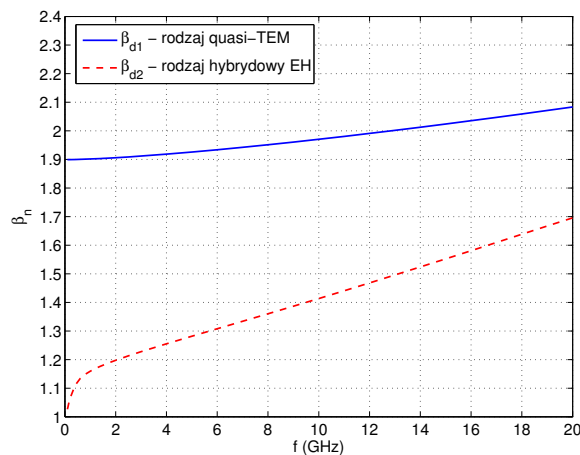
3.2.2 Fale w dielektrycznych liniach dwu- i trójpaskowych

Kolejną badaną strukturą jest linia dwupaskowa, której przekrój poprzeczny pokazano na rys. 3.10. W takiej przewodnicy występuje rodzaj podstawowy typu *quasi-TEM* oraz wyż-

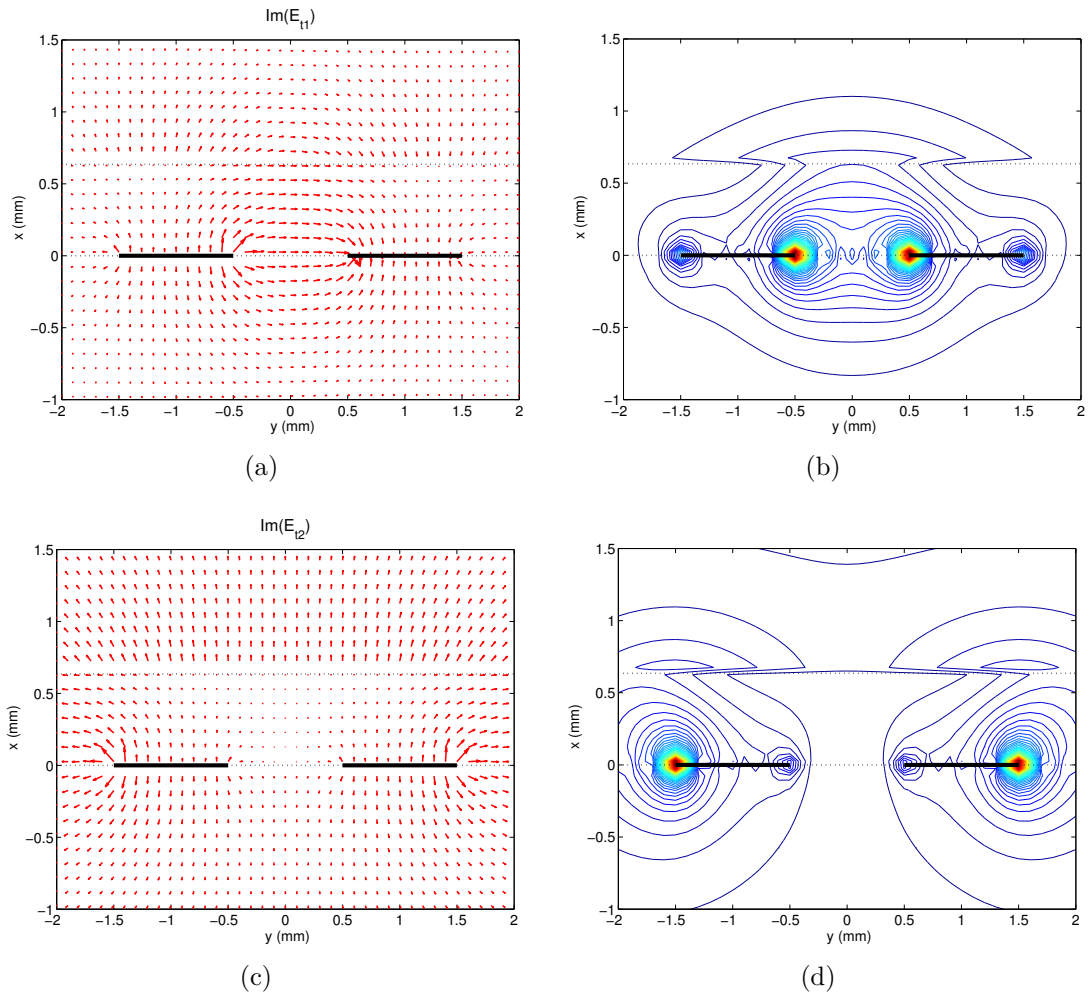


RYSUNEK 3.10: Przekrój poprzeczny dielektrycznej linii dwupaskowej.

szy rodzaj hybrydowy będący zaburzoną falą powierzchniową typu TM_0 . Charakterystyki dyspersyjne tych fal pokazano na rys. 3.11. Oba badane rodzaje nie posiadają częstotliwości odcięcia. Rozkłady poprzecznego pola elektrycznego oraz gęstości mocy w przekroju badanej linii dla rozpatrywanych rodzajów pola pokazano na rys. 3.12. W płaszczyźnie symetrii rodzaj podstawowy typu *quasi-TEM* charakteryzuje się płaszczyzną elektryczną, zaś rodzaj wyższy płaszczyzną magnetyczną. Fala rodzaju *quasi-TEM* prowadzona jest w szczelinie pomiędzy paskami. W przypadku rodzaju hybrydowego jego moc koncentruje



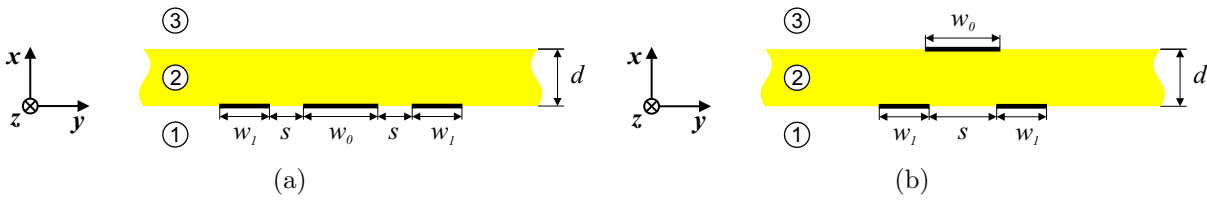
RYSUNEK 3.11: Charakterystyki dyspersyjne dwóch rodzajów występujących w linii dwupaskowej (parametry linii: $d = 0.635\text{mm}$, $w_1 = w_2 = 1\text{mm}$, $s = 1\text{mm}$, $\epsilon_r = 9.79$).



RYSUNEK 3.12: Rozkład elektrycznego pola poprzecznego oraz gęstości mocy w przekroju linii dwupaskowej na częstotliwości $f = 20\text{GHz}$ dla rodzajów: (a), (b) quasi- TEM ; (c), (d) hybrydowego EH .

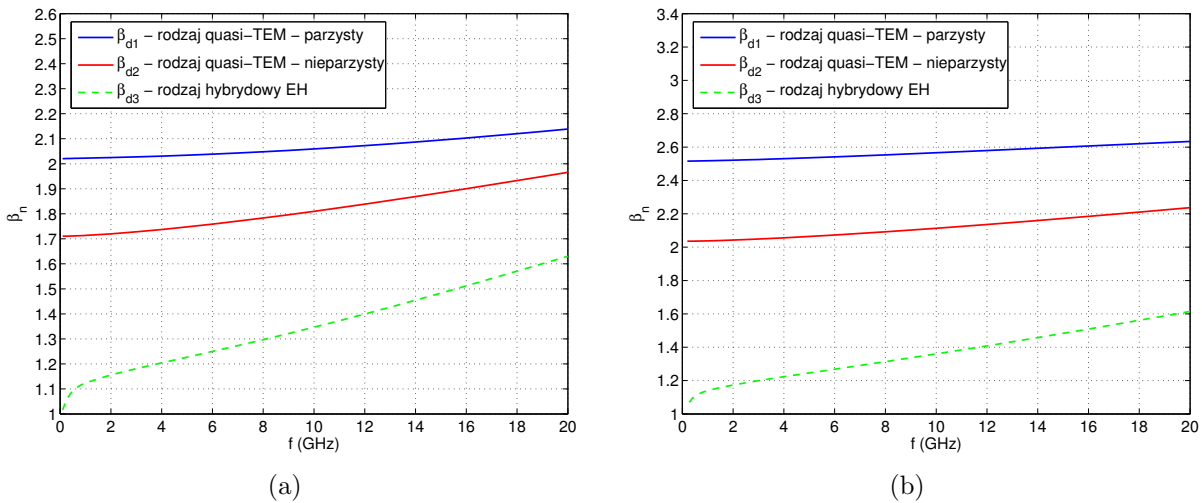
się wokół zewnętrznych brzegów pasków oraz w przekroju dielektryk-powietrze. Rodzaj ten jest zbliżony do pierwszego rodzaju pola występującego w linii jednopaskowej i ma charakter fali powierzchniowej prowadzonej w obu przekrojach linii.

Następnie przeprowadzono analizę rodzajów pola rozchodzących się w liniach trój-paskowych charakteryzujących się różnymi konfiguracjami pasków. Przekroje poprzeczne badanych przewodnic pokazano na rys. 3.13. Pierwsza z nich to pokazana na rys. 3.13(a) linia koplanarna, w której wszystkie paski umieszczone są planarnie w jednym przekroju granicznym. Druga z badanych przewodnic trój-paskowych przedstawiona na rys. 3.13(b) to linia, w której dwa paski umieszczone są w jednym przekroju granicznym, zaś trzeci z pasków w drugim przekroju granicznym. Prezentowana struktura linii odpowiada mikropaskowej linii sprzężonej, w której ekran zredukowany został do paska skończonej szerokości. Ze względu na występowanie w analizowanych przewodnicach trzech przewodników rozchodzić się w nich będą dwa rodzaje typu quasi- TEM zwane rodzajami parzystym



RYSUNEK 3.13: Przekroje poprzeczne analizowanych linii trójpaskowych: (a) linia koplanarna, (b) mikropaskowa linia sprzężona.

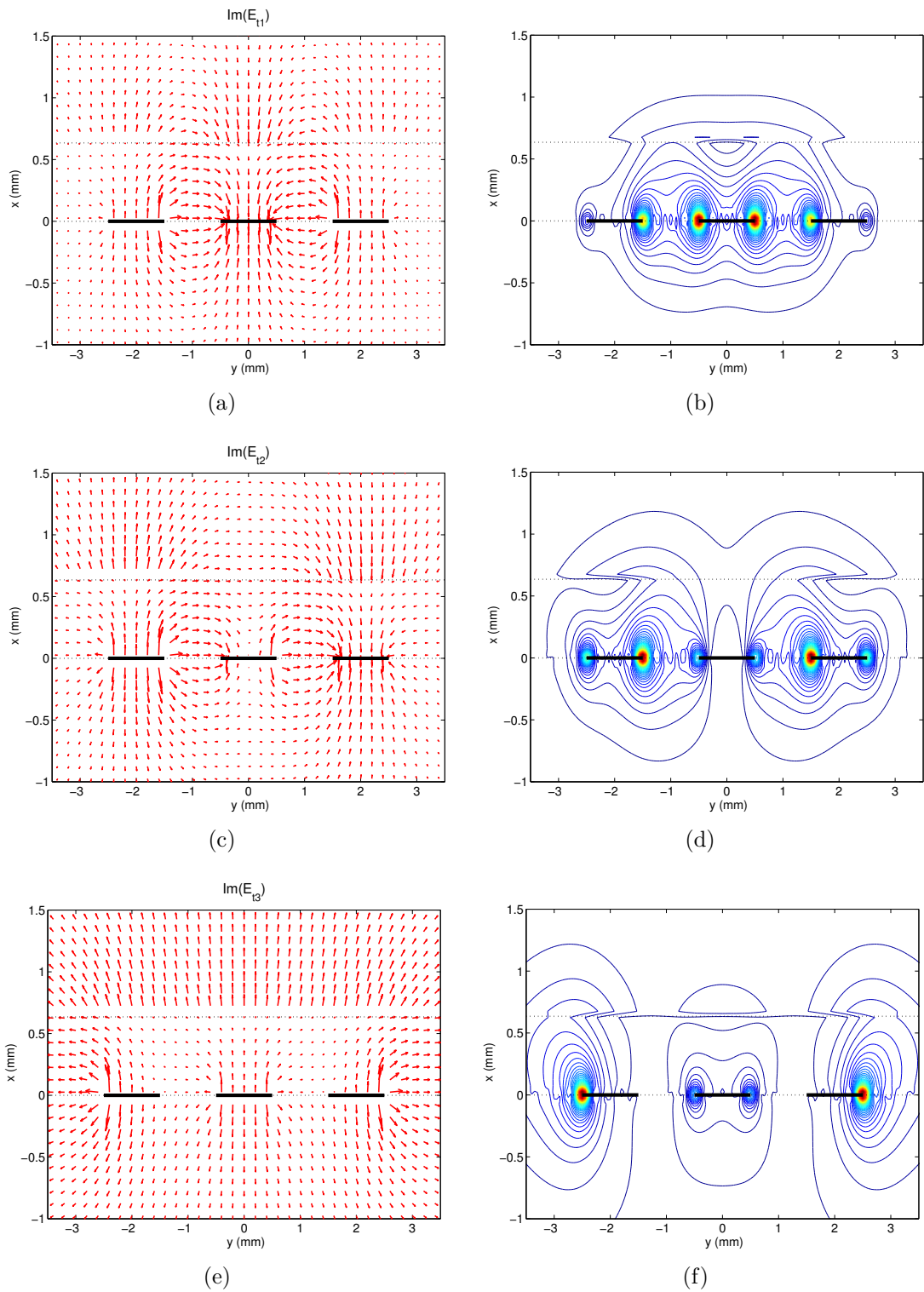
i nieparzystym. Charakterystyki dyspersyjne tych rodzajów oraz pierwszego wyższego z badanych linii pokazano na rys. 3.14. Rodzaje typu *quasi-TEM* oraz rodzaj hybrydowy występujące w obu liniach nie posiadają częstotliwości odcięcia.



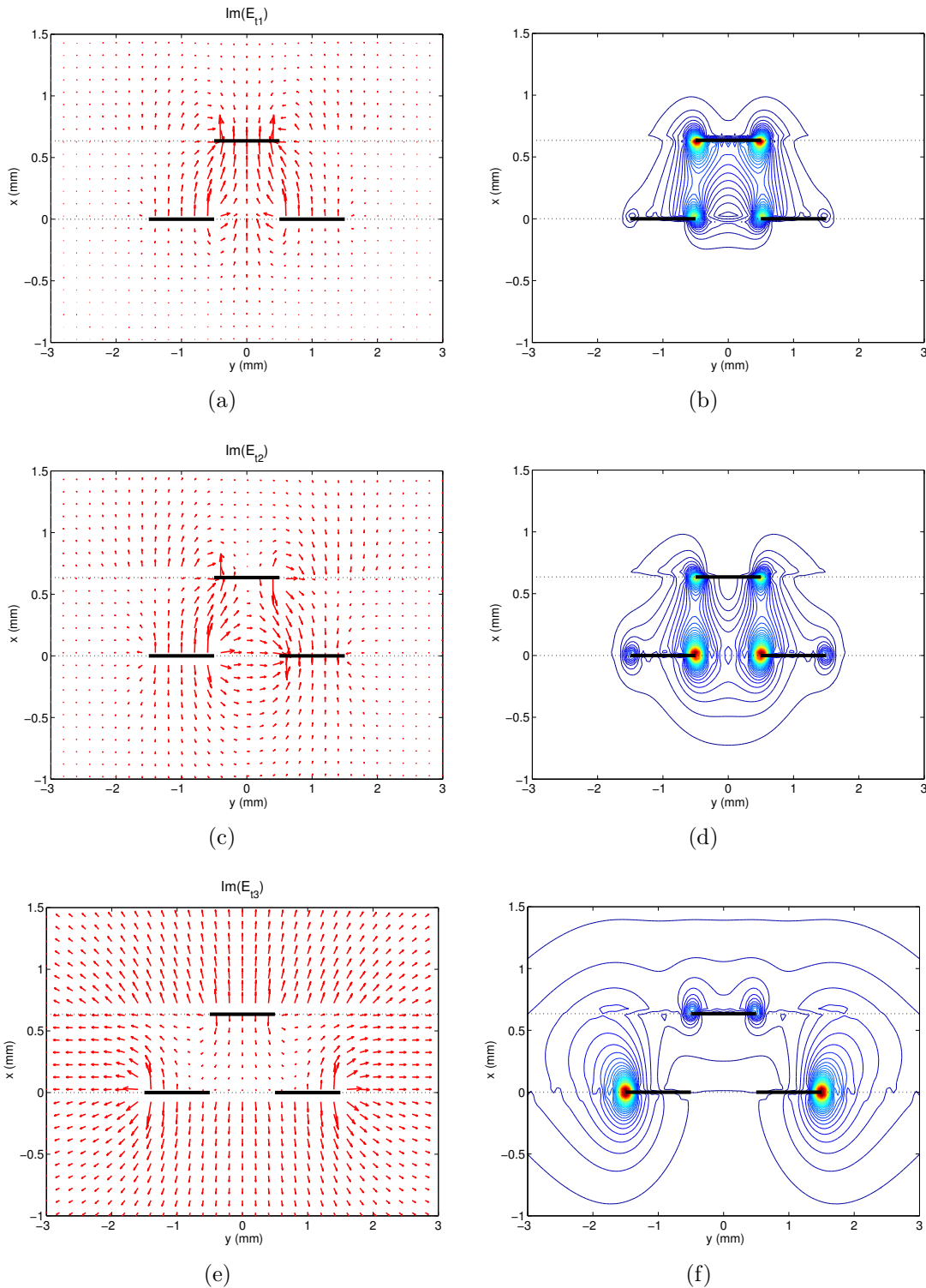
RYSUNEK 3.14: Charakterystyki dyspersyjne rodzajów pola rozchodzących się w liniach trójpaskowych: (a) linia koplanarna, (b) mikropaskowa linia sprzężona.

Rozkłady poprzecznego pola elektrycznego oraz gęstości mocy dla rodzajów rozchodzących się w badanej trójpaskowej linii koplanarnej pokazano na rys. 3.15. Pierwszy z rodzajów podstawowych to rodzaj typu *quasi-TEM*. Charakteryzuje się on płaszczyzną magnetyczną występującą w płaszczyźnie symetrii linii (patrz rys. 3.15(a)). Jest to zatem rodzaj parzysty. Drugi z rodzajów podstawowych to nieparzysty rodzaj *quasi-TEM*, charakteryzujący się płaszczyzną elektryczną występującą w płaszczyźnie symetrii struktury (patrz rys. 3.15(c)). Moc tych rodzajów koncentruje się głównie w szczelinach pomiędzy paskami (rys. 3.15(b) i 3.15(d)). Rodzaj wyższy rozchodzący się trójpaskowej linii koplanarnej to rodzaj hybrydowy typu *EH* będący zaburzoną falą powierzchniową typu TM_0 . Płaszczyzna symetrii struktury dla tego rodzaju jest płaszczyzną magnetyczną (patrz rys. 3.15(e)). Jego moc koncentruje się wokół skrajnych brzegów pasków zewnętrznych oraz w przekroju granicznym dielektryk-powietrze (rys. 3.15(f)).

Na rys. 3.16 pokazano rozkłady poprzecznego pola elektrycznego oraz gęstości mocy w przekroju mikropaskowej linii sprzężonej. W linii tej dwa sprzężone paski są sygnałowe, zaś pojedynczy pasek tworzy zredukowany ekran. Dwie podstawowe fale elektromagnetyczne rozchodzące się w linii to rodzaje typu *quasi-TEM*. Pierwszy z nich zwany parzystym w



RYSUNEK 3.15: Rozkład elektrycznego pola poprzecznego oraz gęstości mocy w przekroju badanej trójprzewodowej linii koplarnarnej na częstotliwości $f = 20\text{GHz}$ dla rodzajów: (a), (b) quasi-*TEM* (parzystego), (c), (d) quasi-*TEM* (nieparzystego), (e), (f) hybrydowego *EH*.



RYSUNEK 3.16: Rozkład elektrycznego pola poprzecznego oraz gęstości mocy w przekroju badanej mikropaskowej linii sprzężonej na częstotliwości $f = 20\text{GHz}$ dla rodzajów: (a), (b) quasi- TEM (parzystego), (c), (d) quasi- TEM (nieparzystego), (e), (f) hybrydowego EH .

przekroju symetrii ma płaszczyznę magnetyczną (rys. 3.16(a)). Drugi rodzaj zwany rodzajem nieparzystym w przekroju symetrii ma płaszczyznę elektryczną (rys. 3.16(c)). Moc tych rodzajów skoncentrowana jest głównie w warstwie dielektryka pomiędzy paskami dolnymi a paskiem górnym (patrz rys. 3.16(b) i 3.16(d)). Z kolei rodzaj wyższy występujący w badanej linii to rodzaj hybrydowy typu EH będący zaburzoną falą powierzchniową. Charakteryzuje się on płaszczyznę magnetyczną (rys. 3.16(e)), a jego moc prowadzona jest w dwóch przekrojach graniczy dielektryk-powietrze (rys. 3.16(f)). Linie tę, można traktować jako strukturę linii mikropaskowej z dzielonym ekranem. W takim przypadku pojedynczy pasek jest sygnałowy, zaś paski sprzężone tworzą zredukowany ekran ze szczeliną. Dla takiej linii rodzajem podstawowym jest rodzaj parzysty, dla którego oba paski reprezentujące ekran są na tym samym potencjale.

3.2.3 Impedancja charakterystyczna

W poprzednim rozdziale omówione zostały rodzaje pola rozchodzące się w liniach mikropaskowych o różnej liczbie oraz konfiguracji pasków przewodzących. Dla rodzajów typu *quasi-TEM* występujących w badanych liniach można określić impedancję charakterystyczną linii wykorzystując jedną z trzech definicji: napięciowo-prądową, napięciowo-mocową lub mocowo-prądową. Z uwagi na fakt, że pole elektryczne w tego typu liniach nie jest potencjalne, napięcie pomiędzy dwoma punktami zależy od drogi całkowania i nie może być określone jednoznacznie. Stąd przy określaniu impedancji charakterystycznej badanych linii uzasadnione jest zastosowanie definicji mocowo-prądowej

$$Z = \frac{2P}{I^2}. \quad (3.4)$$

Moc P obliczana jest z wektora Poyntinga

$$P = \frac{1}{2} \Re \left[\iint_{\mathbb{R}^2} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{s} \right] = \frac{1}{2} \Re \left[\iint_{\mathbb{R}^2} S_z(x, y) dx dy \right] \quad (3.5)$$

określającego rozkład gęstości powierzchniowej mocy w przekroju struktury, gdzie $S_z = (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^*)_z = (E_x H_y^* - E_y H_x^*)$. Aby zredukować błędy numeryczne podczas obliczania mocy związane z odwrotną transformatą Fouriera, wykorzystano twierdzenie Parsewala (patrz Dodatek A). W rezultacie moc P określa następująca zależność

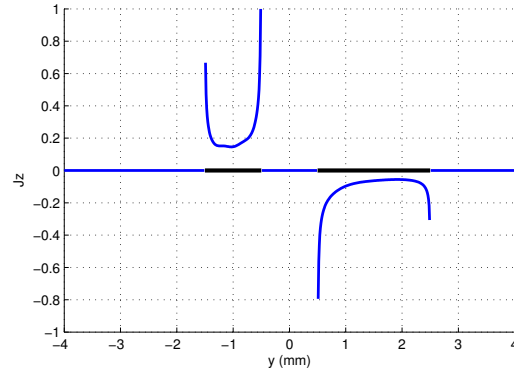
$$P = \frac{1}{4\pi} \Re \left[\iint_{\mathbb{R}^2} \tilde{S}_z(x, p) dx dp \right]. \quad (3.6)$$

Z kolei całkowity prąd I płynący po każdym z pasków przewodzących obliczano jako całkę z gęstości liniowej prądu $J_z(y)$ w przekroju paska

$$I = \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} J_z(y) dy. \quad (3.7)$$

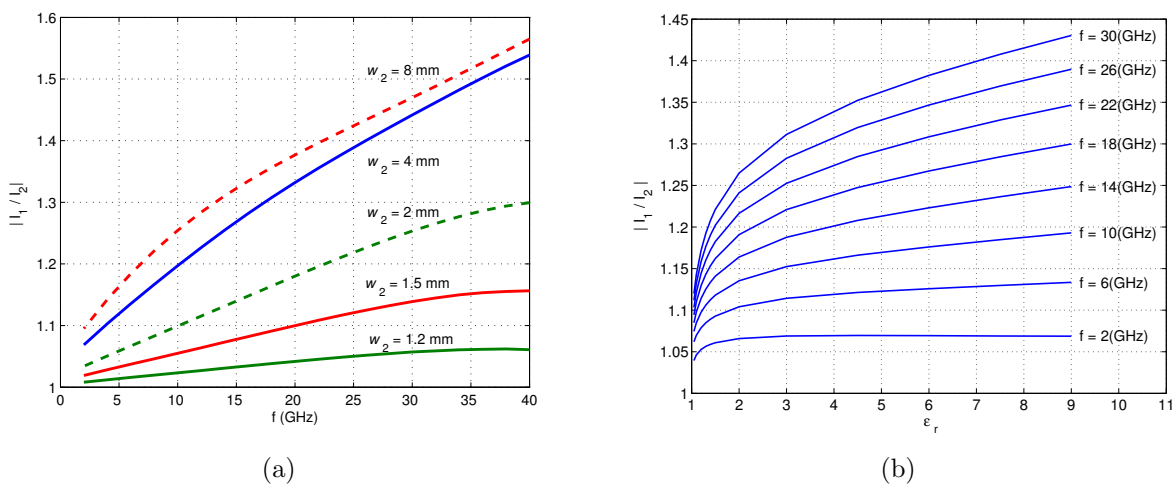
Składowa podłużna gęstości liniowej prądu $J_z(y)$ wyrażona w dziedzinie rzeczywistej posiada osobliwości na brzegach pasków [68, 88]. Zauważmy, że prąd I jest transformacją Fouriera gęstości liniowej prądu $J_z(y)$ dla $p = 0$. Aby uniknąć więc błędów przy całkowaniu numerycznym osobliwości, prąd płynący po pasku obliczano jako $I = \tilde{J}_z(p = 0)$.

Na rys. 3.17 przedstawiono rozkłady składowych podłużnych prądów na paskach koplanarnej asymetrycznej linii dwupaskowej z rys. 3.10. Szczegółowe badania wykazały, iż



RYSUNEK 3.17: Znormalizowany rozkład gęstości liniowej prądu podłużnego dla rodzaju podstawowego w asymetrycznej linii dwupaskowej o parametrach: $w_1 = 1\text{mm}$, $w_2 = 2\text{mm}$, $s = 1\text{mm}$ oraz $d = 0.635\text{mm}$, $\varepsilon_r = 9.79$.

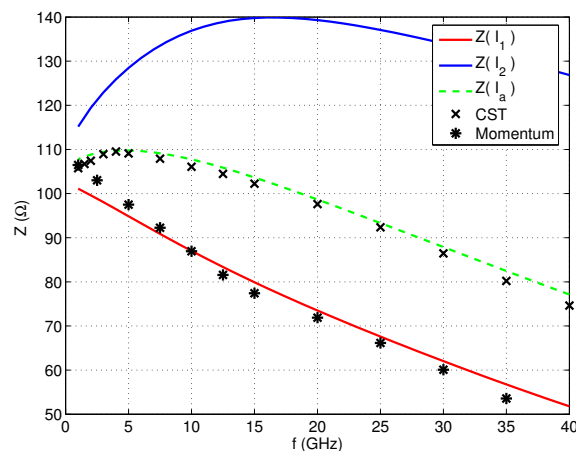
wartości bezwzględne obliczonych prądów płynących po obu paskach (I_1 i I_2) różnią się od siebie. Efekt ten jest szczególnie widoczny na wyższych częstotliwościach. Na rys. 3.18 przedstawiono wykresy współczynników określających stosunek wartości prądów na pa-



RYSUNEK 3.18: Stosunek wartości bezwzględnych prądów podłużnych płynących po obu paskach w asymetrycznej linii dwupaskowej o parametrach: (a) $w_1 = 1\text{mm}$, $s = 1\text{mm}$, $d = 0.635\text{mm}$, $\varepsilon_r = 9.79$, w_2 - zmienne, (b) $w_1 = 1\text{mm}$, $s = 1\text{mm}$, $w_2 = 4\text{mm}$, $d = 0.635\text{mm}$, ε_r - zmienne.

skach dla różnych wymiarów linii. Jak można zauważyć z rys. 3.18(a) różnica pomiędzy prądami zwiększa się, gdy rośnie różnica pomiędzy szerokościami pasków. Charakterystyki na rys. 3.18(b) pokazują wpływ przenikalności elektrycznej użytego podłoża na wartość stosunku prądów przy ustalonych szerokościach pasków ($w_1 = 1\text{mm}$ i $w_2 = 4\text{mm}$). Obliczenia wykonano na kilku częstotliwościach. Różnica pomiędzy wartościami prądów I_1 oraz I_2 na poziomie 10% ($|I_1/I_2| \approx 1.1$) występuje już przy przenikalności elektrycznej podłoża $\varepsilon_r = 2$ i częstotliwości $f = 6\text{GHz}$. Efekt ten wzrasta na wyższych częstotliwościach oraz przy większych wartościach ε_r podłoża. Z kolei, gdy $\varepsilon_r = 1$ mamy do czynienia z falą typu *TEM*, dla której mimo asymetrii stosunek prądów $|I_1/I_2| = 1$.

Wykorzystując zależność (3.4) określono impedancję charakterystyczną badanej linii. Na rys. 3.19 przedstawiono wykresy impedancji obliczonych dla wartości prądów



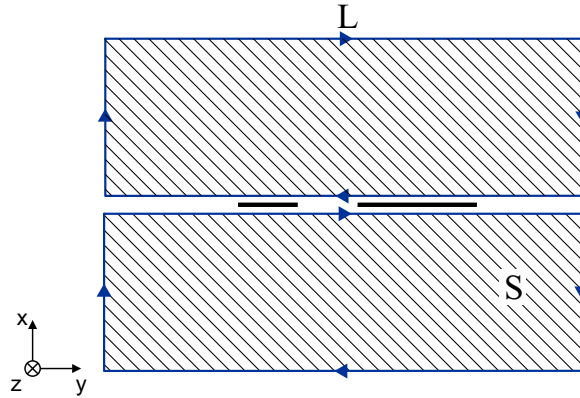
RYSUNEK 3.19: Impedancje charakterystyczne asymetrycznej linii dwupaskowej o parametrach: $w_1 = 1\text{mm}$, $w_2 = 8\text{mm}$, $s = 1\text{mm}$ oraz $d = 0.635\text{mm}$, $\varepsilon_r = 9.79$.

podłużnych płynących po każdym z pasków oraz w oparciu o wartość średnią prądu $I_a = (|I_1| + |I_2|)/2$. Na wykresie naniesiono dodatkowo wyniki otrzymane z komercyjnego oprogramowania CST [54] oraz ADS-Momentum [93], których algorytmy oparte są na rozwiązaniach pełnofalowych. Rezultaty uzyskane z programu CST pokrywają się z wartościami impedancji obliczonymi na bazie wartości średniej prądu I_a . Z kolei wartości impedancji otrzymane z oprogramowania ADS-Momentum odpowiadają wartościom wyznaczonym w oparciu o prąd na węższym pasku sygnałowym. Dodatkowo, dla niższych częstotliwości wszystkie wartości impedancji są zbliżone, ponieważ różnica pomiędzy prądami $|I_1|$ oraz $|I_2|$ maleje. W podejściu quasi-statycznym obliczone impedancje mają tę samą wartość. W tym przypadku pole w linii jest typu *TEM*, co powoduje, że prądy na obu paskach są sobie równe.

Bilans prądów w takiej linii jest spełniony, jeżeli uwzględni się prąd przesunięcia. Przyjmując oznaczenia jak na rys. 3.20 prawo Ampera możemy zapisać w postaci ogólnej

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = j\omega \iint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s}. \quad (3.8)$$

Zakładając, że znamy położenie płaszczyzn ograniczających linię, poza którymi pole jest



RYSUNEK 3.20: Przekrój asymetrycznej linii dwupaskowej; L - kontur, S - powierzchnia.

dostatecznie małe, całkowanie ograniczyć można do tego zakresu

$$-\int_{\mathbb{R}} [H_y(0^+, y) - H_y(0^-, y)] dy = j\omega \iint_{\mathbb{R}^2} D_z \cdot dxdy. \quad (3.9)$$

Pole magnetyczne jest nieciągłe tylko w obszarze pasków przewodzących

$$H_y(0^+, y) - H_y(0^-, y) = J_z(y), \quad (3.10)$$

zależność (3.9) można więc zredukować do postaci

$$-\int_{\mathbb{R}} J_z(y) dy = j\omega \iint_{\mathbb{R}^2} \varepsilon_r(x, y) \varepsilon_0 E_z(x, y) dxdy, \quad (3.11)$$

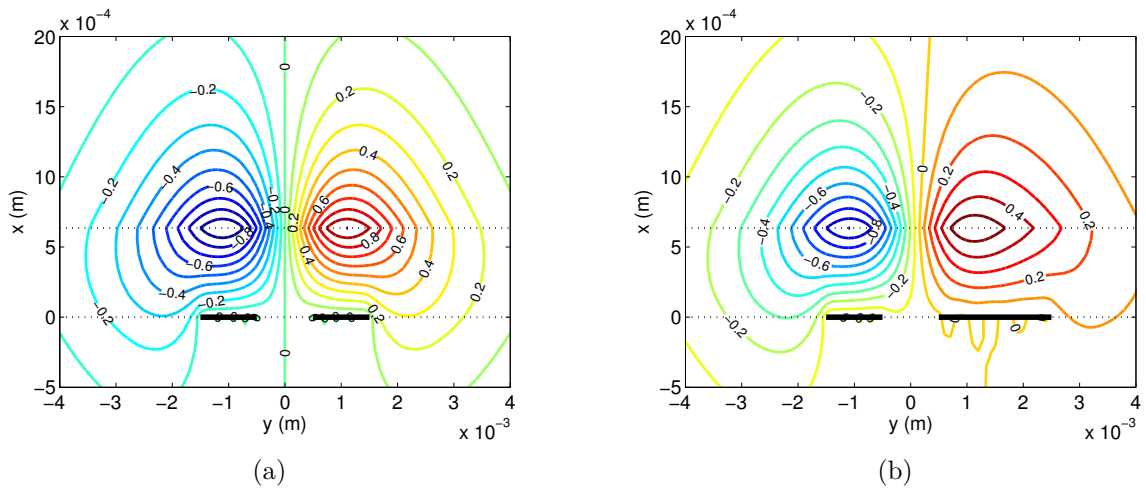
co prowadzi do zależności określającej bilans prądów w linii

$$-(I_1 + I_2) = I_d. \quad (3.12)$$

Prąd przesunięcia I_d zależy od rozkładu składowej podłużnej pola elektrycznego E_z . W przypadku linii, w których występują rodzaje typu *TEM*, gdzie składowa podłużna pola elektrycznego $E_z = 0$, prąd przesunięcia jest równy zero.

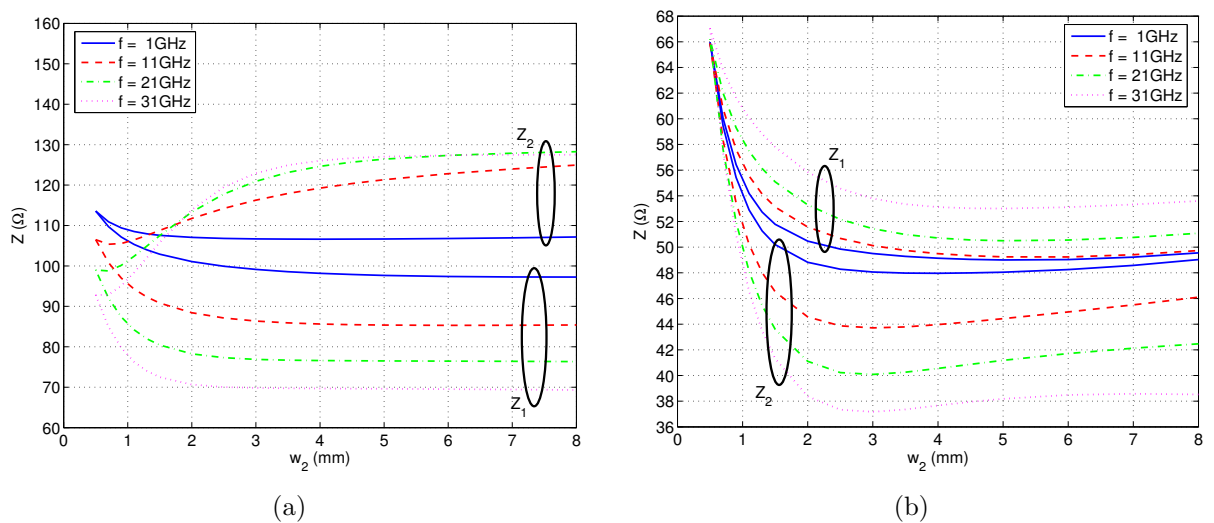
Dla występującego w badanej strukturze dwupaskowej rodzaju podstawowego typu *quasi-TEM* pojawia się składowa podłużna E_z . W przypadku linii symetrycznej (tj. gdy $w_1 = w_2$) rodzaj ten charakteryzuje się płaszczyzną elektryczną występującą w płaszczyźnie symetrii. Rozkład składowej podłużnej pola elektrycznego dla takiej linii pokazano na rys. 3.21(a). Rozkład ten jest nieparzysty względem płaszczyzny symetrii. Całkowity prąd przesunięcia I_d jest więc równy zero. Prądy płynące po obu paskach I_1 i I_2 są zatem równe co do modułu, lecz posiadają przeciwne znaki. Z kolei w przypadku struktury asymetrycznej ($w_1 \neq w_2$) rodzaj podstawowy typu *quasi-TEM* nie posiada płaszczyzny symetrii. Rozkład pola elektrycznego E_z (pokazany na rys. 3.21(b)) jest również asymetryczny. Prąd I_d będzie tutaj różny od zera, czyli zgodnie z równaniem (3.12) wystąpi różnica pomiędzy modułami prądów płynących po obu paskach.

Następnie rozważono wpływ asymetrii badanej dwupaskowej linii koplarnarnej na wartości impedancji charakterystycznej rodzaju podstawowego. Przyjmując jako jeden pasek



RYSUNEK 3.21: Unormowane rozkłady wzdłużnego pola elektrycznego E_z w przekroju linii (x, y) : (a) linia symetryczna, (b) linia asymetryczna.

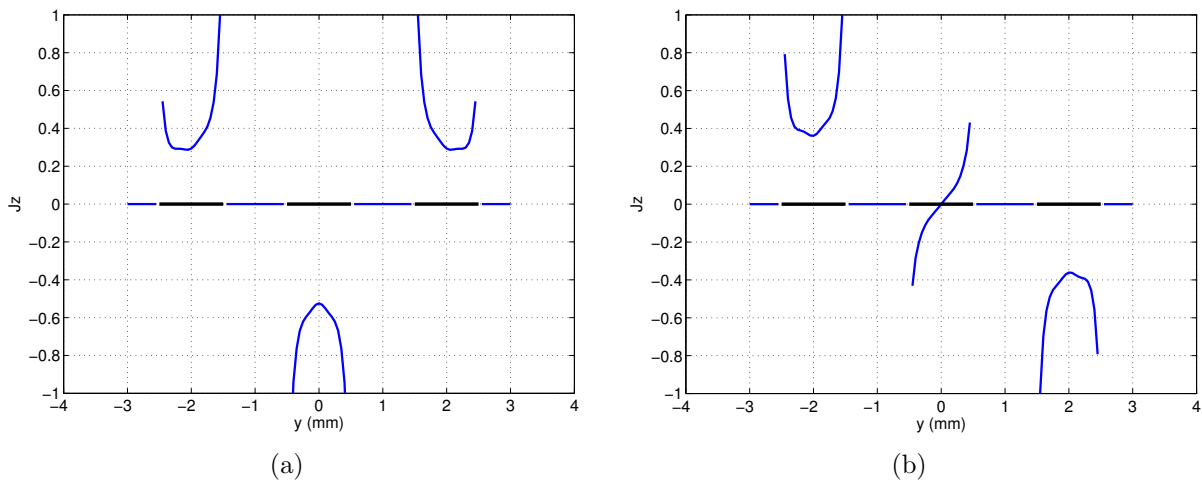
sygnałowy a drugi ekranujący i odwrotnie, obliczono impedancje charakterystyczne Z_1 oraz Z_2 zdefiniowane odpowiednio poprzez prądy I_1 oraz I_2 . W analizie założono stałą szerokość paska w_1 oraz szczeliny s , natomiast szerokość paska w_2 była zwiększana począwszy od wartości równej w_1 , czyli kiedy linia jest symetryczna. Obliczone wartości impedancji pokazano na rys. 3.22(a). Podobne badania przeprowadzone zostały dla linii mikropaskowej o zredukowanym ekranie pokazanej na rys. 3.6(c), której paski umieszczone są po dwóch stronach warstwy dielektrycznej, symetrycznie jeden nad drugim. Podobnie jak dla dwupaskowej linii koplarniej, założono stałą szerokość paska w_1 , a pasek w_2 rozszerzano począwszy do szerokości równej w_1 . W przypadku, gdy szerokość $w_2 \gg w_1$, linia ta staje się konwencjonalną linią mikropaskową. Wartości impedancji obliczonych na podstawie prądów I_1 oraz I_2 płynących po obu paskach pokazano na rys. 3.22(b). Jak można



RYSUNEK 3.22: Impedancje charakterystyczne dla linii dwupaskowych o parametrach $w_1 = 0.5$ mm, $d = 0.635$ mm, $\epsilon_r = 9.79$ w funkcji szerokości paska w_2 : (a) linia koplarna ($s = 1$ mm), (b) linia mikropaskowa.

zauważyć w przypadku asymetrycznej linii koplanarnej wartości impedancji obliczonych na podstawie obu prądów znacząco różnią się, już w przypadku gdy $w_2 = 2w_1$ i przy częstotliwościach większych od 10GHz. Różnica ta rośnie dla wyższych częstotliwości oraz przy dalszym rozszerzaniu paska w_2 . Z kolei w przypadku badanej linii mikropaskowej różnica pomiędzy impedancjami obliczonymi na podstawie obu prądów osiąga wartość maksymalną dla $w_2 \approx 5w_1$. Dalsze zwiększanie szerokości paska w_2 powoduje, że wartości impedancji Z_1 oraz Z_2 zaczynają się zbiegać do siebie. Można więc stwierdzić, iż w przypadku konwencjonalnej linii mikropaskowej pominięcie prądu przesunięcia może powodować tylko nieznaczne błędy w określeniu impedancji. Dodatkowo analiza tego typu przewodnic prowadzona jest najczęściej w oparciu o prąd I_1 na wąskim pasku (w_1), a jak pokazano impedancja związana z tym prądem waha się w znacznie mniejszym zakresie niż impedancja związana z prądem płynącym po szerszym pasku ekranującym (w_2).

Następną badaną strukturą jest trójpaskowa linia koplanarna, której przekrój poprzeczny pokazany został na rys. 3.13(a). Struktura ta posiada płaszczyznę symetrii w środku paska o szerokości w_0 . Własności występujących w linii rodzajów parzystego i nieparzystego typu quasi-*TEM* opisano w Rozdziale 3.2.2. W celu określenia wartości impedancji charakterystycznych obliczone zostały rozkłady gęstości liniowych prądów podłużnych płynących po paskach pokazane na rys. 3.23. W przypadku rodzaju parzystego

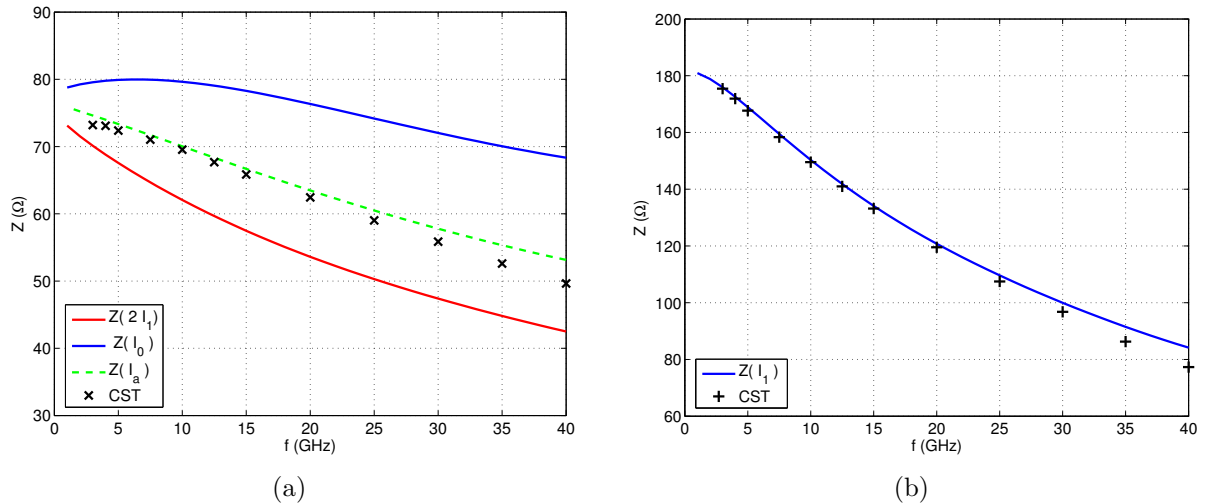


RYSUNEK 3.23: Znormalizowany rozkład gęstości liniowej prądu podłużnego dla rodzaju parzystego (a) i nieparzystego (b) w trójpaskowej linii koplanarnej o parametrach: $w_1 = w_0 = 1\text{mm}$, $s = 1\text{mm}$, $d = 0.635\text{mm}$, $\varepsilon_r = 9.79$.

(rys. 3.23(a)) prąd płynący po każdym z pasków jest różny od zera. Dodatkowo ze względu na parzystość rozkładu pola E_z względem płaszczyzny symetrii struktury, prąd przesunięcia $I_d \neq 0$. Zatem suma podłużnych prądów przewodzenia płynących po wszystkich paskach jest również różna od zera ($2I_1 + I_0 = I_d$). Dla tego rodzaju wystąpi więc niejednoznaczność w określeniu impedancji charakterystycznej. Z kolei dla rodzaju nieparzystego płaszczyzna symetrii geometrycznej struktury jest płaszczyzną elektryczną. Pole E_z jest nieparzyste, zatem prąd przesunięcia $I_d = 0$. Suma prądów podłużnych płynących po pa-

skach w linii jest więc równa zero, przy czym prąd wpływający po jednym z zewnętrznych pasków powraca drugim, a całkowity prąd płynący po pasku środkowym jest zerowy. W tym przypadku impedancja charakterystyczna może więc być jednoznacznie określona.

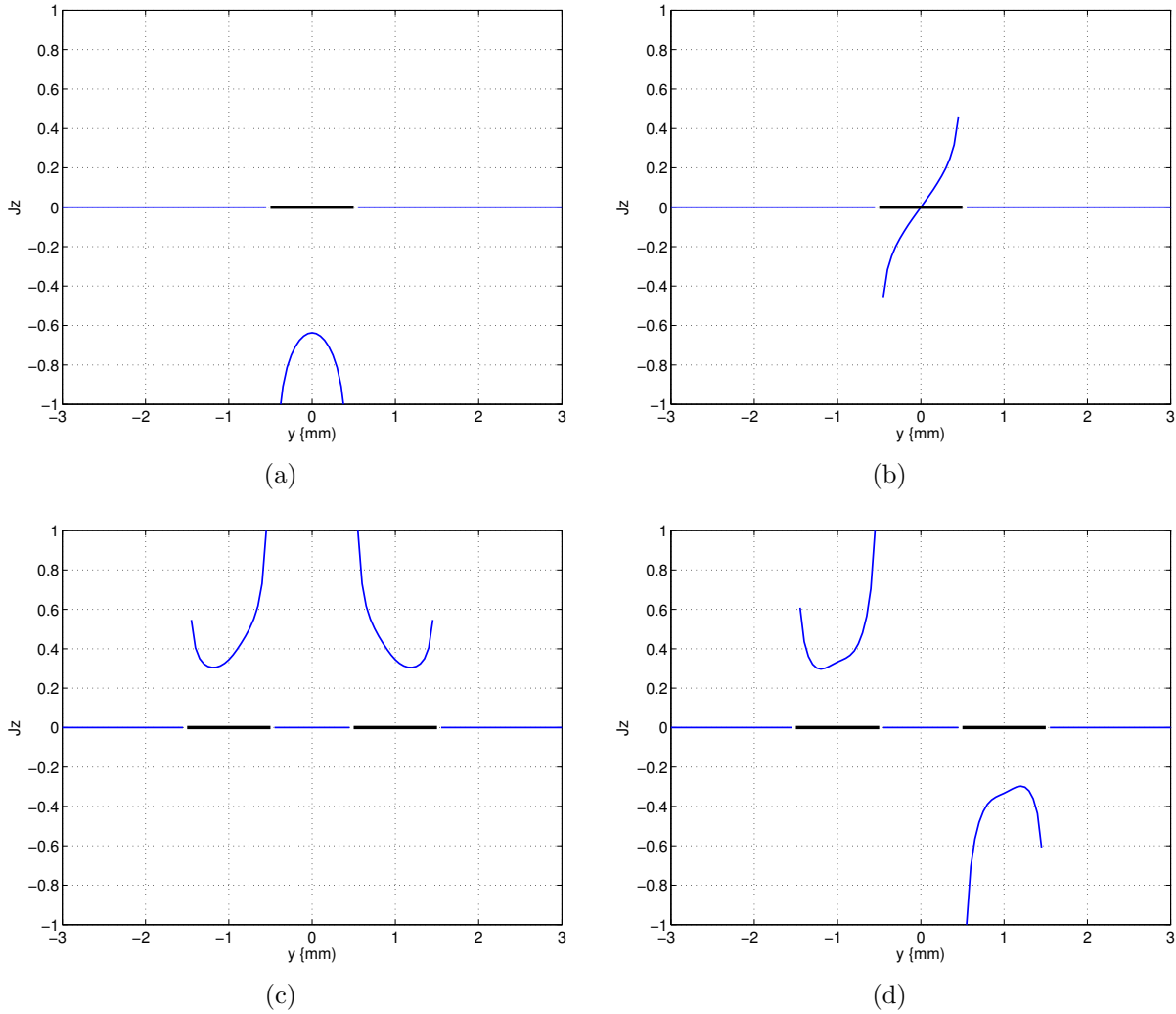
Na podstawie uzyskanych rozkładów prądów obliczone zostały wartości impedancji charakterystycznych dla obu rodzajów pola. Otrzymane wykresy przedstawiono na rys. 3.24, gdzie porównane zostały z wynikami uzyskanymi z komercyjnego oprogramo-



RYSUNEK 3.24: Impedancje charakterystyczne rodzaju parzystego (a) i nieparzystego (b) w trójpaskowej linii koplanarnej o parametrach: $w_1 = w_0 = 1\text{mm}$, $s = 1\text{mm}$, $d = 0.635\text{mm}$, $\epsilon_r = 9.79$.

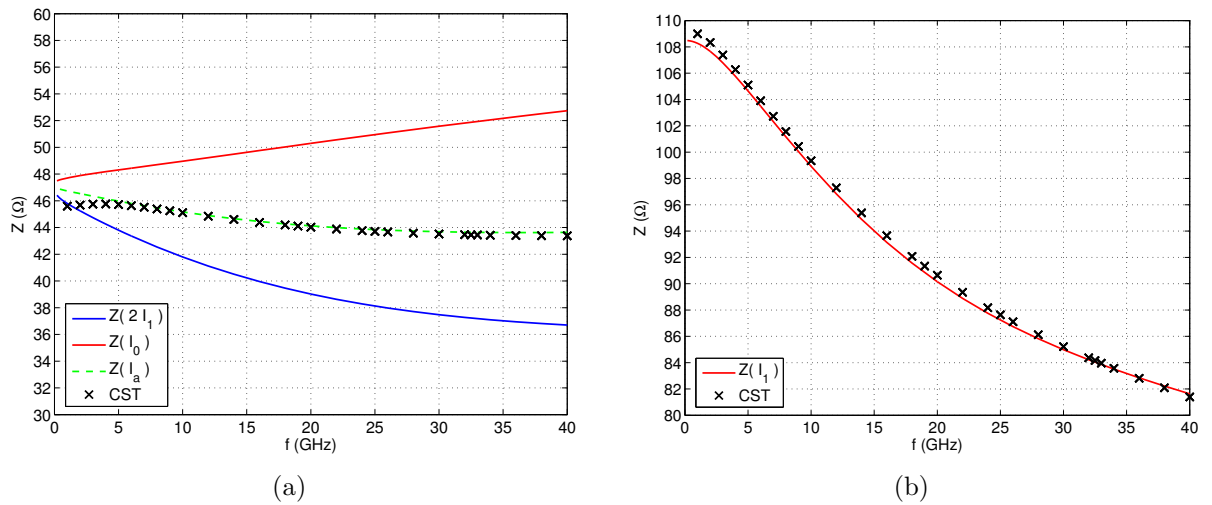
wania CST. Z rys. 3.24(a) wynika, że w przypadku rodzaju parzystego, dla którego prąd $I_d \neq 0$, występuje niejednoznaczność określenia impedancji charakterystycznej. Podobnie jak w przypadku impedancji dla dwupaskowej linii asymetrycznej (patrz rys. 3.19) wyniki uzyskane z CST pokrywają się z wartościami impedancji obliczonej na bazie wartości średniej prądu $I_a = (2|I_1| + |I_0|)/2$. W przypadku rodzaju nieparzystego prąd $I_d = 0$, więc wspomniana niejednoznaczność nie występuje. Obliczone dla tego rodzaju pola wartości impedancji charakterystycznej pokrywają się z rezultatami otrzymanymi z programu CST (patrz rys. 3.24(b)).

Następnie rozważono problem impedancji charakterystycznej dla rodzajów pola rozchodzących się w mikropaskowej linii sprzężonej, której przekrój pokazano na rys. 3.13(b), a jej własności falowe omówiono w Rozdziale 3.2.2. Dla występujących w linii rodzajów typu *quasi-TEM* obliczone zostały rozkłady prądów podłużnych na paskach. Na rys. 3.25(a) oraz 3.25(c) pokazano rozkłady prądów dla rodzaju parzystego, a na rys. 3.25(b) oraz 3.25(d) dla rodzaju nieparzystego. W przypadku rodzaju parzystego, dla którego rozkład pola E_z jest parzysty, występuje prąd przesunięcia I_d . W rezultacie suma prądów płynących po paskach jest różna od zera ($2I_1 + I_0 = I_d$). Powstaje zatem problem w jednoznacznym określeniu impedancji charakterystycznej dla rodzaju parzystego. Z kolei dla rodzaju nieparzystego prąd I_d jest równy zero (pole E_z jest nieparzyste), zatem prąd



RYSUNEK 3.25: Znormalizowany rozkład gęstości liniowej prądu podłużnego dla rodzaju parzystego ((a) i (c)) i nieparzystego ((b) i (d)) w mikropaskowej linii sprzężonej: $w_1 = w_0 = 1\text{mm}$, $s = 1\text{mm}$, $d = 0.635\text{mm}$, $\epsilon_r = 9.79$. Rozkłady w przekroju $x = d$: (a), (b); rozkłady w przekroju $x = 0$: (c), (d).

wpływający po jednym z dolnych pasków wypływa po drugim (rys 3.25(d)), natomiast całkowity prąd płynący po górnym pasku jest zerowy (patrz rys. 3.25(b)). Dla tego rodzaju można więc jednoznacznie określić impedancję charakterystyczną. Obliczone wykresy impedancji dla rodzaju parzystego i nieparzystego przedstawiono na rys. 3.26. Dla porównania zamieszczone zostały również wartości impedancji obliczone przy pomocy programu CST. Dla rodzaju parzystego wartości impedancji charakterystycznej otrzymane z programu CST pokrywają się z impedancją obliczoną na podstawie wartości średniej prądu ($I_a = (2|I_1| + |I_0|)/2$). W przypadku rodzaju nieparzystego, dla którego prąd przesunięcia



RYSUNEK 3.26: Impedancje charakterystyczne rodzaju parzystego (a) i nieparzystego (b) w mikropaskowej linii sprzężonej o parametrach: $w_1 = w_0 = 1\text{mm}$, $s = 1\text{mm}$, $d = 0.635\text{mm}$, $\varepsilon_r = 9.79$.

$I_d = 0$, uzyskane wyniki pokrywają się bezpośrednio z rezultatami obliczeń wykonywanych programem CST.

Uogólniając rozważania można stwierdzić, że niezerowy prąd przesunięcia I_d wystąpi w każdej linii asymetrycznej, w której prowadzone są rodzaje typu quasi-*TEM*. Dodatkowo efekt ten można zauważyć również w strukturze symetrycznej dla fal, dla których przekrój symetrii linii jest płaszczyzną magnetyczną. W tym przypadku rozkład pola E_z w przekroju poprzecznym struktury jest parzysty co implikuje wystąpienie składowej prądu przesunięcia I_d . Omawiany efekt powoduje niejednoznaczność w określaniu impedancji charakterystycznej linii, co z kolei może prowadzić do niejednoznacznego sformułowania jej układu zastępczego. W rezultacie może to być przyczyną istotnych błędów na etapie analizy i modelowania układów realizowanych w oparciu o rozważane linie. Z tego względu projektowanie układów realizowanych w oparciu o tego typu struktury linii powinno być oparte o ich modele pełnofalowe. W przypadku konieczności stosowania impedancji charakterystycznej należy przy wyborze definicji mocowo-prądowej przyjąć wartość prądu definiowaną jako wartość średnią (tak jak w przypadku oprogramowania CST) lub prąd z paska sygnałowego (tak jak w przypadku programu ADS-Momentum), przy czym wybraną definicję należy stosować w całym systemie zawierającym układ.

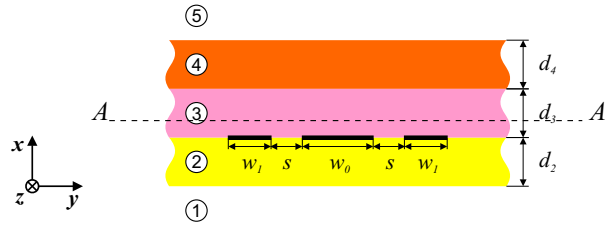
3.2.4 Własności falowe wybranych linii ferrytowych

W rozdziale przedstawiono analizę własności falowych dwóch struktur sprzężonych linii ferrytowych, które będą przydatne do realizacji układów typu FCL. Rozważono wielowarstwową trójpaskową ferrytową linię koplanarną oraz linię mikropaskową, których przekroje poprzeczne pokazano na rys. 3.6(f) i 3.6(g). Prowadnice te były również badane jako dielektryczne, w których warstwa ferrytu była zamieniona warstwą dielektryka. Wyniki badań takich linii dielektrycznych pozwoliły na ocenę zjawiska sprzężenia żyromagnetycznego, które jest odpowiedzialne za efekty niewzajemne występujące w takich liniach

ferrytowych. W liniach dielektrycznych obserwowane są podstawowe rodzaje pola typu *quasi-TEM*, natomiast w liniach ferrytowych występują, w wyniku sprzężenia żyromagnetycznego, hybrydowe rodzaje pola, które posiadają częstotliwości odcięcia. Prowadnice dielektryczne i ferrytowe były modelowane z punktu widzenia własności falowych podstawowych rodzajów pola. Dla każdej z linii przedstawione zostaną charakterystyki dyspersyjne, rozkłady pól i mocy w przekroju struktury. Znajomość parametrów falowych podstawowych rodzajów fal występujących w badanych strukturach, pozwoli na określenie macierzy rozproszenia badanych przewodnic. Analizę parametrów falowych tych linii przeprowadzono pod kątem ich zastosowania do realizacji układów niewzajemnych.

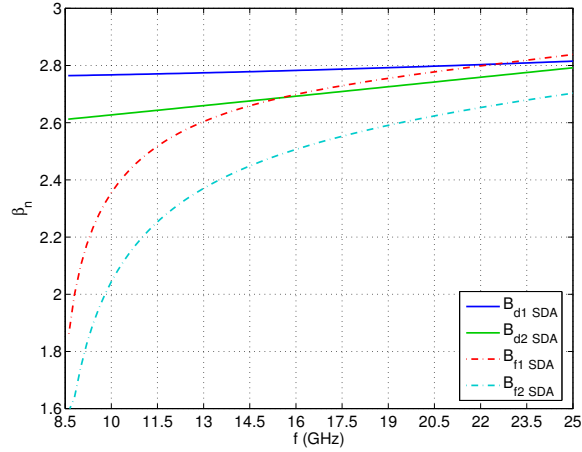
3.2.4.1 Koplanarna linia FCL

Przekrój poprzeczny analizowanej struktury przedstawiony został na rys. 3.27. Badana linia posiada trzy paski metalizowane umieszczone planarnie w przekroju granicznym h_2 . Stanowi ona modyfikację konwencjonalnej linii koplanarnej, w której dwie nieskończone półpłaszczyzny ekranu zostały zredukowane do postaci pasków o skończonej szerokości. Materiał ferrytowy o względnej przenikalności elektrycznej $\epsilon_{r3} = 13.3$, magnetyzacji nasycenia $M_s = 239\text{kA/m}$ i grubości $d_3 = 0.5\text{mm}$ umieszczony został jako warstwa ③. Struktura ta posiada płaszczyznę symetrii przechodzącą przez środek centralnego paska



RYSUNEK 3.27: Przekrój poprzeczny koplanarnej linii FCL.

o szerokości w_0 . W linii dielektrycznej płaszczyzna ta jest płaszczyzną elektryczną dla rodzaju nieparzystego lub magnetyczną dla rodzaju parzystego. Obliczenia charakterystyk dyspersyjnych zostały przeprowadzone w zakresie 8.5 - 25GHz. Na rys. 3.28 przedstawiono charakterystyki dyspersyjne dwóch podstawowych rodzajów pola rozchodzących się w linii dielektrycznej oraz ferrytovej. Rodzaje ferrytowe charakteryzują się częstotliwością odcięcia w okolicy $f_M = \gamma(H_i + M_s) = 8.4\text{GHz}$. Oznacza to, że rodzaje ferrytowe rozchodzą się w tej strukturze, gdy $\mu_e \approx (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu > 0$, gdzie μ i μ_a to elementy tensora względnej przenikalności magnetycznej zdefiniowanego w Dodatku B. Wynika stąd, że fale te są zaburzonymi falami typu *HE* [30]. Na rys. 3.29 przedstawiono rozkłady składowych poprzecznych pola elektrycznego i magnetycznego oraz gęstości mocy dla rodzaju parzystego i nieparzystego występujących w linii dielektrycznej. Obliczenia przeprowadzono na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$. Jak łatwo zauważyć z rys. 3.29(b) i 3.29(d) wektory pól magnetycznych rodzajów dielektrycznych są do siebie prostopadłe w obszarach powyżej i poniżej pasków w płaszczyźnie symetrii struktury. Jeśli więc zamiast jednej z tych warstw dielektrycznych wprowadzony zostanie materiał ferrytowy, to zgodnie z definicją współczynnika sprzężenia [17], w linii wystąpi efekt sprzężenia żyotropowego, który powoduje wystąpienie w złączu zjawisk niewzajemnych. Na podstawie przedstawionych



RYSUNEK 3.28: Charakterystyki dyspersyjne linii o parametrach $w_1 = w_0 = 0.4\text{mm}$, $s = 0.3\text{mm}$ oraz warstwa ② - dielektryk: $d_2 = 0.508\text{mm}$, $\varepsilon_{r2} = 2.2$; warstwa ③ - ferryt: $d_3 = 0.5\text{mm}$, $\varepsilon_{r3} = 13.3$, magnetyzacja nasycenia ferrytu $M_s = 239\text{kA/m}$, współczynnik żyromagnetyczny $\gamma = 35.2\text{MHz m/kA}$, $H_i = 0\text{kA/m}$; warstwa ④ - dielektryk: $d_4 = 0.508\text{mm}$, $\varepsilon_{r4} = 9.6$.

gęstości mocy (rys. 3.29(e) i 3.29(f)) można stwierdzić, że największa koncentracja mocy dla rodzaju parzystego występuje w okolicy brzegów środkowego paska, natomiast dla rodzaju nieparzystego w okolicy brzegów pasków zewnętrznych.

Rozkłady składowych poprzecznych oraz gęstości mocy w przekrojach poprzecznych dla dwóch rodzajów podstawowych struktury zawierającej magnesowany podłużnie materiał ferrytowy przedstawiono na rys. 3.30 i 3.31. Zarówno pola elektryczne, jak i magnetyczne, każdego z rodzajów ferrytowych posiadają składowe rzeczywiste oraz urojone. Fale w linii ferrytowej nie charakteryzują się płaszczyzną symetrii pola elektromagnetycznego. Wobec tego fale te nie posiadają płaszczyzny elektrycznej ani magnetycznej. Na podstawie rozkładów gęstości mocy przedstawionych na rys. 3.30(e) i 3.31(e) można stwierdzić, iż moc obu rodzajów symetrycznie koncentruje się w szczelinach pomiędzy paskami linii.

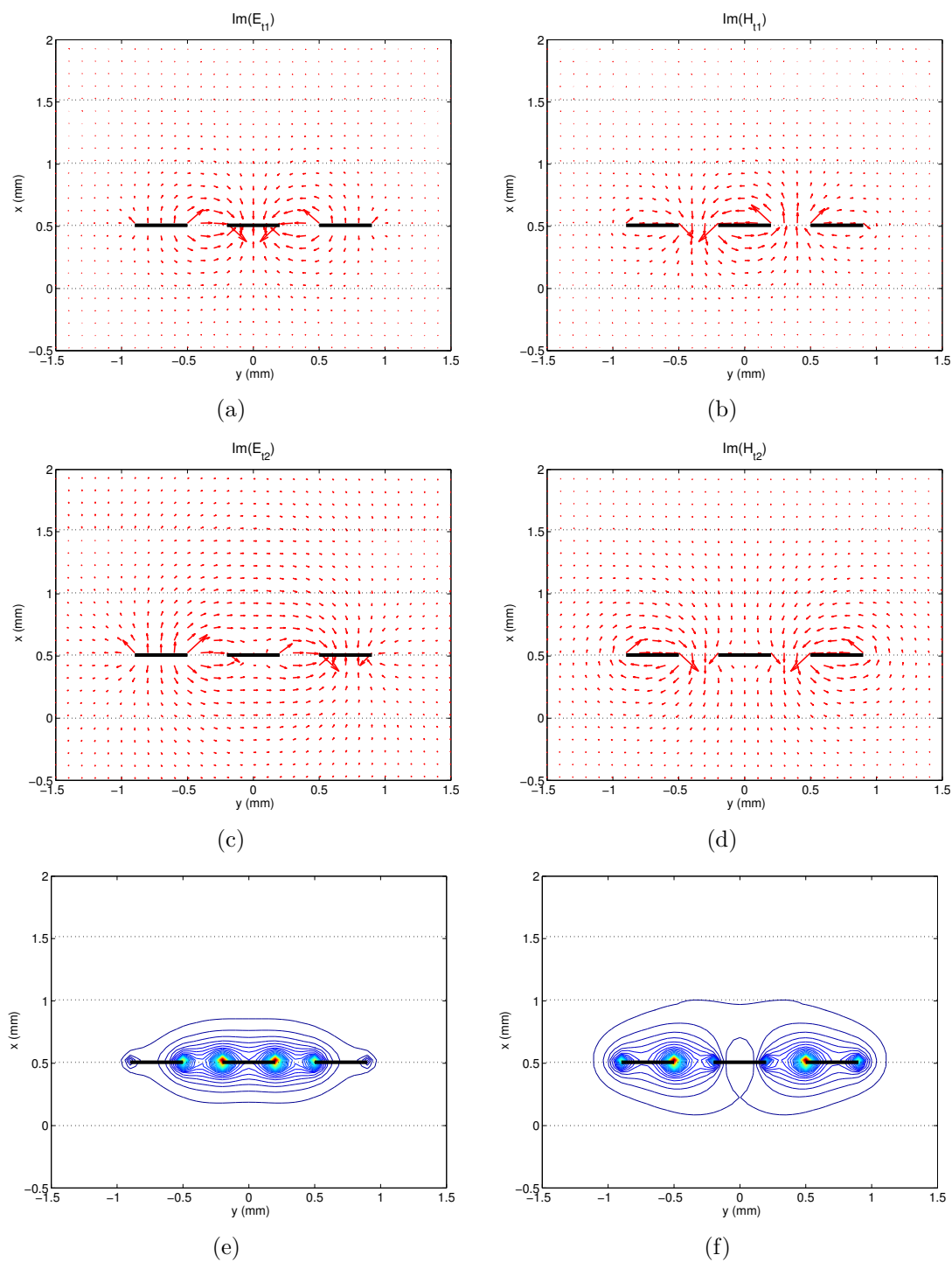
Obliczone rozkłady pól wykorzystano następnie do wyznaczenia współczynników eliptyczności AR fal ferrytowych. Współczynniki te zdefiniowane zostały na podstawie parametrów Stokesa [94] w postaci

$$AR = \text{tg} \left(\frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{S_3}{S_0} \right) \right), \quad (3.13)$$

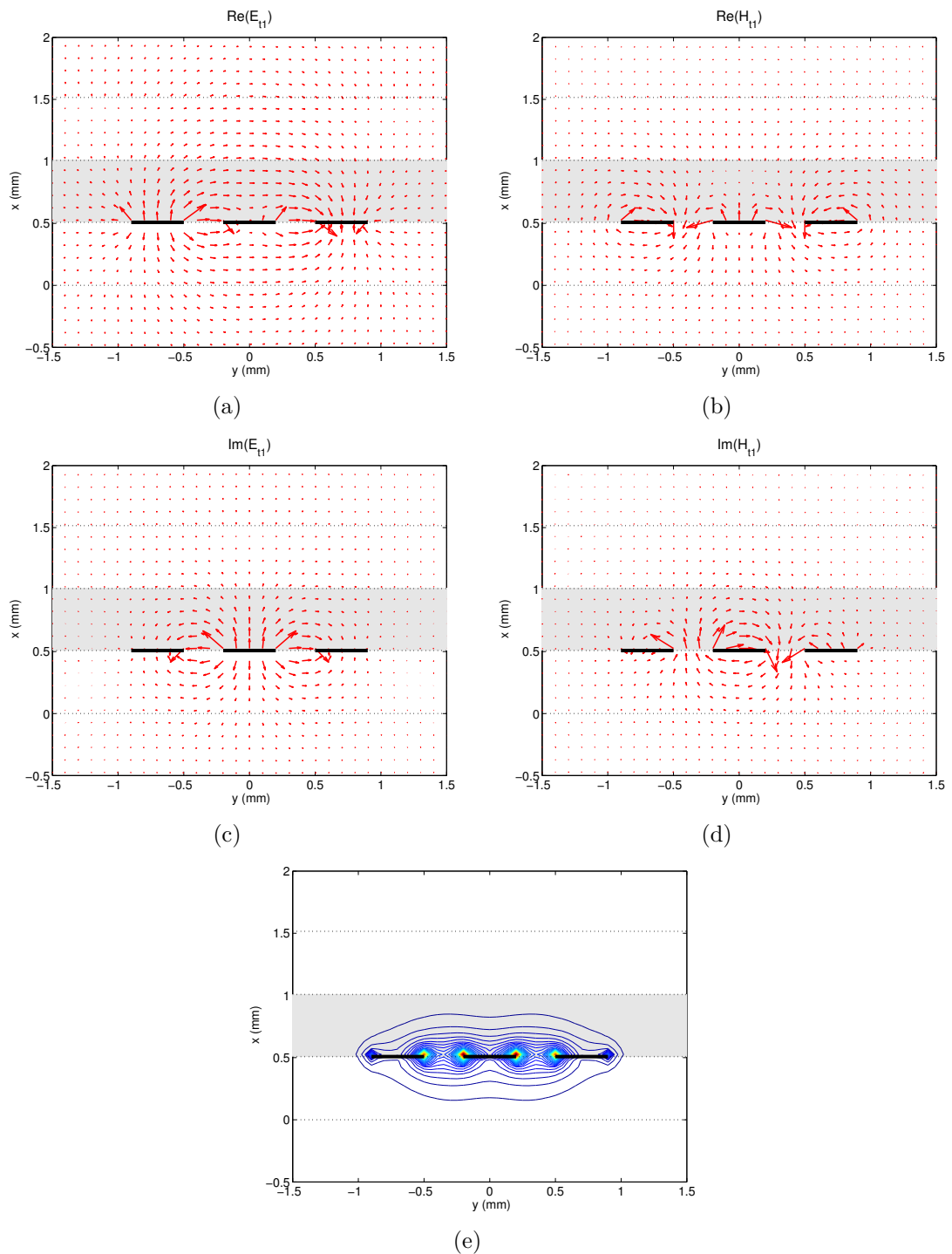
gdzie

$$S_0 = E_x E_x^* + E_y E_y^* \quad \text{oraz} \quad S_3 = 2\Im(E_x E_y^*). \quad (3.14)$$

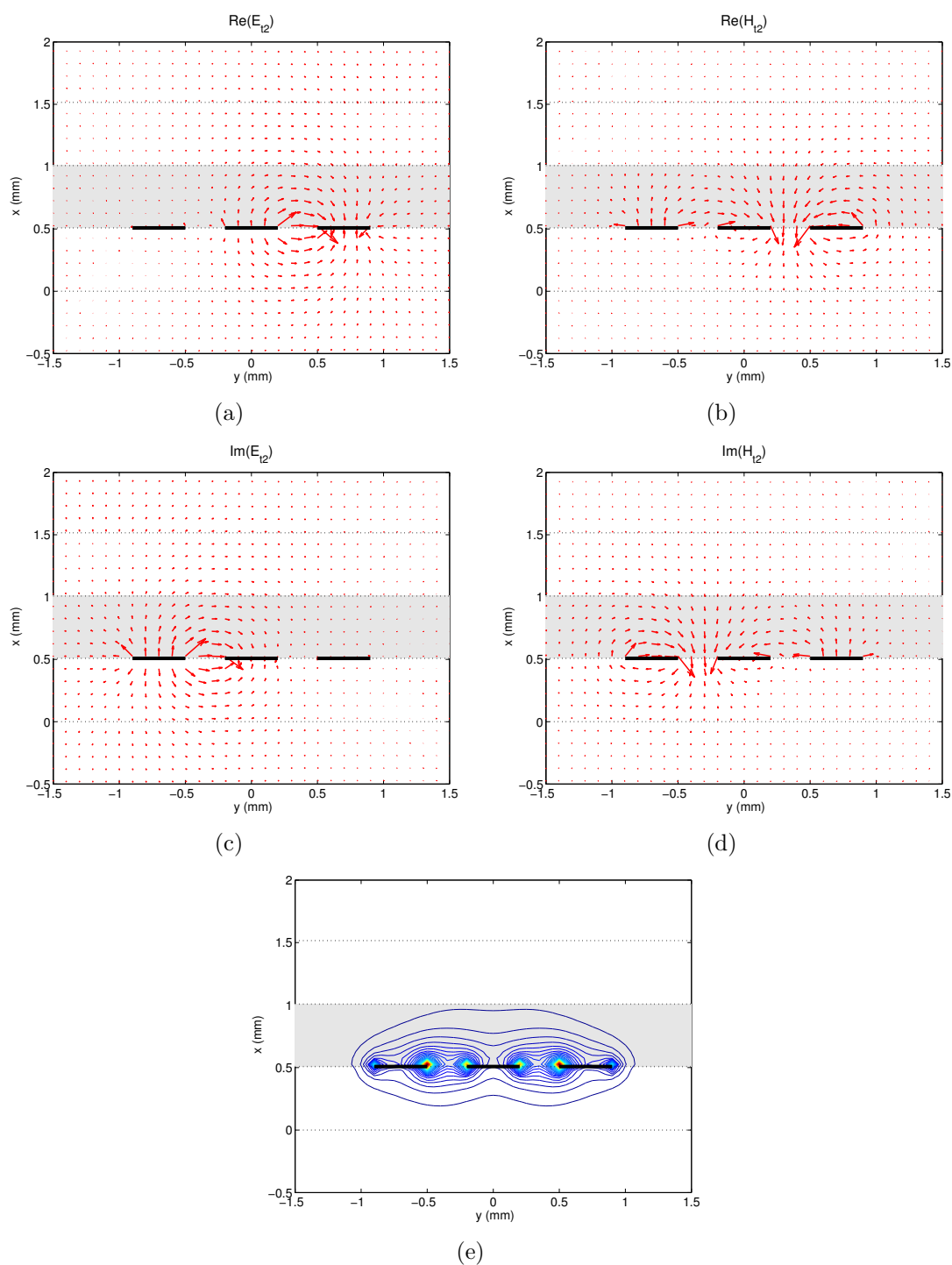
Zgodnie z powyższą definicją współczynnik AR może przyjmować wartości z przedziału $< -1, 1 >$, przy czym $AR = -1$ określa polaryzację kołową lewoskrętną, a $AR = 1$ polaryzację kołową prawoskrętną. Wartość $AR = 0$ oznacza polaryzację liniową. Na rys. 3.32 pokazano wykresy współczynników eliptyczności obliczone w dwóch przekrojach badanej linii. Pierwszy z nich to przekrój symetrii geometrycznej, zaś drugi to przekrój AA' zaznaczony na rys. 3.27. Charakterystyki współczynników AR w płaszczyźnie symetrii struktury (czyli $y = 0\text{mm}$) dla dwóch rodzajów ferrytowych pokazano na rys. 3.32(a).



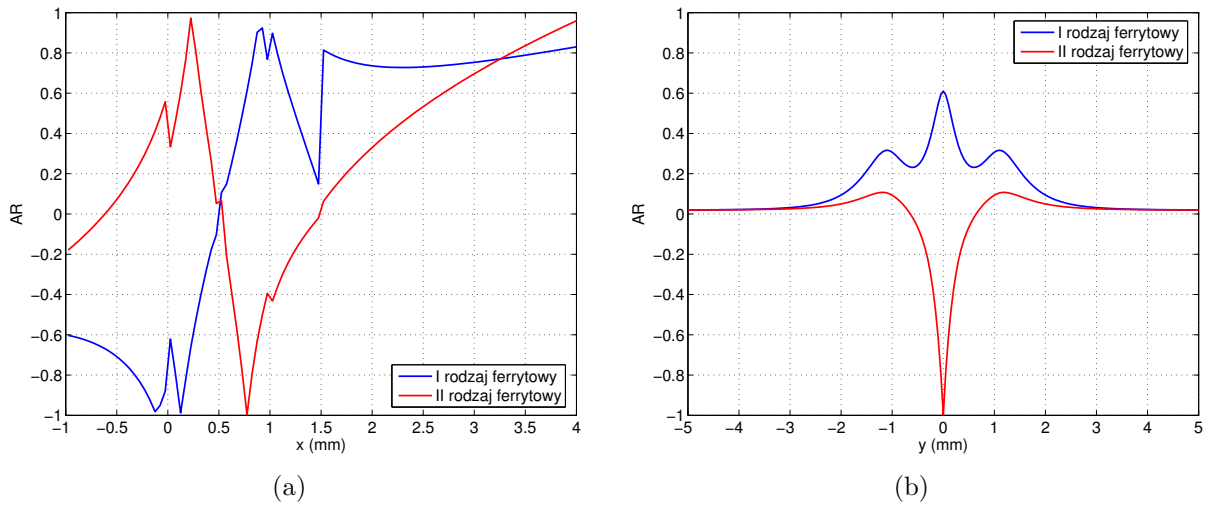
RYSUNEK 3.29: Rozkłady pola poprzecznego oraz gęstości mocy w przekroju dielektrycznej linii koplarnarnej dla rodzaju: parzystego - (a) pole elektryczne, (b) pole magnetyczne, (e) gęstość mocy oraz nieparzystego - (c) pole elektryczne, (d) pole magnetyczne. (f) gęstość mocy



RYSUNEK 3.30: Rozkłady pola poprzecznego oraz gęstości mocy w przekroju koplanej linii FCL dla pierwszego rodzaju podstawowego: (a) i (c) pole elektryczne, (b) i (d) pole magnetyczne, (e) gęstość mocy. Warstwa ferrytu zaznaczona została kolorem szarym.



RYSUNEK 3.31: Rozkład pola poprzecznego oraz gęstości mocy w przekroju koplarnarnej linii FCL dla drugiego rodzaju podstawowego: (a) i (c) pole elektryczne, (b) i (d) pole magnetyczne (e) gęstość mocy. Warstwa ferrytu zaznaczona została kolorem szarym.

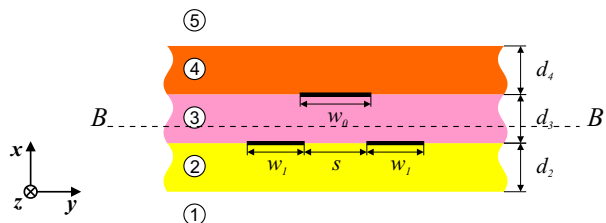


RYSUNEK 3.32: Współczynnik eliptyczności AR obliczony dla dwóch rodzajów ferrytowych: (a) w płaszczyźnie symetrii linii (przekrój $y = 0$ mm), (b) w płaszczyźnie AA' z rys. 3.27 (przekrój $x = 0.755$ mm - obszar ③).

Jak można zauważyć, w strukturze występują obszary, w których fale ferrytowe są spolaryzowane kołowo, lewo- lub prawoskrętnie. Następnie wyznaczony został współczynnik eliptyczności w płaszczyźnie AA' z rys. 3.27 (czyli dla $x = 0.755$ mm - obszar ③), gdzie polaryzacja obu fal jest zbliżona do kołowej. Na podstawie rys. 3.32(b), można stwierdzić, że w badanym przekroju jedna z fal ferrytowych spolaryzowana jest kołowo zaś druga eliptycznie. Dodatkowo w płaszczyźnie symetrii struktury (patrz rys. 3.32(a)) fale te charakteryzują się przeciwnymi kierunkami polaryzacji w warstwach tworzących strukturę. Ostatecznie można stwierdzić, że rodzaje ferrytowe występujące w badanej strukturze mają postać hybrydowych fal spolaryzowanych eliptycznie prawo- lub lewoskrętnie, a w wybranych obszarach w płaszczyźnie symetrii struktury fale te są spolaryzowane kołowo.

3.2.4.2 Mikropaskowa linia FCL

Na rys. 3.33 przedstawiony został przekrój poprzeczny badanej linii. Analizowana linia stanowi modyfikację tradycyjnej linii mikropaskowej, w której nieskończona płaszczyzna

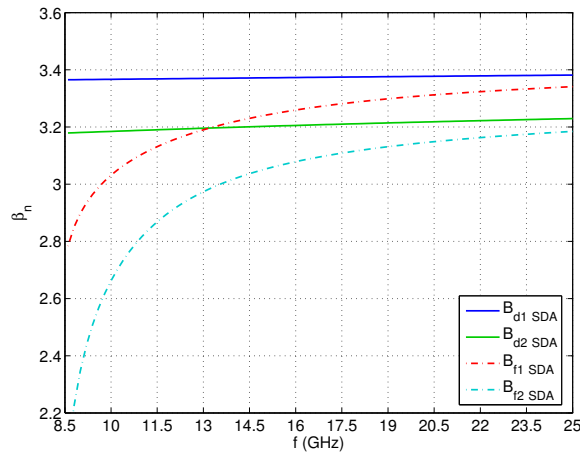


RYSUNEK 3.33: Przekrój poprzeczny mikropaskowej linii FCL.

masy zredukowana jest do paska skończonej szerokości w_0 . Pasek ten umieszczony jest centralnie nad szczeliną s rozdzielającą sprzężone paski o szerokości w_1 . Materiał ferrytowy o

względnej przenikalności elektrycznej $\epsilon_{r3} = 13.3$, magnetyzacji nasycenia $M_s = 239\text{kA/m}$ i grubości $d_3 = 0.5\text{mm}$ umieszczony został jako warstwa ②. W płaszczyźnie symetrii struktury, znajdującej się w środku szczeliny o szerokości s , występuje ścianka magnetyczna dla rodzaju parzystego oraz ścianka elektryczna dla rodzaju nieparzystego.

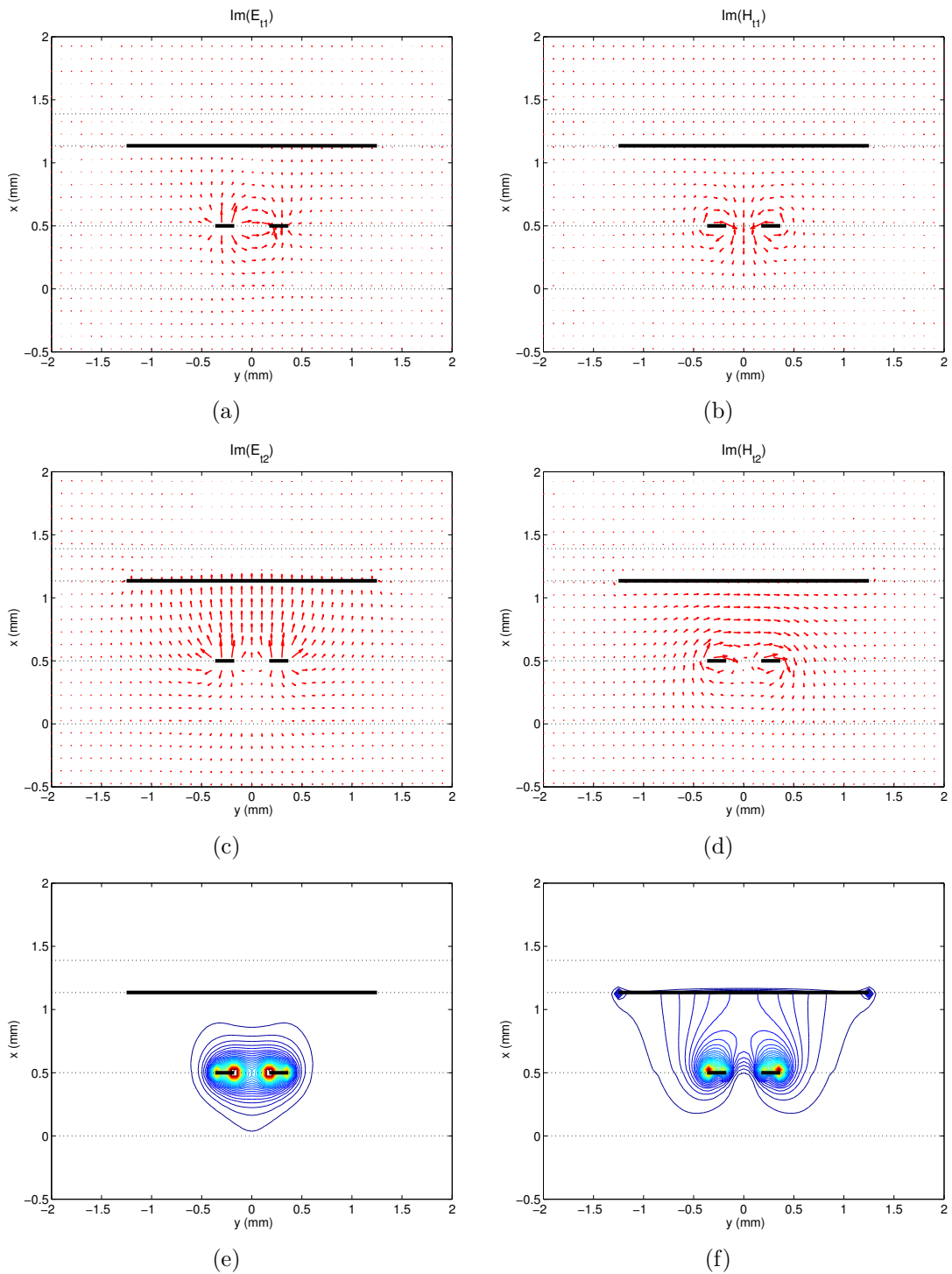
Badania charakterystyk dyspersyjnych przeprowadzono w zakresie od 8.5 do 25GHz. Współczynniki propagacji dwóch rodzajów występujących w linii dielektrycznej oraz ferrytowej przedstawiono na rys. 3.34. Rodzaje ferrytowe występujące w tej linii charakteryzują



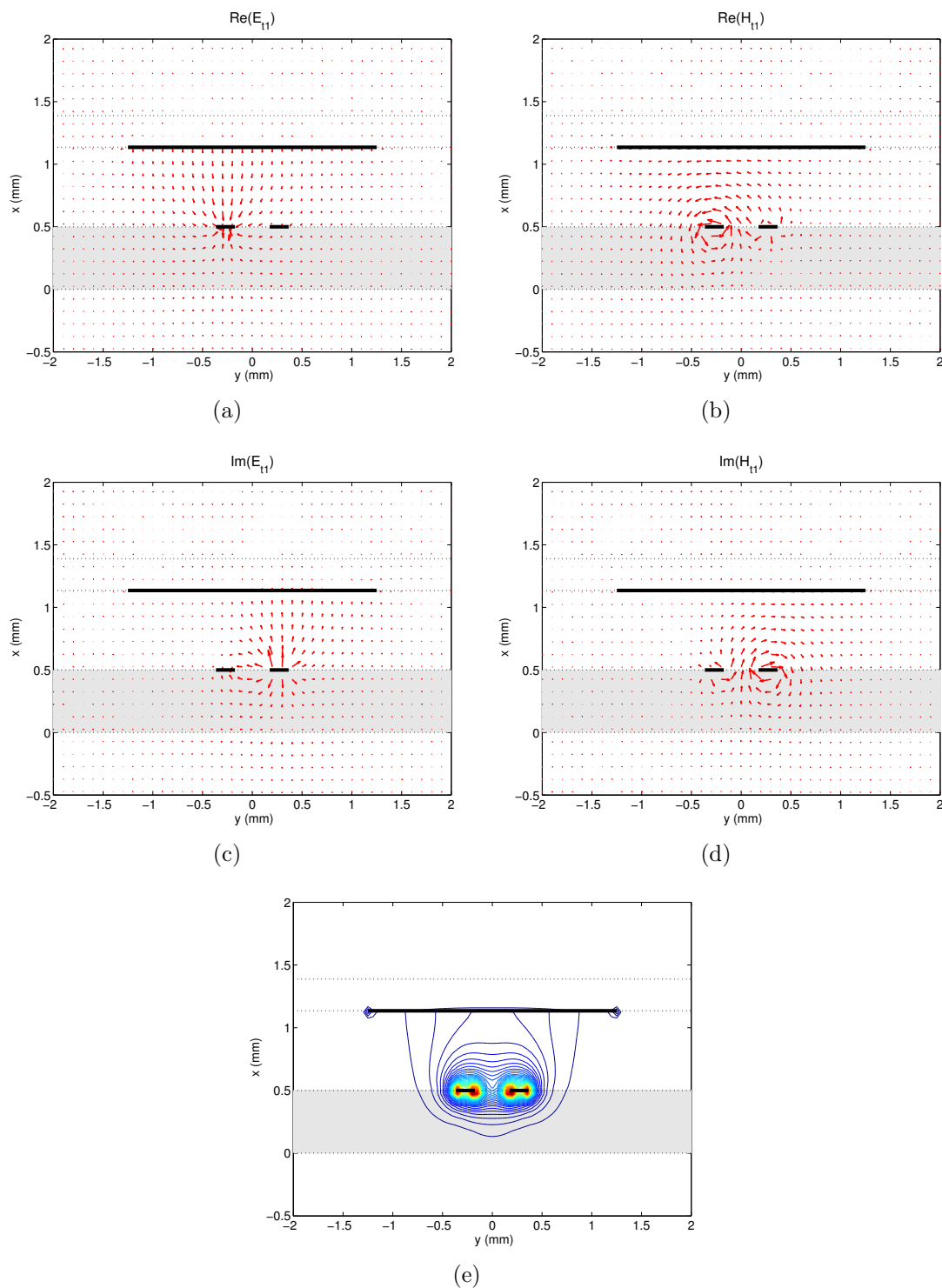
RYSUNEK 3.34: Charakterystyki dyspersyjne linii o parametrach $w_1 = 0.19\text{mm}$, $w_0 = 2.5\text{mm}$, $s = 0.35\text{mm}$ oraz warstwa ② - ferryt: $d_2 = 0.5\text{mm}$, $\epsilon_{r2} = 13.3$, magnetyzacja nasycenia ferrytu $M_s = 239\text{kA/m}$, współczynnik żyromagnetyczny $\gamma = 35.2\text{MHz m/kA}$, $H_i = 0\text{kA/m}$; warstwa ③ - dielektryk: $d_3 = 0.635\text{mm}$, $\epsilon_{r3} = 10.2$; ④ - dielektryk: $d_4 = 0.254\text{mm}$, $\epsilon_{r4} = 2.2$.

się częstotliwością odcięcia w okolicy częstotliwości $f_M = \gamma(H_i + M_s) = 8.4\text{GHz}$ podobnie jak dla koplanarnej linii FCL. Można dodatkowo zauważyć, że ze wzrostem częstotliwości współczynniki propagacji linii ferrytowej zbiegają się do współczynników propagacji linii dielektrycznej. Efekt ten związany jest z faktem, iż wraz ze wzrostem częstotliwości maleje wartość pozadiagonalnego elementu tensora μ_a , który jest odpowiedzialny za własności żyromagnetyczne ferrytu. Na rys. 3.35 przedstawiono rozkłady pola elektrycznego i magnetycznego oraz gęstości mocy dwóch podstawowych rodzajów pola występujących w linii dielektrycznej obliczone na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$. Jak można zauważyć z rys. 3.35(b) i rys. 3.35(d) wektory składowych poprzecznych pól magnetycznych rodzaju parzystego i nieparzystego są do siebie prostopadłe w pobliżu płaszczyzny symetrii struktury. Wprowadzenie więc do tego obszaru linii warstwy z materiału ferrytowego spowoduje wystąpienie sprzężenia żyromagnetycznego między podstawowymi rodzajami pola [17]. Na rys. 3.35(e) i 3.35(f) pokazano rozkłady gęstości mocy rodzaju parzystego i nieparzystego. Jak można zauważyć moc rodzaju nieparzystego skoncentrowana jest głównie wokół dwóch pasków w_1 znajdujących się w przekroju h_2 , natomiast w przypadku rodzaju parzystego część mocy jest również prowadzona w warstwie ③ (pomiędzy paskami w_1 znajdującymi się w przekroju h_2 a paskiem w_0 w znajdującym się przekroju h_3).

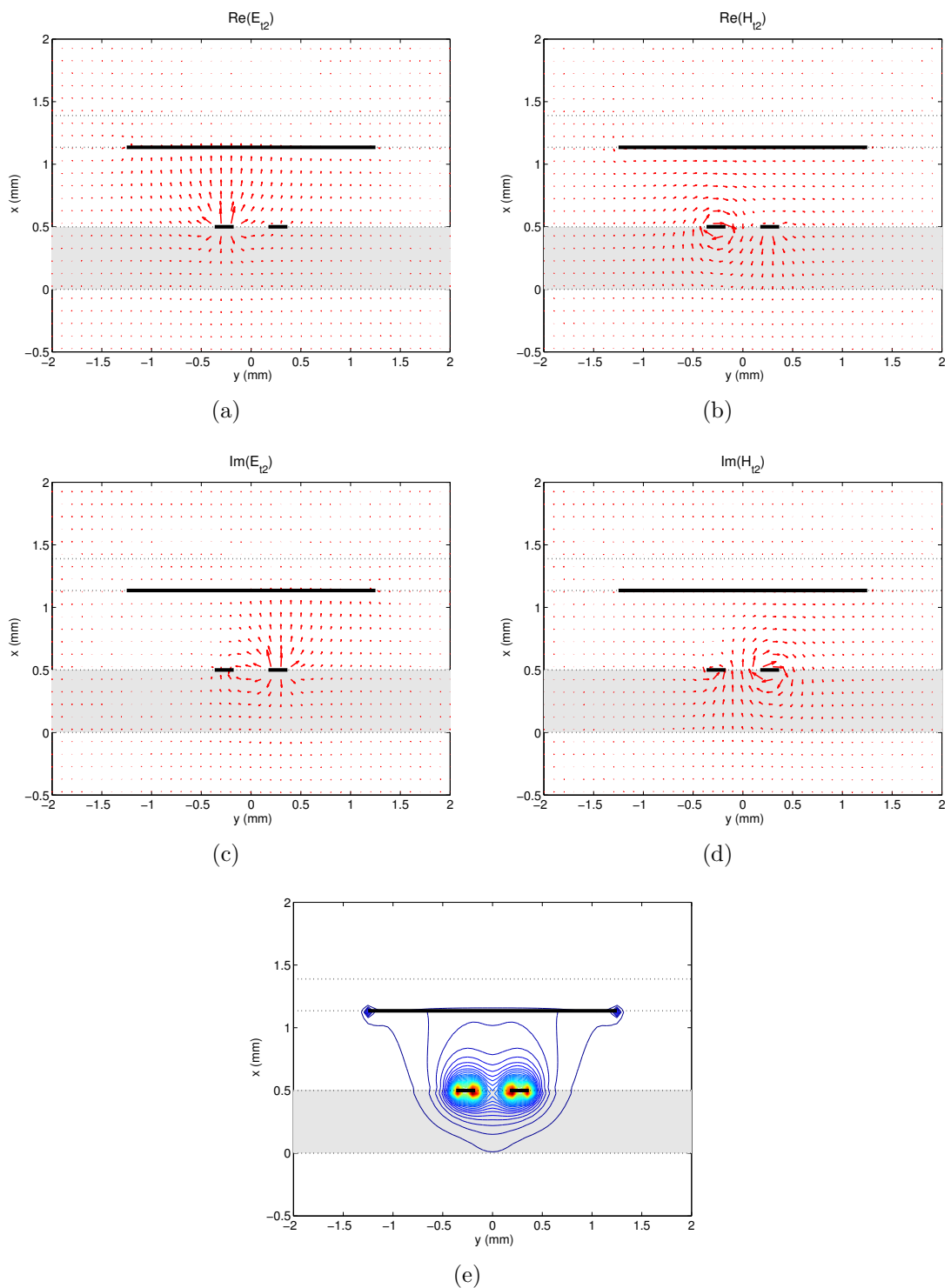
Rozkłady pól oraz gęstości mocy dla dwóch podstawowych rodzajów w strukturze ferrytowej przedstawiono na rys. 3.36 i 3.37. Jak można zauważyć, pola te są zespolone



RYSUNEK 3.35: Rozkład pola poprzecznego oraz gęstości mocy w przekroju dielektrycznej mikropaskowej linii sprzężonej dla rodzaju: nieparzystego - (a) pole elektryczne, (b) pole magnetyczne (e) gęstość mocy oraz parzystego - (c) pole elektryczne, (d) pole magnetyczne, (f) gęstość mocy.



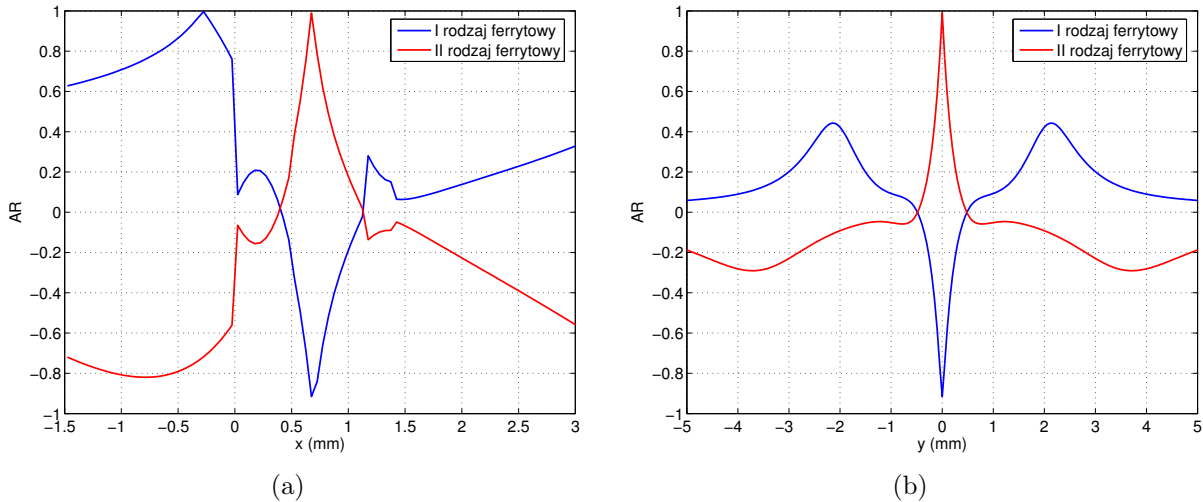
RYSUNEK 3.36: Rozkład pola poprzecznego oraz gęstości mocy w przekroju mikropaskowej linii FCL dla pierwszego rodzaju podstawowego: (a) i (c) pole elektryczne, (b) i (d) pole magnetyczne, (e) gęstość mocy. Warstwa ferrytu zaznaczona została kolorem szarym.



RYSUNEK 3.37: Rozkład pola poprzecznego oraz gęstości mocy w przekroju mikropaskowej linii FCL dla drugiego rodzaju podstawowego: (a) i (c) pole elektryczne, (b) i (d) pole magnetyczne, (e) gęstość mocy. Warstwa ferrytu zaznaczona została kolorem szarym.

i nie posiadają płaszczyzny symetrii. Jak wynika z rys. 3.36(e) i 3.37(e) moc badanych rodzajów w obu przypadkach skoncentrowana jest wokół pasków w_1 oraz w warstwie podłoża ③.

Uzyskane rozkłady pola fal ferrytowych wykorzystano do obliczenia na podstawie zależności (3.13) współczynników eliptyczności AR . Wykresy tych współczynników uzyskane dla dwóch rozważanych rodzajów ferrytowych w płaszczyźnie symetrii linii (czyli w przekroju $y = 0\text{mm}$) pokazano na rys. 3.38(a). Następnie wyznaczono charakterystyki współ-



RYSUNEK 3.38: Współczynnik eliptyczności AR obliczony dla dwóch rodzajów ferrytowych: (a) w płaszczyźnie symetrii linii (przekrój $y = 0\text{mm}$), (b) w płaszczyźnie BB' z rys. 3.33 (przekrój $x = 0.675\text{mm}$ - obszar ③).

czynników eliptyczności w płaszczyźnie BB' z rys. 3.33 (czyli w przekroju $x = 0.675\text{mm}$), gdzie badane fale wykazują polaryzację kołową (patrz na rys. 3.38(b)). Obie fale posiadają przeciwny kierunek polaryzacji zarówno w płaszczyźnie symetrii struktury jak i poza nią. Podobnie jak w przypadku struktury koplanarnej pola dla tych rodzajów spolaryzowane są eliptycznie, a w obszarze szczeliny s spolaryzowane są kołowo.

3.3 Wnioski

W rozdziale przedstawione zostały wyniki badań numerycznych wykonanych w oparciu o opracowane oprogramowanie. Badania te dotyczyły wybranych struktur linii mikropaskowych zawierających zarówno materiały dielektryczne, jak i ferrytowe. Przedstawione zostały charakterystyki dyspersyjne, rozkłady pola oraz gęstości mocy rodzajów pola występujących w badanych liniach. W oparciu o uzyskane rezultaty oceniono wstępnie możliwość wystąpienia w nich efektów sprzężenia żyromagnetycznego. Wyznaczone parametry falowe wykorzystane zostaną w dalszej części pracy do określenia macierzy rozproszenia złącza FCL, co pozwoli na zastosowanie badanych przewodnic do realizacji układów niewzajemnych.

4

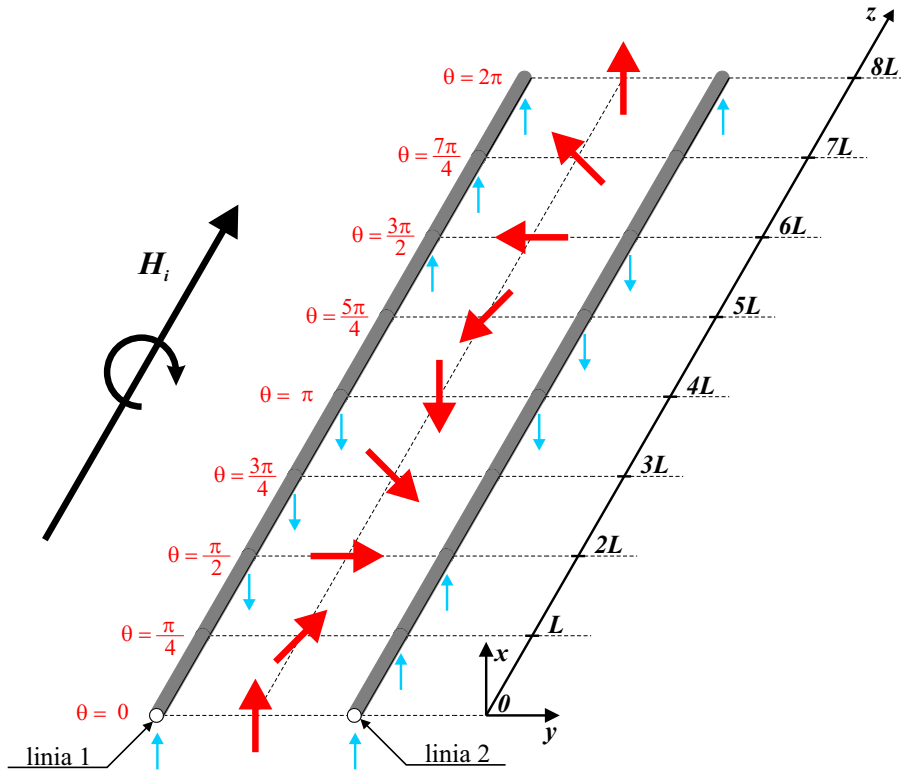
Macierz rozproszenia złącza FCL

W rozdziale przedstawione zostaną badania macierzy rozproszenia złączy ferrytowych linii sprzężonych zwanych złączami FCL. Badane złącza są projektowane w oparciu o sprzężone linie koplanarne i mikropaskowe, których własności opisano w Rozdziałach 3.2.4.1 i 3.2.4.2. W pierwszej części omówione zostaną własności niewzajemne badanych złączy FCL. Następnie przedstawione zostaną dwa modele matematyczne umożliwiające określenie ich macierzy rozproszenia. Pierwszy z nich sformułowany został na podstawie metody rodzajów sprzężonych, a drugi w oparciu o metodę dopasowania rodzajów. W dalszej części przedstawione zostaną wyniki symulacji charakterystyk rozproszenia złączy FCL o strukturze koplanarnej oraz mikropaskowej uzyskane na podstawie obu modeli. W oparciu o otrzymane rezultaty zbadane zostaną własności transmisyjne złączy FCL pod kątem ich zastosowania w układach niewzajemnych.

4.1 Własności niewzajemne złącza FCL

W pracy [17] w oparciu o zjawisko rotacji Faraday'a wyjaśniono efekty niewzajemne zachodzące w magnesowanych podłużnie ferrytowych liniach sprzężonych. Opracowany model w pełni opisuje periodyczną wymianę energii zachodzącą pomiędzy liniami sygnałowymi tworzącymi strukturę. Efekt rotacji Faraday'a jest znany w literaturze i polega na skróceniu polaryzacji fali elektromagnetycznej o kąt θ . Kierunek rotacji fali w linii FCL nie zależy od jej kierunku propagacji, a jego zmianę na przeciwny uzyskuje się tylko poprzez zmianę zwrotu pola magnesującego.

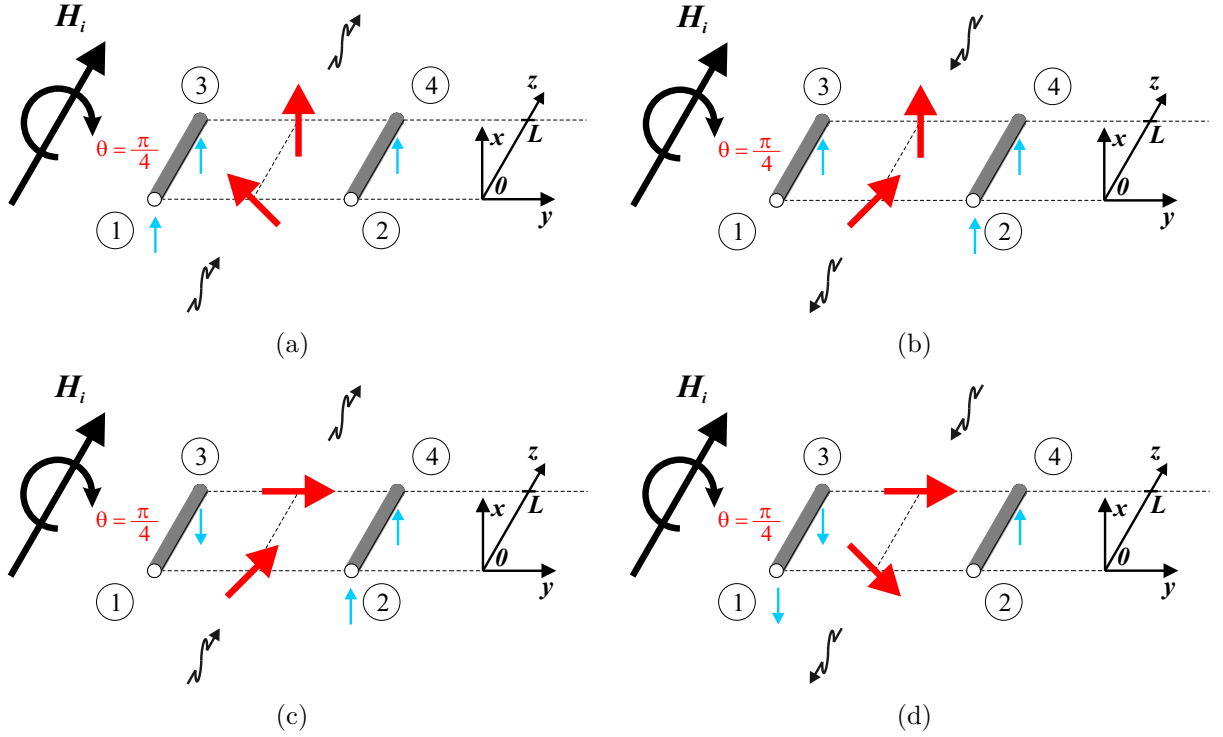
Przykładowy schemat transmisji sygnału wzdłuż linii FCL przedstawiono na rys. 4.1. Rozpatrywana prowadnica składa się z sekcji FCL będących odcinkami linii o długości L , w których występuje rotacja fali o kąt $\theta = \pi/4$. Zakładamy, że linie struktury są tak oddalone od siebie, że sprzężenie izotropowe między nimi zanika, a występuje jedynie sprzężenie żyromagnetyczne. Na wejściu linii (w przekroju $z = 0$) założono pobudzenie sygnałem parzystym. Takie pobudzenie jest symbolicznie zobrazowane w postaci dwóch wektorów pola elektrycznego o jednakowym zwrocie. Zgodnie z symboliką zastosowaną w [17], rozkład pola elektrycznego w obu liniach FCL określa położenie wektora reprezentującego wypadkowe pole elektryczne w przekroju symetrii struktury. Poziom sygnału w każdej linii definiowany jest jako superpozycja sygnału parzystego i nieparzystego występujących w przekroju linii FCL. Zgodnie z założeniem, przejście fali elektromagnetycznej przez sekcję FCL, powoduje jej skrócenie o $\theta = \pi/4$. Wówczas wystąpi koncentracja energii sygnału tylko w drugiej linii. Przejście przez falę kolejnego odcinka L spowoduje dalszą



RYSUNEK 4.1: Efekt rotacji Faraday'a w złączu FCL.

rotację o kąt $\pi/4$. W tym przekroju ($z = 2L$) rozkład sygnału w obu liniach jest nieparzysty. Dalsza transmisja fali przez następny odcinek L do przekroju $z = 3L$ powoduje koncentrację sygnału tylko w pierwszej linii. Przebycie przez falę elektromagnetyczną kolejnych odcinków o długości L powoduje dalszą rotację fali oraz okresową wymianę energii sygnału pomiędzy liniami tworzącymi sekcję. Transmisja sygnału przez odcinek o długości $8L$ powoduje rotację o kąt pełny 2π . Wobec tego na wyjściu ($z = 8L$) uzyskujemy rozkład pola zgodny z rozkładem pobudzającym ($z = 0$). W oparciu o efekt rotacji Faraday'a można więc w pełni opisać zjawiska wymiany energii sygnału między liniami tworzącymi sekcję FCL.

W dalszej części rozważań skoncentrowano się na opisie zjawisk zachodzących w sekcji FCL. Schemat takiej sekcji pobudzonej sygnałem we wrotach 1 pokazano na rys. 4.2(a). Dla założonego kierunku magnesowania na wyjściu sekcji (we wrotach 3 i 4) pojawi się sygnał parzysty. Aby określić efekt wzajemności w układzie wrotła 3 i 4 pobudzamy zgodnie z rys. 4.2(b) sygnałem parzystym. W wyniku rotacji wyjście sygnału obserwujemy we wrotach 2. Podobną sytuację widać na rys. 4.2(c) i 4.2(d). Jeżeli sygnał pobudzający pojawi się we wrotach 2 to na wyjściu układu obserwujemy sygnał nieparzysty, zaś pobudzenie wrót 3 i 4 rodzajem nieparzystym powoduje transmisję sygnału do wrót 1. Zjawiska te zachodzące w sekcji FCL bezpośrednio wskazują na występowanie w niej efektu niewzajemnego. Jak zauważono na podstawie wyżej opisanych zjawisk w pracach [16, 17], aby uzyskać niewzajemną transmisję sekcja FCL powinna zostać połączona w jednym z



RYSUNEK 4.2: Sekcja FCL o długości L zapewniającej rotację fali elektromagnetycznej o kąt $\theta = \pi/4$: (a) przy pobudzeniu we wrotach 1, (b) przy pobudzeniu sygnałem parzystym we wrotach 3 i 4 (c) przy pobudzeniu we wrotach 2, (d) przy pobudzeniu sygnałem nieparzystym we wrotach 3 i 4

przekrojów z układem pozwalającym na jej pobudzenie sygnałem parzystym lub nieparzystym. Takie połączenie stwarza możliwość realizacji cyrkulatorów FCL [16], które to można wykorzystać do projektowania szeregu innych układów niewzajemnych takich jak izolatory lub przesuwniki fazy.

W projektowaniu niewzajemnych układów FCL kluczowe jest więc określenie długości sekcji L , która zapewni rotację fali o kąt $\theta = \pi/4$. W pracy [16] określone zostały warunki jakie muszą spełnić elementy macierzy rozproszenia takiego złącza FCL, aby uzyskać optymalny efekt niewzajemny. Warunki te przyjmują postać

$$|S_{31}| = |S_{41}| = 1/\sqrt{2} \quad \text{i} \quad |S_{32}| = |S_{42}| = 1/\sqrt{2} \quad (4.1)$$

oraz

$$\begin{aligned} \arg(S_{31}) - \arg(S_{41}) &= 0 + n\pi, \\ \arg(S_{32}) - \arg(S_{42}) &= \pi + n\pi, \end{aligned} \quad (4.2)$$

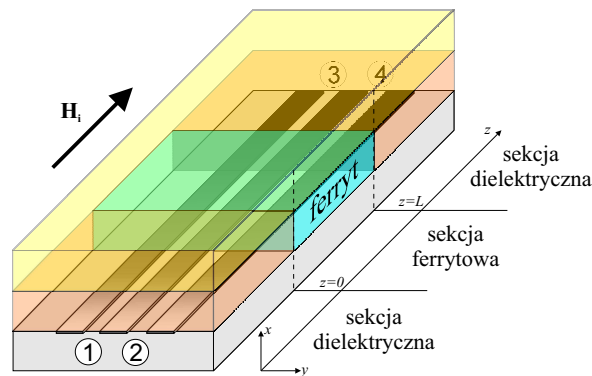
gdzie n jest liczbą całkowitą. Zakładając idealnie dopasowaną sekcję FCL oraz występowanie tylko sprzężenia żyromagnetycznego przy braku sprzężenia izotropowego, jej długość można określić na podstawie prostej zależności [16, 17]

$$L = \frac{\pi}{2(k_1 - k_2)}, \quad (4.3)$$

gdzie k_1 i k_2 są współczynnikami propagacji rodzajów podstawowych rozchodzących się w linii FCL, z której wykonano układ. Wobec tego zależność (4.3) może być wykorzystana do wstępnego oszacowania długości sekcji. W następnym etapie konieczne jest jednak dokonanie korekcji długości L w oparciu o rezultaty uzyskane z macierzy rozproszenia sekcji FCL tak, aby spełnione były warunki (4.1) oraz (4.2).

4.2 Metody określenia macierzy rozproszenia

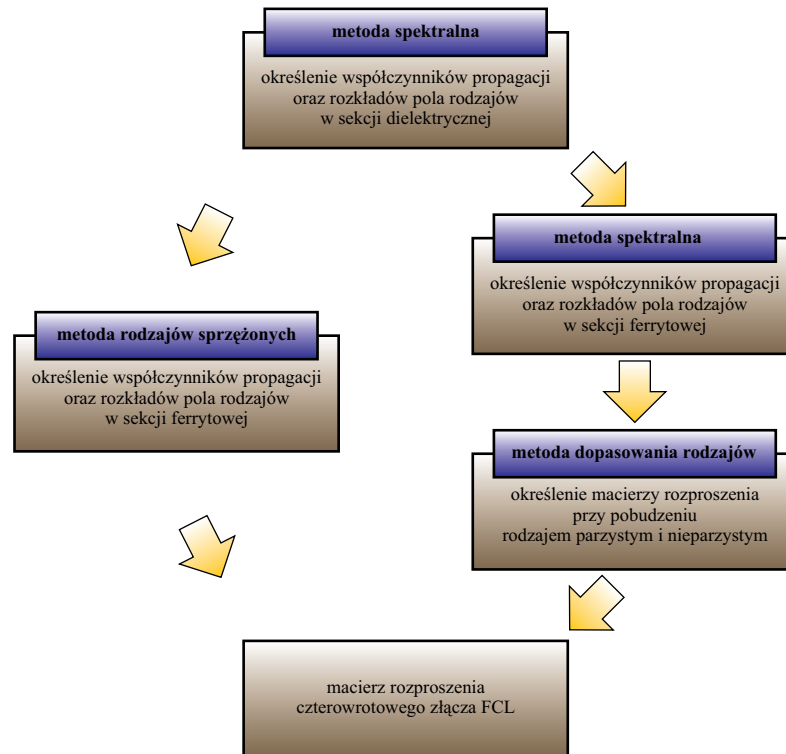
Analizowane złącze FCL zostało schematycznie przedstawione na rys. 4.3. Składa się z sekcji ferrytowej linii FCL o długości L zakończonej wyprowadzeniami w postaci sprzężonych linii dielektrycznych, w których ferryt został zastąpiony dielektrykiem. Wspomniane



RYSUNEK 4.3: Czterowrotowe złącze FCL

linie definiują wrota układu FCL. Posiadają taką samą konfigurację i wymiary przekroju poprzecznego co linia ferrytowa. W pracy opracowane zostały dwa modele matematyczne złącza FCL. Procedury rozwiązania zagadnienia mającego na celu określenie macierzy rozproszenia takiej struktury przedstawione zostały w postaci schematu blokowego na rys. 4.4. Niezbędne dla sformułowania tych modeli parametry falowe oraz rozkłady pola fal elektromagnetycznych występujących w liniach dielektrycznych i ferrytowych tworzących badaną strukturę określono na podstawie metody spektralnej. Pierwszy z modeli matematycznych nazwany modelem CMM (z ang. Coupled Mode Method) sformułowany został na podstawie metody rodzajów sprzężonych [16,17]. W metodzie tej rodzaje pola w sekcji ferrytowej opisane zostały przy pomocy sumy funkcji własnych rodzajów pola w sekcjach dielektrycznych. W rozwinięciu rodzajów ferrytowych przyjęto model uproszczony, zakładający sprzężenie tylko między dwoma rodzajami podstawowymi w linii dielektrycznej. W wyniku definiuje się rozkłady pola w sekcji ferrytowej, co pozwala poprzez ich dopasowanie w przekrojach połączenia sekcji dielektrycznych z ferrytową, na ostateczne sformułowanie macierzy rozproszenia złącza FCL.

Drugi z modeli matematycznych nazwany modelem MM (z ang. Mode Matching) sformułowany został na podstawie metody dopasowania rodzajów. W metodzie tej wykorzystano rozkłady pola w sekcjach dielektrycznych oraz w sekcji ferrytowej wyznaczone na podstawie metody spektralnej. Z analizy warunków ciągłości w przekrojach $z = 0$ i $z = L$

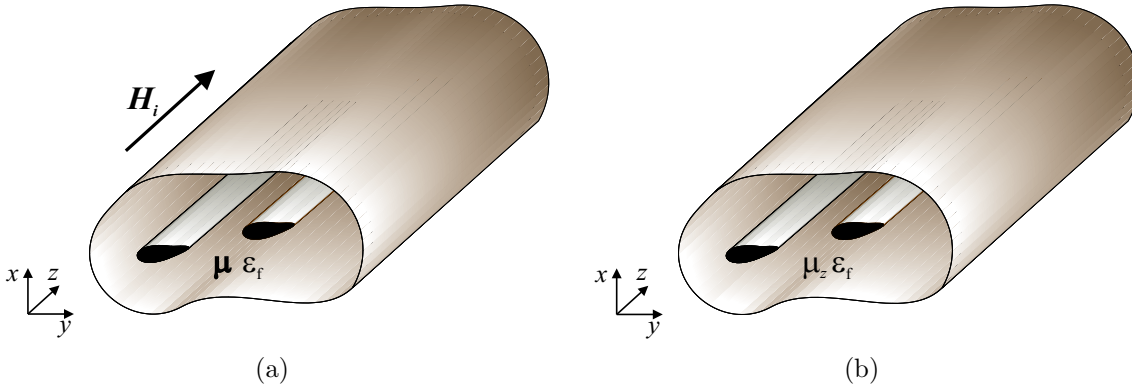


RYSUNEK 4.4: Schemat blokowy kolejnych etapów wyznaczania macierzy rozproszenia czterowrotowej sekcji FCL

występujących między sekcjami dielektrycznymi a ferrytową, określono macierz rozproszenia układu przy pobudzeniu falami parzystą i nieparzystą. W analizie założono, że w każdej z sekcji prowadzone są dwa podstawowe rodzaje pola, zaś wyższe rodzaje są tłumione. Założenie takich samych wymiarów linii ferrytowej i dielektrycznych w przekrojach $z = 0$ i $z = L$ pozwoliło na uwzględnienie w rozwinięciu pól tylko prowadzonych dwóch podstawowych fal zarówno w linii dielektrycznej jak i ferrytowej. Przyjęto, że pole magazynowane w wyższych tłumionych rodzajach fal jest do pominięcia. Takie sformułowanie i metodyka rozwiązania problemu nie wymaga uwzględnienia takich parametrów falowych jak impedancje charakterystyczne, które jak pokazano w Rozdziale 3.2.3 w przypadku badanych struktur mogą być definiowane niejednoznacznie.

4.2.1 Określenie macierzy rozproszenia metodą rodzajów sprzężonych - model CMM

Na początek rozważmy strukturę linii pokazaną na rys. 4.5(a) jednorodnie wypełnioną magnesowanym podłużnie materiałem ferrytowym. Rozwiązanie takiego problemu metodą rodzajów sprzężonych wymaga wprowadzenia struktury bazowej. Struktura ta pokazana na rys. 4.5(b) jest w swej konfiguracji komplementarna do linii ferrytowej, przy czym ferryt zastąpiony jest dielektrykiem o przenikalności elektrycznej ferrytu oraz skalarnej wartości przenikalności magnetycznej. Analizę zagadnienia rozpoczynamy od przekształ-



RYSUNEK 4.5: Przekrój struktury: (a) ferrytowej, (b) bazowej.

cenia równań Maxwella (B.4) i (B.5) dla magnesowanego podłużnie ośrodka ferrytowego opisanego tensorem przenikalności magnetycznej w postaci (B.1). Zakładając, że pole wypadkowe jest sumą składowych poprzecznych i podłużnych, równania Maxwell'a możemy przekształcić do układu równań

$$\begin{aligned}\nabla_t \times \mathbf{E}_z + \mathbf{i}_z \times \frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} &= -jk_0 \eta_0 \mu_r \mathbf{H}_t - k_0 \eta_0 \mu_a (\mathbf{i}_z \times \mathbf{H}_t), \\ \nabla_t \times \mathbf{H}_z + \mathbf{i}_z \times \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} &= j \frac{k_0}{\eta_0} \varepsilon_f \mathbf{E}_t\end{aligned}\quad (4.4)$$

oraz

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_z &= -j \frac{\eta_0}{k_0 \varepsilon_f} \nabla_t \times \mathbf{H}_t, \\ \mathbf{H}_z &= j \frac{1}{k_0 \eta_0 \mu_z} \nabla_t \times \mathbf{H}_t.\end{aligned}\quad (4.5)$$

Podstawiając równania (4.5) do (4.4) otrzymujemy relacje wiążące tylko składowe poprzeczne pól

$$\begin{aligned}-j \frac{\eta_0}{k_0} \nabla_t \times \frac{1}{\varepsilon_f} \nabla_t \times \mathbf{H}_t + \mathbf{i}_z \times \frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} &= -jk_0 \eta_0 \mu_r \mathbf{H}_t - k_0 \eta_0 \mu_a (\mathbf{i}_z \times \mathbf{H}_t), \\ \frac{j}{k_0 \eta_0} \nabla_t \times \frac{1}{\mu_z} \nabla_t \times \mathbf{E}_t + \mathbf{i}_z \times \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} &= j \frac{k_0}{\eta_0} \varepsilon_f \mathbf{E}_t.\end{aligned}\quad (4.6)$$

Aby znaleźć rozwiązanie równania (4.6) rozważmy pole w strukturze bazowej. Dla n -tego rodzaju rozchodzącego się w tej strukturze pola poprzeczne \mathbf{E}_{tn} i \mathbf{H}_{tn} spełniają równania

$$\begin{aligned}-j \frac{\eta_0}{k_0} \nabla_t \times \frac{1}{\varepsilon_f} \nabla_t \times \mathbf{H}_{tn} + \mathbf{i}_z \times \frac{\partial \mathbf{E}_{tn}}{\partial z} &= -jk_0 \eta_0 \mu_z \mathbf{H}_{tn}, \\ \frac{j}{k_0 \eta_0} \nabla_t \times \frac{1}{\mu_z} \nabla_t \times \mathbf{E}_{tn} + \mathbf{i}_z \times \frac{\partial \mathbf{H}_{tn}}{\partial z} &= j \frac{k_0}{\eta_0} \varepsilon_f \mathbf{E}_{tn}.\end{aligned}\quad (4.7)$$

Założmy, że wszystkie rodzaje występujące w strukturze bazowej są znane i można je zapisać w postaci

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{tn} &= U_n \mathbf{e}_{tn} e^{-j\beta^n z}, \\ \mathbf{H}_{tn} &= I_n \mathbf{h}_{tn} e^{-j\beta^n z},\end{aligned}\quad (4.8)$$

gdzie \mathbf{e}_{tn} i \mathbf{h}_{tn} są funkcjami własnymi rodzajów w strukturze bazowej a U_n oraz I_n reprezentują odpowiednio napięcia i prądy tych rodzajów. Stosunek U_n/I_n definiuje impedancję falową Z_n n -tego rodzaju a β_n jego liczbę falową. Wprowadzając (4.8) do (4.7) uzyskujemy zależność pomiędzy funkcjami własnymi \mathbf{e}_{tn} i \mathbf{h}_{tn} n -tego rodzaju w postaci

$$\begin{aligned} -j\frac{\eta_0}{k_0}\nabla_t \times \frac{1}{\varepsilon_f}\nabla_t \times \mathbf{h}_{tn} - j\beta^n Z_n \mathbf{i}_z \times \mathbf{e}_{tn} &= -jk_0\eta_0\mu_z \mathbf{h}_{tn}, \\ \frac{1}{k_0\eta_0}\nabla_t \times \frac{1}{\mu_z}\nabla_t \times \mathbf{e}_{tn} - j\frac{\beta^n}{Z_n}\mathbf{i}_z \times \mathbf{h}_{tn} &= j\frac{k_0}{\eta_0}\varepsilon_f \mathbf{e}_{tn}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Funkcje własne pola występującego w strukturze bazowej tworzą bazę funkcjonalną, w oparciu o którą rozwijane jest pole w badanej strukturze ferrytowej. W rezultacie składowe poprzeczne pola w linii FCL mają postać

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t &= \sum_m \hat{U}_m(z) \mathbf{e}_{tm}, \\ \mathbf{H}_t &= \sum_m \hat{I}_m(z) \mathbf{h}_{tm}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Nieznane współczynniki rozwinięcia $\hat{U}_m(z)$ i $\hat{I}_m(z)$ mogą być interpretowane jako zmienne w kierunku osi z fale napięciowe i prądowe w strukturze ferrytowej. Podstawiając (4.10) do (4.6) oraz wykorzystując zależności pomiędzy funkcjami własnymi (4.9) możemy zapisać

$$\begin{aligned} \sum_m \left[\left(\frac{\partial}{\partial z} \hat{U}_m(z) + j\beta^n Z_n \hat{I}_m(z) \right) (\mathbf{i}_z \times \mathbf{e}_{tm}) \right] &= \\ &= -jk_0\eta_0(\mu_r - \mu_z) \sum_m \hat{I}_m(z) \mathbf{h}_{tm} - k_0\eta_0\mu_a \sum_m \hat{I}_m(z) (\mathbf{i}_z \times \mathbf{h}_{tm}), \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\sum_m \left[\left(\frac{\partial}{\partial z} \hat{I}_m(z) + j\frac{\beta^n}{Z_n} \hat{U}_m(z) \right) (\mathbf{i}_z \times \mathbf{h}_{tm}) \right] = 0. \quad (4.12)$$

Na podstawie równań (4.11) i (4.12) definiujemy różniczkowe równania falowe dla fal napięciowych i prądowych w strukturze ferrytowej. W tym celu obliczamy iloczyn skalarny obu stron równania (4.11), mnożąc obie strony równania przez sprzężoną n -tą funkcję własną \mathbf{h}_{tn}^* oraz całkując po całym przekroju struktury. Podobnie postępujemy z równaniem (4.12) przy czym do obliczenia iloczynu używamy sprzężonej funkcji własnej \mathbf{e}_{tn}^* . Przyjmując warunek ortonormalności funkcji własnych w linii dielektrycznej

$$\int_{\Omega} \mathbf{e}_{tm} \times \mathbf{h}_{tn}^* = \begin{cases} 1 & \text{dla } m = n \\ 0 & \text{dla } m \neq n \end{cases} \quad (4.13)$$

oraz relację wektorową $\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}_3 = \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3$, ostatecznie otrzymujemy równania

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \hat{U}_n(z) + j\beta_n Z_n \hat{I}_n(z) &= -jK_n \hat{I}_n(z) - \sum_m \hat{I}_m(z) C_{mn}, \\ \frac{\partial}{\partial z} \hat{I}_n(z) + j\frac{\beta_n}{Z_n} \hat{U}_n(z) &= 0, \end{aligned} \quad (4.14)$$

gdzie K_n i C_{nm} wynoszą

$$K_n = k_0\eta_0(\mu_r - \mu_z) \int_{\Omega} \mathbf{h}_{tn} \cdot \mathbf{h}_{tn}^* d\Omega, \quad (4.15)$$

$$C_{mn} = k_0\eta_0\mu_a \int_{\Omega} (\mathbf{h}_{tm} \times \mathbf{h}_{tn}^*) \mathbf{i}_z d\Omega, \quad (4.16)$$

zaś Ω to przekrój poprzeczny struktury. W analizowanej przewodnicy występuje więc sprzężenie pomiędzy rodzajami bazowymi spowodowane własnościami żyotropowymi ferrytu. Sprzężenie to opisane jest przez współczynnik C_{nm} . Analizując sprzężenie występujące pomiędzy n -tym i m -tym rodzajem pola, można stwierdzić, że współczynnik sprzężenia spełnia relację $C_{nm} = -C_{mn}^*$.

Układ równań (4.14) określa matematyczny model rodzajów sprzężonych przewodnicy jednorodnie wypełnionej podłużnie magnesowanym materiałem ferrytowym. Jednak w badanych w pracy liniach trójpaskowych materiał ferrytowy stanowi tylko jedną z warstw podłoża, nie są więc one jednorodnie wypełnione ferrytem. W strukturach takich występują rodzaje pola typu quasi-*TEM* lub hybrydowe. Dla tych rodzajów znacznie łatwiejsze jest określenie rozkładów pola w przekroju struktury bazowej \mathbf{E}_{tn} i \mathbf{H}_{tn} niż określenie ich funkcji własnych \mathbf{e}_{tn} i \mathbf{h}_{tn} . Wykorzystując postaci pola elektrycznego i magnetycznego opisane zależnościami (4.8) oraz definiując na nich podstawie moc P_n oraz impedancję Z_n dla n -tego rodzaju w strukturze bazowej, zależności (4.15) i (4.16) można sprowadzić do postaci

$$K_n = k_0 \eta_0 (\mu_r - \mu_z) \frac{Z_n}{P_n} \int_{\Omega_f} \mathbf{H}_{tn} \cdot \mathbf{H}_{tn}^* d\Omega_f, \quad (4.17)$$

$$C_{mn} = k_0 \eta_0 \mu_a \frac{\sqrt{Z_m Z_n}}{\sqrt{P_m P_n}} \int_{\Omega_f} (\mathbf{H}_{tm} \times \mathbf{H}_{tn}^*) \mathbf{i}_z d\Omega_f \quad (4.18)$$

gdzie Ω_f jest częścią przekroju poprzecznego struktury, w której znajduje się ferryt, a P_n oraz P_m to moc prowadzona odpowiednio przez n -ty i m -ty rodzaj pola występujący w dielektrycznej strukturze bazowej, zaś Z_n i Z_m są impedancjami falowymi tych rodzajów.

Układ równań (4.14) wraz z zależnościami (4.17) i (4.18) tworzy model matematyczny opisujący zjawiska falowe występujące w przewodnicach niejednorodnie wypełnionych magnesowanym podłużnie materiałem ferrytowym. Jeżeli przyjmiemy założenie, że sekcja ferrytowa magnesowana jest słabym polem magnetycznym, to pole wewnętrzne jest bliskie zeru ($H_i \approx 0$). W rezultacie elementy na głównej diagonalu tensora przenikalności magnetycznej (B.1) są sobie równe ($\mu_r = \mu_z = 1$), więc współczynnik (4.17) jest równy zeru ($K_n = 0$).

Zaproponowany model zostanie wykorzystany do analizy badanych w pracy przewodnic złożonych z trzech sprzężonych pasków. Wobec tego, pole w strukturze ferrytowej rozwijane będzie przy pomocy dwóch podstawowych rodzajów pola prowadzonych w dielektrycznej strukturze bazowej. Zakładając, że linia bazowa jest symetryczną linią dielektryczną, są to rodzaje parzysty (e) i nieparzysty (o), których pola poprzeczne można zapisać w postaci

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t^{e(o)} &= U^{e(o)} \mathbf{e}_t^{e(o)} e^{-j\beta^{e(o)}z}, \\ \mathbf{H}_t^{e(o)} &= I^{e(o)} \mathbf{h}_t^{e(o)} e^{-j\beta^{e(o)}z}, \end{aligned} \quad (4.19)$$

gdzie $\mathbf{e}_t^{e(o)}$ i $\mathbf{h}_t^{e(o)}$ to funkcje własne rodzajów w strukturze bazowej a $U^{e(o)}$ i $I^{e(o)}$ to napięcia i prądy odpowiadające tym rodzajom, iloraz $U^{e(o)}/I^{e(o)}$ definiuje impedancję falową $Z^{e(o)}$ rodzaju $e(o)$, a $\beta^{e(o)}$ jego liczbę falową. Wypadkowe pole w strukturze ferrytowej można

więc zapisać jako

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_t &= \hat{U}^e(z)\mathbf{e}_t^e + \hat{U}^o(z)\mathbf{e}_t^o, \\ \mathbf{H}_t &= \hat{I}^e(z)\mathbf{h}_t^e + \hat{I}^o(z)\mathbf{h}_t^o,\end{aligned}\quad (4.20)$$

gdzie nieznanne współczynniki $\hat{U}^{e(o)}(z)$ i $\hat{I}^{e(o)}(z)$ określają fale napięciowe i prądowe danego rodzaju pola w strukturze ferrytowej, przy czym

$$\hat{U}^{e(o)}(z) = \hat{U}^{e(o)}e^{-jkz}, \quad \hat{I}^{e(o)}(z) = \hat{I}^{e(o)}e^{-jkz}. \quad (4.21)$$

zaś indeksy $e(o)$ określają fale cząstkowe w linii ferrytowej pobudzonej odpowiednio rodzajem parzystym e i nieparzystym o . Na podstawie zależności (4.14) zapisać możemy więc następujący układ równań

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z}\hat{U}^e(z) + j\beta^e Z^e \hat{I}^e(z) &= \sqrt{Z^e Z^o} C_f \hat{I}^o(z), \\ \frac{\partial}{\partial z}\hat{U}^o(z) + j\beta^o Z^o \hat{I}^o(z) &= -\sqrt{Z^e Z^o} C_f \hat{I}^e(z), \\ \frac{\partial}{\partial z}\hat{I}^e(z) + j\beta^e Y^e \hat{U}^e(z) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z}\hat{I}^o(z) + j\beta^o Y^o \hat{U}^o(z) &= 0,\end{aligned}\quad (4.22)$$

gdzie

$$C_f = \frac{C_{eo}}{\sqrt{Z^e Z^o}} = -\frac{C_{oe}^*}{\sqrt{Z^e Z^o}} \quad \text{oraz} \quad Y^{e(o)} = \frac{1}{Z^{e(o)}}. \quad (4.23)$$

Z uwagi na symetrię badanej struktury, fale napięciowe i prądowe występujące w dielektrycznej linii bazowej posiadają własności symetrii. Umożliwia to zapisanie każdej z tych fal jako superpozycję fal napięciowych i prądowych występujących w dwóch liniach sygnałowych tworzących tę linię. W rezultacie dla linii ferrytowej otrzymujemy

$$\begin{aligned}\hat{U}^e(z) &= \hat{U}_1(z) + \hat{U}_2(z), & \hat{I}^e(z) &= \hat{I}_1(z) + \hat{I}_2(z), \\ \hat{U}^o(z) &= \hat{U}_1(z) - \hat{U}_2(z), & \hat{I}^o(z) &= \hat{I}_1(z) - \hat{I}_2(z).\end{aligned}\quad (4.24)$$

gdzie $\hat{U}_{1(2)}(z)$ i $\hat{I}_{1(2)}(z)$ to nieznanne współczynniki określające napięcia i prądy w każdej z linii sygnałowych tworzących badaną strukturę. Wykorzystując zależności (4.24) układ równań (4.22) można zapisać w postaci

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z}\hat{U}_1(z) + M_1 \hat{I}_1(z) + (M_2 + G)\hat{I}_2(z) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z}\hat{U}_2(z) + (M_2 - G)\hat{I}_1(z) + M_1 \hat{I}_2(z) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z}\hat{I}_1(z) + N_1 \hat{U}_1(z) + N_2 \hat{U}_2(z) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z}\hat{I}_2(z) + N_2 \hat{U}_1(z) + N_1 \hat{U}_2(z) &= 0,\end{aligned}\quad (4.25)$$

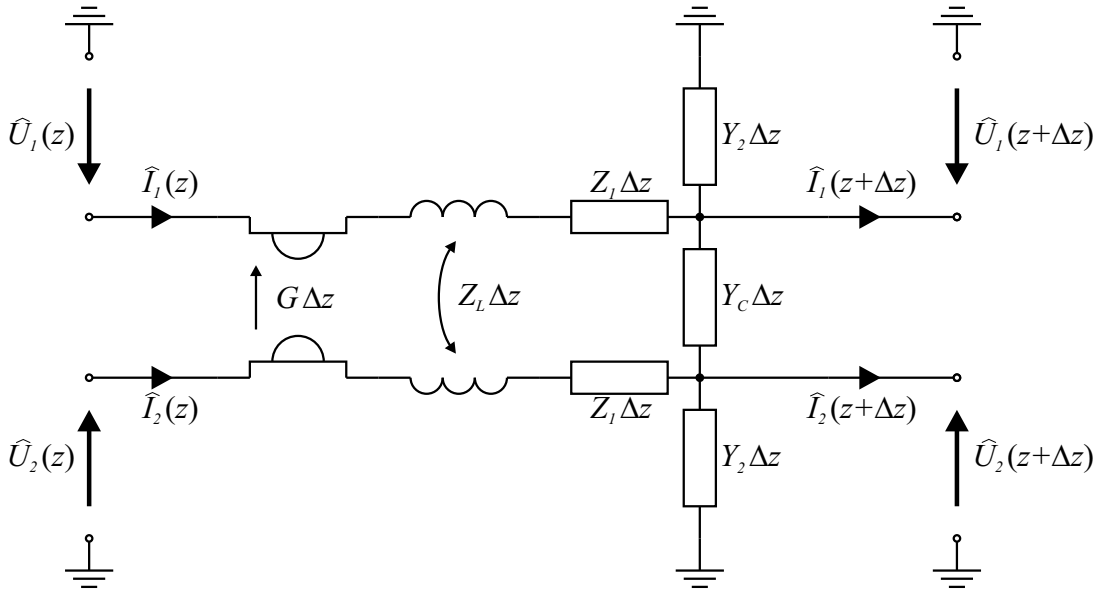
gdzie

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{j(\beta^e Z^e + \beta^o Z^o)}{2}, & N_1 &= \frac{j(\beta^e Y^e + \beta^o Y^o)}{2}, \\ M_2 &= \frac{j(\beta^e Z^e - \beta^o Z^o)}{2}, & N_2 &= \frac{j(\beta^e Y^e - \beta^o Y^o)}{2}, \end{aligned} \quad (4.26)$$

zaś

$$G = \sqrt{Z^e Z^o} C_f. \quad (4.27)$$

Należy zauważyć, że impedancja G w równaniach (4.25) reprezentuje żyzator, który modyfikuje sprzężenie impedancyjne występujące pomiędzy liniami dielektrycznymi. Można więc wprowadzić model obwodowy linii ferrytowej w postaci przedstawionej na rys. 4.6. Przyjmując oznaczenia jak na rys. 4.6, równania (4.25) określone są w postaci



RYСУNEK 4.6: Model obwodowy ferrytowych linii sprzężonych określony dla elementarnej długości linii Δz

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \hat{U}_1(z) + Z_1 \hat{I}_1(z) + (Z_L + G) \hat{I}_2(z) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z} \hat{U}_2(z) + (Z_L - G) \hat{I}_1(z) + Z_1 \hat{I}_2(z) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z} \hat{I}_1(z) + (Y_2 + Y_C) \hat{U}_1(z) - Y_C \hat{U}_2(z) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial z} \hat{I}_2(z) - Y_C \hat{U}_1(z) + (Y_2 + Y_C) \hat{U}_2(z) &= 0, \end{aligned} \quad (4.28)$$

gdzie

$$Z_1 = M_1, \quad Z_L = M_2, \quad Y_C = -N_1, \quad Y_2 = N_1 + N_2. \quad (4.29)$$

Uwzględniając zmienność napięcia i prądu w liniach ferrytowych w kierunku propagacji jako $\widehat{U}_{1(2)}(z) = \widehat{U}_{1(2)}e^{-jkz}$ oraz $\widehat{I}_{1(2)}(z) = \widehat{I}_{1(2)}e^{-jkz}$, układ równań (4.28) można sprowadzić do postaci problemu własnego

$$[\mathbf{Q} - k\mathbb{I}] \begin{bmatrix} \mathbf{U} \\ \mathbf{I} \end{bmatrix} = 0, \quad (4.30)$$

gdzie

$$\mathbf{Q} = -j \begin{bmatrix} 0 & 0 & Z_1 & Z_L + G \\ 0 & 0 & Z_L - G & Z_1 \\ Y_2 + Y_C & -Y_C & 0 & 0 \\ -Y_C & Y_2 + Y_C & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \widehat{U}_1 \\ \widehat{U}_2 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{I} = \begin{bmatrix} \widehat{I}_1 \\ \widehat{I}_2 \end{bmatrix}, \quad \mathbb{I} = \text{diag}([1, 1, 1, 1]).$$

Wartości własne k jednorodnego układu równań (4.30) określają współczynniki propagacji fal w strukturze ferrytovej. Ze względu na przyjęte założenie, że w strukturze bazowej występują dwa rodzaje pola, w linii ferrytovej występują dwie fale o współczynnikach propagacji

$$k_1 = \pm\sqrt{\beta_0^2 + \Gamma^2}, \quad k_2 = \pm\sqrt{\beta_0^2 - \Gamma^2}, \quad (4.31)$$

gdzie

$$\beta_0 = \sqrt{\frac{\beta^{e2} + \beta^{o2}}{2}}, \quad \Delta\beta = \frac{\beta^{e2} - \beta^{o2}}{2}, \quad \Gamma^2 = \sqrt{\Delta\beta^2 + \frac{G^2}{Z^e Z^o}} \beta^e \beta^o. \quad (4.32)$$

Wektory własne $\mathbf{U}^k \mathbf{I}^k$ odpowiadające wartościom własnym pozwalają, na podstawie zależności (4.20) oraz (4.24), określić rozkład pola w przekroju poprzecznym struktury ferrytovej. Wektory własne określone dla wartości własnych k_1 i k_2 mają postać

$$\begin{bmatrix} \mathbf{U} \\ \mathbf{I} \end{bmatrix}_{k_1} = \begin{bmatrix} K_{eo} \\ K_{eo}^* \\ Y_{ee} K_{oe} \\ Y_{ee} K_{oe}^* \end{bmatrix} A_1^+, \quad \begin{bmatrix} \mathbf{U} \\ \mathbf{I} \end{bmatrix}_{k_2} = \begin{bmatrix} K_{oe} \\ -K_{oe}^* \\ Y_{oo} K_{eo} \\ Y_{oo} K_{eo}^* \end{bmatrix} A_2^+, \quad (4.33)$$

gdzie

$$K_{eo} = 1 + j \frac{(\Delta\beta^2 - \Gamma^2)}{G\beta^o} \sqrt{\frac{Z^o}{Z^e}}, \quad K_{oe} = 1 + j \frac{(\Delta\beta^2 - \Gamma^2)}{G\beta^e} \sqrt{\frac{Z^e}{Z^o}}, \quad (4.34)$$

$$Y_{ee} = \frac{\beta^e Y^e}{k_1}, \quad Y_{oo} = \frac{\beta^o Y^o}{k_2}. \quad (4.35)$$

Wyznaczone wartości i wektory własne pozwalają na określenie napięć i prądów w dowolnym przekroju struktury ferrytovej w postaci

$$\begin{bmatrix} \widehat{U}_1(z) \\ \widehat{U}_2(z) \\ \widehat{I}_1(z) \\ \widehat{I}_2(z) \end{bmatrix} = \mathbf{K} \mathbf{D}(z) \mathbf{A} \quad (4.36)$$

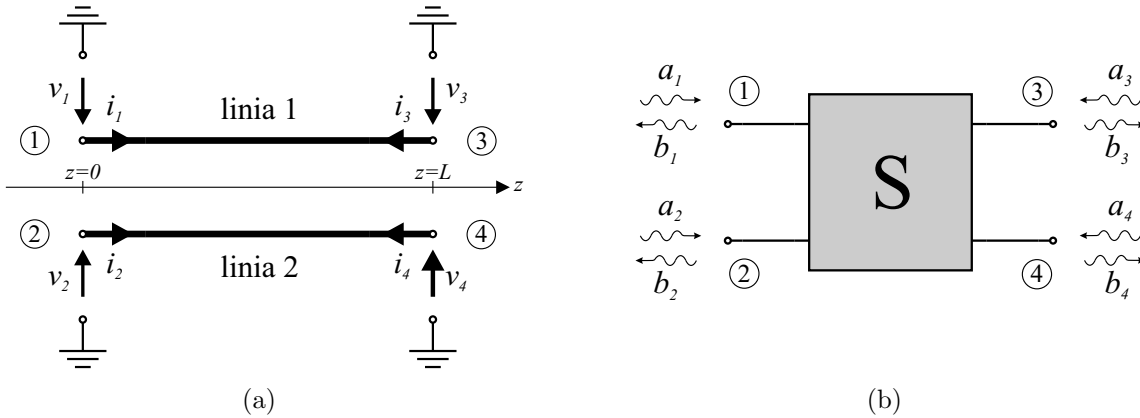
gdzie

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} K_{eo} & K_{eo} & K_{oe} & K_{oe} \\ K_{eo}^* & K_{eo}^* & -K_{oe}^* & -K_{oe}^* \\ Y_{ee}K_{oe} & -Y_{ee}K_{oe} & Y_{oo}K_{eo} & -Y_{oo}K_{eo} \\ Y_{ee}K_{oe}^* & -Y_{ee}K_{oe}^* & Y_{oo}K_{eo}^* & -Y_{oo}K_{eo}^* \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{D}(z) = \text{diag}([e^{-jk_1z}, e^{jk_1z}, e^{-jk_2z}, e^{jk_2z}]) \quad \text{oraz} \quad \mathbf{A} = \begin{bmatrix} A_1^+ \\ A_1^- \\ A_2^+ \\ A_2^- \end{bmatrix}.$$

Przyjmując oznaczenia z rys. 4.7(a) oraz korzystając z zależności (4.36), napięcia i prądy w dwóch przekrojach struktury $z = 0$ i $z = L$ możemy zapisać w postaci

$$\begin{bmatrix} \widehat{U}_1(z) \\ \widehat{U}_2(z) \\ \widehat{I}_1(z) \\ \widehat{I}_2(z) \end{bmatrix}_{z=0} = \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \begin{bmatrix} \widehat{U}_1(z) \\ \widehat{U}_2(z) \\ \widehat{I}_1(z) \\ \widehat{I}_2(z) \end{bmatrix}_{z=L} = \begin{bmatrix} v_3 \\ v_4 \\ -i_3 \\ -i_4 \end{bmatrix}. \quad (4.37)$$



RYSunEK 4.7: Czterowrotowe złącze FCL o długości L : (a) schemat opisujący napięcia i prądy w każdej z linii, (b) schemat opisujący fale padające i odbite we wszystkich wrotach.

Napięcia v_i i prądy i_i (dla $i = 1..4$) w równaniu (4.37) są definiowane we wrotach złącza FCL traktowanego jako układ czterowrotowy. Z równania (4.36) zapisanego w przekroju $z = 0$ przy uwzględnieniu zależności (4.37) otrzymujemy

$$\mathbf{A} = \mathbf{K}^{-1} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}. \quad (4.38)$$

Zapisując równanie (4.36) w przekroju $z = L$ oraz wykorzystując zależność (4.38) otrzymujemy relację pomiędzy napięciami i prądami występującymi w we wrotach układu w

postaci

$$\begin{bmatrix} v_3 \\ v_4 \\ -i_3 \\ -i_4 \end{bmatrix} = \mathbf{H} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}, \quad \text{gdzie} \quad \mathbf{H} = \mathbf{K} \mathbf{D}(L) \mathbf{K}^{-1}. \quad (4.39)$$

Wprowadzając do równania (4.39) związki między napięciem v_i i prądem i_i oraz falami a_i i b_i w i -tych wrotach układu po przekształceniach otrzymujemy macierz rozproszenia sekcji FCL. Załóżmy więc, że

$$a_i = \frac{v_i}{\sqrt{Z_{0i}}} + i_i \sqrt{Z_{0i}} \quad \text{oraz} \quad b_i = \frac{v_i}{\sqrt{Z_{0i}}} - i_i \sqrt{Z_{0i}} \quad (4.40)$$

gdzie Z_{0i} stanowi impedancję i -tych wrót. Definiując napięcia i prądy oraz fale padające i odbite w dwóch przekrojach ($z = 0$, $z = L$) jako wektory w postaci

$$\mathbf{v}_{0(L)} = \begin{bmatrix} v_{1(3)} \\ v_{2(4)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{i}_{0(L)} = \begin{bmatrix} i_{1(3)} \\ i_{2(4)} \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \mathbf{a}_{0(L)} = \begin{bmatrix} a_{1(3)} \\ a_{2(4)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{b}_{0(L)} = \begin{bmatrix} b_{1(3)} \\ b_{2(4)} \end{bmatrix} \quad (4.41)$$

relacje pomiędzy napięciami i prądami oraz falami padającymi i odbitymi zapisać możemy w postaci macierzowej jako

$$\begin{bmatrix} \mathbf{v}_{0(L)} \\ \mathbf{i}_{0(L)} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathbf{Z}_{0(L)} & \mathbf{Z}_{0(L)} \\ \mathbf{Z}_{0(L)}^{-1} & -\mathbf{Z}_{0(L)}^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a}_{0(L)} \\ \mathbf{b}_{0(L)} \end{bmatrix}, \quad (4.42)$$

gdzie

$$\mathbf{Z}_{0(L)} = \begin{bmatrix} \sqrt{Z_{01(3)}} & 0 \\ 0 & \sqrt{Z_{02(4)}} \end{bmatrix}. \quad (4.43)$$

Korzystając z zależności (4.41) równanie (4.39) możemy zapisać w skróconej formie

$$\begin{bmatrix} \mathbf{v}_L \\ \mathbf{i}_L \end{bmatrix} = \mathbf{H}' \begin{bmatrix} \mathbf{v}_0 \\ \mathbf{i}_0 \end{bmatrix}, \quad \text{gdzie} \quad \mathbf{H}' = \text{diag}([1, 1, -1, -1])\mathbf{H}. \quad (4.44)$$

Następnie na podstawie równań (4.42) definiujemy macierz transformacji pomiędzy falami padającymi i odbitymi w przekroju $z = 0$ i $z = L$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{a}_L \\ \mathbf{b}_L \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} \mathbf{a}_0 \\ \mathbf{b}_0 \end{bmatrix}, \quad (4.45)$$

gdzie

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{11} & \mathbf{T}_{12} \\ \mathbf{T}_{21} & \mathbf{T}_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathbf{Z}_L^{-1} & \mathbf{Z}_L \\ \mathbf{Z}_L^{-1} & -\mathbf{Z}_L \end{bmatrix} \mathbf{H}' \begin{bmatrix} \mathbf{Z}_0 & \mathbf{Z}_0 \\ \mathbf{Z}_0^{-1} & -\mathbf{Z}_0^{-1} \end{bmatrix}.$$

Przekształcając równanie (4.45) do postaci wiążącej wektory fal odbitych i padających dochodzimy do macierzy rozproszenia czterowrotowego złącza FCL

$$\begin{bmatrix} \mathbf{b}_0 \\ \mathbf{b}_L \end{bmatrix} = \mathbf{S} \begin{bmatrix} \mathbf{a}_0 \\ \mathbf{a}_L \end{bmatrix}, \quad (4.46)$$

gdzie

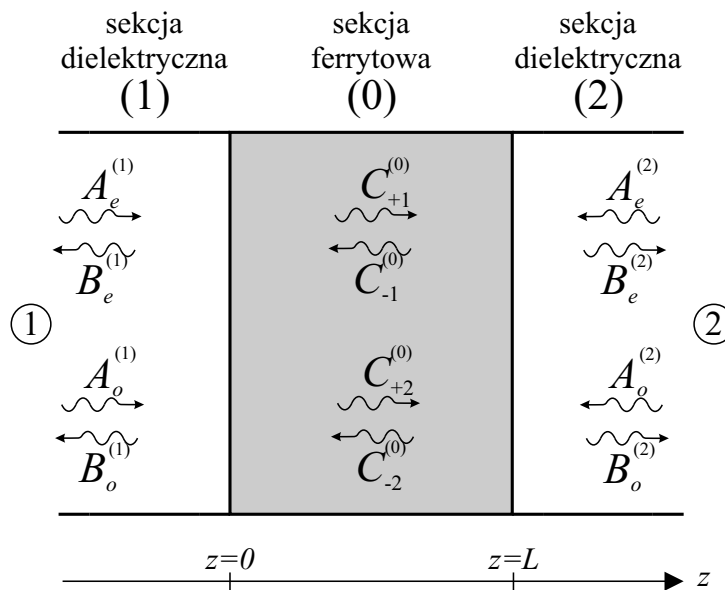
$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} -\mathbf{T}_{12}^{-1} \mathbf{T}_{11} & \mathbf{T}_{12}^{-1} \\ \mathbf{T}_{21} - \mathbf{T}_{22} \mathbf{T}_{12}^{-1} \mathbf{T}_{11} & \mathbf{T}_{22} \mathbf{T}_{12}^{-1} \end{bmatrix}. \quad (4.47)$$

4.2.2 Określenie macierzy rozproszenia sekcji FCL metodą dopasowania rodzajów - model MM

W niniejszym rozdziale przedstawiony zostanie model matematyczny złącza FCL opracowany w oparciu o metodę dopasowania rodzajów. Metoda ta opiera się na zapewnieniu warunków ciągłości składowych stycznych pola elektrycznego i magnetycznego w przekrojach poprzecznych struktury $z = 0$ i $z = L$ (patrz rys. 4.3) występujących na granicy pomiędzy obszarami dielektrycznymi a sekcją ferrytową. W analizie przyjmujemy założenie, że badane złącze FCL pobudzone jest rodzajem parzystym i nieparzystym. Sformułowane macierze rozproszenia przy takich pobudzeniach są następnie wykorzystane do określenia macierzy rozproszenia czterowrotowego złącza FCL.

4.2.2.1 Dwurodzajowa macierz rozproszenia złącza FCL

Na rysunku rys. 4.8 pokazano schemat złącza FCL składającego się z sekcji ferrytowej (0) o długości L zakończonej z dwóch stron sekcjami dielektrycznymi (1) oraz (2). Do



RYSUNEK 4.8: Dwuwrotowe złącze FCL z wyprowadzeniami dielektrycznymi przy pobudzeniu rodzajami parzystym i nieparzystym

obliczenia macierzy rozproszenia takiego złącza wykorzystana została uproszczona metoda dopasowania rodzajów, w której pole w każdym z obszarów rozwijane jest przy pomocy dwóch fal podstawowych z pominięciem tłumionych wyższych rodzajów pola. Wypadkowe pole w każdym z obszarów jest więc sumą pól pochodzących od tych rodzajów rozchodzących się w kierunku dodatnim (+) oraz ujemnym (-) osi z . Przyjmując oznaczenia z

rys. 4.8, całkowite pola w obszarach dielektrycznych możemy zapisać jako

$$\mathbf{E}_t^{(i)} = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{+e}^{(i)} & \mathbf{E}_{+o}^{(i)} & \mathbf{E}_{-e}^{(i)} & \mathbf{E}_{-o}^{(i)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_e^{(i)} \\ A_o^{(i)} \\ B_e^{(i)} \\ B_o^{(i)} \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \mathbf{H}_t^{(i)} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{+e}^{(i)} & \mathbf{H}_{+o}^{(i)} & \mathbf{H}_{-e}^{(i)} & \mathbf{H}_{-o}^{(i)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_e^{(i)} \\ A_o^{(i)} \\ B_e^{(i)} \\ B_o^{(i)} \end{bmatrix}, \quad (4.48)$$

gdzie $\mathbf{E}_{\pm e(o)}^{(i)}$ i $\mathbf{H}_{\pm e(o)}^{(i)}$ określają odpowiednio poprzeczne pola elektryczne i magnetyczne dla rodzajów parzystego (e) i nieparzystego (o) w i -tym obszarze dielektrycznym ($i = 1, 2$), zaś $A_{e(o)}^{(i)}$ i $B_{e(o)}^{(i)}$ są nieznanymi współczynnikami określającymi fale padające i odbite każdego z rodzajów. Z kolei w obszarze ferrytowym całkowite pola poprzeczne możemy zapisać w postaci

$$\mathbf{E}_t^{(0)} = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{+1}^{(0)} & \mathbf{E}_{+2}^{(0)} & \mathbf{E}_{-1}^{(0)} & \mathbf{E}_{-2}^{(0)} \end{bmatrix} \mathbf{D}(z) \begin{bmatrix} C_{+1}^{(0)} \\ C_{+2}^{(0)} \\ C_{-1}^{(0)} \\ C_{-2}^{(0)} \end{bmatrix}, \quad (4.49)$$

$$\mathbf{H}_t^{(0)} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{+1}^{(0)} & \mathbf{H}_{+2}^{(0)} & \mathbf{H}_{-1}^{(0)} & \mathbf{H}_{-2}^{(0)} \end{bmatrix} \mathbf{D}(z) \begin{bmatrix} C_{+1}^{(0)} \\ C_{+2}^{(0)} \\ C_{-1}^{(0)} \\ C_{-2}^{(0)} \end{bmatrix},$$

gdzie $\mathbf{D}(z) = \text{diag}([e^{j\beta_{+1}^{(0)}z}, e^{j\beta_{+2}^{(0)}z}, e^{j\beta_{-1}^{(0)}z}, e^{j\beta_{-2}^{(0)}z}])$, $\beta_{\pm 1(2)}^{(0)}$ są współczynnikami rozchodzenia się dwóch rodzajów podstawowych (1) i (2) w strukturze ferrytowej, przy czym $|\beta_{+1(2)}^{(0)}| = |\beta_{-1(2)}^{(0)}|$, zaś $\mathbf{E}_{\pm 1(2)}^{(0)}$ i $\mathbf{H}_{\pm 1(2)}^{(0)}$ określają odpowiednio poprzeczne pola elektryczne i magnetyczne tych rodzajów, a współczynniki $C_{\pm 1(2)}^{(0)}$ są nieznanymi amplitudami definiującymi fale padające i odbite każdego z tych rodzajów.

Do wyznaczenia macierzy rozproszenia złącza FCL wykorzystano rozkłady pól oraz współczynniki propagacji określone na podstawie metody spektralnej (patrz Rozdział 3). Wykorzystując wypadkowe pola zdefiniowane w każdym z obszarów (równania (4.48) oraz (4.49)), zapisujemy warunki ciągłości w dwóch przekrojach granicznych $z = 0$ oraz $z = L$ pomiędzy sekcjami dielektrycznymi i ferrytową w postaci

$$\mathbf{E}_t^{(1)} \Big|_{z=0} = \mathbf{E}_t^{(0)} \Big|_{z=0}, \quad (4.50)$$

$$\mathbf{H}_t^{(1)} \Big|_{z=0} = \mathbf{H}_t^{(0)} \Big|_{z=0}, \quad (4.51)$$

$$\mathbf{E}_t^{(2)} \Big|_{z=L} = \mathbf{E}_t^{(0)} \Big|_{z=L}, \quad (4.52)$$

$$\mathbf{H}_t^{(2)} \Big|_{z=L} = \mathbf{H}_t^{(0)} \Big|_{z=L}. \quad (4.53)$$

W ten sposób otrzymujemy układ równań wiążący nieznanne amplitudy pola ze wszystkich obszarów. Do rozwiązania tego układu wykorzystujemy metodę ortogonalizacji rodzajów. W tym celu równanie (4.50) mnożymy wektorowo kolejno przez $\mathbf{H}_{+e}^{(1)*}$ oraz $\mathbf{H}_{+o}^{(1)*}$, a równanie (4.51) wektorowo przez $\mathbf{E}_{+e}^{(1)*}$ oraz $\mathbf{E}_{+o}^{(1)*}$. Podobnie postępujemy z równaniami (4.52)

oraz (4.53) mnożąc je wektorowo przez $\mathbf{H}_{+e}^{(2)*}$ i $\mathbf{H}_{+o}^{(2)*}$ oraz $\mathbf{E}_{+e}^{(2)*}$ i $\mathbf{E}_{+o}^{(2)*}$. W dalszym kroku całkujemy każde z równań po przekroju poprzecznym. W rezultacie otrzymujemy układ ośmiu równań liniowych, który można zapisać w postaci macierzowej

$$\begin{bmatrix} \mathbf{X}_1 & \mathbf{X}_2 & \mathbf{X}_3 \\ \mathbf{X}_4 & \mathbf{X}_5 & \mathbf{X}_6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{A}' \\ \mathbf{B}' \\ \mathbf{C}' \end{bmatrix} = 0, \quad (4.54)$$

gdzie \mathbf{A}' , \mathbf{B}' i \mathbf{C}' to wektory nieznanych amplitud składowych pola w każdym z obszarów postaci

$$\mathbf{A}' = \begin{bmatrix} A_e^{(1)} \\ A_o^{(1)} \\ A_e^{(2)} \\ A_o^{(2)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B}' = \begin{bmatrix} B_e^{(1)} \\ B_o^{(1)} \\ B_e^{(2)} \\ B_o^{(2)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{C}' = \begin{bmatrix} C_{+1}^{(0)} \\ C_{+2}^{(0)} \\ C_{-1}^{(0)} \\ C_{-2}^{(0)} \end{bmatrix}, \quad (4.55)$$

a macierze \mathbf{X} są postaci

$$\begin{aligned} \mathbf{X}_1 &= \begin{bmatrix} X_{+e,+e}^{(1,1)} & X_{+o,+e}^{(1,1)} & 0 & 0 \\ X_{+e,+o}^{(1,1)} & X_{+o,+o}^{(1,1)} & 0 & 0 \\ X_{+1,+e}^{(0,1)*} & X_{+1,+o}^{(0,1)*} & 0 & 0 \\ X_{+2,+e}^{(0,1)*} & X_{+2,+o}^{(0,1)*} & 0 & 0 \end{bmatrix}, & \mathbf{X}_2 &= \begin{bmatrix} X_{-e,+e}^{(1,1)} & X_{-o,+e}^{(1,1)} & 0 & 0 \\ X_{-e,+o}^{(1,1)} & X_{-o,+o}^{(1,1)} & 0 & 0 \\ X_{+1,-e}^{(0,1)*} & X_{+1,-o}^{(0,1)*} & 0 & 0 \\ X_{+2,-e}^{(0,1)*} & X_{+2,-o}^{(0,1)*} & 0 & 0 \end{bmatrix}, \\ \mathbf{X}_4 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & X_{-e,-e}^{(2,2)} & X_{-o,-e}^{(2,2)} \\ 0 & 0 & X_{-e,-o}^{(2,2)} & X_{-o,-o}^{(2,2)} \\ 0 & 0 & X_{-1,-e}^{(0,2)*} & X_{-1,-o}^{(0,2)*} \\ 0 & 0 & X_{-2,-e}^{(0,2)*} & X_{-2,-o}^{(0,2)*} \end{bmatrix}, & \mathbf{X}_5 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & X_{+e,-e}^{(2,2)} & X_{+o,-e}^{(2,2)} \\ 0 & 0 & X_{+e,-o}^{(2,2)} & X_{+o,-o}^{(2,2)} \\ 0 & 0 & X_{-1,+e}^{(0,2)*} & X_{-1,+o}^{(0,2)*} \\ 0 & 0 & X_{-2,+e}^{(0,2)*} & X_{-2,+o}^{(0,2)*} \end{bmatrix}, \\ \mathbf{X}_3 &= \begin{bmatrix} X_{+1,+e}^{(0,1)} & X_{+2,+e}^{(0,1)} & X_{-1,+e}^{(0,1)} & X_{-2,+e}^{(0,1)} \\ X_{+1,+o}^{(0,1)} & X_{+2,+o}^{(0,1)} & X_{-1,+o}^{(0,1)} & X_{-2,+o}^{(0,1)} \\ X_{+1,+1}^{(0,0)*} & X_{+1,+2}^{(0,0)*} & X_{+1,-1}^{(0,0)*} & X_{+1,-2}^{(0,0)*} \\ X_{+2,+1}^{(0,0)*} & X_{+2,+2}^{(0,0)*} & X_{+2,-1}^{(0,0)*} & X_{+2,-2}^{(0,0)*} \end{bmatrix}, & \mathbf{X}_6 &= \begin{bmatrix} X_{+1,-e}^{(0,2)} & X_{+2,-e}^{(0,2)} & X_{-1,-e}^{(0,2)} & X_{-2,-e}^{(0,2)} \\ X_{+1,-o}^{(0,2)} & X_{+2,-o}^{(0,2)} & X_{-1,-o}^{(0,2)} & X_{-2,-o}^{(0,2)} \\ X_{-1,+1}^{(0,0)*} & X_{-1,+2}^{(0,0)*} & X_{-1,-1}^{(0,0)*} & X_{-1,-2}^{(0,0)*} \\ X_{-2,+1}^{(0,0)*} & X_{-2,+2}^{(0,0)*} & X_{-2,-1}^{(0,0)*} & X_{-2,-2}^{(0,0)*} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Elementy X macierzy $\mathbf{X}_{1..6}$ są wielkościami skalarnymi określonymi na podstawie zależności

$$X_{s_1 n, s_2 m}^{(a,b)} = \iint_{x,y} \left(E_{x_{s_1 n}}^{(a)} H_{y_{s_2 m}}^{(b)*} - E_{y_{s_1 n}}^{(a)} H_{x_{s_2 m}}^{(b)*} \right) dx dy \quad (4.56)$$

gdzie (a) i (b) określają jeden z obszarów (1), (2) lub (0), indeksy n i m oznaczają rodzaje pola rozchodzące się w danym obszarze sekcji FCL, przy czym (e) to parzysty a (o) to nieparzysty rodzaj pola w linii dielektrycznej, zaś (1) to pierwszy a (2) to drugi rodzaj pola w linii ferrytowej. Indeksy s_1 i s_2 określają kierunek propagacji fali i przyjmują wartości (+) dla fali rozchodzącej się zgodnie ze zwrotem osi z , zaś (-) dla fali rozchodzącej się

przeciwnie do zwrotu osi z . Należy zaznaczyć, że jeżeli $n = m$, $a = b$ i $s_1 = s_2$ to element $X_{s_1 n, s_1 n}^{(a,a)}$ określa moc prowadzoną przez n -ty rodzaj pola rozchodzący się w obszarze a -tym w kierunku s_1 . Dla rodzajów pola (e, o) w obszarach dielektrycznych $(1, 2)$ wprowadzono normalizację w postaci

$$X_{s_1 n, s_1 n}^{(a,a)} = 1. \quad (4.57)$$

Relacja pomiędzy wektorami \mathbf{A}' i \mathbf{B}' określona jest przez macierz rozproszenia \mathbf{S}' następująco

$$\mathbf{B}' = \mathbf{S}'\mathbf{A}', \quad (4.58)$$

gdzie

$$\mathbf{S}' = \begin{bmatrix} S_{ee}^{11} & S_{eo}^{11} & S_{ee}^{12} & S_{eo}^{12} \\ S_{oe}^{11} & S_{oo}^{11} & S_{oe}^{12} & S_{oo}^{12} \\ S_{ee}^{21} & S_{eo}^{21} & S_{ee}^{22} & S_{eo}^{22} \\ S_{oe}^{21} & S_{oo}^{21} & S_{oe}^{22} & S_{oo}^{22} \end{bmatrix}. \quad (4.59)$$

W powyższej macierzy element S_{nm}^{ji} definiuje relację pomiędzy falą padającą m -tego rodzaju w i -tych wrotach a falą wychodzącą n -tego rodzaju w j -tych wrotach. Na podstawie układu równań (4.54) macierz \mathbf{S}' określona jest zależnością

$$\mathbf{S}' = -(\mathbf{X}_5 - \mathbf{X}_6 \mathbf{X}_3^{-1} \mathbf{X}_2)^{-1} (\mathbf{X}_4 - \mathbf{X}_6 \mathbf{X}_3^{-1} \mathbf{X}_1). \quad (4.60)$$

4.2.2.2 Macierz rozproszenia czterowrotowego złącza FCL

Z punktu widzenia projektowania układów niewzajemnych wykorzystujących badane złącza FCL bardziej przydatna niż dwurodzajowa macierz (4.58), jest macierz rozproszenia układu zdefiniowana względem fal padających i odbitych występujących w jego czterech wrotach. Wykorzystując własności symetrii rodzajów parzystego i nieparzystego występujących w sekcjach dielektrycznych dwurodzajową macierz rozproszenia \mathbf{S}' możemy przekształcić do macierzy rozproszenia czterowrotowego złącza FCL.

Schemat złącza FCL w postaci układu czterowrotowego pokazano na rys. 4.9. W i -tych wrotach założono występowanie fali padającej $A^{(i)}$ oraz odbitej $B^{(i)}$. Z uwagi na własności symetrii fal występujących w sekcjach dielektrycznych zapisać je można jako superpozycję fal występujących w każdej z linii w postaci

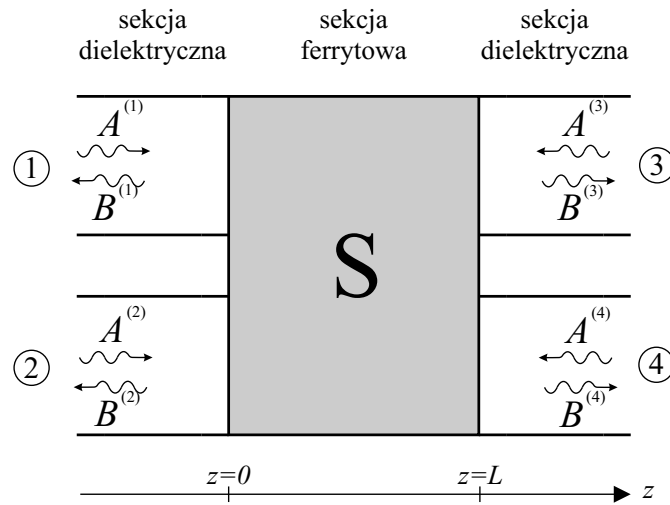
$$\begin{aligned} A_e^{(1)} &= A^{(1)} + A^{(2)}, & A_o^{(1)} &= A^{(1)} - A^{(2)}, \\ B_e^{(1)} &= B^{(1)} + B^{(2)}, & B_o^{(1)} &= B^{(1)} - B^{(2)}, \\ A_e^{(2)} &= A^{(3)} + A^{(4)}, & A_o^{(2)} &= A^{(3)} - A^{(4)}, \\ B_e^{(2)} &= B^{(3)} + B^{(4)}, & B_o^{(2)} &= B^{(3)} - B^{(4)}. \end{aligned} \quad (4.61)$$

Stosując zapis macierzowy powyższe relacje można sformułować w jako

$$\mathbf{A}' = \mathbf{T}\mathbf{A} \quad \text{oraz} \quad \mathbf{B}' = \mathbf{T}\mathbf{B}, \quad (4.62)$$

gdzie

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} A^{(1)} \\ A^{(2)} \\ A^{(3)} \\ A^{(4)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} B^{(1)} \\ B^{(2)} \\ B^{(3)} \\ B^{(4)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_1 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{T}_1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}.$$



RYSUNEK 4.9: Czterowrotowe złącze FCL

Wykorzystując dwurodzajową macierz rozproszenia (4.58) oraz zależności (4.62) otrzymujemy ostatecznie macierz czterowrotowego złącza FCL w postaci

$$\mathbf{B} = \mathbf{S} \mathbf{A}, \quad \text{gdzie} \quad \mathbf{S} = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{S}' \mathbf{T}. \quad (4.63)$$

Na podstawie tak sformułowanej macierzy rozproszenia określić można własności transmisyjne złącza FCL przy zadanym pobudzeniu.

4.3 Badania numeryczne złączy FCL

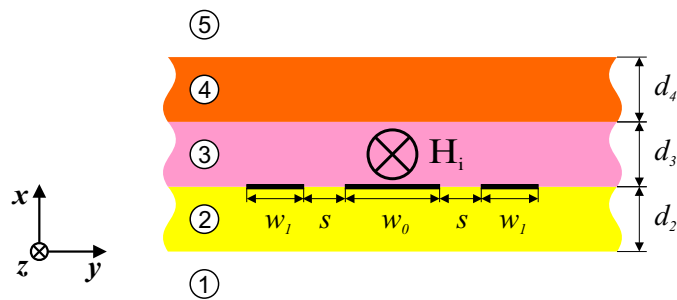
Wykorzystując opracowane modele matematyczne przeprowadzone zostały badania numeryczne charakterystyk rozproszenia złączy FCL zrealizowanych w oparciu o koplanarne i mikropaskowe ferrytowe linie sprzężone. W ramach przeprowadzonych badań określony został wpływ parametrów materiałowych oraz wymiarów geometrycznych konfiguracji linii na wartości współczynnika sprzężenia żyromagnetycznego. W dalszej części porównane zostały macierze rozproszenia złączy FCL obliczone w oparciu o dwa proponowane modele matematyczne dla obu typów badanych konfiguracji FCL. Następnie w oparciu o zmodyfikowany model rodzajów sprzężonych oszacowano straty magnetyczne w badanych złączach FCL. W kolejnym rozdziale przeprowadzona została próba zmniejszenia długości sekcji FCL. W tym celu zaproponowano strukturę periodyczną ferrytowych linii sprzężonych zawierającą reaktancyjne elementy skupione włączone do linii w postaci sekcji LH (left hand). Linia taka nazwana została w skrócie strukturą FCL-LH. Wprowadzono modyfikację układu zastępczego takiej linii oraz sformułowano dla niej równania falowe. Analizę oraz symulacje przeprowadzono dla koplanarnej sekcji FCL-LH. Otrzymane wyniki potwierdziły możliwość zmniejszenia długości złącza ferrytowego poprzez wykorzystanie struktury FCL-LH.

4.3.1 Analiza sprzężenia żyromagnetycznego w ferrytowych sekcjach FCL

Pierwszy etap analizy metodą rodzajów sprzężonych stanowi wyznaczenie współczynnika sprzężenia żyromagnetycznego C_f określonego zależnością (4.23). Jego znajomość pozwala na określenie współczynników propagacji rodzajów ferrytowych, a w dalszym etapie na wyznaczenie macierzy rozproszenia złącza FCL. Wartość tego współczynnika zależy głównie od składowej pozadiagonalnej tensora przenikalności magnetycznej ferrytu μ_a . W niniejszym punkcie rozdziału rozważono zagadnienia wpływu konfiguracji struktury linii na wartość sprzężenia żyromagnetycznego. W tym celu wykorzystano znormalizowaną wartość współczynnika sprzężenia zdefiniowaną w postaci

$$C'_f = \frac{C_f}{k_0 \eta_0 \mu_a \sqrt{Z^e Z^o}}. \quad (4.64)$$

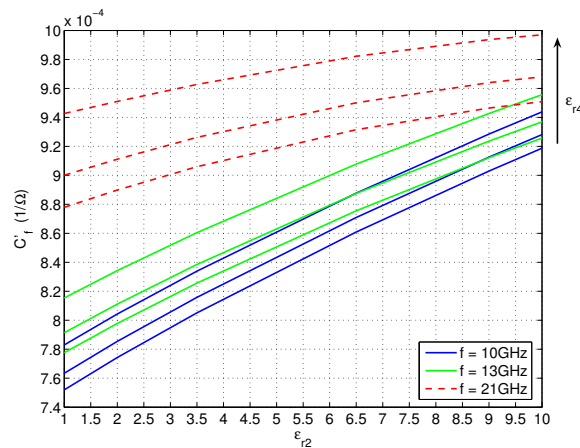
Badania tego efektu wykonano w oparciu o strukturę trójpaskowej linii koplanarnej, której przekrój poprzeczny wraz z parametrami pokazany został na rys. 4.10. Zmiana wiel-



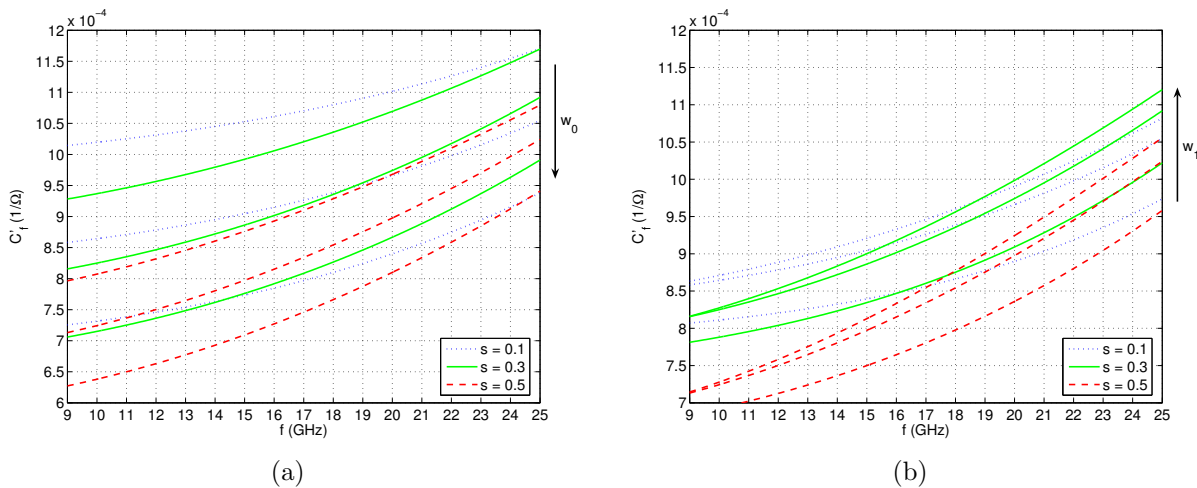
RYSUNEK 4.10: Przekrój poprzeczny struktury. Parametry przyjęte w analizie $w_1 = w_0 = 0.4\text{mm}$, $s = 0.3\text{mm}$ oraz warstwa ② - dielektryk: $d_2 = 0.508\text{mm}$, $\epsilon_{r2} = 2.2$; warstwa ③ - ferryt: $d_3 = 0.5\text{mm}$, $\epsilon_{r3} = 13.3$, magnetyzacja nasycenia ferrytu $M_s = 239\text{kA/m}$, współczynnik żyromagnetyczny $\gamma = 35.2\text{MHz m/kA}$, $H_i = 0\text{kA/m}$; warstwa ④ - dielektryk: $d_4 = 0.508\text{mm}$, $\epsilon_{r4} = 9.6$.

kości sprzężenia żyromagnetycznego analizowana była przy ustalonych parametrach warstwy ferrytowej. Początkowo zbadany został wpływ przenikalności warstw dielektrycznych (② oraz ④) na wartości współczynnika sprzężenia. Badania przeprowadzone zostały dla trzech częstotliwości występujących w założonym paśmie pracy złącza FCL realizowanego w oparciu o tę linię. Na podstawie rys. 4.11 można stwierdzić, że wartość znormalizowanego współczynnika C'_f rośnie ze wzrostem przenikalności elektrycznych ϵ_{r2} oraz ϵ_{r4} warstw dielektrycznych w linii. Dodatkowo zauważyć można, że wzrost częstotliwości powoduje zwiększenie wartości współczynnika C'_f . Wynika to ze wzrostu koncentracji pola elektromagnetycznego w tych obszarach.

Następnie przy ustalonych wartościach przenikalności elektrycznych warstw dielektrycznych ($\epsilon_{r2} = 2.2$ i $\epsilon_{r4} = 9.6$), zbadano wpływ szerokości pasków przewodzących oraz szczelin między nimi na wielkość sprzężenia żyromagnetycznego. Na rys. 4.12 pokazano zmianę wartości współczynnika C'_f w funkcji częstotliwości dla różnych szerokości środkowego paska w_0 (rys. 4.12(a)) oraz pasków zewnętrznych w_1 (rys. 4.12(b)). Na wykresach pokazano krzywe dla trzech szerokości szczelin pomiędzy paskami. Jak można zauważyć



RYSUNEK 4.11: Wpływ przenikalności elektrycznych warstw dielektrycznych na wartości znormalizowanego współczynnika sprzężenia żyromagnetycznego C'_f dla $\epsilon_{r4} = \{2, 3.5, 6.5\}$.



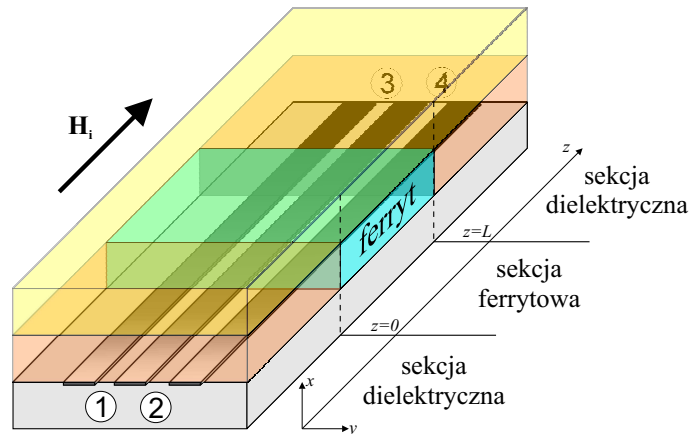
RYSUNEK 4.12: Wpływ wymiarów pasków i szczelin na wartości znormalizowanego współczynnika sprzężenia żyromagnetycznego C'_f : (a) $w_1 = 0.4\text{mm}$, $w_0 = \{0.2, 0.4, 0.6\}\text{mm}$, (b) $w_0 = 0.4\text{mm}$, $w_1 = \{0.2, 0.4, 0.6\}\text{mm}$.

wzrost szerokości środkowego paska (w_0) powoduje zmniejszenie sprzężenia żyromagnetycznego. Z kolei zwiększenie szerokości zewnętrznych pasków (w_1) powoduje wzrost sprzężenia. Dodatkowo zwiększenie szerokości szczelin rozdzielających paski skutkuje zmniejszeniem wartości współczynnika C'_f .

Przeprowadzone badania pokazały, że dla ustalonego materiału ferrytowego, wielkość sprzężenia żyromagnetycznego opisana współczynnikiem C'_f , może być modyfikowana poprzez zmianę parametrów warstw dielektrycznych otaczających ferryt, jak również poprzez zmianę szerokości pasków przewodzących i szczelin występujących w strukturze. Przedstawione wyniki badań wskazują, że odpowiedni wybór wymiarów linii oraz parametrów materiałowych umożliwia uzyskanie maksymalnego efektu sprzężenia żyromagnetycznego. Wynika to z możliwości wyboru optymalnej konfiguracji linii ze względu na występowanie w niej maksymalnego efektu sprzężenia między polami magnetycznymi fal elektromagnetycznych w warstwie ferrytu.

4.3.2 Złącze koplanarnej linii ferrytowej

Widok ogólny koplanarnego złącza FCL pokazano na rys. 4.13. W celu określenia macierzy rozproszenia takiego złącza wykorzystano opracowane modele MM i CMM. Niezbędne dla sformułowania rozwiązania takiego zagadnienia jest określenie parametrów falowych oraz rozkładów podstawowych rodzajów pola w linii dielektrycznej i ferrytowej, z których zrealizowane jest złącze. Określone w oparciu o metodę spektralną własności koplanarnej



RYSUNEK 4.13: Widok ogólny analizowanego złącza FCL.

linii dielektrycznej jak i ferrytowej zostały przedstawione w Rozdziale 3.2.4.1. Własności falowe podstawowych rodzajów pola w linii ferrytowej można również określić na podstawie analizy zagadnienia metodą rodzajów sprzężonych, w której parametry bazowych fal dielektrycznych definiowane są w oparciu o metodę spektralną. W pracy [45] pokazano, że przybliżenie dwoma podstawowymi rodzajami bazowymi, prowadzi do błędów w określeniu współczynników propagacji rodzajów ferrytowych w pobliżu ich częstotliwości odcięcia. Wynika to z faktu, że podstawowe rodzaje pola w linii dielektrycznej nie posiadają częstotliwości odcięcia. Jak pokazano w pracy [30] efekt odcięcia rodzajów ferrytowych uzyskać można poprzez uwzględnienie sprzężenia rozchodzących się rodzajów podstawowych z tłumionymi wyższymi rodzajami pola, które posiadają częstotliwość odcięcia. Inna metoda wprowadzenia efektu odcięcia w charakterystykach dyspersyjnych rodzajów ferrytowych zaproponowana została w pracy [28], gdzie do rozwinięcia pola w sekcji ferrytowej wykorzystano efektywne rodzaje dielektryczne zdefiniowane poprzez anizotropowy tensor przenikalności magnetycznej ($\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_e$, $\mu_e = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu$ oraz $\mu_{zz} = 1$).

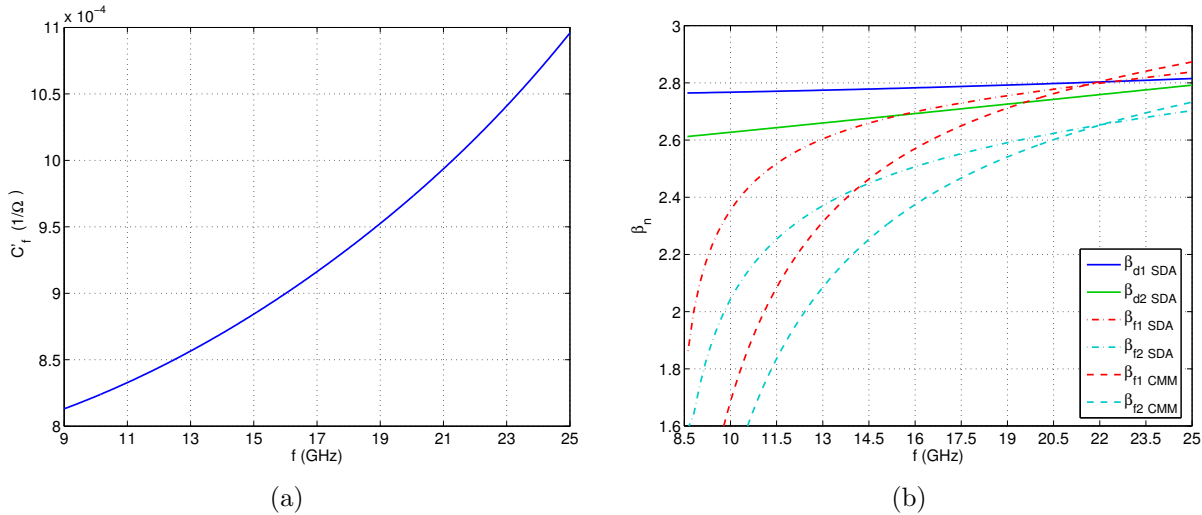
W niniejszej pracy zaproponowano prostą metodę uwzględnienia efektu odcięcia poprzez wykorzystanie zastępczych rodzajów dielektrycznych określonych na podstawie rodzajów dielektrycznych. Parametry falowe takich zmodyfikowanych fal określone są w postaci

$$\beta' = \beta\sqrt{\mu'_e} \quad \text{oraz} \quad Z' = Z\sqrt{\mu'_e}, \quad (4.65)$$

gdzie β i Z to współczynnik propagacji oraz impedancja falowa rodzaju dielektrycznego, β' i Z' to parametry zastępczego rodzaju dielektrycznego a $\mu'_e = \xi\mu_e$. Współczynnik ξ został wprowadzony tak, aby zmniejszyć wpływ przenikalności μ_e na wyższych częstotliwościach. Jego wartość określona została jako $\xi = 1/\mu_e(f_{max})$, gdzie $\mu_e(f_{max})$ określa wartość przenikalności μ_e na górnej częstotliwości pasma pracy. W ten sposób dla f_{max}

wartość $\mu'_e = 1$. Dla przyjętego w analizie materiału ferrytowego oraz górnej częstotliwości analizy $f_{max} = 25\text{GHz}$ współczynnik ten wynosi $\xi = 1.127$.

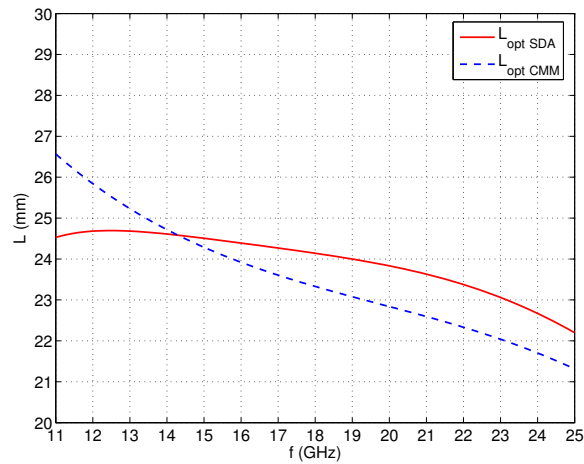
Obliczony znormalizowany współczynnik sprzężenia żyromagnetycznego C'_f oraz charakterystyki dyspersyjne rodzajów ferrytowych uzyskane z metody rodzajów sprzężonych porównane w wynikami uzyskanymi z metody spektralnej przedstawiono na rys. 4.14. Wprowadzenie zastępczych rodzajów dielektrycznych pozwoliło na uwzględnienie efektu



RYSUNEK 4.14: Charakterystyki częstotliwościowe uzyskane z CMM dla koplanarnej linii FCL: (a) znormalizowany współczynnik sprzężenia żyromagnetycznego C'_f , (b) charakterystyki dyspersyjne rodzajów dielektrycznych i ferrytowych uzyskane z obu metod (SDA i CMM).

odcięcia dla rodzajów ferrytowych. Obliczone w oparciu o metodę spektralną oraz rodzajów sprzężonych wartości współczynników propagacji fal ferrytowych są podobne. Jednak podczas modelowania układów niewzajemnych wykorzystujących złącza FCL, istotna jest różnica pomiędzy współczynnikami propagacji podstawowych rodzajów pola w linii ferrytowej. Określa ona bowiem na podstawie zależności (4.3) długość L sekcji FCL zapewniającą rotację fali o kąt $\theta = \pi/4$. Charakterystyki $L(f)$ obliczone w oparciu o wartości współczynników propagacji otrzymanych z obu metod pokazano na rys. 4.15. Można zauważyć, że pomimo różnicy w wartościach współczynników propagacji obliczonych metodą SDA i CMM, długości sekcji wyznaczone na ich podstawie są zbliżone (różnica mniejsza niż 1mm), a dla częstotliwości $f = 14\text{GHz}$ są jednakowe.

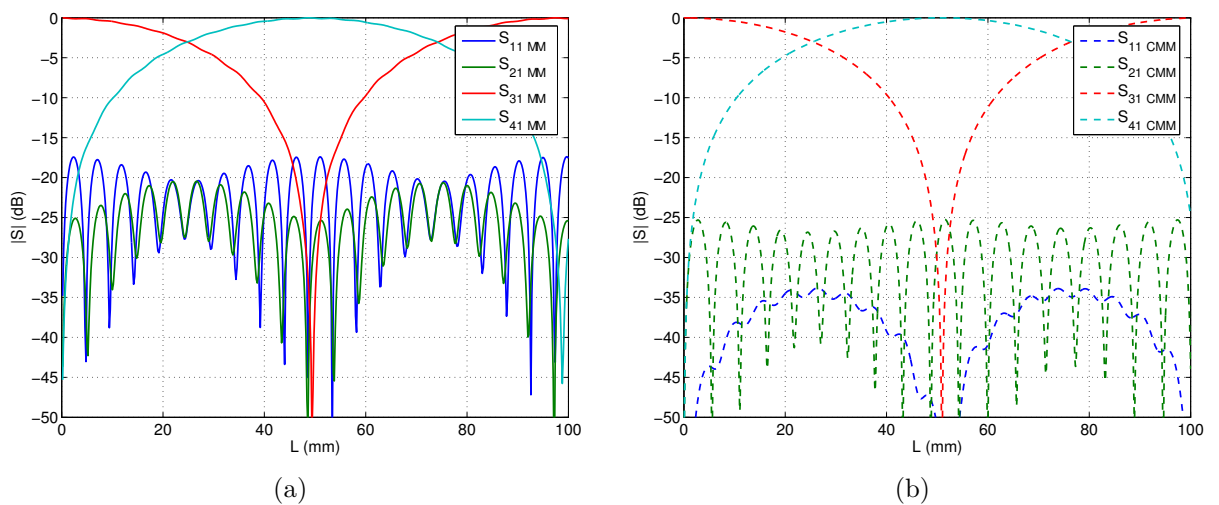
W następnym kroku wykorzystując opracowane w Rozdziałach 4.2.1 i 4.2.2 modele matematyczne obliczono macierze rozproszenia czterowrotowego złącza FCL w funkcji długości sekcji ferrytowej na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$. Parametry rozproszenia przy pobudzeniu we wrotach 1 uzyskane na podstawie modeli CMM i MM pokazano na rys. 4.16. Zauważymy, że charakterystyki symulowane na podstawie obu modeli są zbliżone. Korzystając z warunku równego podziału mocy sygnału we wrotach wyjściowych tzn. gdy $|S_{31}| = |S_{41}|$, na podstawie prezentowanych charakterystyk określono długości L sekcji FCL. Wyznaczone dla modelu CMM i MM długości sekcji podano w tab. 4.1. W celu porównania w tabeli tej zamieszczono długości sekcji obliczone w oparciu o zależność (4.3) z wykorzystaniem współczynników propagacji obliczonych metodą CMM i SDA. Wartości



RYSUNEK 4.15: Zmiana długości sekcji ferrytowej zapewniającej rotację fali o kąt $\theta = \pi/4$ obliczona na podstawie zależności (4.3) w oparciu o współczynniki propagacji fal ferrytowych określone na podstawie metody SDA oraz CMM.

wyznaczone w oparciu o uproszczoną zależność (4.3) różnią się o około 0.2mm względem wartości określonych na podstawie współczynników transmisji. Ponadto długości sekcji ferrytowej obliczone na podstawie modeli CMM i MM są zbliżone i różnią się od siebie o około 0.7mm.

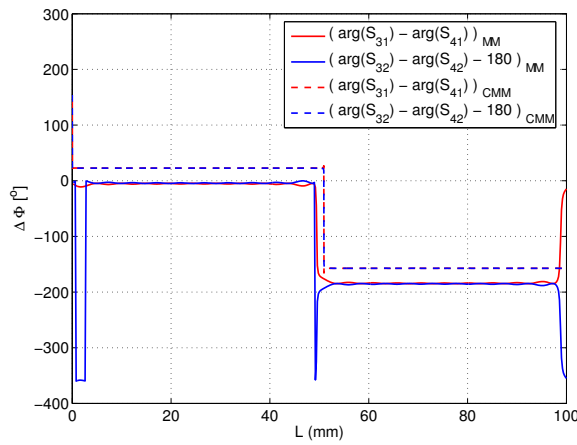
Na rys. 4.17 pokazano charakterystyki różnicy faz $\Delta\Phi$ sygnałów wychodzących we wrotach 3 i 4 sekcji przy jej pobudzeniu we wrotach 1 oraz 2. Uzyskane rezultaty wskazują, że różnica faz określona na podstawie charakterystyk z modelu MM wynosi $\Delta\Phi = 5^\circ \pm n180^\circ$, zaś z modelu CMM $\Delta\Phi = 22^\circ \pm n180^\circ$, gdzie n jest liczbą naturalną. Różnica ta wynika z uproszczeń przy sformułowaniu modelu CMM. Biorąc pod uwagę rezultaty



RYSUNEK 4.16: Charakterystyki rozproszenia w funkcji długości złącza przy pobudzeniu we wrotach 1 na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$ otrzymane w oparciu o: (a) model MM, (b) model CMM

TABELA 4.1: Długości sekcji FCL z rotacją fali o kąt $\theta = \pi/4$ obliczone na podstawie charakterystyk rozproszenia oraz uproszczonej zależności (4.3).

	obliczenia w oparciu o macierz rozproszenia		obliczenia w oparciu o współczynniki propagacji	
	MM	CMM	SDA	CMM
L (mm)	24.78	25.47	24.68	25.23



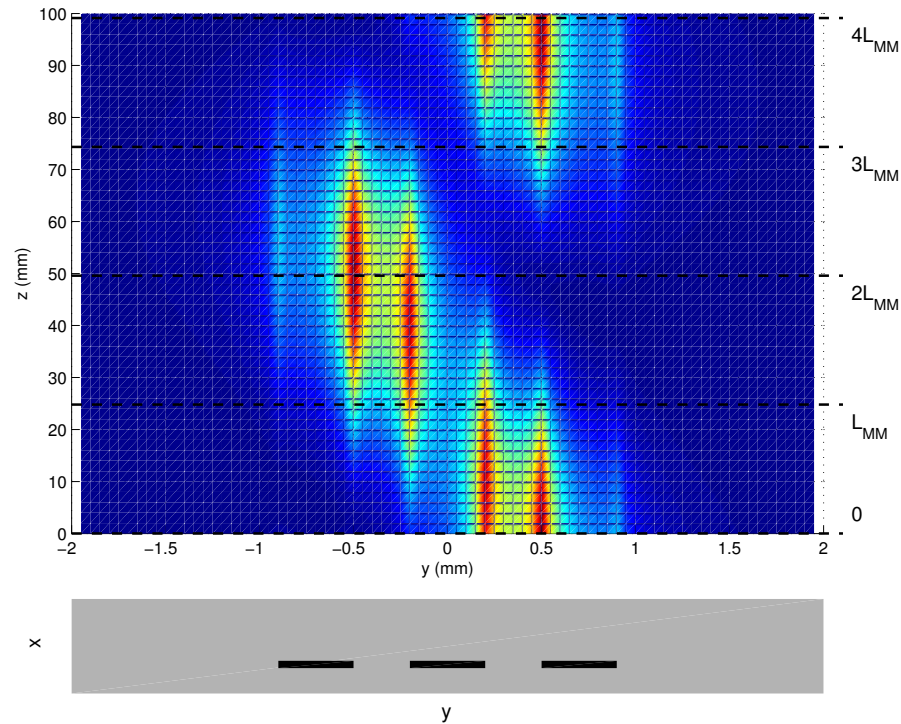
RYСУNEK 4.17: Charakterystyki różnicy faz $\Delta\Phi$ pomiędzy sygnałami wyjściowymi we wrotach 3 i 4 przy pobudzeniu we wrotach 1 oraz 2 dla dwóch modeli matematycznych w funkcji długości sekcji ferrytovej.

uzyskane z modelu MM można stwierdzić, że pobudzenie złącza we wrotach 1 powoduje, że na wyjściu (we wrotach 3 i 4) powstanie rodzaj parzysty, a przy pobudzeniu we wrotach 2 rodzaj nieparzysty. Badane złącze FCL spełnia więc warunki (4.1) i (4.2), możliwe jest zatem jego zastosowanie do realizacji układów niewzajemnych.

Celem zobrazowania efektów niewzajemnych zachodzących w badanej linii FCL określona została koncentracja mocy wzdłuż analizowanej struktury w oparciu o rozkłady pola obliczone z metody spektralnej (patrz Rozdział 3.2.4.1). Zakładając zmienność w kierunku propagacji jako $e^{-j\beta_f z}$ obliczono wypadkowe pole w przekroju poprzecznym linii dla $z = \text{const}$. Rezultaty te umożliwiły wyznaczenie wektora Poyntinga w kierunku osi z w dowolnym przekroju struktury ($S_z(x, y, z)$). Następnie aby przedstawić zmianę koncentracji mocy wzdłuż długości linii obliczono wypadkowy rozkład gęstości mocy na podstawie zależności

$$S_z(y, z) = \int_X S_z(x, y, z) dx, \quad (4.66)$$

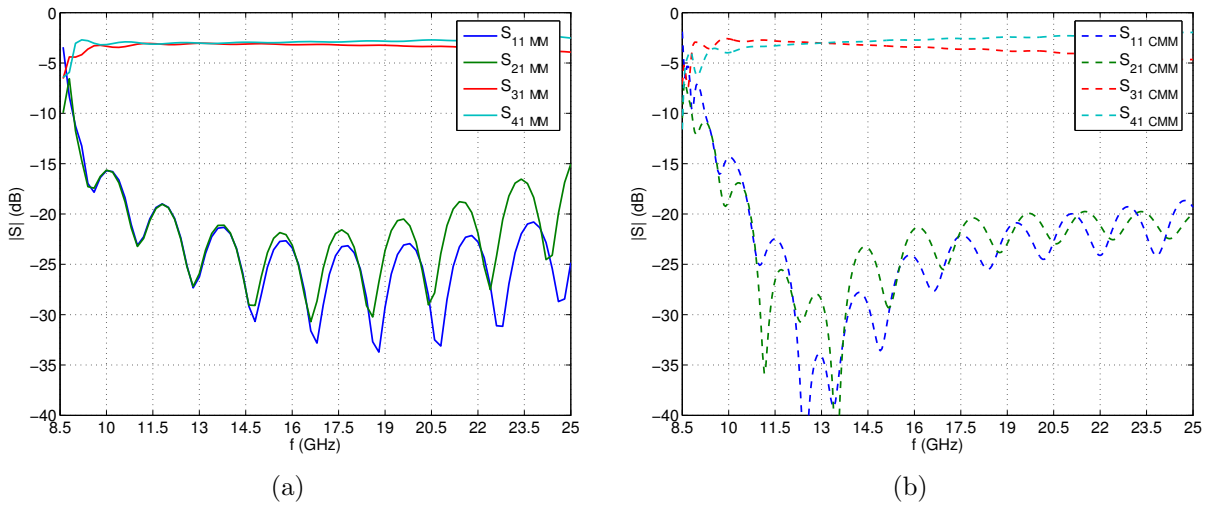
gdzie X określa granice przekroju poprzecznego struktury w kierunku osi x . Obliczony na tej podstawie rozkład gęstości mocy w funkcji długości struktury przedstawiono na rys. 4.18. W dolnej części rysunku zamieszczony został przekrój poprzeczny struktury. Na



RYSUNEK 4.18: Rozkład gęstości mocy wzdłuż długości koplarnarnej linii FCL.

wejściu sekcji tj. w przekroju $z = 0$, obserwujemy koncentrację mocy w prawej szczelinie struktury. W przekroju $z = L_{MM}$ (gdzie $L_{MM} = 24.78\text{mm}$) obserwujemy równy podział mocy pomiędzy obie szczeliny. Następnie w przekroju $z = 2L_{MM}$ następuje koncentracja energii sygnału w drugiej ze szczelin, a w przekroju $z = 3L_{MM}$ ponownie sygnał dzieli się między obie szczeliny. Ostatecznie dla $z = 4L_{MM}$ obserwujemy taki sam rozkład gęstości mocy jak dla $z = 0$. Występujący więc w linii efekt rotacji Faraday'a powoduje periodyczną zmianę koncentracji mocy w funkcji długości struktury, który jest zgodny ze schematem przedstawionym na rys. 4.1.

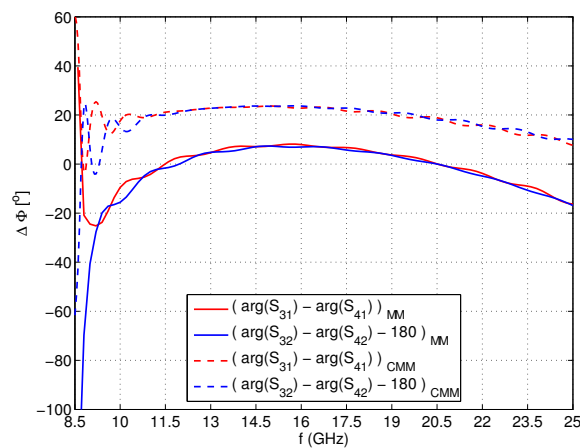
Następnie przeprowadzono symulacje charakterystyk częstotliwościowych parametrów rozproszenia sekcji FCL. Na podstawie tab. 4.1 przyjęto, że sekcja badana modelem MM ma długość $L_{MM} = 24.78\text{mm}$, a modelem CMM $L_{CMM} = 25.47\text{mm}$. Na rys. 4.19 pokazano charakterystyki rozproszenia badanych sekcji przy ich pobudzeniu we wrotach 1. Na podstawie uzyskanych dla modelu CMM rezultatów pokazanych na rys. 4.19(b) można stwierdzić, że wprowadzenie do modelu CMM zastępczych rodzajów dielektrycznych, pozwoliło na uwzględnienie efektu odcięcia rodzajów ferrytowych. Jak można zauważyć na podstawie charakterystyk rozproszenia z rys. 4.19(a) i 4.19(b) zarówno model MM jak i CMM wskazują, że efekt ten w pobliżu częstotliwości odcięcia rodzajów ferrytowych powoduje deprecjonowanie charakterystyk transmisyjnych badanego złącza. W szerokim zakresie częstotliwości od 11 – 19GHz oba modele zapewniają równy podział mocy pomiędzy wrota wyjściowe 3 i 4 oraz izolację i dopasowanie lepsze niż -20dB . Charakterystyki różnicy faz sygnałów na wyjściu układu (wrota 3 i 4) przedstawiono na rys. 4.20. Różnica pomiędzy charakterystykami uzyskanymi z obu modeli wynosi o około 17° . Analizując



RYSUNEK 4.19: Charakterystyki częstotliwościowe rozproszenia dla długości L przy pobudzeniu we wrotach 1 otrzymane w oparciu o: (a) model MM $L = L_{MM}$, (b) model CMM $L = L_{CMM}$

wyniki uzyskane z modelu MM, można stwierdzić, że w paśmie częstotliwości, w którym występuje równy podział mocy tj. 11 – 19GHz różnica faz sygnałów na wyjściu waha się w zakresie $\pm 7^\circ$.

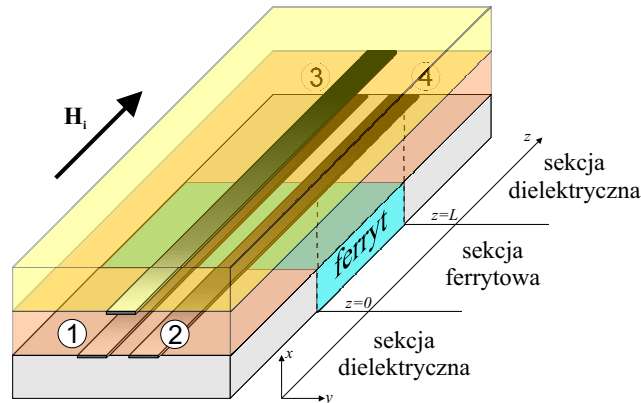
Podsumowując rezultaty uzyskane dla złączy FCL zrealizowanych w oparciu o trójpraskową linię koplanarną można stwierdzić, iż oba opracowane modele matematyczne dają w ogólności zbliżone charakterystyki. Długości sekcji ferrytowych zapewniających rotację fali o kąt $\theta = \pi/4$ wyznaczone z macierzy rozproszenia uzyskanych na podstawie obu modeli nieznacznie się różnią (o około 0.7mm).



RYSUNEK 4.20: Charakterystyki różnicy faz $\Delta\Phi$ pomiędzy sygnałami wyjściowymi we wrotach 3 i 4 przy pobudzeniu we wrotach 1 oraz 2 dla dwóch modeli matematycznych w funkcji częstotliwości.

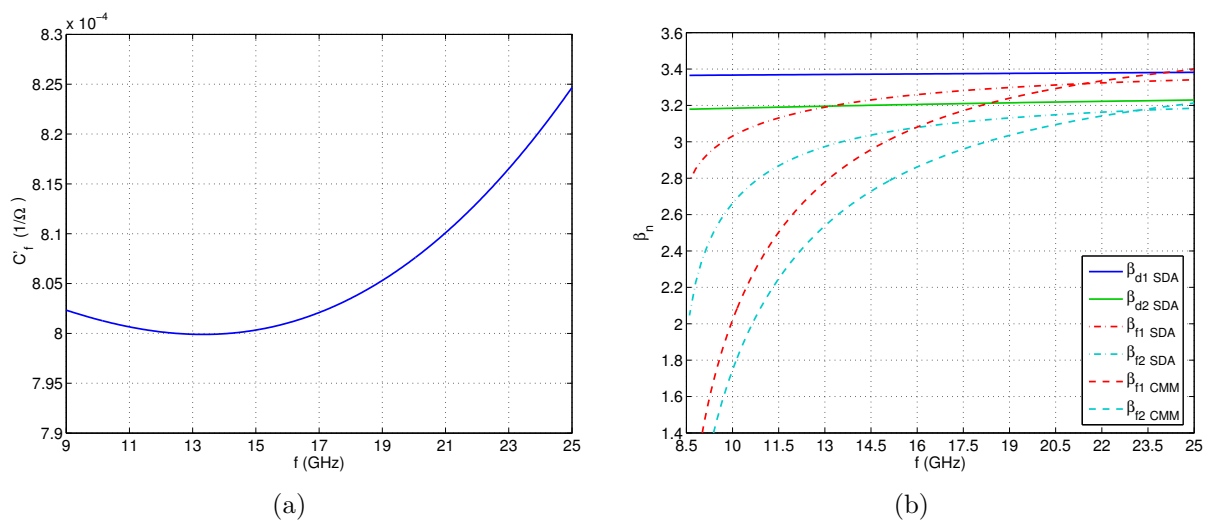
4.3.3 Złącze mikropaskowej linii ferrytowej ze zredukowanym ekranem

Kolejną badaną strukturą jest linia mikropaskowa ze zredukowanym ekranem. Złącze FCL zrealizowane w oparciu o taką linię pokazano na rys. 4.21. Charakterystyki dyspersyjne rodzajów dielektrycznych oraz ferrytowych określone na podstawie metody spektralnej wraz z parametrami struktury pokazane zostały na rys. 3.34 w Rozdziale 3.2.4.2. Podobnie jak



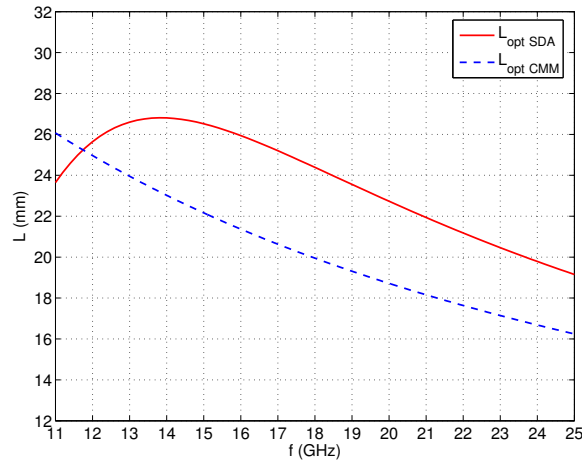
RYSUNEK 4.21: Widok ogólny analizowanego złącza FCL.

w przypadku struktury koplanarnej opisanej w poprzednim podrozdziale, rodzaje ferrytowe w tej linii charakteryzują się częstotliwością odcięcia. W modelu CMM wykorzystano więc zastępcze rodzaje dielektryczne zdefiniowane w oparciu o zależność (4.65). Obliczony z modelu CMM znormalizowany współczynnik sprzężenia żyromagnetycznego oraz wyznaczone na jego podstawie charakterystyki dyspersyjne rodzajów ferrytowych pokazano na rys. 4.22. Współczynniki propagacji fal ferrytowych uzyskane w oparciu o metodę



RYSUNEK 4.22: Charakterystyki częstotliwościowe uzyskane z CMM dla mikropaskowej linii FCL: (a) znormalizowany współczynnik sprzężenia żyromagnetycznego C'_f , (b) charakterystyki dyspersyjne rodzajów dielektrycznych i ferrytowych uzyskane z obu metod (SDA i CMM).

SDA i CMM różnią się nieco od siebie. Wykorzystanie w metodzie CMM zastępczych rodzajów dielektrycznych pozwoliło na uzyskanie efektu odcięcia dla obliczonych rodzajów ferrytowych. W następnym kroku na podstawie obliczonych współczynników propagacji wyznaczona została długość sekcji zapewniająca rotację fali o kąt $\theta = \pi/4$ w oparciu o zależność (4.3). Uzyskane rezultaty pokazano na rys. 4.23. Zauważamy nieznaczne roz-



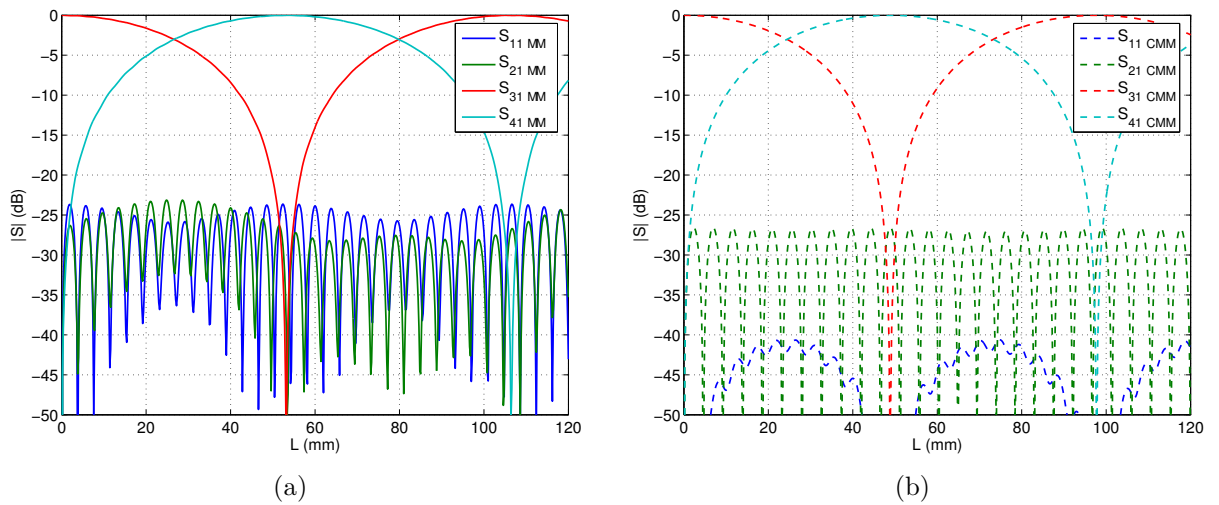
RYSUNEK 4.23: Zmiana długości sekcji ferrytowej zapewniającej rotację fali o kąt $\theta = \pi/4$ obliczona na podstawie zależności (4.3) w oparciu o współczynniki propagacji fal ferrytowych określone na podstawie metody SDA oraz CMM.

bieżności pomiędzy długościami sekcji obliczonymi w oparciu o współczynniki propagacji wyznaczone na podstawie metody SDA oraz CMM. W pobliżu częstotliwości 12GHz ich wartości są prawie takie same, a dla częstotliwości większych od 14GHz różnica między długościami wynosi około 4mm i maleje ze wzrostem częstotliwości.

W następnym kroku obliczone zostały parametry rozproszenia czterowrotowego złącza FCL w funkcji długości struktury na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$. Pokazane na rys. 4.24 charakterystyki uzyskane na podstawie obu modeli są podobne. Określone na ich podstawie długości sekcji zapewniające równy podział mocy pomiędzy wrota 3 i 4 przy pobudzeniu wrót 1 różnią się nieco od siebie. Długości sekcji FCL wyznaczone w oparciu o charakterystyki rozproszenia uzyskane z modelu MM i CMM podano w tab. 4.2. W tabeli

TABELA 4.2: Długości sekcji FCL z rotacją fali o kąt $\theta = \pi/4$ obliczone na podstawie charakterystyk rozproszenia oraz uproszczonej zależności (4.3).

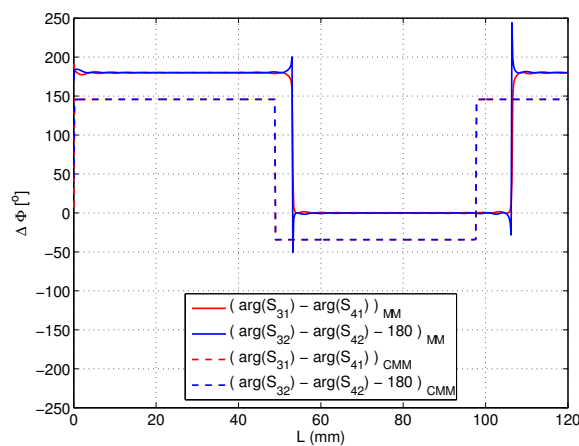
	obliczenia w oparciu o macierz rozproszenia		obliczenia w oparciu o współczynniki propagacji	
	MM	CMM	SDA	CMM
L (mm)	26.56	24.43	26.60	23.96



RYSUNEK 4.24: Charakterystyki rozproszenia w funkcji długości złącza przy pobudzeniu we wrotach 1 na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$ otrzymane w oparciu o: (a) model MM, (b) model CMM

tej umieszczono również długości sekcji obliczone ze wzoru (4.3) na podstawie współczynników propagacji określonych metodą SDA i CMM. Przedstawione rezultaty pozwalają zauważyć, że długości oszacowane na podstawie zależności (4.3) różnią się nieznacznie od długości określonych z parametrów rozproszenia uzyskanych dla obu modeli. W przypadku rezultatów dla modelu CMM różnica ta wynosi około 0.47mm, a dla modelu MM jedynie 0.04mm. Dodatkowo porównując wyniki otrzymane na bazie macierzy rozproszenia można stwierdzić, że długości sekcji FCL wyznaczone z obu modeli różnią się o około 2mm.

Na rys. 4.25 pokazano charakterystyki różnicy faz wyliczone z obu modeli. Analizując charakterystyki uzyskane z modelu MM można stwierdzić, że badana struktura przy po-

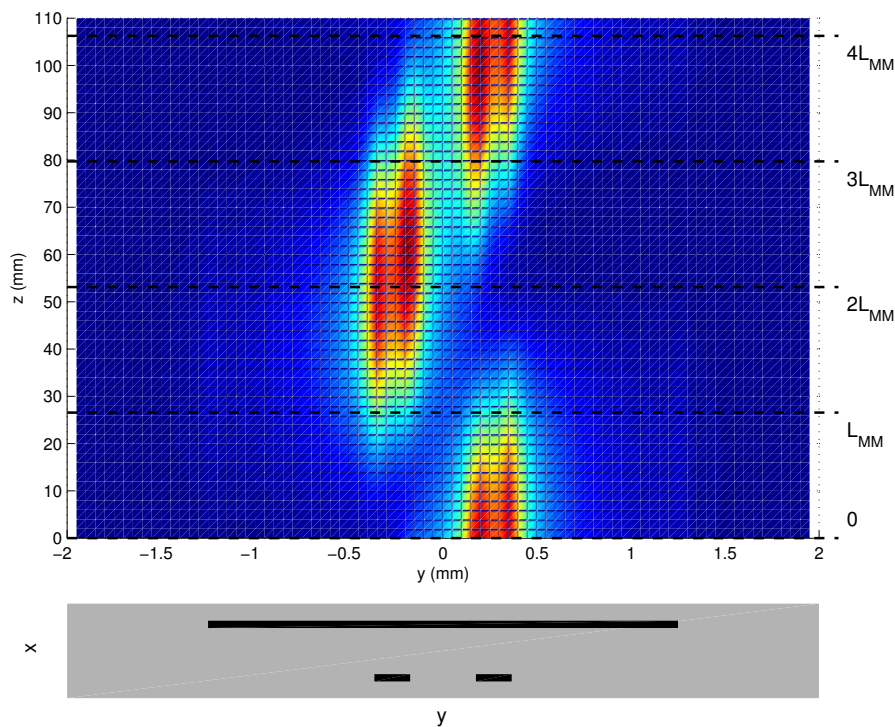


RYSUNEK 4.25: Charakterystyki różnicy faz $\Delta\Phi$ pomiędzy sygnałami wyjściowymi we wrotach 3 i 4 przy pobudzeniu we wrotach 1 oraz 2 dla dwóch modeli matematycznych w funkcji długości sekcji ferrytowej.

budzeniu we wrotach 1 lub 2 zapewnia różnicę faz $\Delta\Phi = 0^\circ \pm n180^\circ$ pomiędzy sygnałami wyjściowymi we wrotach 3 i 4, gdzie n jest liczbą naturalną. Dodatkowo należy zaznaczyć, że różnica faz uzyskana dla modelu CMM jest przesunięta o około 30° względem wartości otrzymanej na podstawie modelu MM.

Rezultaty uzyskane na podstawie dokładniejszego modelu MM wykazują, że w oparciu o badane złącze FCL możliwa jest realizacja układów niewzajemnych, ponieważ jego parametry rozproszenia spełniają warunki (4.1) i (4.2).

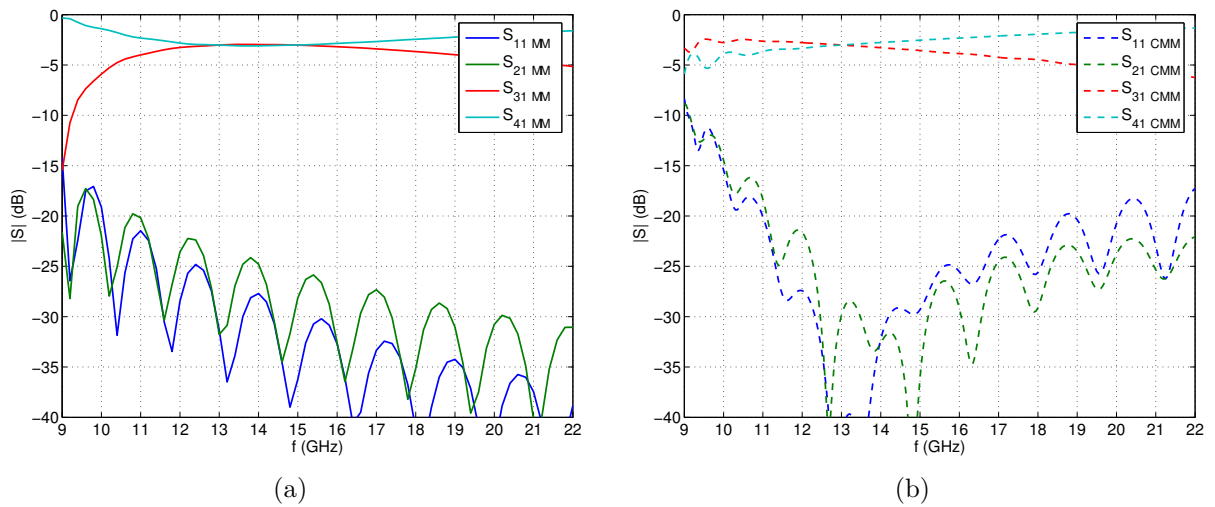
Znajomość współczynników propagacji oraz rozkładów pól umożliwiła określenie zmiany koncentracji mocy w funkcji długości sekcji ferrytovej. W tym celu wykorzystano zależność (4.66). Otrzymane rezultaty pokazano na rys. 4.26. W dolnej części rysunku



RYSUNEK 4.26: Rozkład gęstości mocy wzdłuż długości mikropaskowej linii FCL.

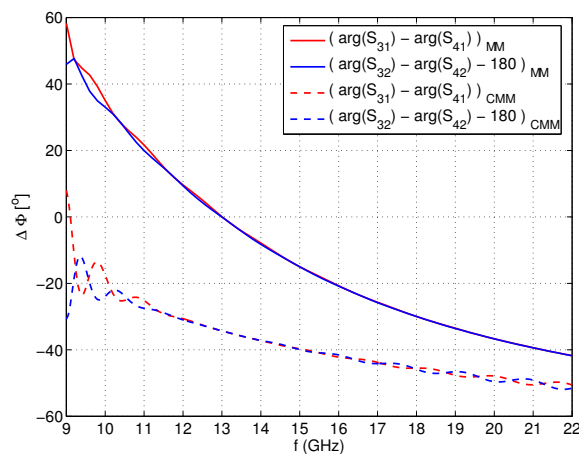
pokazano przekrój badanej struktury. Na wejściu złącza tj. w $z = 0$ moc koncentruje się wokół prawego paska sygnałowego. W przekroju $z = L_{MM}$ sygnał dzieli się pomiędzy oba paski struktury, a w przekroju $z = 2L_{MM}$ następuje koncentracja mocy w lewym pasku sygnałowym. W przekroju $z = 3L_{MM}$ ponownie sygnał dzieli się pomiędzy oba paski, a dla $z = 4L_{MM}$ obserwujemy taki sam rozkład gęstości mocy jak dla $z = 0$. Zachodzący w badanej linii efekt rotacji Faraday'a powoduje więc periodyczną wyminę energii pomiędzy paskami sygnałowymi struktury.

W następnym kroku wyznaczono częstotliwościowe charakterystyki parametrów rozproszenia badanego złącza pokazane na rys. 4.27. Symulacje wykonano w oparciu o model CMM oraz MM. Otrzymane charakterystyki nieco różnią się od siebie, co jest wynikiem



RYSUNEK 4.27: Charakterystyki częstotliwościowe rozproszenia dla długości L przy pobudzeniu we wrotach 1 otrzymane w oparciu o: (a) model MM $L = L_{MM}$, (b) model CMM $L = L_{CMM}$

różnicy obliczeń przesunięcia fazy $\Delta\Phi$ obserwowanej na rys. 4.25. Zastępcze rodzaje dielektryczne zdefiniowane w oparciu o zależność (4.65) i wykorzystane do obliczeń w modelu CMM, pozwoliły uwzględnić efekt odcięcia rodzajów ferrytowych, który jest widoczny zarówno na prezentowanych na rys. 4.22(b) charakterystykach dyspersyjnych, jak i w charakterystykach rozproszenia pokazanych na rys. 4.27(b). W zakresie częstotliwości 11–17 GHz oba modele zapewniają równy podział mocy oraz dopasowanie i izolację lepszą niż -20 dB. Na rys. 4.28 przedstawiono wykresy różnicy faz sygnałów na wyjściu układu (wrota 3 i 4) w funkcji częstotliwości. Charakter krzywych uzyskanych z obu modeli jest zbliżony, przy czym model CMM bardziej odbiega od modelu MM na niższych częstotliwościach (o około 45°) niż na wyższych (o około 20°).



RYSUNEK 4.28: Charakterystyki różnicy faz $\Delta\Phi$ pomiędzy sygnałami wyjściowymi we wrotach 3 i 4 przy pobudzeniu we wrotach 1 oraz 2 dla dwóch modeli matematycznych w funkcji częstotliwości.

4.3.4 Analiza strat w złączu FCL

Przeprowadzone badania eksperymentalne układów wykorzystujących sekcję FCL [33–37, 39, 41, 43, 49] pokazują, że charakteryzują się one dość znacznymi stratami rzędu kilku dB. Straty te można podzielić na trzy kategorie. Pierwsze z nich to straty dielektryczne związane z występującymi w układzie warstwami dielektryka, które charakteryzowane są przez współczynnik $\text{tg}\delta_\epsilon$. Kolejne to straty przewodzenia związane ze skończoną wartością przewodności σ metalizowanych pasków występujących w linii. W badanych układach ferrytowych istotne znaczenie mają straty magnetyczne definiowane przez szerokość linii rezonansowej ΔH , które jak wynika z literatury [10, 95, 96] mogą głównie decydować o poziomie strat w linii FCL.

W opracowanych modelach złączy FCL zostały przyjęte założenia, że warstwy dielektryczne i ferrytowe są bezstratne, a metalizowane paski są nieskończenie cienkie i charakteryzują się nieskończoną przewodnością. W pracy podjęto próbę oszacowania strat w badanych strukturach linii FCL. Analizę strat magnetycznych przeprowadzono w oparciu o metodę rodzajów sprzężonych. Ponadto wykorzystując program CST zbadane zostały poziomy strat dielektrycznych oraz przewodzenia jakimi charakteryzują się obie badane linie. Otrzymane wyniki pozwoliły na przeprowadzenie bilansu całkowitych strat występujących w złączach FCL.

4.3.4.1 Straty magnetyczne w złączu FCL

Celem określenia start przy wykorzystaniu metody rodzajów sprzężonych opisane w Dodatku B elementy tensora przenikalności magnetycznej (B.1), zostały zmodyfikowane poprzez wprowadzenie niezerowej wartości ΔH do postaci

$$\mu_r = 1 + \frac{p_f \sigma_f}{\sigma_f^2 - 1}, \quad \mu_a = \frac{p_f}{\sigma_f^2 - 1}, \quad \mu_z = 1, \quad p_f = \frac{\gamma M_s}{f}, \quad \sigma_f = \frac{\gamma H_i}{f} + j \frac{\gamma \Delta H}{f}. \quad (4.67)$$

Przy takim sformułowaniu elementów tensora $\boldsymbol{\mu}$ układ równań (4.14) przyjmuje następującą postać

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \hat{U}_n(z) + j\beta_{n_{eff}} Z_n \hat{I}_n(z) &= - \sum_m \hat{I}_m(z) C_{mn}, \\ \frac{\partial}{\partial z} \hat{I}_n(z) + j \frac{\beta_n}{Z_n} \hat{U}_n(z) &= 0, \end{aligned} \quad (4.68)$$

gdzie $\beta_{n_{eff}} = \beta_n + K'_n$ oraz

$$K'_n = k_0 \eta_0 (\mu_r - \mu_z) \frac{1}{P_n} \int_{\Omega_f} \mathbf{H}_{tn} \cdot \mathbf{H}_{tn}^* d\Omega_f, \quad (4.69)$$

$$C_{mn} = k_0 \eta_0 \mu_a \frac{\sqrt{Z_m Z_n}}{\sqrt{P_m P_n}} \int_{\Omega_f} (\mathbf{H}_{tm} \times \mathbf{H}_{tn}^*) \mathbf{i}_z d\Omega_f. \quad (4.70)$$

Przyjmując, że pole w badanej linii ferrytovej aproksymowane jest przez dwa rodzaje pola prowadzone w dielektrycznej linii bazowej, zgodnie z (4.20) otrzymujemy następujący

układ równań

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial z} \hat{U}^e(z) + j\beta_{eff}^e Z^e \hat{I}^e(z) &= \sqrt{Z^e Z^o} C_f \hat{I}^o(z), \\
\frac{\partial}{\partial z} \hat{U}^o(z) + j\beta_{eff}^o Z^o \hat{I}^o(z) &= -\sqrt{Z^e Z^o} C_f \hat{I}^e(z), \\
\frac{\partial}{\partial z} \hat{I}^e(z) + j\beta^e Y^e \hat{U}^e(z) &= 0, \\
\frac{\partial}{\partial z} \hat{I}^o(z) + j\beta^o Y^o \hat{U}^o(z) &= 0,
\end{aligned} \tag{4.71}$$

gdzie

$$C_f = \frac{C_{eo}}{\sqrt{Z^e Z^o}} \quad \text{oraz} \quad \beta_{eff}^e = \beta^e + K_e' \quad \text{i} \quad \beta_{eff}^o = \beta^o + K_o',$$

zaś współczynniki $K_{e(o)}'$ i C_{eo} określone są odpowiednio na podstawie zależności (4.69) i (4.70). Zakładając zmienność fal wzdłuż osi z w linii ferrytowej w postaci e^{-jkz} (zgodnie z (4.21)), otrzymujemy zależności na współczynniki propagacji fal w linii ferrytowej w postaci zespolonej jako

$$k_1 = \pm \sqrt{\beta_0^2 + \Gamma^2}, \quad k_2 = \pm \sqrt{\beta_0^2 - \Gamma^2}, \tag{4.72}$$

gdzie

$$\beta_0 = \sqrt{\frac{\beta^e \beta_{eff}^e + \beta^o \beta_{eff}^o}{2}}, \quad \Delta\beta = \frac{\beta^e \beta_{eff}^e - \beta^o \beta_{eff}^o}{2}, \quad \Gamma^2 = \sqrt{\Delta\beta^2 + C_f^2 \beta^e \beta^o}, \tag{4.73}$$

oraz $k_i = \beta_i - j\alpha_i$, $i = 1, 2$ a β_i to współczynnik fazowy, zaś α_i to współczynnik tłumienia i -tego rodzaju w strukturze ferrytowej.

Takie sformułowanie wykorzystane zostało do obliczenia współczynników tłumienia rodzajów ferrytowych oraz oceny poziomu strat magnetycznych w złączu FCL. Wypadkowe pole w złączu ferrytowych linii sprzężonych jest superpozycją rodzajów pola rozchodzących się w badanej linii. Zakładając, że w linii ferrytowej występują dwie fale rozchodzące się w kierunku $+z$, na podstawie podanej w pracy [29] zależności (3.31), określamy poprzeczne pola elektryczne i magnetyczne w linii. Pola te przyjmują postać

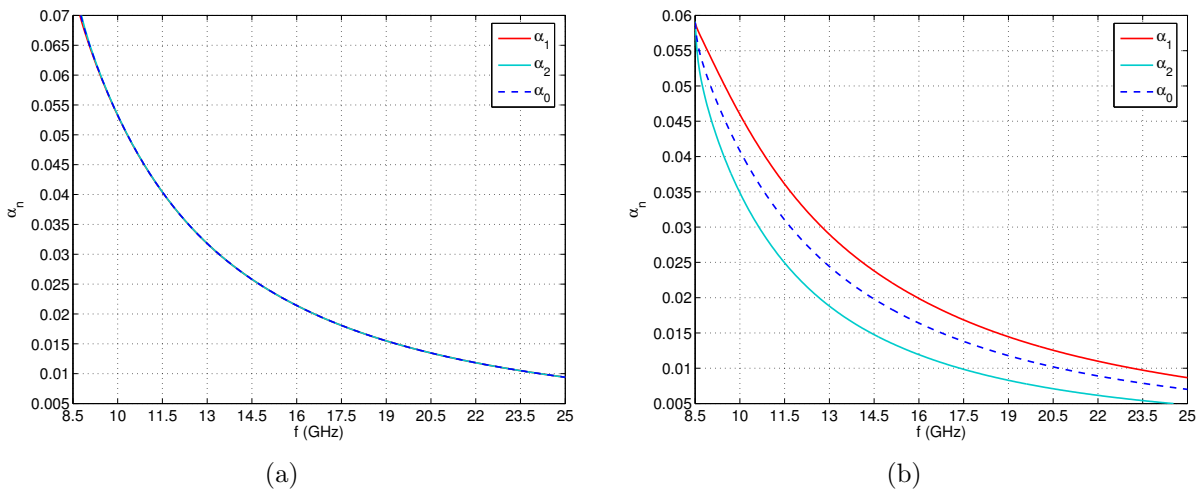
$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_t(z) &= \mathbf{e}_t(z) e^{-\alpha_0 z}, \\
\mathbf{H}_t(z) &= \mathbf{h}_t(z) e^{-\alpha_0 z},
\end{aligned} \tag{4.74}$$

gdzie $\mathbf{e}_t(z)$ i $\mathbf{h}_t(z)$ to wypadkowe poprzeczne pola elektryczne i magnetyczne, których rozkłady zmieniają się w kierunku osi z , zaś α_0 jest współczynnikiem tłumienia określonym jako

$$\alpha_0 \cong \sqrt{\frac{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}{2}}. \tag{4.75}$$

Na podstawie powyższych zależności można więc określić straty jakie występują w linii FCL o zadanej długości L .

Badania poziomu strat występujących w liniach ferrytowych przeprowadzone zostały dla opisanych w Rozdziałach 4.3.2 oraz 4.3.3 struktur linii koplanarnej oraz mikropaskowej. W analizie przyjęto materiał ferrytowy, który charakteryzuje się szerokością linii rezonansowej $\Delta H = 15\text{kA/m}$. Na rys. 4.29 pokazano charakterystyki częstotliwościowe znormalizowanych współczynników tłumienia (α/k_0) dla badanych linii. Na powyższych rysunkach oprócz charakterystyk współczynników tłumienia fal ferrytowych (α_1 i α_2), zamieszczono również charakterystyki współczynników tłumienia wypadkowego α_0 w obu liniach ferrytowych określone na podstawie zależności (4.75). Na podstawie uzyskanych



RYSUNEK 4.29: Znormalizowany współczynnik tłumienia związany ze stratami magnetycznymi liniach ferrytowych (a) koplanarnej linii FCL, (b) mikropaskowej linii FCL

rezultatów można stwierdzić, że współczynniki tłumienia maleją wraz ze wzrostem częstotliwości. Dodatkowo wartości współczynników α_1 i α_2 w koplanarnej linii FCL są prawie jednakowe. Wynika to z faktu, że pokazane na rys. 3.29(b) i 3.29(d) rozkłady poprzecznych pól magnetycznych podstawowych rodzajów pola w warstwie dielektryka reprezentującej ferryt w linii bazowej, są podobne. W rezultacie określone z zależności (4.69) wartości współczynników K'_n , wykorzystywane do obliczenia tłumienia każdej z fal ferrytowych, są prawie równe. Z kolei w przypadku mikropaskowej linii FCL, ze względu na różną koncentrację poprzecznych pól magnetycznych rodzajów dielektrycznych w obszarze, do którego wprowadzamy ferryt (rys. 3.35(b) i rys. 3.35(d)), współczynniki tłumienia fal ferrytowych różnią się od siebie ($\alpha_1 \neq \alpha_2$). Wartość tłumienia wypadkowego α_0 jest wartością średnią pomiędzy α_1 i α_2 . Zauważmy, że wartości α_0 w linii mikropaskowej jest mniejsza niż w linii koplanarnej. Sugeruje to, że złącze FCL zrealizowane z wykorzystaniem mikropaskowej linii ze skończonym ekranem może charakteryzować się nieco niższymi stratami magnetycznymi w porównaniu ze złączem trójpaskowej linii koplanarnej.

W kolejnym etapie zbadany został wpływ strat magnetycznych na własności transmisyjne dwóch sekcji FCL zrealizowanych w oparciu o ferrytową linię koplanarną oraz

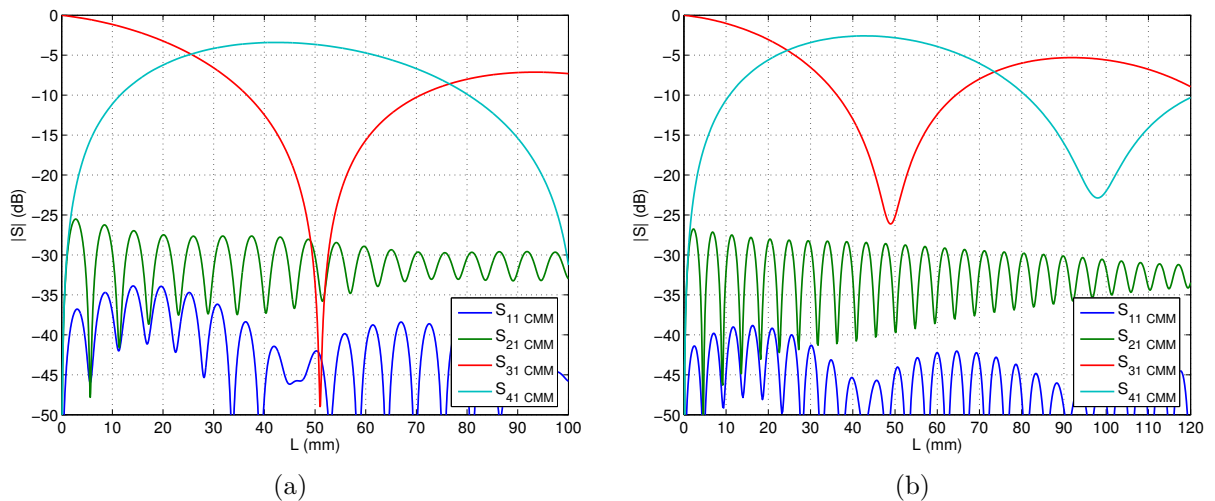
mikropaskową. Oznaczenia wrót sekcji ferrytowych przyjęto zgodnie ze schematami pokazanymi z rys. 4.13 oraz rys. 4.21. Na rys. 4.30 przedstawiono obliczone charakterystyki parametrów rozproszenia w funkcji długości tych sekcji przy pobudzeniu we wrotach 1 na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$. Dla długości sekcji FCL zapewniającej równy podział mocy, otrzymujemy poziom sygnału -4.9dB w przypadku struktury koplanarnej, zaś -4.4dB dla struktury mikropaskowej. W bezstratnym złączu FCL równy podział sygnału będzie na poziomie -3dB (rys. 4.16(b) i 4.24(b)). W związku z powyższym, straty magnetyczne wprowadzone przez złącze FCL na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$ wynoszą $A^S = -1.9\text{dB}$ dla linii koplanarnej oraz $A^S = -1.4\text{dB}$ dla linii mikropaskowej.

Straty transmisji w sekcji FCL mającej długość L można określić w oparciu o wypadkowy współczynnik tłumienia α_0 , korzystając ze wzoru

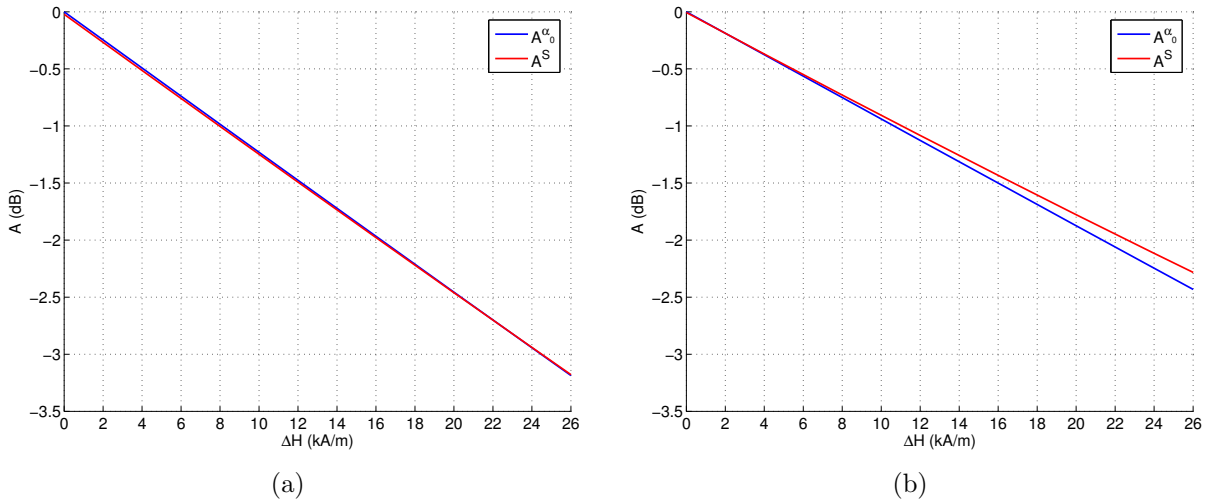
$$A^{\alpha_0} = 20\log_{10}(e^{\alpha_0 L}). \quad (4.76)$$

Na podstawie wyników pokazanych na rys. 4.30 długość sekcji L została tak określona, aby zapewnić równy podział mocy sygnału pomiędzy wrota wyjściowe 3 i 4. Długość ta dla linii koplanarnej wynosiła $L_k = 25.47\text{mm}$, zaś dla linii mikropaskowej $L_m = 24.43\text{mm}$. Charakterystyki strat transmisji w badanych złączach FCL w funkcji szerokości linii rezonansowej ΔH , obliczone na podstawie współczynników α_0 , pokazano na rys. 4.31. Obliczone charakterystyki porównane zostały z wartościami tłumienia A^S wyznaczonymi na podstawie parametrów rozproszenia sekcji FCL. Można zauważyć, że straty transmisyjne A^{α_0} obliczone na podstawie współczynnika α_0 są zbliżone do strat określonych na podstawie macierzy rozproszenia A^S dla obu badanych w typów złączy FCL.

Na rys. 4.32 pokazano częstotliwościowe charakterystyki parametrów rozproszenia

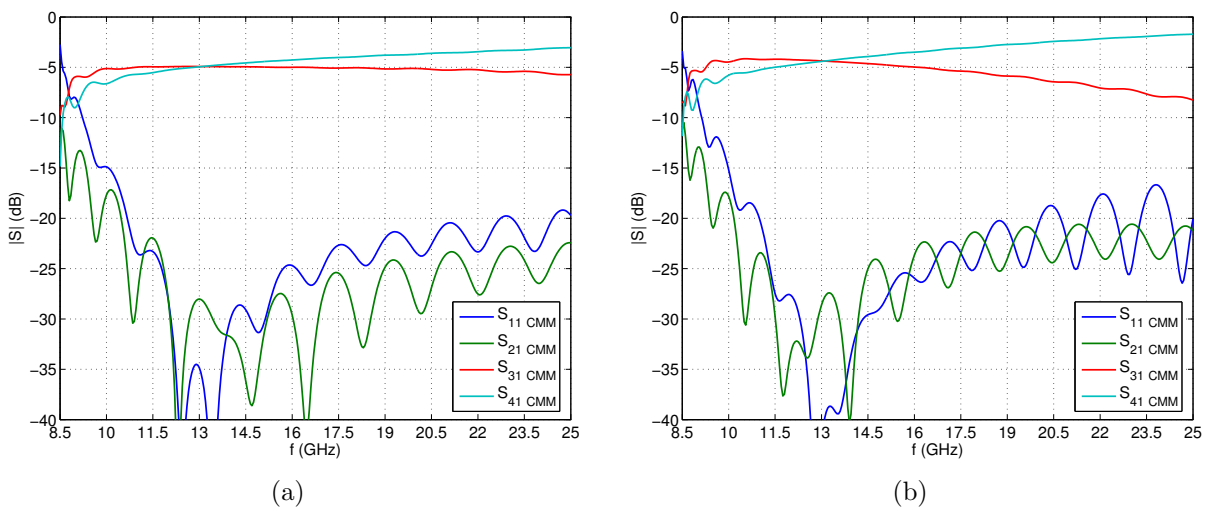


RYSUNEK 4.30: Charakterystyki rozproszenia w funkcji długości struktury przy pobudzeniu we wrotach 1 na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$ otrzymane z uwzględnieniem strat magnetycznych: (a) trójpaskowej linii koplanarnej, (b) mikropaskowej linii ze zredukowanym ekranem



RYSUNEK 4.31: Tłumienie w sekcji FCL: A^{α_0} - tłumienie wypadkowe określone na podstawie współczynników tłumienia α_0 , A^S - tłumienie określone z macierzy rozproszenia. Wartości tłumienia dla: (a) trójpaskowej linii koplarnarnej, (b) mikropaskowej linii ze zredukowanym ekranem.

analizowanych złączy FCL z uwzględnieniem strat magnetycznych ferrytu. Porównując otrzymane charakterystyki z wykresami dla bezstratnych złączy FCL pokazanymi na rys. 4.19(b) i 4.27(b), można stwierdzić, że w otoczeniu częstotliwości środkowej straty transmisji są rzędu $A^S = -1.9\text{dB}$ w linii koplarnarnej, zaś $A^S = -1.4\text{dB}$ w linii mikropaskowej.



RYSUNEK 4.32: Charakterystyki częstotliwościowe rozproszenia przy pobudzeniu we wrotach 1 otrzymane z uwzględnieniem strat magnetycznych: (a) trójpaskowej linii koplarnarnej dla długości L_k , (b) mikropaskowej linii ze zredukowanym ekranem dla długości L_m .

Podsumowując uzyskane rezultaty, można stwierdzić, że zespolone współczynniki propagacji (4.72) oraz tłumienie wypadkowe (4.75) pozwalają w łatwy sposób oszacować straty magnetyczne jakimi charakteryzować się będzie analizowane złącze FCL. Dodatkowo przeprowadzone badania wykazały, że złącze FCL zrealizowane w oparciu o sekcję mikropaskowej linii ze zredukowanym ekranem zapewnia nieco mniejsze straty magnetyczne niż sekcja linii koplarnarnej. Wynika to z faktu, iż ferrytowe rodzaje pola w mikropaskowej linii FCL mają mniejsze wartości współczynników tłumienia niż występujące w koplarnarnej linii FCL.

4.3.4.2 Bilans strat transmisji w złączu FCL

Aby oszacować całkowite straty, jakimi charakteryzują się badane złącza FCL, oprócz strat magnetycznych, obliczone zostały również straty dielektryczne oraz straty przewodzenia. W tym celu wykorzystane zostało oprogramowanie CST [54]. W tab. 4.3 i 4.4

TABELA 4.3: Współczynniki tłumienia oraz straty dielektryczne i przewodzenia w trójpaskowej linii koplarnarnej opisanej w Rozdziale 4.3.2. Parametry podłoży związane ze stratami: dla pasków przewodzących $\sigma = 5.813 \cdot 10^7 \text{S/m}$ oraz dla warstw dielektrycznych: ② - $\text{tg}(\delta_2) = 0.003$, ③ - $\text{tg}(\delta_3) = 0.0005$, ④ - $\text{tg}(\delta_4) = 0.0035$.

		straty dielektryczne		straty przewodzenia		straty łączne	
		rodzaj parzysty	rodzaj nieparzysty	rodzaj parzysty	rodzaj nieparzysty	rodzaj parzysty	rodzaj nieparzysty
$f = 8\text{GHz}$	α (1/m)	0.213	0.254	0.722	0.477	0.935	0.731
	A (dB)	-0.045	-0.054	-0.154	-0.102	-0.199	-0.156
$f = 13\text{GHz}$	α (1/m)	0.346	0.425	0.932	0.643	1.278	1.069
	A (dB)	-0.074	-0.091	-0.198	-0.137	-0.272	-0.227
$f = 18\text{GHz}$	α (1/m)	0.481	0.604	1.109	0.792	1.580	1.396
	A (dB)	-0.102	-0.129	-0.236	-0.169	-0.338	-0.297

zebrane zostały wartości współczynników tłumienia α rodzajów dielektrycznych dla obu typów badanych linii wyznaczone na trzech częstotliwościach. Współczynniki te pozwoliły na określenie wartości strat wprowadzanych przez linię o zadanej długości L . Ze wzrostem częstotliwości obserwujemy wzrost zarówno strat dielektrycznych jak i strat przewodzenia. Na podstawie uzyskanych rezultatów można stwierdzić, że na częstotliwości środkowej $f = 13\text{GHz}$ łączne straty (dielektryczne i przewodzenia) nie przekraczają -0.3dB dla trójpaskowej linii koplarnarnej oraz -0.5dB dla mikropaskowej linii ze zredukowanym ekranem. Dodatkowo poziom tych strat jest znacznie niższy od strat magnetycznych

TABELA 4.4: Współczynniki tłumienia oraz straty dielektryczne i przewodzenia w mikropaskowej linii ze skończonym ekranem opisanej w Rozdziale 4.3.3. Parametry podłoży związane ze stratami: dla pasków przewodzących $\sigma = 5.813 \cdot 10^7 \text{S/m}$ oraz dla warstw dielektrycznych: ② - $\text{tg}(\delta_2) = 0.0005$, ③ - $\text{tg}(\delta_3) = 0.0035$, ④ - $\text{tg}(\delta_4) = 0.003$.

		straty dielektryczne		straty przewodzenia		straty łączne	
		rodzaj nieparzysty	rodzaj parzysty	rodzaj nieparzysty	rodzaj parzysty	rodzaj nieparzysty	rodzaj parzysty
$f = 8\text{GHz}$	α (1/m)	0.563	0.760	1.036	0.578	1.599	1.338
	A (dB)	-0.125	-0.168	-0.230	-0.128	-0.354	-0.296
$f = 13\text{GHz}$	α (1/m)	0.915	1.243	1.335	0.752	2.250	1.995
	A (dB)	-0.203	-0.275	-0.296	-0.167	-0.498	-0.442
$f = 18\text{GHz}$	α (1/m)	1.266	1.723	1.584	0.903	2.850	2.626
	A (dB)	-0.280	-0.382	-0.351	-0.200	-0.631	-0.582

występujących w złączach FCL. W rezultacie straty magnetyczne są więc dominującym czynnikiem powodującym straty w układach FCL.

Uzyskane rezultaty pozwoliły dokonać bilansu całkowitych strat występujących w złączach FCL. W tab. 4.5 zamieszczono wartości strat wyznaczone dla obu struktur określone

TABELA 4.5: Całkowite straty występujące w złączach FCL

		straty		
		dielektryczne + przewodzenia	magnetyczne	całkowite
koplanarna linia FCL	A (dB)	-0.3	-1.9	-2.2
mikropaskowa linia FCL	A (dB)	-0.5	-1.4	-1.9

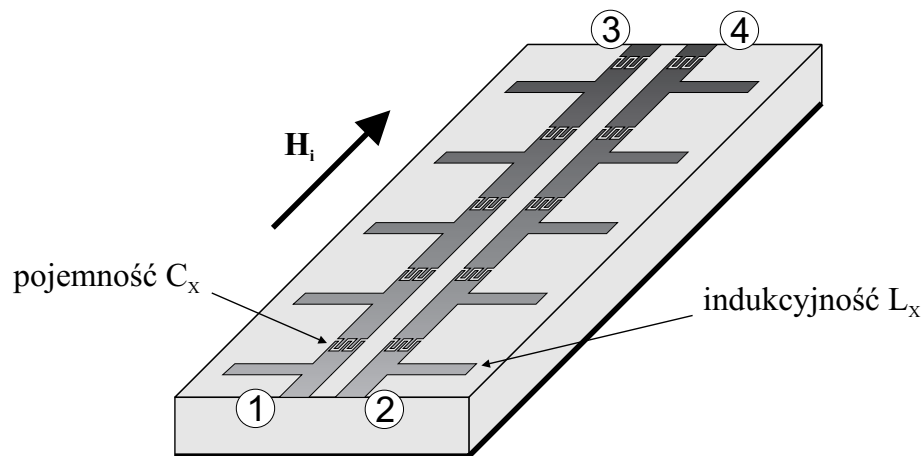
na częstotliwości środkowej pracy złącza FCL $f = 13\text{GHz}$. Jak można zauważyć całkowite straty występujące w badanych strukturach są zbliżone dla obu typów linii. Przy transmisji sygnału przez sekcję FCL obserwujemy straty na poziomie -2dB .

4.3.5 Struktury periodyczne wykorzystujące złącza FCL

Obecnie prowadzony jest szereg badań mających na celu miniaturyzację układów FCL [34,39,42,97]. W większości prace te zorientowane są na redukcję powierzchni jaką zajmuje cały układ, przy zachowaniu nie zmienionej długości złącza FCL. W pracy [42] zaproponowano zmniejszenie długości sekcji FCL poprzez dodanie układów dopasowujących na jej wejściach.

W rozprawie wykorzystano alternatywną technikę redukcji długości sekcji poprzez użycie struktur periodycznych nazywanych w literaturze LH (Left-Handed). Z uwagi na szczególne własności tego typu struktur są one ostatnio badane w aspekcie ich zastosowania w układach mikrofalowych [98–101]. Prowadzone są również prace nad zastosowaniem struktur LH do realizacji układów niewzajemnych [102–104]. W pracy [102] opisano cyrkulatory wykorzystujące linie mikropaskowe typu LH zawierające poprzecznie magnesowane podłoża ferrytowe.

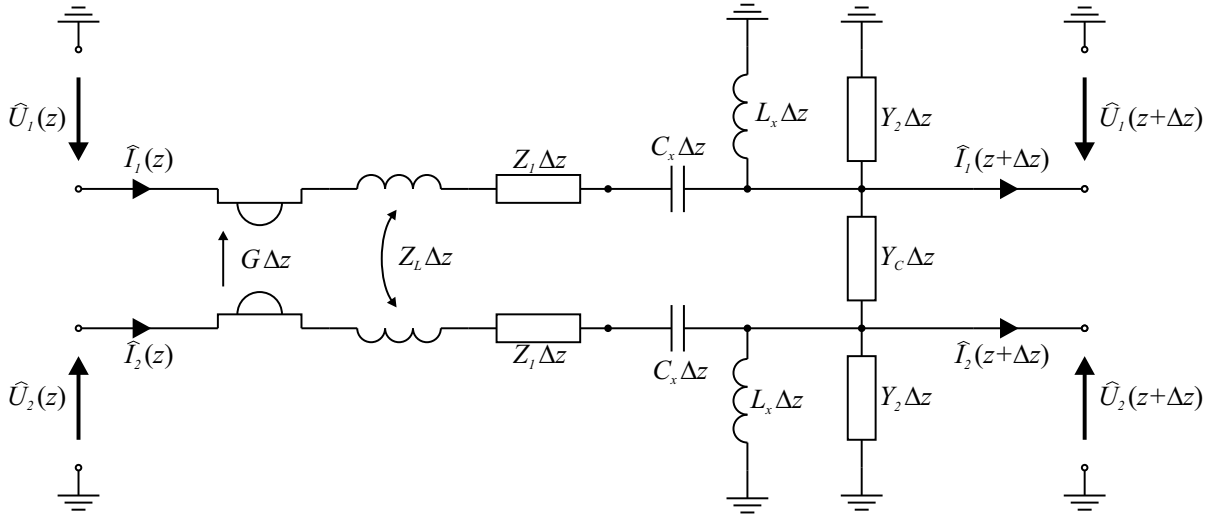
Podobną ferrytową strukturę LH realizowaną w oparciu o badane linie FCL rozpatrzono w niniejszej pracy. Linie taką nazwano w skrócie FCL-LH. Pojedyncza sekcja takiej linii złożona jest z odcinka linii FCL połączonego z szeregową pojemnością i równoległą indukcyjnością. Pojemności szeregowo wprowadza się jako elementy skupione typu SMD lub struktury międzypalczaste. Z kolei indukcyjności równoległe realizowane są w postaci zwartych lub rozwartych odcinków linii. W pokazanej na rys. 4.33 konfiguracji mikro-



RYSUNEK 4.33: Przykładowa realizacja struktury FCL-LH.

paskowej linii FCL-LH, indukcyjności są wykonane w oparciu o odcinek linii rozwartej, której długość jest z zakresu $l \in (\lambda/4, \lambda/2)$.

Analiza struktury FCL-LH może zostać przeprowadzona poprzez modyfikację modelu zastępczego linii FCL lub w oparciu o kaskadę sekcji FCL oraz odcinka linii LC. W pierwszej z metod wykorzystany jest model zastępczy badanych linii opisany w Rozdziale 4.2.1. Na rys. 4.34 pokazano modyfikację modelu obwodowego linii FCL poprzez wprowadzenie dodatkowych elementów reaktancyjnych w postaci szeregowo połączonych pojemności C_x oraz



RYSUNEK 4.34: Model obwodowy struktury LH wykorzystującej ferrytowe linie sprzężone.

równoległej indukcyjności L_x . Przyjmując oznaczenia jak na powyższym rysunku, układ równań (4.28) modyfikuje się do postaci

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial z} \hat{U}_1(z) + Z'_1 \hat{I}_1(z) + (Z_L + G) \hat{I}_2(z) &= 0, \\
 \frac{\partial}{\partial z} \hat{U}_2(z) + (Z_L - G) \hat{I}_1(z) + Z'_1 \hat{I}_2(z) &= 0, \\
 \frac{\partial}{\partial z} \hat{I}_1(z) + (Y'_2 + Y_C) \hat{U}_1(z) - Y_C \hat{U}_2(z) &= 0, \\
 \frac{\partial}{\partial z} \hat{I}_2(z) - Y_C \hat{U}_1(z) + (Y'_2 + Y_C) \hat{U}_2(z) &= 0,
 \end{aligned} \tag{4.77}$$

gdzie

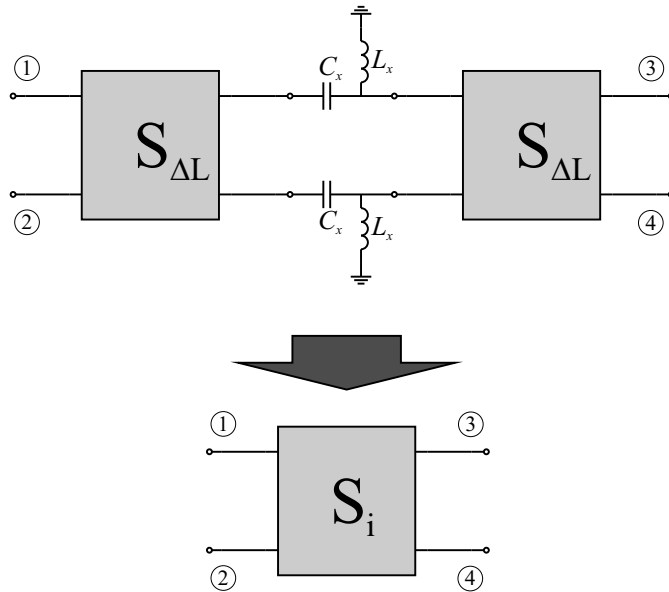
$$Z'_1 = Z_1 + Z_{C_x}, \quad Y'_2 = Y_2 + Y_{L_x} \quad \text{oraz} \quad Z_{C_x} = \frac{1}{j\omega C_x}, \quad Y_{L_x} = \frac{1}{j\omega L_x}, \tag{4.78}$$

zaś Z_1 , Z_L , Y_C , Y_2 oraz G zdefiniowane są zależnościami (4.29) oraz (4.27). W przypadku bezstratnym impedancje Z'_1 , Z_L oraz admitancje Y'_2 , Y_C są urojone, zaś impedancja żyratora G jest rzeczywista. Zakładając zmienność fal w linii ferrytowej w kierunku propagacji postaci e^{-jkz} , dochodzimy do problemu własnego. Wartości własne uzyskane z jego rozwiązania są współczynnikami propagacji fal w ferrytowych liniach FCL-LH. Wektory własne odpowiadające wartościom własnym pozwalają określić rozkłady pola w przekroju poprzecznym linii. W rezultacie postępując zgodnie z metodyką opisaną w Rozdziale 4.2.1 wyznaczyć można macierz rozproszenia linii FCL-LH.

Druga metoda określenia parametrów rozproszenia linii FCL-LH polega na wykorzystaniu macierzy rozproszenia złącza FCL o zadanej długości oraz połączeniu jej w kaskadę

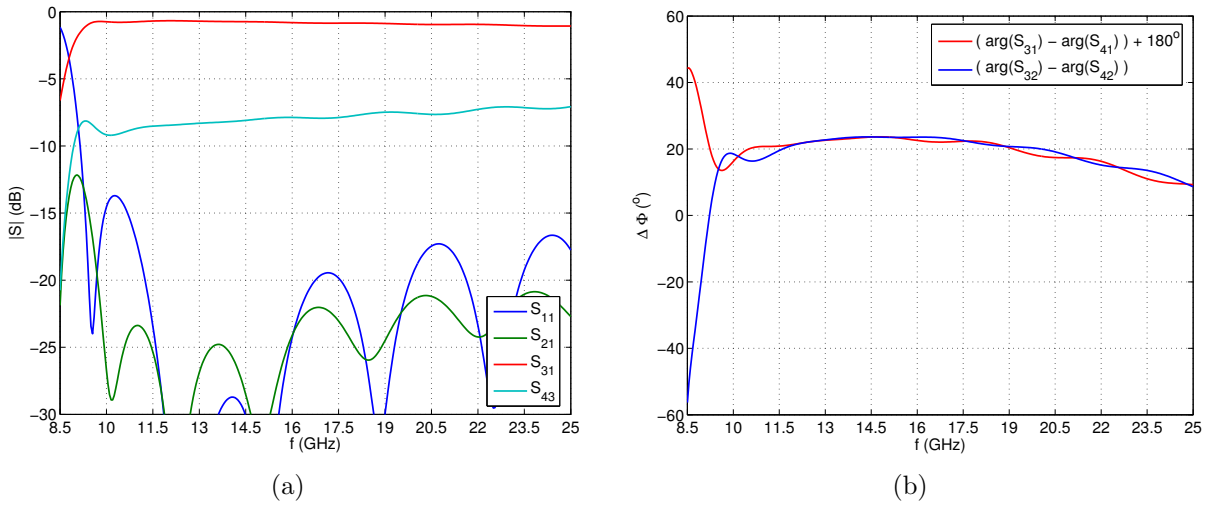
z macierzą rozproszenia sekcji LH zawierającej skupione elementy reaktancyjne. Ostatecznie macierz ta jest powielona n krotnie w celu uzyskania macierzy rozproszenia całego złącza FCL-LH o zadanej długości. Przedstawiony w pracy przykład projektu struktury FCL-LH, która zapewnia skrócenia sekcji FCL, obliczony został w oparciu o tę metodę.

Na rys. 4.35 pokazano schemat pojedynczej sekcji FCL-LH. Sekcja ta zaprojektowana



RYSUNEK 4.35: Pojedyncza sekcja FCL-LH.

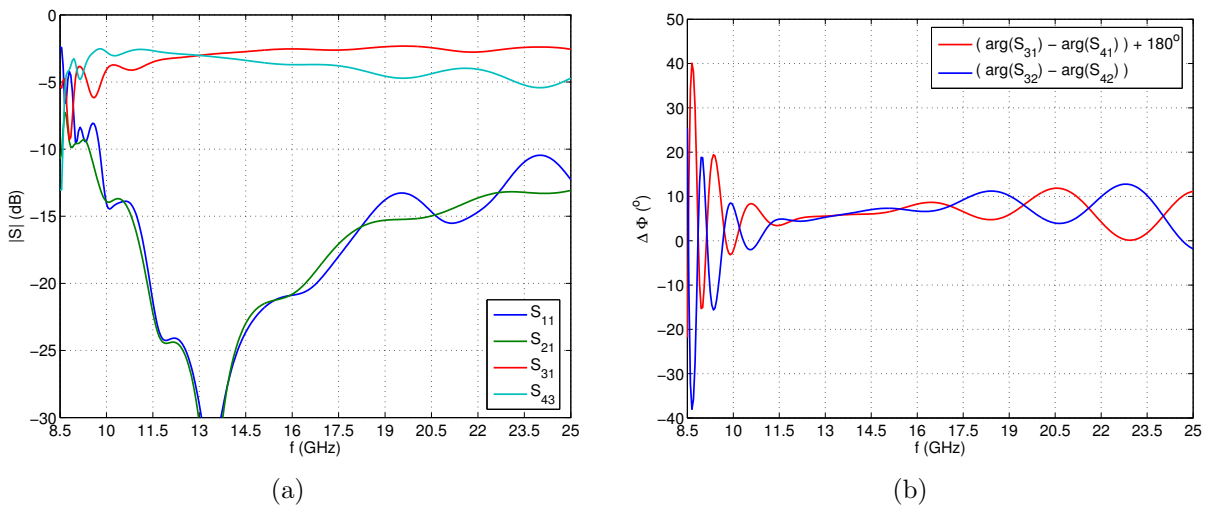
została w oparciu o trójpaskową koplanarną linię ferrytową opisaną w Rozdziale 4.3.2. W analizie wykorzystano macierz rozproszenia złącza uzyskaną z modelu CMM. Macierz $\mathbf{S}_{\Delta L}$ określona została dla odcinka linii o długości $\Delta L = 0.4\text{mm}$, więc łączna długość linii ferrytowej w pojedynczej sekcji linii FCL-LH wynosi $2\Delta L = 0.8\text{mm}$. Dodatkowo założono, że całe złącze FCL-LH zawierać będzie 16 sekcji \mathbf{S}_i . W związku z powyższym całkowita długość linii ferrytowej w badanej strukturze wynosi $L_f = 12.8\text{mm}$, co stanowi połowę długości L_{CMM} zapewniającej równy podział mocy w tradycyjnej linii FCL. Na rys. 4.36 pokazano charakterystyki amplitudowe i fazowe uzyskane dla złącza FCL o długości $L_f = 12.8\text{mm}$. Na podstawie uzyskanych wyników można stwierdzić, że na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$ transmisja do wrót 3 jest na poziomie -0.7dB a do wrót -8.3dB . Sekcja FCL tej długości nie zapewnia więc równego podziału mocy, a w rezultacie nie może być wykorzystana do realizacji cyrkulatorów FCL (nie są spełnione warunki (4.1) ani (4.2)). Następnie dobrane zostały parametry sekcji FCL-LH. Pojemność C_x , indukcyjność L_x oraz impedancja Z_0 (wykorzystana przy normalizacji macierzy rozproszenia) wyznaczone zostały na drodze optymalizacji, w której kryterium był równy podział mocy na częstotliwości $f = 13\text{GHz}$. Uzyskane charakterystyki amplitudowe i fazowe dla złącza FCL-LH o parametrach $C_x = 10\text{pF}$, $L_x = 0.92\text{nH}$ oraz $Z_0 = 50\Omega$, pokazano na rys. 4.37. Zaprojektowana sekcja przy pobudzeniu we wrótach 1 zapewnia równy podział mocy po-



RYSUNEK 4.36: Charakterystyki częstotliwościowe rozproszenia złącza FCL o długości $L_f = 12.8\text{mm}$ otrzymane w oparciu o model CMM: (a) charakterystyki amplitudowe, (b) różnica faz

między wrotami wyjściowymi 3 i 4. Dodatkowo różnica faz pomiędzy sygnałami na wyjściu wynosi $\Delta\Phi = 5^\circ \pm n180^\circ$ przy pobudzeniu we wrotach 1 i 2, gdzie n jest liczbą naturalną.

Długości ferrytu w tradycyjnym złączu FCL oraz złączu FCL-LH zostały porównane w tab. 4.6. Proponowane złącze FCL-LH zapewnia redukcję długości ferrytu o prawie o 50%. Na podstawie otrzymanych rezultatów można stwierdzić, że obliczone parametry



RYSUNEK 4.37: Charakterystyki częstotliwościowe rozproszenia dla złącza FCL-LH: (a) charakterystyki amplitudowe, (b) różnica faz

TABELA 4.6: Długość ferrytu w strukturze FCL oraz FCL-LH.

	struktura		redukcja długości
	FCL	FCL-LH	(%)
L (mm)	25.47	12.80	50.3

rozproszenia spełniają warunki (4.1) i (4.2). Złącza FCL-LH mogą zatem z powodzeniem zostać wykorzystane do projektowania układów niewzajemnych takich jak cyrkulatory czy izolatory. Realizacja proponowanej sekcji FCL-LH jest trudna technologicznie. Należy jednak zauważyć, że uzyskane wyniki wskazują na możliwość realizacji struktury FCL-LH, która jest znacznie krótsza niż konwencjonalna linia FCL. Szczególnie znacznie może mieć wykorzystanie proponowanych struktur w zakresie mikrofalowym. Dalsze prace stanowiące kontynuację badań przedstawionych w rozprawie ukierunkowane będą na fizyczną realizację struktur FCL-LH.

4.4 Wnioski

W rozdziale przedstawiono modele złączy FCL opracowane w oparciu o metodę rodzajów sprzężonych oraz dopasowania rodzajów. W rozwiązaniu zagadnienia wykorzystano parametry falowe i rozkłady podstawowych rodzajów pola w liniach dielektrycznych i ferrytowych uzyskane z metody spektralnej. Wyniki te porównano z rezultatami obliczonymi metodą rodzajów sprzężonych (CMM). Występujące w pobliżu częstotliwości odcięcia fal ferrytowych rozbieżności współczynników propagacji są rezultatem zastosowania przybliżenia dwurodzajowego w metodzie CMM. Opracowane zostały modele sekcji FCL zrealizowanej w oparciu o konfigurację linii koplanarnej i mikropaskowej. Uzyskano dobrą zgodność pomiędzy charakterystykami rozproszenia obliczonymi na podstawie modeli CMM oraz MM dla obu typów badanych sekcji FCL. Przeprowadzone badania charakterystyk rozproszenia potwierdziły spełnienie w badanych złączach warunków (4.1) i (4.2), które umożliwią ich zastosowanie do realizacji układów niewzajemnych.

W oparciu o modyfikację modelu CMM przeprowadzona została analiza strat magnetycznych występujących w złączach FCL. Uzyskane rezultaty zostały porównane ze stratami dielektrycznymi oraz przewodzenia obliczonymi przy pomocy programu CST. Na podstawie bilansu całkowitych strat w sekcji FCL zauważono, że straty magnetyczne w badanych strukturach są głównym czynnikiem powodującym tłumienie transmisji w układach typu FCL.

W dalszej części zaproponowano zmniejszenie rozmiarów konwencjonalnych sekcji FCL w oparciu o struktury periodyczne LH. Przedstawione zostały wyniki symulacji sekcji ferrytowej FCL-LH, którą można zastosować do realizacji układów niewzajemnych. Długość proponowanej sekcji jest prawie dwukrotnie mniejsza od konwencjonalnego złącza FCL. Z uwagi na fakt, iż głównym czynnikiem powodującym straty transmisji w układach FCL są straty magnetyczne, uzyskane zmniejszenie długości sekcji FCL może przyczynić się do obniżenia poziomu strat zintegrowanych układów niewzajemnych.

5

Modelowanie układów niewzajemnych zawierających złącza FCL

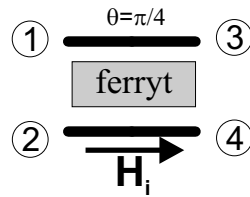
Przedstawione w Rozdziale 4 wyniki badań koplanarnych i mikropaskowych złączy FCL wskazały na możliwość ich zastosowania do realizacji elementów niewzajemnych [16]. Wyniki symulacji wskazują, że w takich sekcjach FCL spełnione są warunki (4.1) i (4.2), które są niezbędne dla ich zastosowania w układach niewzajemnych. Warunki te dotyczą występowania równego podziału sygnału między wrota wyjściowe w sekcji FCL przy jej pobudzeniu w jednych z wrót wejściowych. Jednocześnie sygnały wyjściowe powinny być zgodne lub przeciwne w fazie. W pierwszej części rozdziału omówiona zostanie krótko zasada działania wybranych układów niewzajemnych zawierających idealną sekcję FCL. Następnie przedstawione zostaną charakterystyki rozproszenia cyrkulatorów i izolatorów zaprojektowanych w oparciu o badane i opisane w Rozdziale 4 złącza FCL. W dalszej części omówione zostaną zrealizowane układy niewzajemne oraz rezultaty ich badań eksperymentalnych, które pozwoliły na weryfikację wyników teoretycznych.

5.1 Opis i zasada działania wybranych układów niewzajemnych

Schemat idealnej czterowrotowej sekcji FCL zapewniającej rotację fali elektromagnetycznej o kąt $\theta = \pi/4$ pokazano na rys. 5.1. Macierz rozproszenia takiej sekcji [16] przyjmuje postać

$$\mathbf{S}^{FCL} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.1)$$

Czterowrotnik ten wykazuje efekty niewzajemne definiowane tylko przez różnicę fazy 180° w transmisji sygnału między naprzemianległymi wrotami 1 i 4 oraz 2 i 3 tj. $S_{41} = -S_{14}$ oraz $S_{23} = -S_{32}$. Zauważmy również, że transmisja między wrotami przeciwległymi 1 i 3 oraz 2 i 4 jest wzajemna tj. $S_{31} = S_{13}$ oraz $S_{42} = S_{24}$. Z uwagi na występowanie wskazanego wyżej niewzajemnego przesunięcia fazy w sekcji FCL wnioskujemy, że w układzie tym występuje żyrotator. Jak pokazano w pracy [38], układ żyrotatora pomiędzy sąsiadującymi



RYSUNEK 5.1: Schemat czterowrotowego złącza FCL.

wrotami 1 i 2 sekcji FCL, uzyskać można poprzez wprowadzenie zwarcia lub rozwarcia we wrotach przeciwległych. Jeżeli wrota 3 i 4 będą zwarte to powstanie układ źyratora, którego zasadę opisuje macierz rozproszenia w postaci

$$\mathbf{S}_{zw}^{12} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.2)$$

Natomiast wprowadzając we wrotach wyjściowych 3 i 4 obciążenia w postaci rozwarcia obserwujemy odwrotne działanie układu. Otrzymany źyrator opisany jest macierzą rozproszenia w postaci

$$\mathbf{S}_{roz}^{12} = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.3)$$

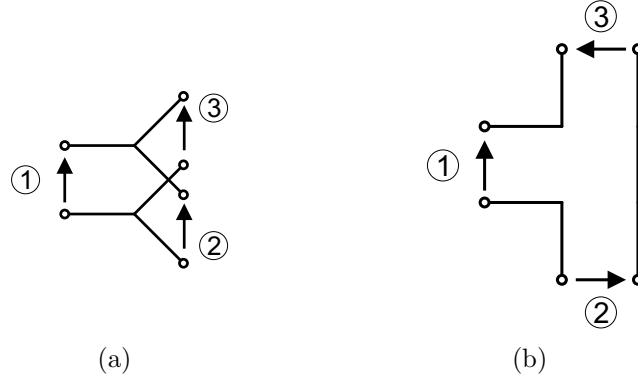
Podobny efekt uzyskujemy przy zmianie pola magnesującego na przeciwny. Należy zauważyć, że zwarcie lub rozwarcie pary wrót sąsiadujących, przykładowo 3 i 4, powoduje powrotne pobudzenie sekcji rodzajem parzystym lub nieparzystym. Efekt ten wiąże się z realizacją układów niewzajemnych wykorzystujących połączenie sekcji FCL z układami zapewniającymi jej parzyste lub nieparzyste pobudzenie [17]. Na rys. 5.2 pokazano przy-

RYSUNEK 5.2: Schemat ogólny: (a) rozgałęzienia T , (b) rozgałęzienia magicznego- T .

kładowe konfiguracje układów, w oparciu o które zrealizować można wymagane pobudzenie sekcji FCL. Pierwszy z nich to rozgałęzienie typu T będące układem trójwrotowym. Układ ten może być zrealizowany jako równoległe rozgałęzienie T^e lub szeregowe rozgałęzienie T^o , których schematy obwodowe pokazano na rys. 5.3. Macierze rozproszenia idealnych rozgałęzień T^e i T^o przyjmują postać

$$\mathbf{S}^{T^e} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \mathbf{S}^{T^o} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix}. \quad (5.4)$$

Przy pobudzeniu rozgałęzienia T^e we wrotach 1, na wyjściu we wrotach 2 i 3 otrzymamy sygnały o równej amplitudzie i zgodne w fazie. Z kolei pobudzenie rozgałęzienia T^o we



RYSUNEK 5.3: Schemat obwodowy: (a) równoległego rozgałęzienia T^e , (b) szeregowego rozgałęzienia T^o .

wrotach 1 spowoduje, że we wrotach wyjściowych 2 oraz 3 pojawią się sygnały o równej amplitudzie, lecz przeciwnej fazie. Sygnały we wrotach wyjściowych określają więc indeksy rozgałęzień e - (z ang. *even* - parzyste) oraz o - (z ang. *odd* - nieparzyste).

Innym układem, w oparciu o który można zrealizować wymagane pobudzenie sekcji FCL jest rozgałęzienie zwane magiczne-T schematycznie pokazane na rys. 5.2(b). Układ taki powstaje poprzez połączenie rozgałęzienia typu T^e oraz T^o . Zasadę działania tego rozgałęzienia opisuje następująca macierz rozproszenia [92]

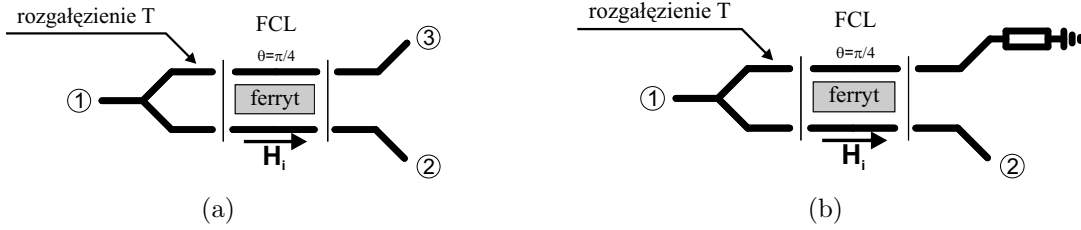
$$\mathbf{S}^{mT} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.5)$$

Na podstawie powyższych parametrów rozproszenia można stwierdzić, iż pobudzenie we wrotach 1 powoduje, że we wrotach 3 i 4 powstaną sygnały o równej amplitudzie i zgodne w fazie. Z kolei, jeżeli sygnał wejściowy pojawi się we wrotach 2, to w rezultacie we wrotach wyjściowych uzyskamy sygnały o równej amplitudzie, lecz przeciwnej fazie. W oparciu o ten układ można więc zrealizować zarówno parzyste jak i nieparzyste pobudzenie sekcji FCL.

5.1.1 Układy niewzajemne realizowane w oparciu o sekcję FCL

Jednym z podstawowych układów niewzajemnych budowanych w oparciu o sekcję FCL jest cyrkulator trójwrotowy [16] pokazany na rys. 5.4(a). Układ taki składa się z kaskadowego połączenia rozgałęzienia T^e lub T^o z czterowrotową sekcją FCL. Macierze rozproszenia cyrkulatorów złożonych z takich idealnych elementów są postaci

$$\mathbf{S}^{T^e+FCL} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \mathbf{S}^{T^o+FCL} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.6)$$



RYSUNEK 5.4: Schematy układów niewzajemnych wykorzystujących jedną sekcję FCL (a) cyrkulator trójwrotowy, (b) izolator pojedynczy.

Zauważmy, że kierunek cyrkulacji w układzie cyrkulatora zależy od wyboru rozgałęzienia. Pobudzenie cyrkulatora zawierającego rozgałęzienie T^e we wrotach 1 powoduje transmisję sygnału do wrót 3. Przy pobudzeniu we wrotach 3 sygnał wyjściowy uzyskany we wrotach 2. Jeśli zaś pobudzone zostaną wrota 2, sygnał wyjściowy pojawi się we wrotach 1. Układ ten zapewnia więc transmisję kolejno pomiędzy wrotami $1 \Rightarrow 3 \Rightarrow 2 \Rightarrow 1$. Kierunek cyrkulacji będzie odwrotny, gdy sekcję FCL połączymy z rozgałęzieniem T^o . Dodatkowo zmianę kierunku cyrkulacji można uzyskać, jeżeli zmieniony zostanie na przeciwny kierunek pola magnesującego. W tym przypadku zmiana ta spowodowana jest odwrotną rotacją fali w sekcji FCL.

Opisany cyrkulator może zostać wykorzystany do realizacji układu izolatora, który został przedstawiony schematycznie na rys. 5.4(b). Układ ten powstaje poprzez wprowadzenie obciążenia dopasowanego w jednych wrotach cyrkulatora. Macierze rozproszenia idealnych izolatorów zawierających rozgałęzienia T^e lub T^o są postaci

$$\mathbf{S}^{T^e+FCL+dop} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \mathbf{S}^{T^o+FCL+dop} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

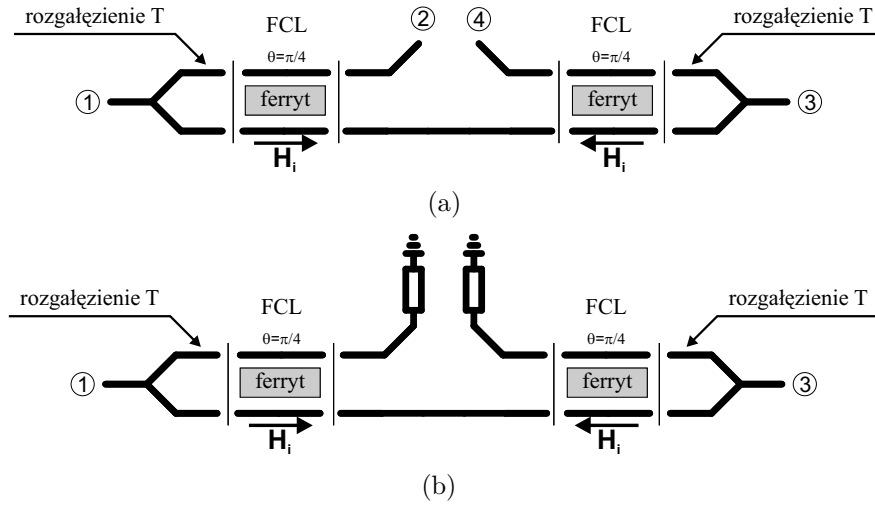
i uzyskujemy je bezpośrednio z macierzy rozproszenia cyrkulatorów przez obciążenie wrót 3 dopasowanym obciążeniem. Pobudzenie więc układu zawierającego rozgałęzienie T^e sygnałem we wrotach 1 powoduje, że cały sygnał wytraci się w dopasowanym obciążeniu. Z kolei przy pobudzeniu we wrotach 2 uzyskamy całkowitą transmisję sygnału do wrót 1.

Innym zastosowaniem badanych złączy FCL są układy cyrkulatorów czterowrotowych. W ogólności cyrkulator taki składa się z połączenia dwóch cyrkulatorów trójwrotowych. Został on schematycznie pokazany na rys. 5.5(a).

Macierze rozproszenia dla idealnych cyrkulatorów czterowrotowych [16] zaprojektowanych w oparciu o cyrkulatory FCL z rozgałęzieniami T^e lub T^o mają postać

$$\mathbf{S}^{cyrk.4(T^e)} = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \mathbf{S}^{cyrk.4(T^o)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.8)$$

W układzie zawierającym rozgałęzienie T^e obserwujemy efekt cyrkulacji kolejno między wrotami $1 \Rightarrow 3 \Rightarrow 4 \Rightarrow 2 \Rightarrow 1$. Odwrotna cyrkulacja występuje w układzie zaprojektowanym w oparciu o trójwrotowe cyrkulatory FCL z rozgałęzieniem T^o .



RYSUNEK 5.5: Schemat układów niewzajemnych wykorzystujących dwie sekcje FCL (a) cyrkulator czterowrotowy, (b) izolator podwójny.

Opisany układ cyrkulatora czterowrotowego można zmodyfikować do układu izolatora [16] pokazanego na rys. 5.5(b). Wprowadzenie obciążenia dopasowanego we wrotach 2 i 4, prowadzi do układu izolatora. Z uwagi na fakt, że jego struktura złożona jest z dwóch sekcji FCL nazywany będzie izolatorem podwójnym. Macierz rozproszenia charakteryzująca taki idealny izolator zrealizowany w oparciu o cyrkulatory FCL ze złączem T^e oraz T^o określona jest w postaci

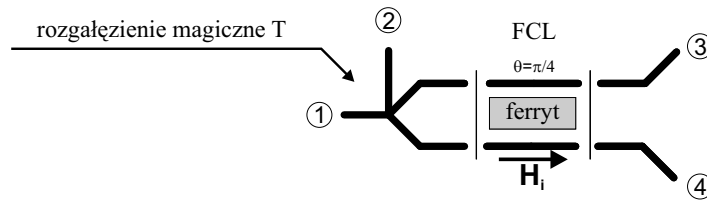
$$\mathbf{S}^{izol. podw. (T^e)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \mathbf{S}^{izol. podw. (T^o)} = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.9)$$

Zasada działania idealnego układu izolatora podwójnego jest bardzo podobna do wcześniej już opisanego izolatora pojedynczego (zawierającego jedną sekcją FCL). Szczególne zalety układ ten posiada jednak w przypadku nieidealnych złączy FCL. Możliwe jest bowiem znaczne zwiększenie poziomu izolacji pomiędzy wrotami 1 i 2 względem układu izolatora pojedynczego [34, 35].

Inną metodą realizacji cyrkulatora czterowrotowego jest wykorzystanie rozgałęzienia magicznego-T [105] pokazanego na rys. 5.5. Schemat takiego układu cyrkulatora przedstawiono na rys. 5.6. Zasadę działania takiego układu opisuje macierz rozproszenia w postaci

$$\mathbf{S}^{cyrk. 4 (mT)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.10)$$

Efekt cyrkulacji sygnału w układzie obserwujemy kolejno między wrotami $1 \Rightarrow 3 \Rightarrow 2 \Rightarrow 4 \Rightarrow 1$. Zaletą tego układu w porównaniu do opisanych wyżej cyrkulatorów czterowrotowych (patrz rys. 5.5(a)) jest fakt, iż wykorzystuje on tylko jedną sekcję FCL. W rezultacie układ ten charakteryzować się może niższym poziomem strat. Jednak w przypadku



RYSUNEK 5.6: Schemat cyrkulatora czterowrotowego wykorzystującego jedną sekcję FCL oraz rozgałęzienie magiczne T.

układów zintegrowanych realizacja tego cyrkulatora wymaga zaprojektowania złożonego technologicznie rozgałęzienia magicznego-T.

Opisane wyżej układy niewzajemne wykonywane były w różnych technologiach. W literaturze opisane są realizacje układów FCL dla zakresu fal milimetrowych w technice linii typu "image" [14] oraz typu "fin" [13]. Z kolei dla pasma mikrofalowego układy FCL realizowane są na liniach mikropaskowych [34–44, 46, 48–50] oraz koplanarnych [33, 47, 106].

5.2 Badania numeryczne wybranych układów niewzajemnych

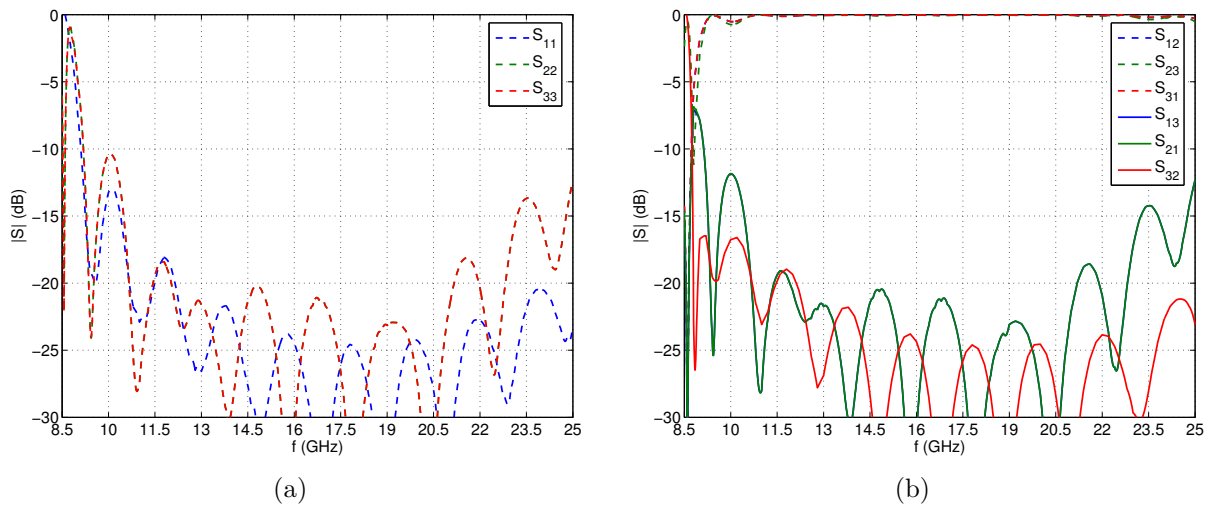
Poniżej przedstawione zostaną wyniki badań numerycznych układów niewzajemnych zrealizowanych w oparciu o koplanarną i mikropaskową sekcję FCL, których własności badano w Rozdziałach 4.3.2 i 4.3.3. W badaniach do określenia macierzy rozproszenia sekcji FCL wykorzystano dokładniejszy z opracowanych modeli czyli model MM. W pierwszym kroku modelowane układy niewzajemne projektowane były jako połączenie danej sekcji FCL z idealnym rozgałęzieniem T. W oparciu o każdy typ sekcji zaprojektowane zostały cyrkulatory trój- oraz czterowrotowy. W dalszej części zbadana została również możliwość zastosowania sekcji FCL-LH do zaprojektowania układów niewzajemnych. W tym celu wykorzystane zostały rezultaty badań sekcji FCL-LH opisane w Rozdziale 4.3.5.

5.2.1 Układy niewzajemne wykorzystujące sekcję trójpaskowej linii koplanarnej

Przedstawione w Rozdziale 4.3.2 wyniki symulacji bezstratnego złącza FCL zrealizowanego w oparciu o trójpaskową linię koplanarną wykorzystano do określenia charakterystyk rozproszenia układu cyrkulatora trój- i czterowrotowego oraz izolatora podwójnego.

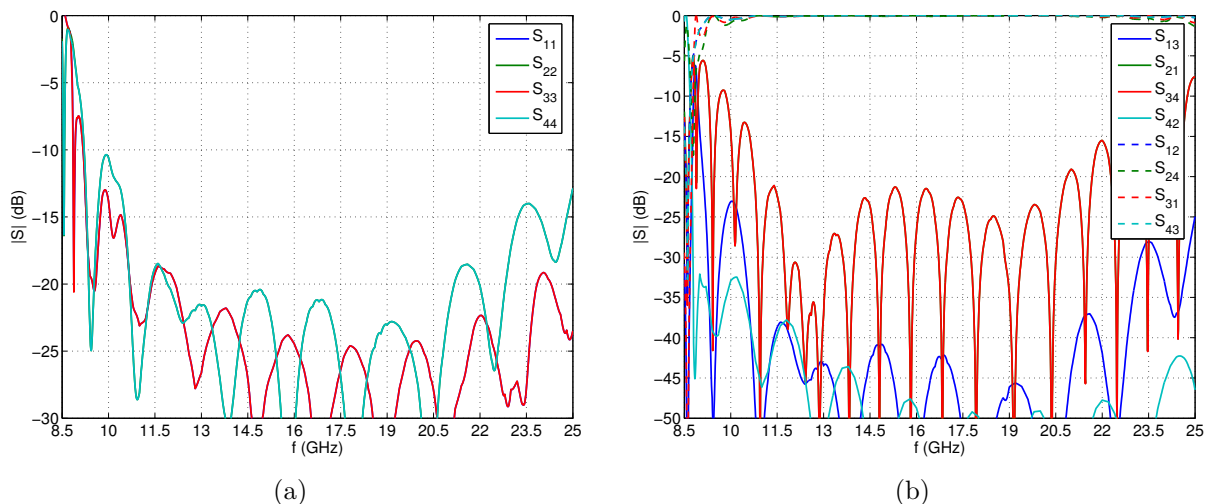
Na rys. 5.7 przedstawiono częstotliwościowe charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora trójwrotowego zrealizowanego według schematu z rys. 5.4(a). Potwierdzają one wystąpienie efektu cyrkulacji sygnału pomiędzy wrotami układu. Zaprojektowany cyrkulator zapewnia izolację pomiędzy wrotami oraz dopasowanie lepsze niż -20dB w szerokim zakresie częstotliwości od 10.5 do 21GHz.

W następnym kroku rezultaty uzyskane dla cyrkulatora trójwrotowego wykorzystano do zaprojektowania układu cyrkulatora czterowrotowego, którego schemat pokazano



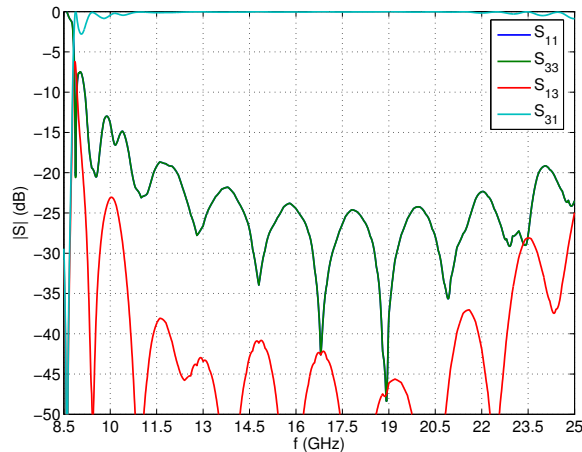
RYSUNEK 5.7: Charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora trójwrotowego zrealizowanego w oparciu o sekcję trójpaskowej linii koplarnarnej: (a) charakterystyki współczynników odbicia, (b) charakterystyki transmisji i izolacji.

na rys. 5.5(a). Obliczone charakterystyki parametrów rozproszenia tego układu pokazano na rys. 5.8. W badanym układzie sygnał cyrkuluje pomiędzy wrotami według kolejności $1 \Rightarrow 3 \Rightarrow 4 \Rightarrow 2 \Rightarrow 1$. Pasma pracy układu określone przez współczynniki odbicia oraz izolacji lepsze niż -20 dB, zawiera się w zakresie od 10.5 do 21 GHz i jest takie same jak pasmo układu cyrkulatora trójwrotowego (patrz rys. 5.7). Obserwujemy więc szerokopasmową pracę obu modelowanych układów. Z uwagi na zasadę działania układu cyрку-



RYSUNEK 5.8: Charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora czterowrotowego zrealizowanego w oparciu o sekcję trójpaskowej linii koplarnarnej: (a) charakterystyki współczynników odbicia, (b) charakterystyki transmisji i izolacji.

latora czterowrotowego posiada on różny poziom izolacji pomiędzy kolejnymi wrotami. Wprowadzenie więc do dwóch wrót układu (2 i 4) dopasowanego obciążenia prowadzi do układu izolatora podwójnego. Układ ten charakteryzuje się znacznie lepszą izolacją niż pojedynczy izolator realizowany przez obciążenie jednych wrót cyrkulatora trójwrotowego. Charakterystyki rozproszenia izolatora podwójnego przedstawiono na rys. 5.9. Izolator podwójny zapewnia izolację na poziomie -40dB szerokim paśmie pracy do 10.5 do 21GHz. Wartość ta jest prawie dwukrotnie większa niż uzyskiwana w izolatorze pojedynczym.

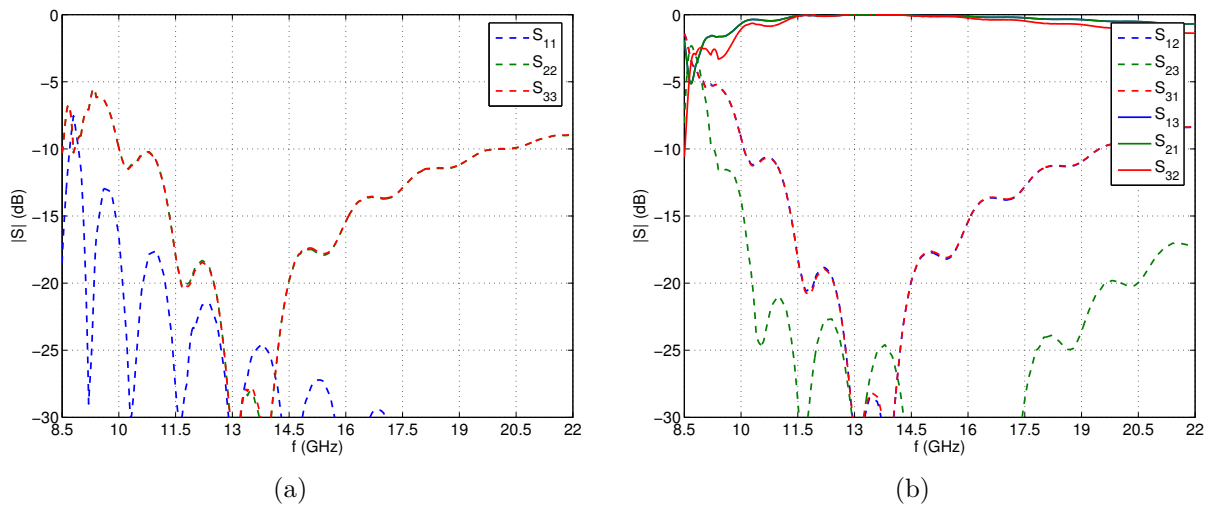


RYSUNEK 5.9: Charakterystyki parametrów rozproszenia izolatora podwójnego zrealizowanego w oparciu o sekcję trójpaskowej linii koplarniej.

5.2.2 Układy niewzajemne wykorzystujące sekcję linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem

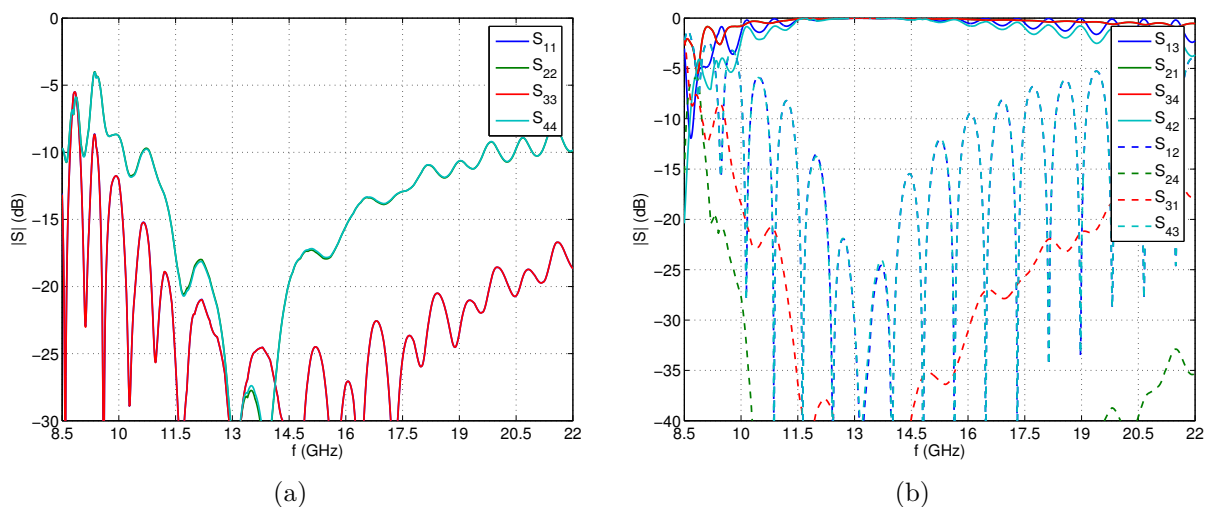
W oparciu o przedstawione w Rozdziale 4.3.3 wyniki modelowania charakterystyk rozproszenia mikropaskowej sekcji FCL zaprojektowane zostały układy niewzajemne. Jako pierwszy badany był cyrkulator trójwrotowy złożony z idealnego rozgałęzienia T^e oraz mikropaskowego złącza FCL. Obliczone charakterystyki rozproszenia układu uzyskane tego cyrkulatora pokazano na rys. 5.10. Zauważmy, że zaprojektowany cyrkulator pracuje w paśmie od 11.5 do 14.5GHz, w którym współczynniki odbicia oraz izolacji są lepsze niż -20dB . Dodatkowo należy zaznaczyć, że układ charakteryzuje się znacznie lepszym dopasowaniem we wrotach 1 niż we wrotach 2 i 3. Modelowany cyrkulator pracuje więc w węższym paśmie niż taki układ zrealizowany w oparciu o koplarną sekcję FCL.

Zgodnie ze schematem pokazanym na rys. 5.5(a) dwa układy badanego cyrkulatora połączono następnie w kaskadę, aby uzyskać cyrkulator czterowrotowy. Na rys. 5.11 przedstawiono obliczone charakterystyki parametrów rozproszenia tego układu. Na podstawie uzyskanych wyników można stwierdzić, że sygnał cyркуluje pomiędzy wrotami układu zgodnie z kolejnością $1 \Rightarrow 3 \Rightarrow 4 \Rightarrow 2 \Rightarrow 1$. Układ ten charakteryzuje się podobnym pasmem pracy, jak cyrkulator trójwrotowy. Interesującym wydaje się wykorzystanie badanego układu jako izolatora podwójnego. Na rys. 5.12 pokazano charakterystyki paramet-

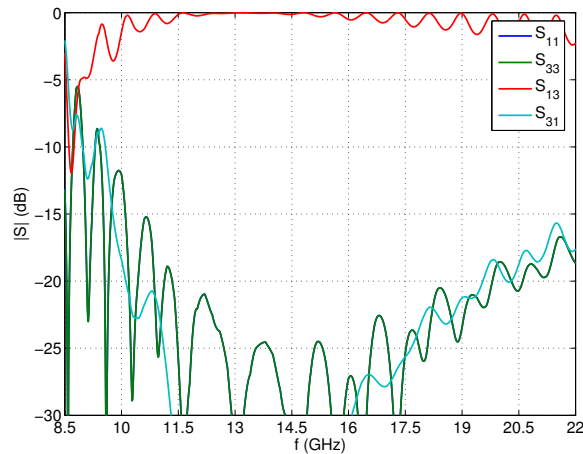


RYSUNEK 5.10: Charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora trójwrotowego zrealizowanego w oparciu o sekcję linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem: (a) charakterystyki współczynników odbicia, (b) charakterystyki transmisji i izolacji.

trów rozproszenia układu, powstałego przez wprowadzenie obciążenia dopasowanego we wrotach 2 i 4 cyrkulatora czterowrotowego, zgodnie ze schematem z rys. 5.5(b). Badany układ zapewnia pasmo pracy od 10.5 do 20GHz przy dopasowaniu i izolacji lepszych niż -20 dB. Porównując wyniki symulacji pokazane na rys. 5.10 i 5.12 można zaobserwować, że pasmo pracy izolatora podwójnego jest znacznie szersze w porównaniu z pasmem uzyskanym dla izolatora zawierającego tylko jedną sekcję FCL, który pracuje w zakresie 11.5 do 14.5GHz.



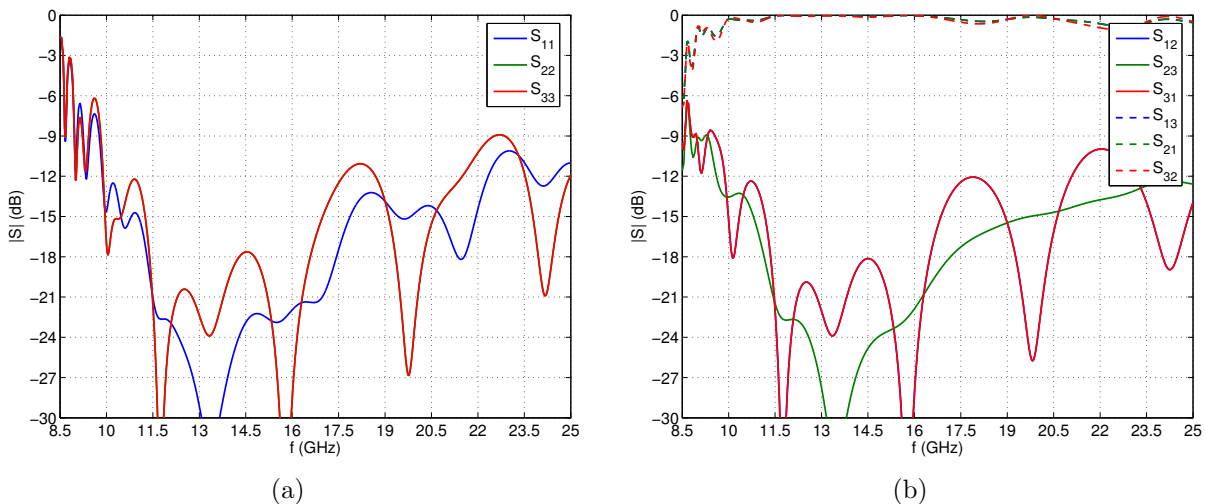
RYSUNEK 5.11: Charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora czterowrotowego zrealizowanego w oparciu o sekcję linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem: (a) charakterystyki współczynników odbicia, (b) charakterystyki transmisji i izolacji.



RYSUNEK 5.12: Charakterystyki parametrów rozproszenia izolatora podwójnego zrealizowanego w oparciu o sekcję linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem.

5.2.3 Cyrkulator FCL-LH

Wykorzystanie struktur periodycznych (LH) w celu zmniejszenia sekcji ferrytowej FCL opisano w Rozdziale 4.3.5. W badaniach wykorzystana została koplanarna sekcja FCL. Przedstawione rezultaty wskazują, że możliwe jest zaprojektowanie układów niewzajemnych w oparciu o sekcję FCL-LH. Charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora powstałego przez kaskadowe połączenie idealnego rozgałęzienia T^e oraz modelowanego złącza FCL-LH pokazano na rys. 5.13. W układzie zachodzi cyrkulacja sygnału odpo-



RYSUNEK 5.13: Charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora trójwrotowego zrealizowanego w oparciu o sekcję FCL-LH: (a) charakterystyki współczynników odbicia, (b) charakterystyki transmisji i izolacji.

wiednio z wrót $1 \Rightarrow 2 \Rightarrow 3 \Rightarrow 1$. Zaprojektowany cyrkulator zapewnia pasmo pracy od 11.5 do 16.5GHz przy dopasowaniu i izolacji na poziomie -20dB . Porównując charakterystyki rozproszenia pokazane na rys. 5.7 i 5.13 można stwierdzić, że modelowany układ cyrkulatora FCL-LH posiada węższe pasmo pracy niż układ zrealizowany w oparciu o konwencjonalną sekcję FCL.

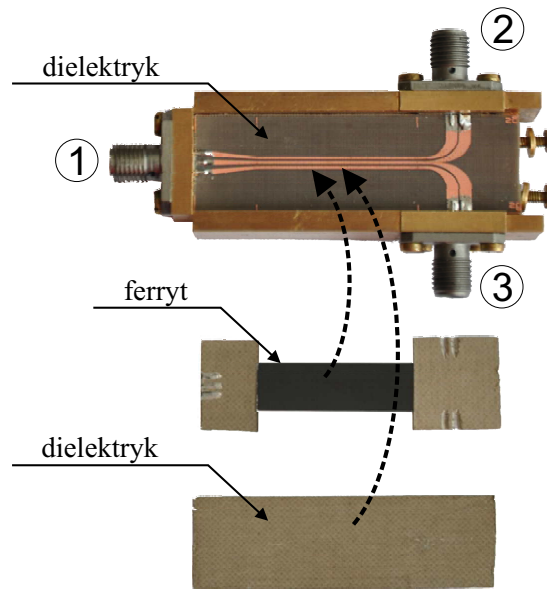
Długość sekcji ferrytowej FCL-LH wykorzystanej w projekcie cyrkulatora wynosiła $L_{FCL-LH} = 12.8\text{mm}$, podczas gdy konwencjonalna sekcja FCL zrealizowana w oparciu o taką samą koplanarną linię ferrytową ma długość $L_{FCL} = 25.47\text{mm}$. Uzyskano zatem niemalże dwukrotne zmniejszenie sekcji ferrytowej. Otrzymane charakterystyki rozproszenia cyrkulatora trójwrotowego pokazane na rys. 5.13 wskazują, że w oparciu o struktury FCL-LH możliwa jest realizacja układów niewzajemnych FCL o zmniejszonych wymiarach. Jednocześnie zmniejszenie długości kształtek ferrytowych stosowanych w sekcjach FCL-LH pozwoli na obniżenie strat transmisji w takich układach.

5.3 Badania eksperymentalne wybranych układów niewzajemnych

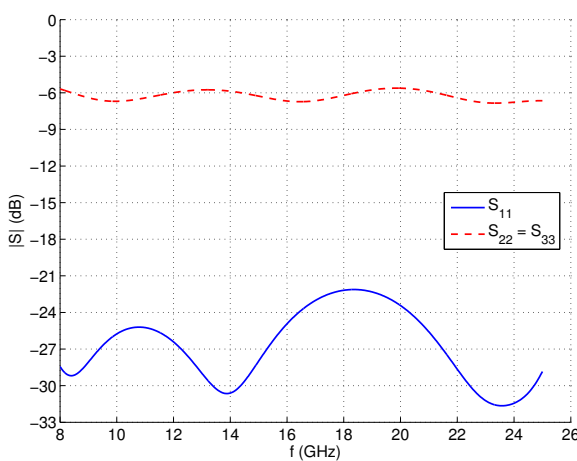
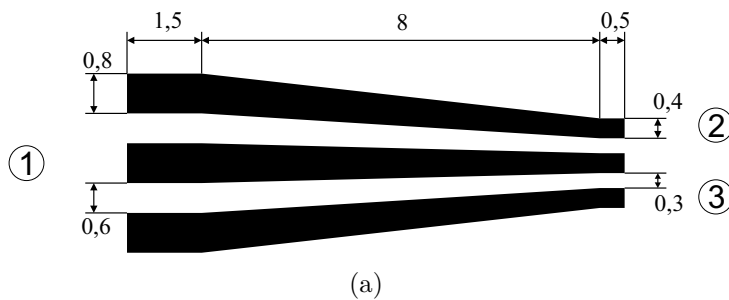
W rozdziale przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych wybranych układów niewzajemnych, które pozwoliły na weryfikację opracowanych modeli matematycznych. W pierwszej części opisano układy zrealizowane w oparciu o trójpaskową linię koplanarną. W dalszej części przedstawiono układy projektowane w oparciu o mikropaskową sekcję FCL. We wszystkich zrealizowanych układach założono, że impedancja linii wejściowych ma być dopasowana do złącza mikrofalowego o impedancji 50Ω . W układach wykorzystano złącza SMA firmy *RADIALL R125.462.001W* pracujące w paśmie od 0 do 18GHz. W celu minimalizacji odbić pomiędzy sekcjami dielektrycznymi a ferrytową, w sekcjach dielektrycznych wprowadzono nakładki z dielektryka o przenikalności elektrycznej $\epsilon_r = 10.2$. Pole magnesujące warstwy ferrytowe do poziomu nasycenia realizowane było za pomocą cewek lub układu magnesów stałych. Pomiarów zrealizowanych układów wykonano przy pomocy analizatora wektorowego *37269A* firmy *Wiltron* z kalibracją dwuwrotową.

5.3.1 Układy wykorzystujące sekcję trójpaskowej linii koplanarnej

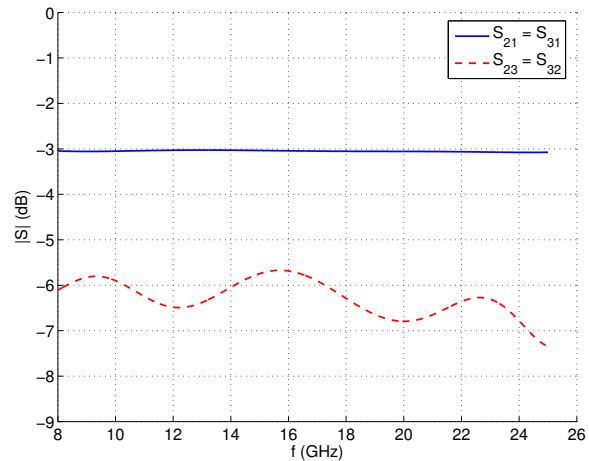
Pierwszym badanym układem jest cyrkulator trójwrotowy. Fotografie zrealizowanego układu przedstawiono na rys. 5.14, gdzie zaznaczone zostały kolejne warstwy tworzące strukturę. Zgodnie z konfiguracją koplanarnej sekcji FCL pokazaną na rys. 4.13 paski przewodzące wytrawione zostały na dolnej warstwie podłoża dielektrycznego. Na tej warstwie umieszczone zostały nakładki dielektryczne i płytki ferrytowe. Długość sekcji FCL określona w oparciu o model MM wynosiła $L_{MM} = 24.78\text{mm}$. W realizacji fizycznej wykorzystana została płytki ferrytowa o zbliżonej długości $L = 24.8\text{mm}$. Całość została przykryta kolejną warstwą dielektryczną. Na wyjściu sekcji FCL linia trójpaskowa podzielona została na dwie symetryczne linie dwupaskowe reprezentujące wrota 2 i 3. Parzyste pobudzenie złącza FCL następuje poprzez rozgałęzienie T^e , które zrealizowano w postaci niejednorodnej sekcji linii trójpaskowej pokazanej na rys. 5.15(a). Występujące we wrotach 1 zewnętrzne



RYSUNEK 5.14: Fotografia cyrkulatora trójwrotowego wykorzystujące sekcję trójpaskowej linii koplanarnej.



(b)

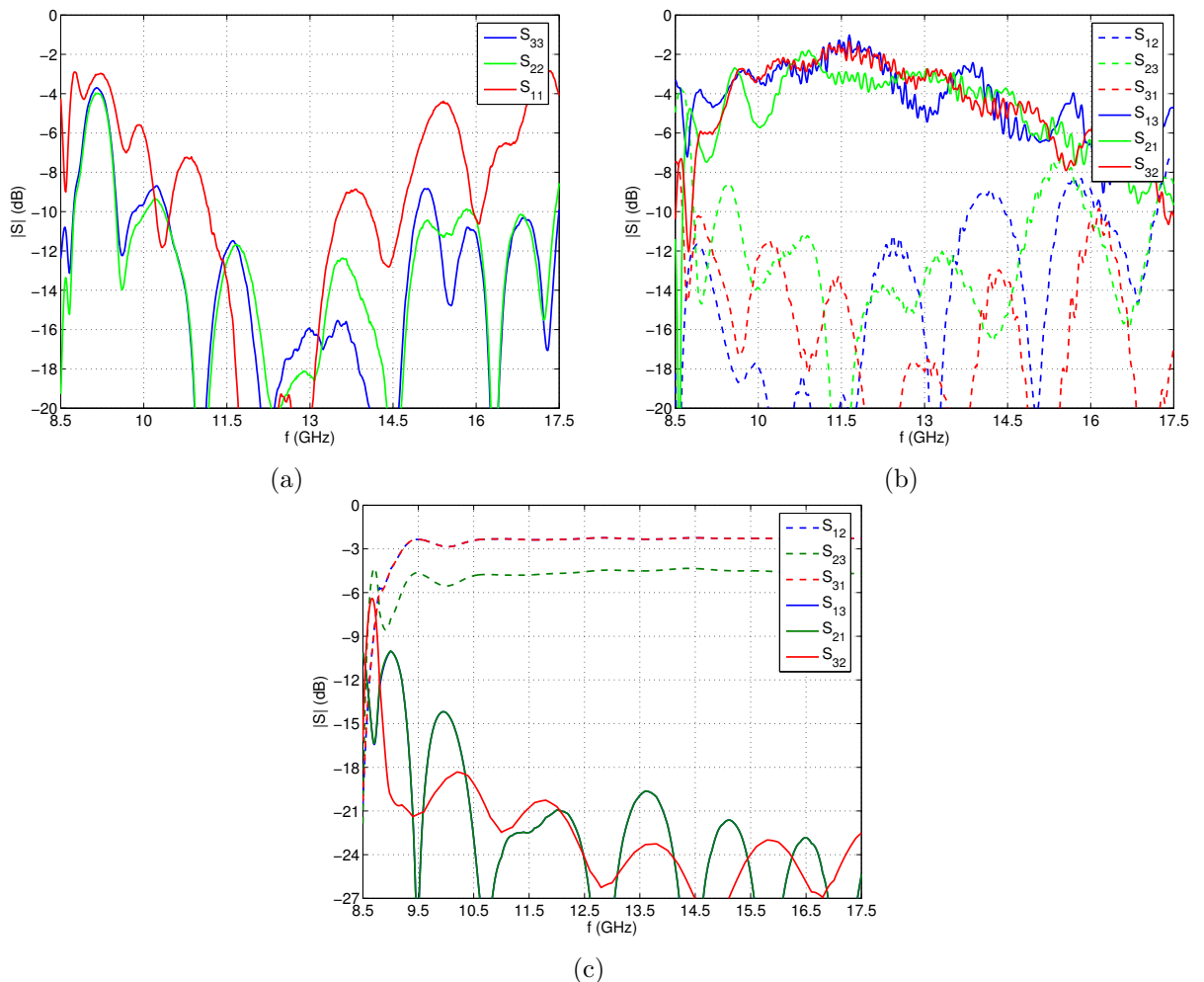


(c)

RYSUNEK 5.15: Rozgałęzienie T : (a) schematyczny widok struktury (wymiary w (mm)), (b) charakterystyki współczynników odbicia, (c) charakterystyki transmisji do wrot 2 i 3 przy pobudzeniu we wrotach 1 (S_{21} i S_{31}) oraz izolacji pomiędzy wrotami 2 i 3 (S_{32} i S_{23}).

paski podłączono do ekranu mikrofalowego złącza SMA, zaś pasek środkowy do jego przewodu wewnętrznego. Wrota 2 i 3 połączone były bezpośrednio z sekcją FCL. Pobudzając badane rozgałęzienie we wrotach 1 sygnał dzieli się w fazie między wrota 2 i 3. Do obliczenia macierzy rozproszenia zaprojektowanego rozgałęzienia T^e wykorzystano program CST. Charakterystyki uzyskane z symulacji badanego układu przedstawiono na rys. 5.15. Badane rozgałęzienie zapewnia współczynnik odbicie we wrotach 1 na poziomie -22dB oraz równy podział mocy pomiędzy wrota 2 oraz 3. Parametry rozproszenia analizowanego rozgałęzienia T^e są więc zbliżone do parametrów idealnego rozgałęzienia opisanego macierzą (5.4).

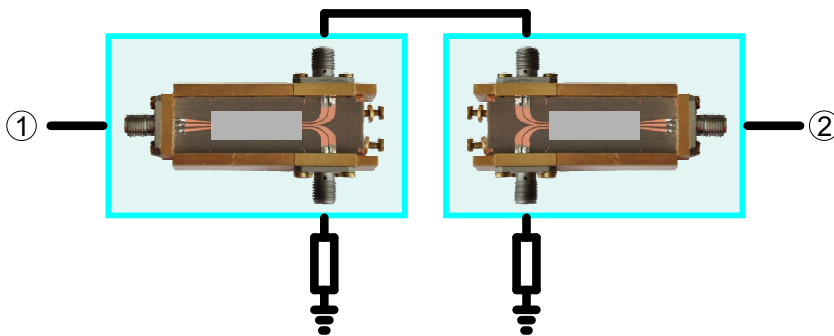
Wyniki przeprowadzonych pomiarów układu cyrkulatora pojedynczego przedstawiono na rys. 5.16(a) i 5.16(b). W celach porównawczych na rys. 5.16(c) przedstawione zostały charakterystyki symulacji kaskady złącza FCL z zaprojektowanym rozgałęzieniem T^e . W obliczeniach dodatkowo uwzględnione zostały straty jakimi charakteryzuje się badane złącze FCL, które zostały wyznaczone w Rozdziale 4.3.4.2. Symulowany układ zapewnia



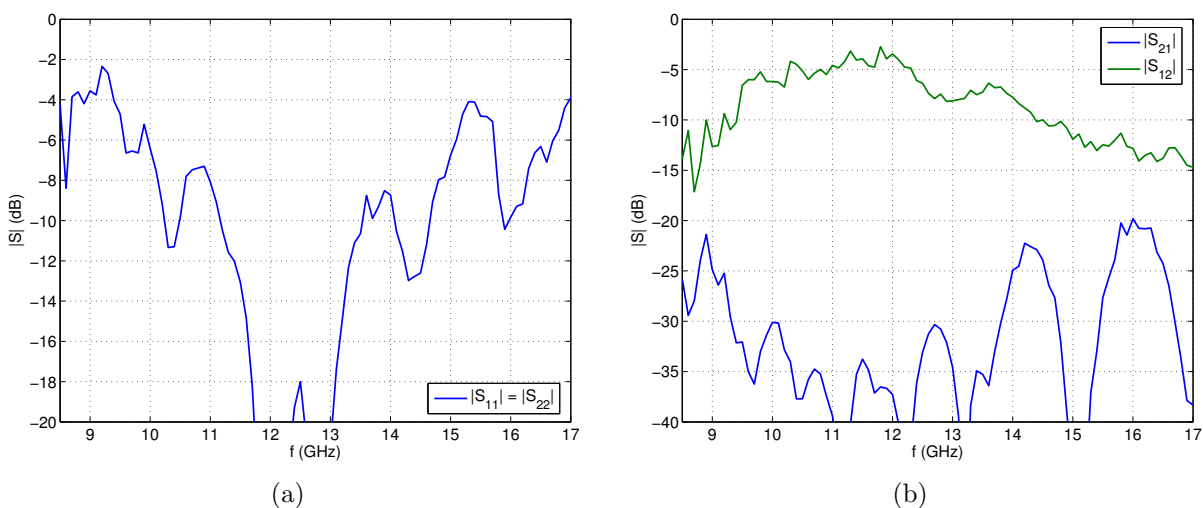
RYSUNEK 5.16: Charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora trójwrotowego wykorzystującego sekcję koplanarnej linii FCL: (a) pomierzone charakterystyki współczynników odbicia, (b) pomierzone charakterystyki transmisji i izolacji oraz (c) symulowane charakterystyki transmisji i izolacji cyrkulatora zawierającego zaprojektowane rozgałęzienie T oraz uwzględniającego straty w sekcji FCL.

dopasowanie lepsze niż -20dB w paśmie od 10.5GHz do 21GHz . Porównując uzyskane z pomiaru rezultaty z wynikami symulacji można powiedzieć, że zrealizowany cyrkulator charakteryzuje się znacznie węższym pasmem pracy. Wynika to ze stosunkowo niskiego poziomu izolacji, która jest rzędu -12dB . Pomierzone tłumienie transmisji układu jest średnio na poziomie -2.5dB w zakresie częstotliwości od 9.8 do 13.8GHz . Ponadto można zauważyć, iż podobny poziom strat opisano dla układów FCL zrealizowanych w technice linii mikropaskowych [36, 37, 39, 43] oraz koplanarnych [33]. W analizowanym zakresie współczynniki odbicia we wrotach 2 oraz 3 są na poziomie -12dB . Tylko współczynnik odbicia we wrotach 1 jest lepszy niż -12dB w paśmie od 11.3 do 13.3GHz .

Kolejny układ zrealizowany w oparciu o sekcję trójpaskowej linii koplanarnej to izolator podwójny. W pierwszym etapie charakterystyki tego układu były symulowane w oparciu o pomierzoną macierz rozproszenia cyrkulatora trójwrotowego, co schematycznie pokazano na rys. 5.17. Uzyskane w taki sposób charakterystyki częstotliwościowe parametrów rozproszenia układu przedstawiono na rys. 5.18. Na podstawie uzyskanych cha-



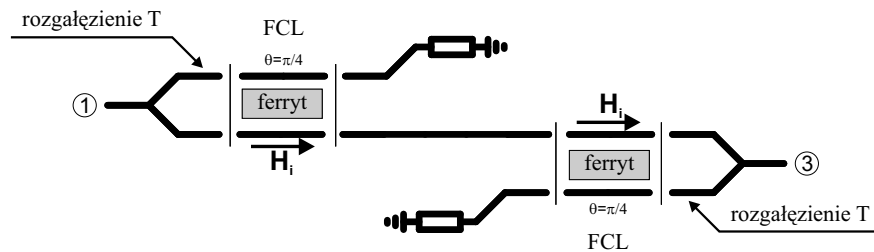
RYSUNEK 5.17: Schemat izolatora podwójnego zrealizowanego na podstawie pomiarów cyrkulatora trójwrotowego.



RYSUNEK 5.18: Symulowane charakterystyki parametrów rozproszenia izolatora podwójnego uzyskane poprzez kaskadę dwóch pomierzonych macierzy rozproszenia cyrkulatorów trójwrotowych z koplanarną sekcją FCL: (a) charakterystyki współczynników odbicia, (b) charakterystyki transmisji i izolacji.

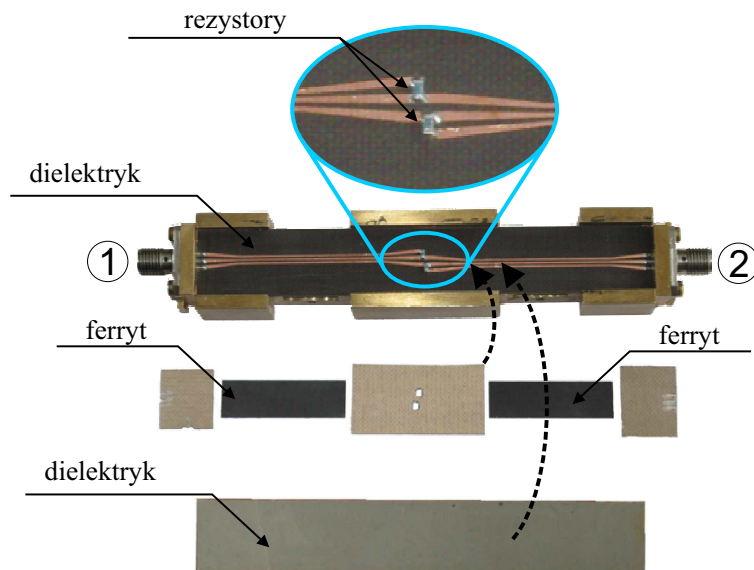
Właściwości można zauważyć, iż badany układ izolatora podwójnego charakteryzuje się średnimi stratami w transmisji na poziomie -5dB oraz izolacją na poziomie -30dB w zakresie częstotliwości od 10 do 12GHz. Dopasowanie układu w tym paśmie jest lepsze niż -8dB . Należy zaznaczyć, iż uzyskany poziom izolacji układu jest znacznie lepszy niż dla cyrkulatora trójwrotowego (patrz rys. 5.16(b)), dla którego izolacja w paśmie pracy wynosiła tylko -12dB . Wykorzystanie w realizacji układu połączonych kaskadowo dwóch sekcji FCL wiąże się jednak z podwójnymi stratami w transmisji, których poziom jest spowodowany przejściem sygnału przez dwie sekcje ferrytowe.

W ramach dalszych badań został zaprojektowany oraz wykonany zintegrowany układ izolatora podwójnego. W tym celu wykorzystane zostały dwa cyrkulatory trójwrotowe. Ich połączenie w kaskadę zrealizowano według schematu pokazanego na rys. 5.19. Wykorzystana konfiguracja w odniesieniu do tradycyjnej pokazanej na rys. 5.5, umożli-



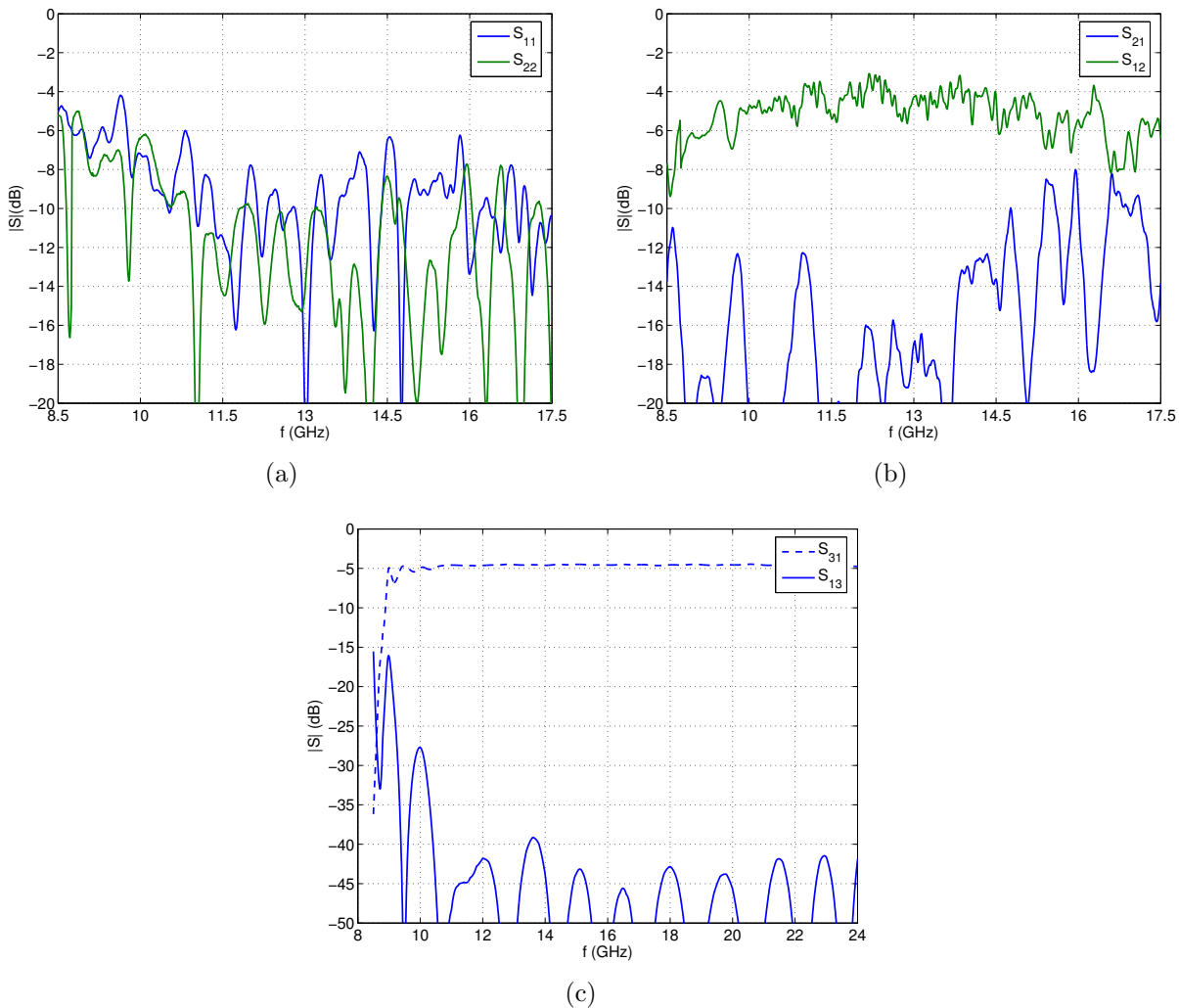
RYSUNEK 5.19: Schemat połączenia dwóch cyrkulatorów w kaskadę.

liwia przy bezpośrednim połączeniu planarnym obu cyrkulatorów, magnesowanie ferrytów w obu sekcjach FCL izolatora w tym samym kierunku. Koncepcja takiego połączenia dwóch cyrkulatorów zaproponowana została przez autora rozprawy i opisana w pracach [34, 35, 44]. Fotografię zrealizowanego układu pokazano na rys. 5.20. Jako ob-



RYSUNEK 5.20: Fotografia izolatora podwójnego wykorzystujący sekcję trójpaskowej linii koplanarnej.

ciążenia dopasowane wykorzystane zostały rezystory SMD w obudowach 0603. Wartości ich oporności dobrano tak, aby były równe impedancji charakterystycznej jednej szczeliny występującej w linii trójpaskowej. Obliczone na podstawie programu CST [54] wartość impedancji charakterystycznej szczeliny wynosiła 75Ω . Charakterystyki pomierzonych parametrów rozproszenia zrealizowanego układu pokazano na rys. 5.21. Celem porównania



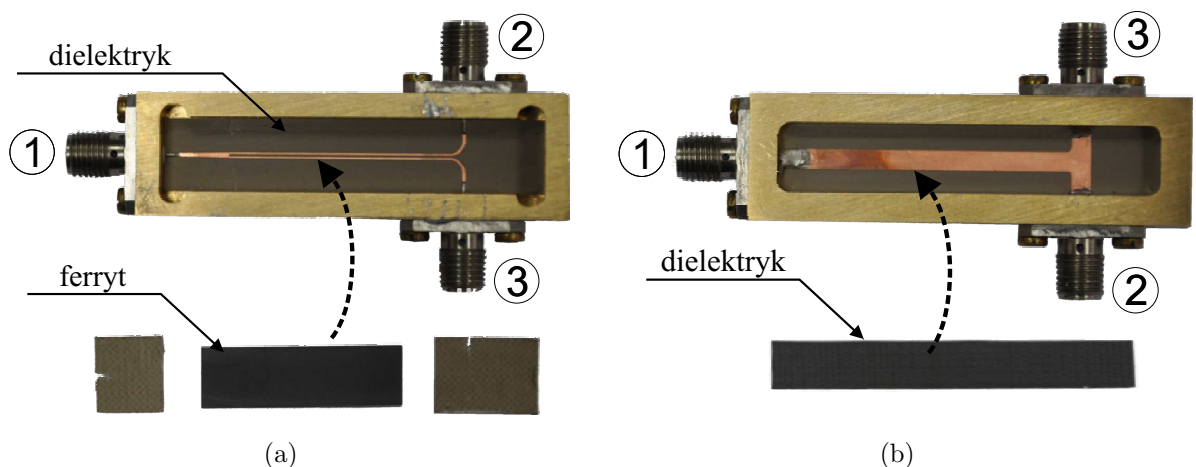
RYSUNEK 5.21: Charakterystyki parametrów rozproszenia izolatora podwójnego wykorzystującego koplanarnej sekcję FCL: (a) pomierzone charakterystyki współczynników odbicia, (b) pomierzone charakterystyki transmisji i izolacji (c) symulowane charakterystyki transmisji i izolacji układu zawierającego zaprojektowane rozgałęzienie T oraz uwzględniającego straty w sekcjach FCL.

uzyskanych wyników eksperymentalnych z opracowanymi modelami na rys. 5.21(c) przedstawiono wyniki symulacji charakterystyk transmisji i izolacji układu izolatora podwójnego. W obliczeniach uwzględniono parametry sekcji FCL ze stratami oraz zamodelowa-

ne rozgałęzienie T . Symulowany układ charakteryzował się dopasowaniem lepszym niż -20dB w paśmie od 10 do 21GHz. Wyniki eksperymentalne wskazują, że w paśmie od 11 do 13.5GHz wartości dopasowania są na poziomie -8dB , izolacja wynosi -16dB , a straty transmisji wynoszą -5dB . Porównując wyniki pomiaru i symulacji zauważamy, że wartości strat transmisji są prawie takie same, natomiast eksperymentalne wartości izolacji i dopasowania są na znacznie gorszym poziomie niż symulowane. Prezentowane w niniejszym rozdziale wyniki dotyczące układów niewzajemnych zrealizowanych w oparciu o badaną linię koplanarną zostały opublikowane w pracach [48–50].

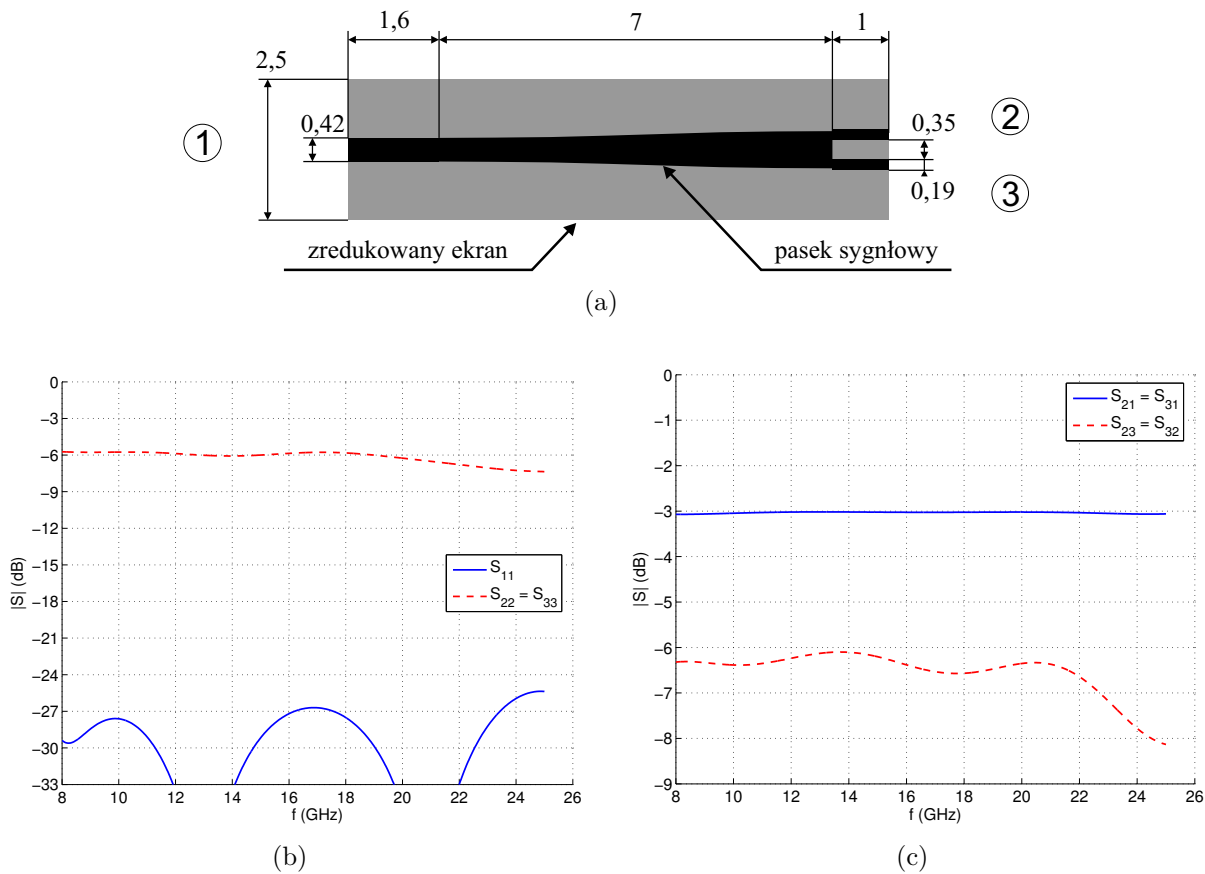
5.3.2 Układy wykorzystujące sekcję linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem

Następnie przeprowadzono badania eksperymentalne układów niewzajemnych zrealizowanych w oparciu o mikropaskową sekcję FCL, której częstotliwościowe charakterystyki rozproszenia pokazano na rys. 4.27(a) w Rozdziale 4.3.3. Jako pierwszy został zaprojektowany i wykonany układ cyrkulatora trójwrotowego. Na rys. 5.22(a) i 5.22(b) pokazano odpowiednio widok z góry oraz z dołu zrealizowanego układu. Zgodnie z konfiguracją ba-



RYSUNEK 5.22: Fotografia cyrkulatora trójwrotowego wykorzystującego sekcję linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem: 5.22(a) widok z góry, 5.22(b) widok z dołu.

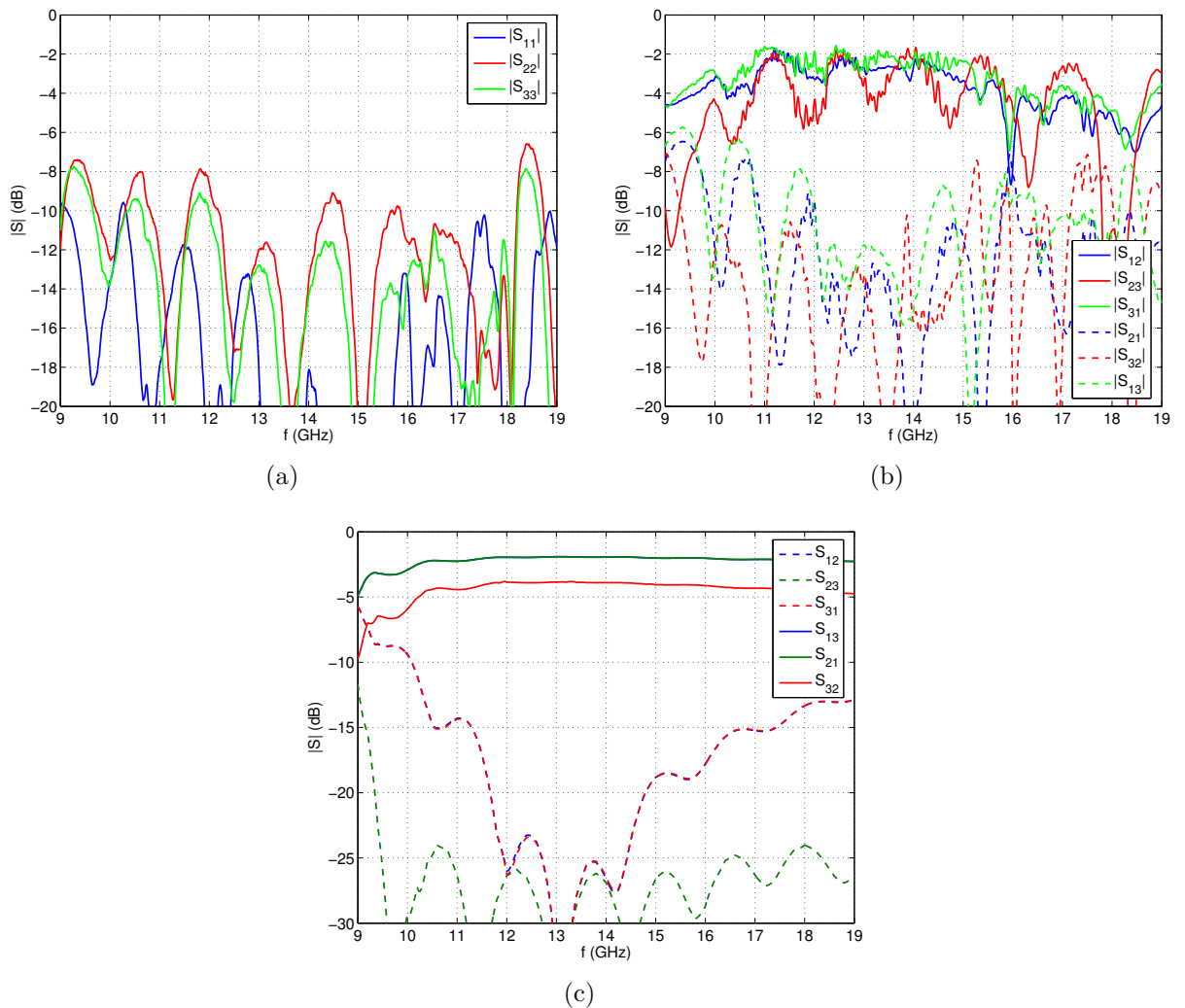
danej sekcji FCL pokazaną na rys. 4.21, paski przewodzące zostały wytrawione z dwóch stron środkowej warstwy dielektrycznej. Od góry układu wprowadzone zostały nakładki dielektryczne oraz ferrytowa, zgodnie z rys. 5.22(a). Długość sekcji FCL wyznaczona z modelu MM wynosiła $L = 26.56\text{mm}$. W eksperymencie wykorzystano dostępną kształtkę ferrytową o zbliżonej długości $L = 26.6\text{mm}$. Od dołu układu umieszczona została nakładka dielektryczna pokazana na rys. 5.22(b). Parzyste pobudzenie sekcji FCL zrealizowane zostało przy pomocy rozgałęzienia T^e , którego schemat wraz z wymiarami pokazano na rys. 5.23(a). Niejednorodny transformator impedancji występujący w układzie zaprojektowany został w oparciu o ciągły rozkład impedancji [92]. Symulacje charakterystyk



RYSUNEK 5.23: Rozgałęzienie T : (a) schematyczny widok struktury (wymiary w (mm)) (b) charakterystyki współczynników odbicia, (c) charakterystyki transmisji do wrot 2 i 3 przy pobudzeniu we wrotach 1 (S_{21} i S_{31}) oraz izolacji pomiędzy wrotami 2 i 3 (S_{32} i S_{23}).

rozproszenia badanego rozgałęzienia przeprowadzono w oparciu o oprogramowanie CST. Charakterystyki częstotliwościowe parametrów rozproszenia zaprojektowanego rozgałęzienia T^e przedstawione zostały na rys. 5.23(b) i 5.23(c). Na podstawie uzyskanych wyników można zauważyć, iż badane rozgałęzienie zapewnia współczynnik odbicia we wrotach 1 na poziomie -25dB oraz równy podział mocy pomiędzy wrota 2 oraz 3. Uzyskane z symulacji parametry rozproszenia rozgałęzienia T^e są zbliżone do parametrów idealnego rozgałęzienia T opisanego macierzą rozproszenia (5.4).

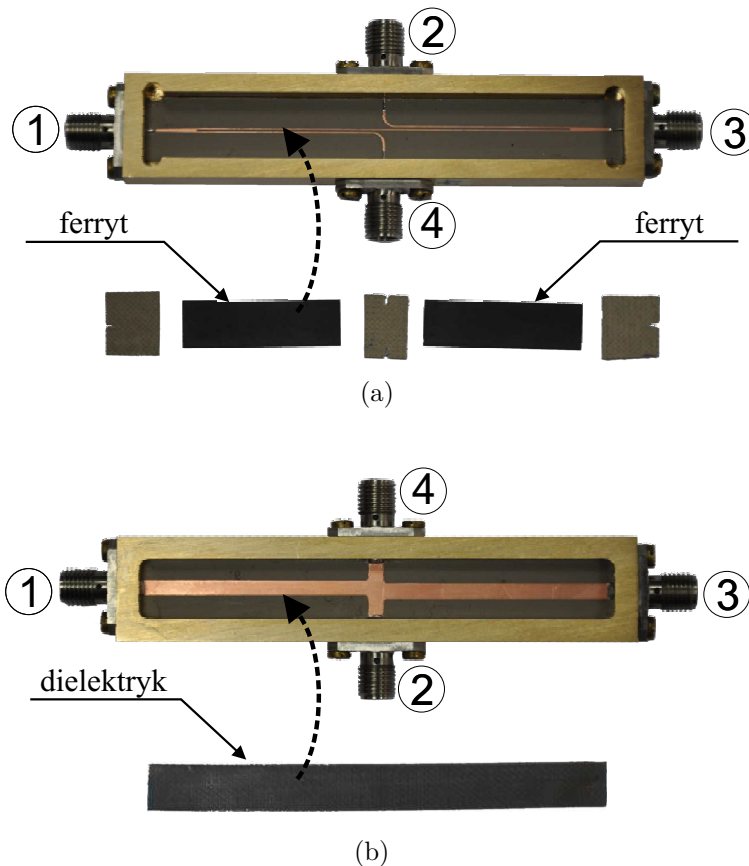
Charakterystyki parametrów rozproszenia pomierzonego układu cyrkulatora trójwrotowego pokazano na rys. 5.24(a) i 5.24(b). Dla porównania na rys. 5.24(c) przedstawiono symulowane charakterystyki rozproszenia badanego cyrkulatora. W modelowanym układzie uwzględniono straty sekcji FCL oraz wykorzystano macierz rozproszenia zaprojektowanego rozgałęzienia T^e . Wyniki obliczeń pokazują, że symulowany cyrkulator pracuje w paśmie od 11.5 do 14.5GHz. Na podstawie wyników pomiaru można powiedzieć, że w badanym układzie zachodzi cyrkulacja sygnału kolejno pomiędzy wrotami $1 \Rightarrow 3 \Rightarrow 2 \Rightarrow 1$.



RYSUNEK 5.24: Charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora trójwrotowego wykorzystującego mikropaskową sekcję FCL: (a) pomierzone charakterystyki współczynników odbicia, (b) pomierzone charakterystyki transmisji i izolacji (c) symulowane charakterystyki transmisji i izolacji cyrkulatora zawierającego zaprojektowane rozgałęzienie T oraz uwzględniającego straty w sekcji FCL.

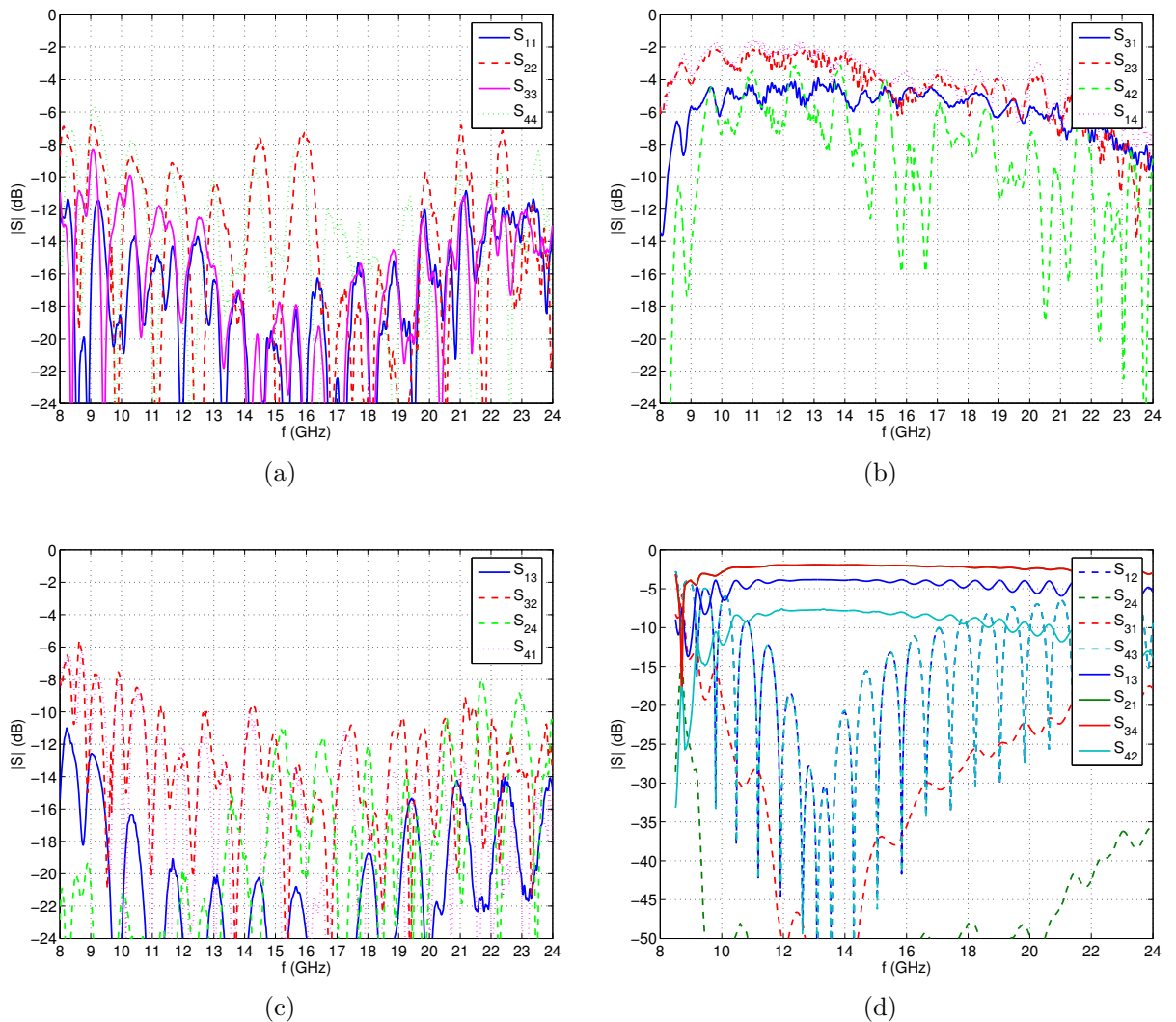
W zakresie częstotliwości od 12 do 14.5GHz układ zapewnia współczynniki dopasowania oraz izolacji wszystkich wrót lepsze niż -12dB . W paśmie tym średni poziom transmisji wynosi -3dB i jest porównywalny z wynikami symulacji.

W oparciu o badane mikropaskowe złącze FCL zrealizowany został następnie cyrkulator czterowrotowy złożony z dwóch cyrkulatorów trójwrotowych. Fotografie wykonanego układu pokazano na rys. 5.25. Oba cyrkulatory trójwrotowe połączone zostały według schematu z rys. 5.19, co umożliwiło ich bezpośrednie połączenie przy jednakowym ma-



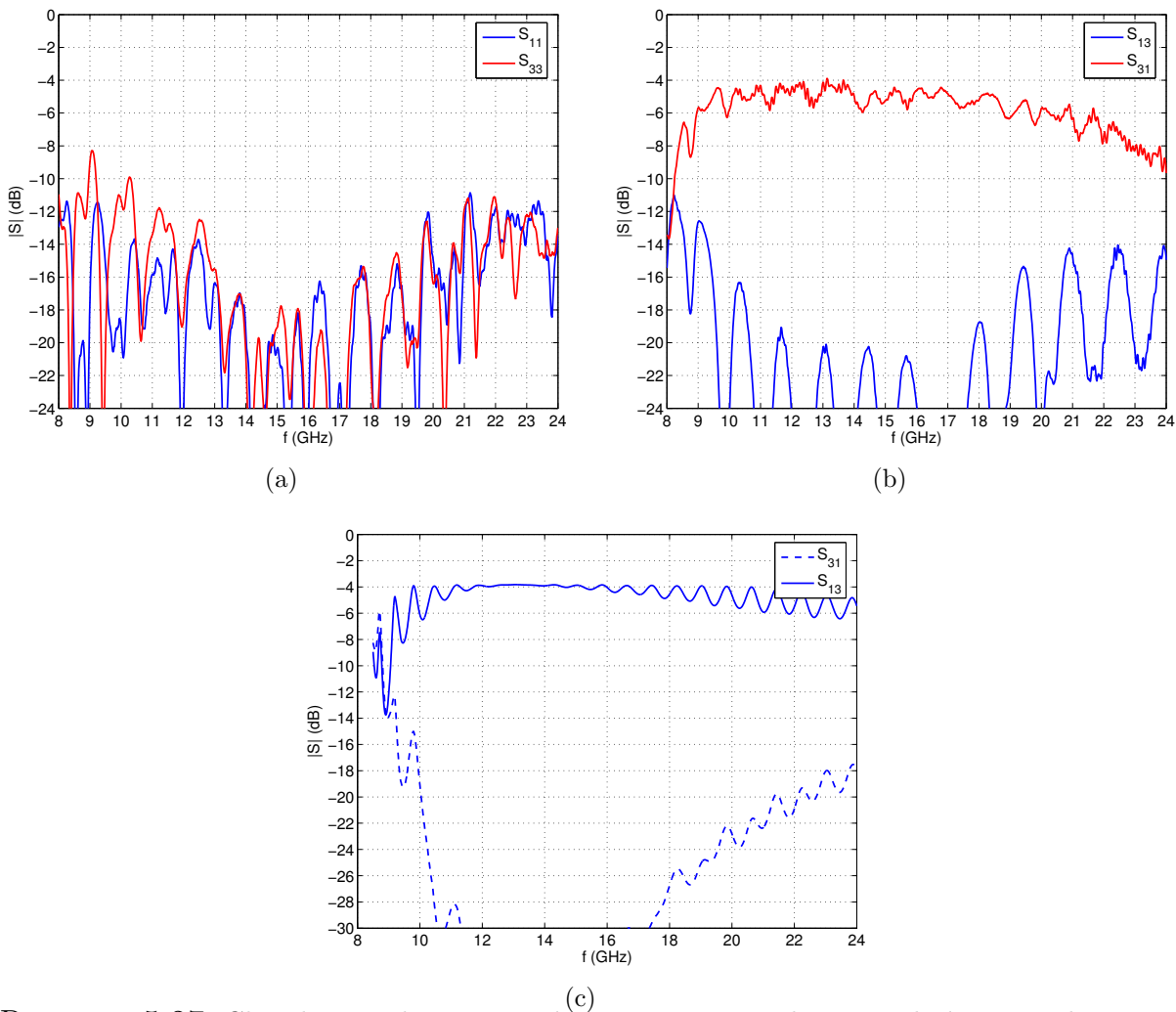
RYSUNEK 5.25: Fotografia cyrkulatora czterowotowego wykorzystującego sekcję linii mikropaskowej ze zredukowanym ekranem: (a) widok z góry, (b) widok z dołu.

gnesowaniu obu sekcji FCL występujących w układzie. Na rys. 5.26(a), 5.26(b) i 5.26(c) przedstawione zostały częstotliwościowe charakterystyki parametrów rozproszenia pomierzonego cyrkulatora czterowotowego. W celach porównawczych na rys. 5.26(d) zamieszczone zostały charakterystyki obliczone w oparciu parametry rozproszenia symulowanych cyrkulatorów trójwrotowych. Badany układ zapewniał dopasowanie we wszystkich wrotach lepsze niż -20dB w zakresie od 11.5 do 14.5GHz . W układzie obserwujemy następujący kierunek cyrkulacji sygnału: $1 \Rightarrow 3 \Rightarrow 2 \Rightarrow 4 \Rightarrow 1$. Na podstawie pomiarów z rys. 5.26(a) można stwierdzić, że w szerokim paśmie częstotliwości 10.5 do 19GHz badany cyrkulator zapewnia dopasowanie lepsze niż -12dB we wrotach 1 oraz 3, natomiast średnie dopasowanie we wrotach 2 i 4 w tym zakresie jest na poziomie -10dB . Współczynniki transmisji z wrót 3 do 2 oraz 4 do 1 są na średnim poziomie -3dB (patrz rys. 5.26(b)), a współczynniki izolacji pomiędzy tymi wrotami są lepsze niż -10dB (patrz rys. 5.26(c)). Z kolei transmisja z wrót 1 do 3 w badanym zakresie częstotliwości utrzymuje się na średnim poziomie -5dB , a izolacja pomiędzy tymi wynosi około -20dB . Najwyższy poziom strat transmisji (średnio -8dB) obserwuje się przy przejściu sygnału z wrót 2 do 4. Tak wysokie straty związane są z podwójną transmisją fali w każdej z sekcji FCL. Izolacja pomiędzy



RYSUNEK 5.26: Charakterystyki parametrów rozproszenia cyrkulatora czterowrotowego wykorzystującego mikropaskową sekcję FCL: (a) pomierzone charakterystyki współczynników odbicia, (b) pomierzone charakterystyki transmisji, (c) pomierzone charakterystyki izolacji (d) symulowane charakterystyki transmisji i izolacji układu zawierającego zaprojektowane rozgałęzienie T oraz uwzględniającego straty w sekcjach FCL.

tymi wrotami jest lepsza niż -12dB . Z uwagi na opisane różnice występujące w parametrach rozproszenia symulowanego i mierzonego układu cyrkulatora czterowrotowego, najbardziej adekwatne wydaje się jego wykorzystanie jako układu izolatora podwójnego. Wprowadzając obciążenia dopasowane we wrotach 2 i 4 otrzymujemy izolator, którego pomierzone parametry rozproszenia pokazano na rys. 5.27(a) i 5.27(b). Dla porównania na rys. 5.27(c) pokazano charakterystyki uzyskane z symulacji takiego układu. Wyniki symulacji pokazują wartość izolacji na poziomie lepszym niż -22dB , zaś straty transmisji około -5dB , w szerokim zakresie częstotliwości od 10.5 do 19GHz. We tym paśmie



RYСУNEK 5.27: Charakterystyki parametrów rozproszenia izolatora podwójnego wykorzystującego sekcję mikropaskowej linii FCL: (a) pomierzone charakterystyki współczynników odbicia, (b) pomierzone charakterystyki transmisji i izolacji (c) symulowane charakterystyki transmisji i izolacji układu zawierającego zaprojektowane rozgałęzienie T oraz uwzględniającego straty w sekcjach FCL.

mierzony układ charakteryzuje się średnim dopasowaniem na poziomie -15dB , stratami transmisji średnio -5dB i izolacją lepszą niż -20dB . Porównując wyniki pomiaru i symulacji zauważamy, iż wartość strat jest oraz współczynnik izolacji są na podobnym poziomie, natomiast między współczynnikami dopasowania występują znaczne różnice.

5.4 Wnioski

Prezentowane wyniki potwierdzają możliwość realizacji szerokopasmowych układów niewzajemnych projektowanych w oparciu o koplanarne i mikropaskowe sekcje FCL. Porównując charakterystyki rozproszenia rozważanych układów otrzymane z symulacji oraz badań eksperymentalnych, należy stwierdzić, że ich przebiegi są podobne. Modelowane i mierzone układy charakteryzują się takimi samymi poziomami strat transmisyjnych

oraz pasmem pracy. Wartości izolacji zrealizowanych układów są na niższym poziomie. Zauważamy to na podstawie porównania parametrów trójwrotowego cyrkulatora. Układ ten zarówno w pomiarach jak i symulacji w paśmie częstotliwości o szerokości 5 – 6GHz wykazuje takie same straty transmisji na poziomie od -2.5 do -3 dB, natomiast średnie wartości mierzonej izolacji i dopasowania wrót cyrkulatora wynoszą -15 dB, podczas gdy rezultaty symulacji wynoszą -20 dB. Porównując wykresy reprezentujące współczynniki izolacji i dopasowania obserwujemy znacznie większą liczbę efektów rezonansowych występujących w charakterystykach pomierzonych niż symulowanych. Takie efekty są przede wszystkim wynikiem oddziaływania elementów pasożytniczych, których powstanie zależy od technologii realizacji układów. Badane układy są strukturami wielowarstwowymi. Przy ich realizacji nie zastosowano metody klejenia poszczególnych warstw. Warstwy były łączone na zasadzie docisku. W wyniku w układzie mogły powstać, mimo zastosowanego docisku, szczeliny powietrzne, które reprezentowane są poprzez pasożytnicze elementy pojemnościowe. Dodatkowo w układach stosowano połączenia lutownicze, co również w przypadku wąskich pasków może powodować powstanie pasożytniczych elementów reaktancyjnych. Oddziaływanie tych elementów pasożytniczych jak również niedopasowania w przekrojach połączeń sekcji ferrytowej z dielektrycznymi powodują wystąpienie rezonansowych zaburzeń na mierzonych charakterystykach zwłaszcza izolacji i dopasowania. Efekty tych zaburzeń wzrastają w układach realizowanych w oparciu o połączenie dwóch cyrkulatorów FCL takich jak cyrkulator czterowrotowy czy izolator podwójny. Na ich pomierzonych charakterystykach obserwujemy znacznie większą liczbę rezonansów niż występujących w cyrkulatorze.

Przedstawione w pracy rezultaty badań eksperymentalnych charakterystyk rozproszenia zrealizowanych układów niewzajemnych są podobne do prezentowanych w literaturze [36, 37, 39, 42]. Należy tutaj podkreślić, że cyrkulatory realizowane w oparciu o mikropaskowe i szczelinowe sekcje FCL w firmach takich jak Plessey [36, 37, 39] oraz Philips [42] prezentują podobne parametry. Straty transmisyjne są nawet o 1dB większe niż uzyskane w proponowanych w niniejszej pracy rozwiązaniach, zaś izolacje i dopasowania są na podobnym poziomie. Na uwagę zasługuje fakt, że część z przedstawionych w rozdziale wyników została opublikowana w pracach [45, 48–50].

Reasumując można stwierdzić, że przeprowadzone badania eksperymentalne potwierdziły możliwość zastosowania opracowanych modeli matematycznych do projektowania i obliczania charakterystyk rozproszenia sekcji FCL oraz realizowanych w oparciu o te sekcje układów niewzajemnych.

6

Podsumowanie

W niniejszej rozprawie przeprowadzona została analiza własności falowych i transmisyjnych ferrytowych koplanarnych i mikropaskowych linii sprzężonych (FCL). Przedstawiono kompleksowe badania po kątem zastosowania złączy takich linii do realizacji układów niewzajemnych. W badaniach skoncentrowano się na strukturach wielowarstwowych sprzężonych linii zintegrowanych złożonych z trzech pasków zawierającą magnesowaną podłużnie warstwę ferrytową. Stwierdzono, że w takich konfiguracjach linii występuje silne zjawisko sprzężenia żyromagnetycznego z falą elektromagnetyczną. Zjawisko to powoduje powstanie w takich przewodnicach efektu rotacji Faraday'a, który umożliwia ich zastosowanie do realizacji sekcji linii FCL charakteryzujących się rotacją fali o kąt $\pi/4$. Sekcje te są podstawowym elementem analizowanych w pracy i zrealizowanych szerokopasmowych zintegrowanych układów niewzajemnych. Poniżej przedstawiono najważniejsze zagadnienia dotyczące tej tematyki, które zostały opracowane w rozprawie.

- W oparciu o metodę spektralną (SDA) przeprowadzono analizę wielowarstwowych zintegrowanych linii o dowolnej konfiguracji pasków przewodzących. W rozważaniach założono, że badane przewodnice składają się zarówno z warstw dielektrycznych jak i umieszczonych między nimi magnesowanych podłużnie warstw ferrytowych.
- W pierwszej kolejności opracowany model SDA wykorzystany został do analizy zagadnienia linii zawierających warstwy dielektryczne. W oparciu o wyniki modelowania przeprowadzona została dyskusja własności falowych podstawowych oraz wyższych rodzajów pola rozchodzących się w liniach o różnej konfiguracji pasków przewodzących. Rozważony został również problem definicji impedancji charakterystycznej podstawowych rodzajów pola w tych przewodnicach.
- Opracowana metoda spektralna została następnie wykorzystana do analizy dwóch konfiguracji ferrytowych linii sprzężonych, które zawierają trzy paski przewodzące o skończonej szerokości. Badane linie mają strukturę linii koplanarnej oraz mikropaskowej. Charakterystyczną cechą tych linii jest zredukowana szerokość paska reprezentującego ekran. Badania numeryczne tych linii pozwoliły na określenie charakterystyk dyspersyjnych rodzajów podstawowych oraz ich poprzecznych rozkładów pól. Parametry te zostały również uzyskane z analizy metodą rodzajów sprzężonych (CMM). Porównując uzyskane charakterystyki dyspersyjne obserwowano różnice między nimi w otoczeniu częstotliwości odcięcia, co było wynikiem zastosowania przybliżenia dwurodzajowego w rozwinięciu pól w liniach ferrytowych w analizie metodą CMM.

- Opracowane algorytmy pozwalające na określenie parametrów falowych oraz rozkładów pola w liniach dielektrycznych i ferrytowych zostały wykorzystane do analizy zagadnienia złączy FCL. Opracowano dwa modele opisujące macierz rozproszenia złączy FCL. Pierwszy z nich opierał się o metodę rodzajów sprzężonych (CMM), zaś drugi o metodę dopasowania rodzajów (MM). Z porównania parametrów rozproszenia złączy FCL obliczonych przy pomocy obu modeli wynika, iż uzyskano dobrą zgodność pomiędzy charakterystykami amplitudowymi, zaś nieznaczne różnice wystąpiły pomiędzy charakterystykami fazowymi. Stwierdzono również, że bardziej dokładne rezultaty uzyskuje się na podstawie obliczeń wykonywanych modelem MM. Model ten nie wymagał zdefiniowania impedancji charakterystycznej rodzajów pola występujących w strukturze, a do jego opracowania zastosowano rezultaty określające własności rodzajów pola w linii ferrytowej otrzymane z metody spektralnej.
- Korzystając z modyfikacji modelu uzyskanego z analizy zagadnienia metodą rodzajów sprzężonych przeprowadzona została analiza strat magnetycznych występujących w złączach FCL. Porównanie strat magnetycznych z obliczonymi na podstawie programu CST stratami dielektrycznymi oraz przewodzenia, pozwala stwierdzić, że są one głównym czynnikiem powodującym tłumienie transmisji w tych układach. W oparciu o otrzymane rezultaty dokonano bilansu strat w badanych sekcjach FCL, zaś uzyskane wartości były zweryfikowane eksperymentalnie.
- W pracy zaproponowano zmniejszenie rozmiarów konwencjonalnych sekcji FCL w oparciu o struktury periodyczne LH. Przedstawione zostały rezultaty symulacji uzyskane dla nowej sekcji ferrytowej zwanej FCL-LH, której długość zredukowana została względem konwencjonalnej sekcji FCL. Z uwagi na fakt, iż głównym czynnikiem powodującym straty transmisji w układach FCL są straty magnetyczne, uzyskane zmniejszenie długości sekcji FCL może przyczynić się do obniżenia poziomu strat zintegrowanych układów niewzajemnych.
- Opracowane w rozprawie modele MM koplanarnej i mikropaskowej sekcji FCL wykorzystane zostały do modelowania układów niewzajemnych. W oparciu o oba typy badanych sekcji FCL zaprojektowano układy cyrkulatorów trój- i czterowrotowych. W celu weryfikacji uzyskanych wyników wykonano oraz pomierzono wybrane układy niewzajemne wykorzystujące koplanarną i mikropaskową sekcję FCL. W układach zawierających dwie sekcje FCL wykorzystano schemat połączenia dwóch cyrkulatorów zaproponowany przez autora rozprawy i opisany w pracach [34, 35, 44]. Taka konfiguracja umożliwiła jednakowe magnesowanie obu sekcji FCL przy bezpośrednim połączeniu planarnym obu cyrkulatorów w kaskadzie.

Na podstawie rezultatów symulacji i eksperymentu można stwierdzić, iż uzyskane wartości strat transmisji oraz pasma pracy układów są zgodne. Na charakterystykach izolacji oraz dopasowania obserwujemy liczne efekty rezonansowe, których źródłem są elementy pasożytnicze zależne od technologii realizacji układu. Należy jednak zaznaczyć, że uzyskane parametry wykonanych układów są porównywalne z prezentowanymi w literaturze, przy czym wartości strat transmisji opisanych w pracy układów są lepsze o około 1dB niż przedstawione w literaturze [36, 37, 42].

6.1 Wnioski

Podsumowując opisane w rozprawie treści można stwierdzić, iż cel pracy został osiągnięty. Do najważniejszych zagadnień opracowanych przez autora, stanowiących jego oryginalny dorobek, zaliczyć należy:

- zastosowanie metody spektralnej do rozwiązania zagadnienia brzegowego wielowarstwowej struktury sprzężonych linii paskowych zawierających warstwy magnesywnego podłużnie materiału ferrytowego, co pozwoliło określić parametry falowe oraz rozkłady pola rodzajów występujących w badanych konfiguracjach linii,
- opracowanie na podstawie metody rodzajów sprzężonych (CMM) oraz metody dopasowania (MM) dwóch modeli złącza FCL, które umożliwiły określenie ich charakterystyk rozproszenia,
- wykorzystanie opracowanych modeli w badaniach charakterystyk rozproszenia wybranych sekcji FCL oraz dokonanie oceny możliwości ich zastosowania w układach niewzajemnych,
- modyfikacja modelu CMM w celu wyznaczenia strat transmisyjnych występujących w badanych sekcjach FCL,
- zaproponowanie redukcji długości sekcji FCL poprzez wykorzystanie struktur periodycznych (LH), co prowadzi do nowego typu linii FCL-LH, w oparciu o które zrealizować można układy niewzajemne o zmniejszonych rozmiarach,
- wykorzystanie obliczonych charakterystyk rozproszenia koplanarnej i mikropaskowej sekcji FCL do zaprojektowania szerokopasmowych układów cyrkulatorów i izolatorów,
- zrealizowanie oraz przeprowadzenie pomiarów zaprojektowanych układów niewzajemnych, co umożliwiło eksperymentalną weryfikację uzyskanych z symulacji wyników, a w rezultacie potwierdziło poprawność opracowanych modeli złączy FCL.

Reasumując można stwierdzić, że opracowane modele matematyczne w sposób poprawny opisują zjawiska fizyczne zachodzące w trójpaskowej linii ferrytowej. Z powodzeniem więc mogą zostać wykorzystane do badania własności falowych trójpaskowych złączy FCL pod kątem możliwości ich zastosowania do realizacji układów niewzajemnych. Potwierdzeniem aktualności oraz oryginalności przedstawionych w pracy badań jest ich publikacja w dwóch artykułach w czasopiśmie z listy filadelfijskiej [33,35], zaprezentowanie na międzynarodowych konferencjach [34,45,48–50,106–108] oraz zgłoszenie w Urzędzie Patentowym RP [44].

6.2 Przewidywanie kierunku dalszych badań

Prezentowane w rozprawie rozwiązanie zagadnienia brzegowego obejmuje bardzo szeroką gamę przewodnic paskowych. Wprowadzenie modyfikacji w opracowanym oprogramowaniu związanych z określeniem macierzy Greena dla struktur o innych konfiguracjach

warstw dielektrycznych i/lub ferrytowych oraz innym umiejscowieniu pasków przewodzących umożliwi zbadanie nowych typów przewodnic paskowych. Może to przyczynić się do realizacji nowych typów zintegrowanych złączy FCL oraz układów niewzajemnych.

W modelu CMM pole w linii ferrytovej rozwijane było przy pomocy tylko dwóch rodzajów dielektrycznych. Mimo że model ten jest mniej dokładny niż model MM, to jest on bardzo interesujący ze względu na możliwość obserwacji sprzężeń żyromagnetycznych między poszczególnymi falami elektromagnetycznymi, co pozwala lepiej zrozumieć i modelować fizyczne zjawiska występujące w badanych strukturach FCL. W ramach dalszych prac planuje się jednak wprowadzenie w modelu CMM wyższych rodzajów pola występujących w linii dielektrycznej. Zapewni to znacząco lepsze odwzorowanie charakterystyk dyspersyjnych i może również przyczynić się do poprawy zgodności macierzy rozproszenia uzyskanych z obu modeli.

Opracowany w oparciu o metodę rodzajów sprzężonych (CMM) model matematyczny złącza FCL pozwolił na określenie poziomu strat magnetycznych występujących w badanych liniach ferrytowych. Opracowany model SDA umożliwia wprowadzenie strat zarówno dielektrycznych jak i magnetycznych, przy czym wymaga to poszukiwania rozwiązania równania dyspersyjnego w postaci zespolonego współczynnika propagacji. Konieczne jest wtedy użycie zamiast prostej metody bisekcji czy metody siecznych, złożonych i kosztownych numerycznie algorytmów. Zmiana taka wymaga wprowadzenia szeregu modyfikacji w opracowanym oprogramowaniu. Dlatego też uwzględnienie strat dielektrycznych i magnetycznych w analizie proponowanych przewodnic metodą spektralną przewidziane jest jako kolejny etap dalszych badań nad strukturami FCL.

W pracy zaproponowano wykorzystanie badanych złączy FCL do realizacji nowych struktur FCL-LH. Wstępne wyniki symulacji wykazały, iż możliwa jest redukcja długości sekcji ferrytovej poprzez użycie dodatkowych elementów reaktancyjnych. W oparciu o uzyskane wyniki symulacji macierzy rozproszenia sekcji FCL-LH, zaprojektowany został cyrkulator. Otrzymane wyniki potwierdziły wystąpienie efektów niewzajemnych w modelowanym układzie. W dalszych badaniach będących kontynuacją niniejszej rozprawy, podjęte zostaną próby realizacji złożonych technologicznie struktur FCL-LH. Dodatkowo przewiduje się przeprowadzenie szeregu badań mających na celu zarówno dalszą miniaturyzację układów FCL, jak i opracowanie nowych nieznanych dotychczas struktur FCL-LH.

Podziękowania

Mojemu promotorowi Profesorowi Jerzemu Mazurowi pragnę podziękować za ukierunkowanie prowadzonych przeze mnie badań, Jego liczne, cenne uwagi oraz za opiekę i wsparcie, jakie otrzymałem przez wszystkie lata studiów.

Chciałbym również podziękować Ministerstwu Nauki i Szkolnictwa Wyższego za sfinansowanie prowadzonych przeze mnie badań grantem o numerze N N515 227135.

Szczególne podziękowania chciałbym także skierować do moich kolegów: Adama Kuśka, Rafała Lecha i Piotra Kowalczyka za wspólne, owocne dyskusje oraz wsparcie w poszukiwaniu rozwiązań problemów zarówno ściśle naukowych, jak i dotyczących życia codziennego.

Swoim Rodzicom dziękuję za ustawiczne wspieranie, wyrozumiałość i pełną akceptację moich decyzji, zwłaszcza w najtrudniejszych momentach.

W szczególny sposób pragnę podziękować mojej Żonie za okazywaną miłość, zrozumienie i ogromną cierpliwość, na które mogłem zawsze liczyć. Jednocześnie chciałbym Ją przeprosić za szereg wyrzeczeń, na które była narażona podczas przygotowywania przeze mnie niniejszej pracy.

A

Transformata Fouriera. Twierdzenie Parsewala

Z uwagi na fakt, iż w literaturze można spotkać nieznacznie różniące się definicje transformaty Fouriera, poniżej przytoczona zostanie w pracy definicja wraz z kilkoma użytecznymi własnościami.

W pracy przyjęto prostą transformatę Fouriera zdefiniowaną jako

$$\mathcal{F}(f(y)) = \tilde{f}(p) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y)e^{-ipy} dy, \quad (\text{A.1})$$

dla której transformata odwrotna ma postać

$$\mathcal{F}^{-1}(\tilde{f}(p)) = f(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(p)e^{ipy} dp, \quad (\text{A.2})$$

gdzie f jest oryginałem a \tilde{f} jest obrazem funkcji.

Jedną z użytych w pracy własności jest twierdzenie dotyczące różniczkowania z funkcji f zapisane jako

$$\mathcal{F}\left(\frac{\partial}{\partial y}f(y)\right) = jp\mathcal{F}(f(y)) = jp\tilde{f}(p). \quad (\text{A.3})$$

Kolejną wykorzystywaną własnością transformaty Fouriera było twierdzenie o przesunięciu w dziedzinie oryginału, które można zapisać w postaci

$$\mathcal{F}(f(y - y_0)) = \mathcal{F}(f(y))e^{ipy_0} = \tilde{f}(p)e^{ipy_0}. \quad (\text{A.4})$$

Wykorzystując zdefiniowaną wyżej transformatę Fouriera możemy zapisać twierdzenie Parsewala w postaci

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(y)g^*(y)dy = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(p)\tilde{g}^*(p)dp. \quad (\text{A.5})$$

Dowody powyższych własności i twierdzenia znaleźć można w pracy [109]

B

Równanie falowe w ośrodku ferrytowym i dielektrycznym

Rozważmy zaburzenie falowe w jednorodnym nieograniczonym ośrodku ferrytowym rozchodzące się wzdłuż osi z , w postaci harmonicznie zmiennego pola o częstotliwości f . Załóżmy dodatkowo, że ośrodek ten jest magnesowany podłużnie, a więc tensor przenikalności magnetycznej tego ośrodka jest postaci

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_r & -j\mu_a & 0 \\ j\mu_a & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}, \quad (\text{B.1})$$

gdzie

$$\mu_r = 1 + \frac{p_f \sigma_f}{\sigma_f^2 - 1}, \quad \mu_a = \frac{p_f}{\sigma_f^2 - 1}, \quad \mu_z = 1, \quad p_f = \frac{\gamma M_s}{f}, \quad \sigma_f = \frac{\gamma H_i}{f},$$

a M_s jest magnetyzacją nasycenia ferrytu, H_i wewnętrznym polem magnetycznym, zaś γ współczynnikiem żyromagnetycznym.

Zakładając, iż zmienność zaburzenia falowego w kierunku propagacji opisuje czynnik $e^{-j\beta z}$, pole elektryczne i magnetyczne możemy zapisać w postaci

$$\mathbf{E} = [E_x(x, y)\mathbf{i}_x + E_y(x, y)\mathbf{i}_y + E_z(x, y)\mathbf{i}_z] e^{-j\beta z}, \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{H} = [H_x(x, y)\mathbf{i}_x + H_y(x, y)\mathbf{i}_y + H_z(x, y)\mathbf{i}_z] e^{-j\beta z}. \quad (\text{B.3})$$

Pola te są ze sobą powiązane równaniami Maxwella, które dla rozważanego ośrodka przyjmują postać

$$\nabla \times \mathbf{E} = k_0 \boldsymbol{\mu} (\eta \mathbf{H}), \quad (\text{B.4})$$

$$\nabla \times (\eta \mathbf{H}) = k_0 \varepsilon_r \mathbf{E}, \quad (\text{B.5})$$

gdzie $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ jest liczbą falową w próżni, ε_0 przenikalnością elektryczną próżni, μ_0 przenikalnością magnetyczną próżni, ε_r względną przenikalnością elektryczną ośrodka, $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi [\Omega]$ impedancją wolnej przestrzeni, a $\eta = -j\eta_0$.

Wykonując operację rotacji oraz pamiętając o eksponencjalnej zmienności pola wzdłuż osi z , równania (B.4) oraz (B.5) możemy zapisać w postaci jednorodnego układu równań

różniczkowych

$$\begin{bmatrix} -jk_0\beta_n & 0 & 0 & k_0\varepsilon_r & 0 & -\frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & jk_0\beta_n & k_0\varepsilon_r & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ -jk_0\mu_a & k_0\mu_r & -jk_0\beta_n & 0 & -\frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ k_0\mu_r & jk_0\mu_a & 0 & jk_0\beta_n & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \\ -\frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & 0 & 0 & k_0\varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & 0 & k_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta H_y \\ \eta H_x \\ E_y \\ E_x \\ E_z \\ \eta H_z \end{bmatrix} = 0, \quad (\text{B.6})$$

gdzie $\beta_n = \frac{\beta}{k_0}$ jest znormalizowanym współczynnikiem propagacji. Powstały układ równań określa zależności pomiędzy wszystkimi składowymi pola elektrycznego i magnetycznego w nieograniczonym ośrodku ferrytowym. Z uwagi na przyjęty kierunek propagacji fali elektromagnetycznej z łatwością można dokonać rozkładu pól na składowe poprzeczne

$$\mathbf{F}_t = \begin{bmatrix} \eta H_y \\ \eta H_x \\ E_y \\ E_x \end{bmatrix} \quad (\text{B.7})$$

oraz podłużne

$$\mathbf{F}_z = \begin{bmatrix} E_z \\ \eta H_z \end{bmatrix}. \quad (\text{B.8})$$

Wykorzystując tę notację równanie (B.6) zapisać można w następującej formie

$$\begin{bmatrix} \mathbf{M}_1 & \mathbf{M}_2 \\ \mathbf{M}_3 & \mathbf{M}_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{F}_t \\ \mathbf{F}_z \end{bmatrix} = 0. \quad (\text{B.9})$$

Zakładając, że istnieje macierz odwrotna do \mathbf{M}_1 , relację (B.9) możemy przekształcić do postaci łączącej pola podłużne i poprzeczne

$$\mathbf{F}_t = (\mathbf{M}_1)^{-1} \mathbf{M}_2 \mathbf{F}_z = \mathbf{F} \mathbf{F}_z, \quad (\text{B.10})$$

gdzie macierz \mathbf{F} określona jest następująco

$$\mathbf{F} = \frac{1}{k_0 Q} \begin{bmatrix} \varepsilon_r(\varepsilon_r\mu_r - \beta_n^2) \frac{\partial}{\partial x} + j\mu_a\varepsilon_r^2 \frac{\partial}{\partial y} & j\beta_n(\varepsilon_r\mu_r - \beta_n^2) \frac{\partial}{\partial y} + \mu_a\varepsilon_r\beta_n \frac{\partial}{\partial x} \\ -\varepsilon_r(\varepsilon_r\mu_r - \beta_n^2) \frac{\partial}{\partial y} + j\mu_a\varepsilon_r^2 \frac{\partial}{\partial x} & j\beta_n(\varepsilon_r\mu_r - \beta_n^2) \frac{\partial}{\partial x} - \mu_a\varepsilon_r\beta_n \frac{\partial}{\partial y} \\ j\beta_n(\varepsilon_r\mu_r - \beta_n^2) \frac{\partial}{\partial y} + \mu_a\varepsilon_r\beta_n \frac{\partial}{\partial x} & -(\mu_a^2\varepsilon_r + \mu_r\beta_n^2 - \mu_r^2\varepsilon_r) \frac{\partial}{\partial x} + j\mu_a\beta_n^2 \frac{\partial}{\partial y} \\ j\beta_n(\varepsilon_r\mu_r - \beta_n^2) \frac{\partial}{\partial x} - \mu_a\varepsilon_r\beta_n \frac{\partial}{\partial y} & (\mu_a^2\varepsilon_r + \mu_r\beta_n^2 - \mu_r^2\varepsilon_r) \frac{\partial}{\partial y} + j\mu_a\beta_n^2 \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix}, \quad (\text{B.11})$$

przy czym $Q = -\beta_n^4 + 2\mu_r\varepsilon_r\beta_n^2 + \varepsilon_r^2(\mu_a^2 - \mu_r^2)$.

Rozwiązując układ równań (B.9) ze względu na składowe podłużne pola E_z i H_z można zapisać równanie falowe

$$\left[\mathbf{M}_4 - \mathbf{M}_3(\mathbf{M}_1)^{-1} \mathbf{M}_2 \right] \mathbf{F}_z = \mathbf{W} \mathbf{F}_z = 0, \quad (\text{B.12})$$

gdzie

$$\mathbf{W} = \frac{1}{k_0 Q} \begin{bmatrix} -k_0^2\varepsilon_r Q + \varepsilon_r(\varepsilon_r\mu_r - \beta_n^2) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) & \mu_a\varepsilon_r\beta_n \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \\ \mu_a\varepsilon_r\beta_n \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) & -k_0^2 Q - (\mu_a^2\varepsilon_r + \mu_r\beta_n^2 - \mu_r^2\varepsilon_r) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \end{bmatrix}. \quad (\text{B.13})$$

Z równania (B.12) i (B.13) wynika, iż w badanym ośrodku istnieje sprzężenie pomiędzy polem elektrycznym i magnetycznym opisane poprzez pozadiagonalne elementy macierzy \mathbf{W} . Powstałe w takiej strukturze pole jest więc polem hybrydowym.

Rozwiązanie równania (B.12) definiujemy w przestrzeni spektralnej przy użyciu całkowitej transformaty Fouriera względem zmiennej y (wykorzystując przy tym twierdzenie dotyczące różniczek z funkcji w dziedzinie rzeczywistej przytoczone w Dodatku A). Ostatecznie z relacji (B.12) otrzymać można jednorodne równanie różniczkowe w postaci

$$\left(a \frac{\partial^4}{\partial x^4} + b \frac{\partial^2}{\partial x^2} + c \right) \tilde{E}_z = 0, \quad (\text{B.14})$$

gdzie

$$\begin{aligned} qa &= -\varepsilon_r \mu_r, \\ b &= \varepsilon_r (k_0^2 \beta_n^2 - k_0^2 \varepsilon_r \mu_r^2 + k_0^2 \beta_n^2 \mu_r - k_0^2 \varepsilon_r \mu_r + k_0^2 \varepsilon_r \mu_a^2 + 2p^2 \mu_r), \\ c &= \varepsilon_r (-k_0^4 \beta_n^4 + 2k_0^4 \beta_n^2 \varepsilon_r \mu_r - k_0^2 \beta_n^2 p^2 + k_0^4 \varepsilon_r^2 \mu_a^2 - k_0^4 \varepsilon_r^2 \mu_r^2 - k_0^2 \beta_n^2 p^2 \mu_r - k_0^2 p^2 \varepsilon_r \mu_a^2 - p^4 \mu_r \\ &\quad + k_0^2 p^2 \varepsilon_r \mu_r + k_0^2 p^2 \varepsilon_r \mu_r^2). \end{aligned}$$

Równanie charakterystyczne dla problemu (B.14) posiada cztery pierwiastki opisane wyrażeniami

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -\sqrt{\frac{-b - \sqrt{\Delta}}{2a}}, & \alpha_2 &= \sqrt{\frac{-b - \sqrt{\Delta}}{2a}}, \\ \alpha_3 &= -\sqrt{\frac{-b + \sqrt{\Delta}}{2a}}, & \alpha_4 &= \sqrt{\frac{-b + \sqrt{\Delta}}{2a}}, \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

gdzie $\Delta = b^2 - 4ac$. Całkowite pole \tilde{E}_z opisane jest więc przez całkę ogólną równania (B.14) będącą kombinacją liniową czterech fal cząstkowych

$$\tilde{E}_z = A_1 e^{\alpha_1 x} + A_2 e^{\alpha_2 x} + A_3 e^{\alpha_3 x} + A_4 e^{\alpha_4 x}, \quad (\text{B.16})$$

gdzie współczynniki A_1, A_2, A_3 i A_4 reprezentują nieznanne amplitudy składowych podłużnych pola. Znajomość postaci rozwiązania (B.16) pozwala, na podstawie relacji (B.12), określić postać pola $\eta \tilde{H}_z$ w badanej strukturze

$$\eta \tilde{H}_z = B_1 A_1 e^{\alpha_1 x} + B_2 A_2 e^{\alpha_2 x} + B_3 A_3 e^{\alpha_3 x} + B_4 A_4 e^{\alpha_4 x}, \quad (\text{B.17})$$

gdzie

$$B_j = -\frac{\tilde{W}_{11}(\alpha_j)}{\tilde{W}_{12}(\alpha_j)}, \quad j \in \{1, 2, 3, 4\}, \quad (\text{B.18})$$

a \tilde{W}_{11} i \tilde{W}_{12} to odpowiednie elementy macierzy \mathbf{W} (B.13) określone w dziedzinie spektralnej.

Pozostałe składowe pola ($\tilde{E}_y, \eta \tilde{H}_y, \tilde{E}_x, \eta \tilde{H}_x$) znaleźć można na bazie wyrażen (B.16), (B.17) oraz związku pomiędzy składowymi podłużnymi i poprzecznymi (B.11) określonego

w dziedzinie spektralnej. Składowe poprzeczne mają więc postać

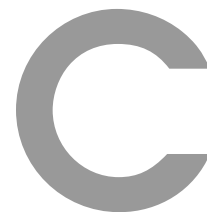
$$\begin{aligned}
\tilde{E}_y &= L_1 A_1 e^{\alpha_1 x} + L_2 A_2 e^{\alpha_2 x} + L_3 A_3 e^{\alpha_3 x} + L_4 A_4 e^{\alpha_4 x}, \\
\eta \tilde{H}_y &= N_1 A_1 e^{\alpha_1 x} + N_2 A_2 e^{\alpha_2 x} + N_3 A_3 e^{\alpha_3 x} + N_4 A_4 e^{\alpha_4 x}, \\
\tilde{E}_x &= P_1 A_1 e^{\alpha_1 x} + P_2 A_2 e^{\alpha_2 x} + P_3 A_3 e^{\alpha_3 x} + P_4 A_4 e^{\alpha_4 x}, \\
\eta \tilde{H}_x &= O_1 A_1 e^{\alpha_1 x} + O_2 A_2 e^{\alpha_2 x} + O_3 A_3 e^{\alpha_3 x} + O_4 A_4 e^{\alpha_4 x},
\end{aligned} \tag{B.19}$$

gdzie współczynniki L_j , N_j , P_j i O_j określone są na podstawie zależności (B.11).

W przypadku ośrodków dielektrycznych omówione zagadnienie znacząco się upraszcza. W równaniach (B.4) i (B.5) zamiast tensora wprowadzona jest skalarna wartość przenikalności magnetycznej ($\mu_r = 1$ oraz $\mu_a = 0$). W rezultacie w równaniu (B.13) elementy W_{12} oraz W_{21} w macierzy \mathbf{W} są równe zero. W efekcie znika sprzężenie pomiędzy polem elektrycznym i magnetycznym. W takim przypadku Δ w równaniach (B.15) jest równa zero czyli cztery pierwiastki równania charakterystycznego upraszczają się do dwóch ($\alpha_3 = \alpha_1$ oraz $\alpha_4 = \alpha_2$). Składowe pola \tilde{E}_z i $\eta \tilde{H}_z$ są niezależne i przyjmują postaci

$$\tilde{E}_z = A_1 e^{\alpha_1 x} + A_2 e^{\alpha_2 x}, \quad \eta \tilde{H}_z = A_3 e^{\alpha_3 x} + A_4 e^{\alpha_4 x}. \tag{B.20}$$

Również w tym przypadku pozostałe składowe pól można określić wykorzystując znaną postać \tilde{E}_z i $\eta \tilde{H}_z$ (B.20) oraz związki (B.10) w dziedzinie spektralnej.



Postaci pól w kolejnych obszarach oraz macierz warunków ciągłości

Do opisu warunków ciągłości występujących w tego typu strukturach wykorzystuje się składowe styczne do płaszczyzny yz na granicy obszarów, czyli składowe pól \tilde{E}_z , \tilde{H}_z , \tilde{E}_y , \tilde{H}_y . Wymaga to określenia postaci pól w każdym z obszarów występujących w strukturze.

W niniejszym paragrafie przedstawione zostaną postaci składowych pól w każdej z warstw występujących w analizowanych liniach. W tym celu wykorzystane zostaną zależności (B.16), (B.17) oraz (B.19) opisane w Dodatku B. W składowej \tilde{E}_z wprowadzono dodatkowe współczynniki K_j . Umożliwiło to ujednoczenie zapisu dla ośrodka dielektrycznego i ferrytowego.

C.1 Postaci pól w warstwach środkowych

Zapiszmy postaci pól w warstwach środkowych (patrz rys. 2.1). Niech $i \in \{2, 3, 4\}$ będzie numerem obszaru. Obszary środkowe obejmują następujące zakresy x : obszar \textcircled{i} - $x \in (h_{i-1}, h_i)$. Zgodnie z założeniami każdy z tych obszarów może być obszarem dielektrycznym lub ferrytowym. Postać ogólna pól wykorzystywanych przy spełnianiu warunków brzegowych dla i -tego obszaru może zostać zapisana macierzowo

$$\begin{bmatrix} \eta \tilde{H}_z^i \\ \eta \tilde{H}_y^i \\ \tilde{E}_z^i \\ \tilde{E}_y^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_1^i & B_2^i & B_3^i & B_4^i \\ N_1^i & N_2^i & N_3^i & N_4^i \\ K_1^i & K_2^i & K_3^i & K_4^i \\ L_1^i & L_2^i & L_3^i & L_4^i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\alpha_1^i(x-h_{i-1})} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{\alpha_2^i(x-h_{i-1})} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{\alpha_3^i(x-h_{i-1})} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{\alpha_4^i(x-h_{i-1})} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^i \\ A_2^i \\ A_3^i \\ A_4^i \end{bmatrix}. \quad (\text{C.1})$$

W przypadku gdy i -ty obszar jest obszarem dielektrycznym w równaniu (C.1) współczynniki $K_1^i = K_2^i = 1$, $K_3^i = K_4^i = 0$ oraz $B_1^i = B_2^i = 0$, $B_3^i = B_4^i = 1$. Dodatkowo należy pamiętać, że w tym przypadku $\alpha_3^i = \alpha_1^i$ oraz $\alpha_4^i = \alpha_2^i$. Jeżeli i -ty obszar jest warstwą ferrytową to $K_j^i = 1$ a współczynniki B_j^i obliczane są na podstawie zależności (B.18).

Powyższe równanie można zapisać również w formie skróconej dokonując rozdzielenia na składowe pola elektrycznego i magnetycznego

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}^i \\ \mathbf{E}^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_H^i \\ \mathbf{B}_E^i \end{bmatrix} \mathbf{A}^i, \quad (\text{C.2})$$

gdzie

$$\mathbf{H}^i = \eta \begin{bmatrix} \widetilde{H}_z^i \\ \widetilde{H}_y^i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^i = \begin{bmatrix} \widetilde{E}_z^i \\ \widetilde{E}_y^i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{A}^i = [A_1^i, A_2^i, A_3^i, A_4^i]^T \quad (\text{C.3})$$

oraz

$$\mathbf{B}_H^i = \begin{bmatrix} B_1^i e^{\alpha_1^i(x-h_{i-1})} & B_2^i e^{\alpha_2^i(x-h_{i-1})} & B_3^i e^{\alpha_3^i(x-h_{i-1})} & B_4^i e^{\alpha_4^i(x-h_{i-1})} \\ N_1^i e^{\alpha_1^i(x-h_{i-1})} & N_2^i e^{\alpha_2^i(x-h_{i-1})} & N_3^i e^{\alpha_3^i(x-h_{i-1})} & N_4^i e^{\alpha_4^i(x-h_{i-1})} \end{bmatrix}, \quad (\text{C.4})$$

$$\mathbf{B}_E^i = \begin{bmatrix} K_1^i e^{\alpha_1^i(x-h_{i-1})} & K_2^i e^{\alpha_2^i(x-h_{i-1})} & K_3^i e^{\alpha_3^i(x-h_{i-1})} & K_4^i e^{\alpha_4^i(x-h_{i-1})} \\ L_1^i e^{\alpha_1^i(x-h_{i-1})} & L_2^i e^{\alpha_2^i(x-h_{i-1})} & L_3^i e^{\alpha_3^i(x-h_{i-1})} & L_4^i e^{\alpha_4^i(x-h_{i-1})} \end{bmatrix}. \quad (\text{C.5})$$

C.2 Postaci pól w warstwach zewnętrznych

Zapiszmy teraz w postaci ogólnej pola w warstwach skrajnych czyli ① oraz ⑤ ($i \in \{1, 5\}$). Założono, iż warstwy te są dielektryczne więc współczynniki K^i i B^i przyjmują wartości $K_1^i = K_2^i = 1$, $K_3^i = K_4^i = 0$ oraz $B_1^i = B_2^i = 0$, $B_3^i = B_4^i = 1$. Dodatkowo ze względu na brak górnego i dolnego ekranu w strukturze, pola \widetilde{E}_z i $\eta\widetilde{H}_z$ w tych obszarach spełniają warunek Sommerfelda dla fal odchodzących. Ostatecznie pola w obszarze ① czyli dla $x \in (-\infty, h_1)$ są postaci

$$\begin{bmatrix} \eta\widetilde{H}_z^1 \\ \eta\widetilde{H}_y^1 \\ \widetilde{E}_z^1 \\ \widetilde{E}_y^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_2^1 & B_4^1 \\ N_2^1 & N_4^1 \\ K_2^1 & K_4^1 \\ L_2^1 & L_4^1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\alpha_2^1(x-h_1)} & 0 \\ 0 & e^{\alpha_4^1(x-h_1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2^1 \\ A_4^1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.6})$$

lub w zapisie skróconym

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}^1 \\ \mathbf{E}^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_H^1 \\ \mathbf{B}_E^1 \end{bmatrix} \mathbf{A}^1, \quad (\text{C.7})$$

gdzie

$$\mathbf{H}^1 = \eta \begin{bmatrix} \widetilde{H}_z^1 \\ \widetilde{H}_y^1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^1 = \begin{bmatrix} \widetilde{E}_z^1 \\ \widetilde{E}_y^1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{A}^1 = [A_2^1, A_4^1]^T \quad (\text{C.8})$$

oraz

$$\mathbf{B}_H^1 = \begin{bmatrix} B_2^1 e^{\alpha_2^1(x-h_1)} & B_4^1 e^{\alpha_4^1(x-h_1)} \\ N_2^1 e^{\alpha_2^1(x-h_1)} & N_4^1 e^{\alpha_4^1(x-h_1)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B}_E^1 = \begin{bmatrix} K_2^1 e^{\alpha_2^1(x-h_1)} & K_4^1 e^{\alpha_4^1(x-h_1)} \\ L_2^1 e^{\alpha_2^1(x-h_1)} & L_4^1 e^{\alpha_4^1(x-h_1)} \end{bmatrix}. \quad (\text{C.9})$$

Z kolei w obszarze ⑤ czyli dla $x \in (h_4, \infty)$ pola są postaci

$$\begin{bmatrix} \eta\widetilde{H}_z^5 \\ \eta\widetilde{H}_y^5 \\ \widetilde{E}_z^5 \\ \widetilde{E}_y^5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_2^5 & B_4^5 \\ N_2^5 & N_4^5 \\ K_2^5 & K_4^5 \\ L_2^5 & L_4^5 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\alpha_2^5(x-h_4)} & 0 \\ 0 & e^{\alpha_4^5(x-h_4)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2^5 \\ A_4^5 \end{bmatrix} \quad (\text{C.10})$$

lub w zapisie skróconym

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}^5 \\ \mathbf{E}^5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_H^5 \\ \mathbf{B}_E^5 \end{bmatrix} \mathbf{A}^5, \quad (\text{C.11})$$

gdzie

$$\mathbf{H}^5 = \eta \begin{bmatrix} \widetilde{H}_z^5 \\ \widetilde{H}_y^5 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^5 = \begin{bmatrix} \widetilde{E}_z^5 \\ \widetilde{E}_y^5 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{A}^5 = [A_1^5, A_3^5]^T \quad (\text{C.12})$$

oraz

$$\mathbf{B}_H^5 = \begin{bmatrix} B_1^5 e^{\alpha_1^4(x-h_4)} & B_3^5 e^{\alpha_3^4(x-h_4)} \\ N_1^5 e^{\alpha_1^4(x-h_4)} & N_3^5 e^{\alpha_3^4(x-h_4)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B}_E^5 = \begin{bmatrix} K_1^5 e^{\alpha_1^5(x-h_4)} & K_3^5 e^{\alpha_3^5(x-h_4)} \\ L_1^5 e^{\alpha_1^5(x-h_4)} & L_3^5 e^{\alpha_3^5(x-h_4)} \end{bmatrix}. \quad (\text{C.13})$$

Zależności (C.2), (C.7) oraz (C.11) zostaną wykorzystane w dalszej części pracy od zapisu warunków ciągłości w kolejnych warstwach granicznych wstępujących w badanej strukturze.

C.3 Warunki ciągłości

Wykorzystując relację (2.5) zapisujemy warunki ciągłości dla wszystkich przekrojów granicznych występujących w badanej strukturze, co ujęto w postaci macierzowej jako równanie (2.9). W równaniu tym macierz \mathbf{R} jest postaci

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_H^5 & -\mathbf{B}_H^4 & 0 & 0 & 0 \\ \mathbf{B}_E^5 & -\mathbf{B}_E^4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{B}_H^4 & -\mathbf{B}_H^3 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{B}_E^4 & -\mathbf{B}_E^3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{B}_H^3 & -\mathbf{B}_H^2 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{B}_E^3 & -\mathbf{B}_E^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{B}_H^2 & -\mathbf{B}_H^1 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{B}_E^2 & -\mathbf{B}_E^1 \end{bmatrix}, \quad (\text{C.14})$$

wektor \mathbf{A} jest postaci

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}^5 \\ \mathbf{A}^4 \\ \mathbf{A}^3 \\ \mathbf{A}^2 \\ \mathbf{A}^1 \end{bmatrix}, \quad (\text{C.15})$$

gdzie elementy tych macierzy określone zostały na podstawie zależności (C.2), (C.7) oraz (C.11), a wektor \mathbf{J} jest postaci

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \mathbf{J}^4 \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{J}^3 \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{J}^2 \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{J}^1 \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}, \quad (\text{C.16})$$

gdzie wektora \mathbf{J} określone są na podstawie (2.5).

Bibliografia

- [1] M.E. Hines. Reciprocal and nonreciprocal modes of propagation in ferrite stripline and microstrip devices. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 19(5):442 – 451, maj 1971.
- [2] J. Mazur. *Badanie charakterystyk dyspersyjnych linii paskowych zawierających ośrodki żyotropowe*. Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej (356), Elektronika LIII, Gdańsk, 1983.
- [3] P. Parmanick and P. Bhatia. *Analysis, design and applications of fin lines*. Artech House, 1991.
- [4] P. de Santis. Fringing-field effects in edge-guided wave devices. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 24(7):409 – 415, lipiec 1976.
- [5] P. de Santis and F. Pucci. The edge-guided-wave circulator (short papers). *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 23(6):516 – 519, czerwiec 1975.
- [6] K. Araki, T. Koyama, and Y. Naito. A new type of isolator using the edge-guided mode (letters). *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 23(3):321 – 321, marzec 1975.
- [7] I. Awai and T. Itoh. Coupled-mode theory analysis of distributed nonreciprocal structures. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 29(10):1077 – 1087, październik 1981.
- [8] J. Mazur. Analysis of quasicyclic ferrite junction by point-matching technique. *Electronics Letters*, 19(4):140 – 142, luty 1983.
- [9] J. Borburgh. The behaviour of guided modes on the ferrite-filled microstrip line with the magnetization perpendicular to the ground plane. *AEU*, 31(2):73–77, 1977.
- [10] A. J. Baden Fuller. *Ferrites at microwave frequencies*. Peter Peregrinus Ltd., London UK, 1986.
- [11] Roberts F. F. A note on the ferromagnetic faraday effect at centimetre wavelengths. *Journal de Physics et Rad.*, 12(3):305, marzec 1951.
- [12] Polder D. On the theory of ferromagnetic resonance. *Phil. Mag.*, 1949.
- [13] L. E. Davis and D. B. Sillars. Millimetric nonreciprocal coupled slot finline components. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 34(7):804–808, lipiec 1986.
- [14] A. Nicol and L. E. Davis. Non-reciprocal coupling in dielectric image lines. *Proc. Inst. Electr. Eng., Pt. H.*, wolumen 132, lipiec 1985.

- [15] L.E. Davis, K. Xie, B.J. Climer, K.D. Newsome, and N.E. Priestley. Design and measurement of ferrite coupled line circulators. *Microwave Symposium Digest, 1999 IEEE MTT-S International*, wolumen 3, str. 1153 –1156, 1999.
- [16] J. Mazur and M. Mrozowski. Nonreciprocal operation of structures comprising a section of coupled ferrite lines with longitudinal magnetization direction. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 37(6):1012–1019, czerwiec 1989.
- [17] J. Mazur and M. Mrozowski. On the mode coupling in longitudinally magnetized waveguiding structures. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 37(1):159–164, styczeń 1989.
- [18] J. Mazur. Millimeter-wave three-port finline circulator using distributed coupling effect. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 41(6):1067 –1070, 1993.
- [19] J. Mazur and E. M. Tabun. Badanie układów niewzajemnych realizowanych techniką ferrytowych linii sprzężonych typu "fin". *X Krajowe Sympozium Telekomunikacji*, wolumen E-3, str. 68 – 76, Bydgoszcz, Poland, 1994.
- [20] J. Mazur and E. M. Tabun. Millimetric nonreciprocal devices using CFL finline junction. *XI International Microwaves Conference, MIKON-96*, wolumen 2, str. 614 – 619, Warszawa, Poland, 1996.
- [21] Hewitt W. M. Microwave resonance absorption in ferromagnetic semiconductors. *Physical Review*, 1948.
- [22] Landau L. and Lifshitz E. On the theory of dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies (in english). *Physic z. Sovjetunion*, 1935.
- [23] H. Bosma. On stripline y-circulation at uhf. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 12(1):61 – 72, styczeń 1964.
- [24] C.E. Fay and R.L. Comstock. Operation of the ferrite junction circulator. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 13(1):15 – 27, styczeń 1965.
- [25] J. Helszajn. *Principles of microwave ferrite engineering*. Wiley, 1969.
- [26] J. Mazur and M. Mrozowski. Millimeter-wave four-port circulator using distributed coupling effect. *Microwave and Guided Wave Letters, IEEE*, 1(12):396 –398, grudzień 1991.
- [27] Chin Soon Teoh and L.E. Davis. Normal-mode analysis of coupled-slots with an axially-magnetized ferrite substrate. *Microwave Symposium Digest, 1995., IEEE MTT-S International*, str. 99 –102 vol.1, maj 1995.
- [28] Chin Soon Teoh and L.E. Davis. Normal-mode analysis of ferrite-coupled lines using microstrips or slotlines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 43(12):2991 –2998, grudzień 1995.

- [29] El-Mukhtar Tabun. *Modeling of coupled ferrite line junction and its application on the design of nonreciprocal devices*. Rozprawa doktorska 8/97, Politechnika Gdańska, Wydział Elektroniki, Telekomunikacji i Informatyki, Gdańsk, 1997.
- [30] J. Mazur, P. Kutysz, and A. Ćwikła. Coupled-mode analysis of ferrite microstrip lines. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 9(8):300 – 302, sierpień 1999.
- [31] K. Xie and L.E. Davis. Nonreciprocity and the optimum operation of ferrite coupled lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 48(4):562 –573, kwiecień 2000.
- [32] J. Michalski. *Badanie układów wzajemnych zawierających złącza ferrytowe linii sprzężonych magnedowanych podłużnie*. Rozprawa doktorska, Warszawa, 2002.
- [33] A. Kusiek, W. Marynowski, and J. Mazur. Investigations of the circulation effects in the structure using ferrite coupled slot-line section. *Microwave and Optical Technology Letters*, str. 692–696, marzec 2007.
- [34] W. Marynowski, A. Kusiek, and J. Mazur. Microstrip ferrite coupled line isolators. *XVI International Microwaves, Radar and Wireless Communications Conference*, wolumen 1, str. 342–345, Krakow, Poland, maj 2006.
- [35] W. Marynowski, A. Kusiek, and J. Mazur. Microstrip four-port circulator using a ferrite coupled line section. *AEU - International Journal of Electronics and Communications*, 63(9):801–808, lipiec 2008.
- [36] Ch. K. Queck and L. E. Davis. Microstrip and stripline ferrite-coupled-lines (FCL) circulators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(12):2910–2917, grudzień 2002.
- [37] Ch. K. Queck and L. E. Davis. Broad-band three-port and four-port stripline ferrite coupled line circulators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(2):625–632, luty 2004.
- [38] J. Mazur, M. Mazur, J. Michalski, and E. Sędek. Isolator using a ferrite-coupled-lines gyrator. *IEE Proceedings - Microwaves, Antennas and Propagation*, 149(5/6):291–294, październik/grudzień 2002.
- [39] Ch. K. Queck and L. E. Davis. Novel folding technique for planar ferrite-coupled-line circulators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(5):1369–1374, maj 2004.
- [40] M. Cao, R. Pietig, H. C. Wu, and R. G. Gossink. Perturbation theory approach to the ferrite coupled stripline. *Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International*, wolumen 3, str. 1903–1906, maj 2004.
- [41] J. Mazur, M. Solecka, R. Poltorak, and M. Mazur. Theoretical and experimental treatment of a microstrip coupled ferrite line circulator. *IEE Proceedings - Microwaves, Antennas and Propagation*, 151(6):477–480, grudzień 2004.

- [42] Meng Cao and R. Pietig. Ferrite coupled-line circulator with reduced length. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 53(8):2572 – 2579, sierpień 2005.
- [43] J. Mazur, M. Solecka, M. Mazur, R. Poltorak, and E. Sedek. Design and measurement of gyrator and isolator using ferrite coupled microstrip lines. *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings -*, 152(1):43 – 46, luty 2005.
- [44] W. Marynowski and J. Mazur. Zgłoszenie patentowe: Mikrofalowy izolator podwójny. (379708), maj 2006.
- [45] W. Marynowski and J. Mazur. Treatment of the three strip coplanar lines on the ferrite. *XVII International Microwaves, Radar and Wireless Communications Conference*, wolumen 1, str. 135–138, Wrocław, Poland, maj 2008.
- [46] W. Marynowski. *Modelowanie układów niewzajemnych wykorzystujących złącza ferrytowych mikropaskowych linii sprzężonych (FCL)*. Praca dyplomowa, Politechnika Gdańska, Katedra Inżynierii Mikrofalowej i Antenowej, Gdańsk, 2004.
- [47] A. Kusiek. *Modelowanie układów niewzajemnych wykorzystujących złącza ferrytowych szczelinowych linii sprzężonych (FCL)*. Praca dyplomowa, Politechnika Gdańska, Katedra Inżynierii Mikrofalowej i Antenowej, Gdańsk, 2004.
- [48] W. Marynowski and J. Mazur. Three-strip ferrite circulator design based on coupled mode method. *2009 International Symposium on Antennas and Propagation (ISAP 2009)*, str. 205–208, Bangkok, Thailand, październik 2009.
- [49] W. Marynowski and J. Mazur. Investigations of the double isolator using three-strip ferrite coupled line. *15th Conference on Microwave Techniques, COMITE 2010*, str. 73 – 76, Brno, Czech Republic, kwiecień 2010.
- [50] W. Marynowski and J. Mazur. Investigations of multilayer three-strip coplanar lines with the ferrite material. *18th International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications MIKON-2010*, str. 764 – 766, Vilnius, Lithuania, czerwiec 2010.
- [51] S.W. Yun and T. Itoh. Nonreciprocal wave propagation in a hollow image guide with a ferrite layer. *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, 132(4), lipiec 1985.
- [52] J. Mazur, M. Mazur, and J. Michalski. Coupled-mode design of ferrite-loaded coupled-microstrip-lines section. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 50(6):1487 –1494, czerwiec 2002.
- [53] High Frequency Structure Simulator (HFSS). <http://www.ansoft.com>.
- [54] CST MICROWAVE STUDIO® (CST MWS). <https://www.cst.com>.
- [55] Quick Wave 3D (QWED). <http://www.qwed.com.pl>.

- [56] T. Itoh and R. Mittra. Dispersion characteristics of slot lines. *Electronics Letters*, 7(13):364–365, lipiec 1971.
- [57] T. Itoh and R. Mittra. Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 21(7):496–499, lipiec 1973.
- [58] T. Itoh and R. Mittra. A technique for computing dispersion characteristics of shielded microstrip lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 22(10):896–898, październik 1974.
- [59] T. Itoh. Generalized spectral domain method for multiconductor printed lines and its application to turnable suspended microstrips. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 26(12):983–987, grudzień 1978.
- [60] T. Itoh. Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of shielded microstrip with tuning septums. *Proc. of 9th European Microwave Conf.*, str. 435–438, Brighton, wrzesień 1979.
- [61] K. Grabowski, J. Mazur, and M. Kitliński. MIC wave-guiding structures filled with anisotropic media. *10th European Microwave Conference*, str. 25–36, Warszawa, Poland, październik 1980.
- [62] J. Mazur. Metoda analizy przewodnic falowych MUS zawierających cienkie warstwy stratne. *Mat. Konf. URSI*, Gdańsk, 1978.
- [63] J. Mazur. Propagation in semiconductor loaded slot-line with perpendicular induction. *9th European Microwave Conference*, Brighton, England, 1979.
- [64] J. Mazur. Ferrytowaja połoskowajaja linia w protiwnopolożono naprawliennych magnetinyh polach. *Proc. V Int. Conf. On Microwave Ferrites*, Wilno, USSR, 1980.
- [65] J. Mazur and K. Grabowski. Przewodnice MUS uwarstwione ośrodkami anizotropowymi z dowolnym rozkładem pasków przewodzących w przekrojach granicznych. *Mat. V K.K. MECS*, Gdańsk, 1980.
- [66] M. Kitliński. *Metoda spektralna w analizie planarnych przewodnic falowych*. Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej (410), Elektronika LXIII, Gdańsk, 1987.
- [67] Roger F. Harrington. *Field computation by moment method*. The MacMillan Company, New York, 1968.
- [68] T. Itoh. Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 28(7):733–736, lipiec 1980.
- [69] J. B. Davies and D. Mirshekar-Syahkal. Spectral domain solution of arbitrary coplanar transmission line with multilayer substrate. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 25(2):143–146, luty 1977.

- [70] J. B. Knorr and K. D. Kuchler. Analysis of coupled slots and coplanar strips on dielectric substrate. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 23(7):541–548, lipiec 1975.
- [71] E. F. Kuester and D. C. Chang. An appraisal of methods for computation of the dispersion characteristics of open microstrip. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 27(7):691–694, lipiec 1979.
- [72] M. Mrozowski. *Numeryczne badanie rozkładu pola elektromagnetycznego w wybranych przewodnicach paskowych*. Praca dyplomowa, Politechnika Gdańska, Instytut telekomunikacji, Gdańsk, 1983.
- [73] E. J. Denlinger. A frequency dependent solution for microstrip transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 19(1):30 – 39, 1971.
- [74] E. Yamashita. Variational method for the analysis of microstrip-like transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 16(8):529 – 535, 1968.
- [75] L. Faucon. *L'approche spectrale des guides planaires, parametres electromagnetiques des lignes micro-fente et coplanaire*. Rozprawa doktorska, Lille, 1978.
- [76] L. Schmidt and T. Itoh. Spectral domain analysis of dominant and higher order modes in fin-lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 28(9):981–985, wrzesień 1980.
- [77] G. Kowalski and R. Pregla. Dispersion characteristics of single and coupled microstrips. *AEU*, str. 276–280, 1972.
- [78] G. Kowalski and R. Pregla. Dispersion characteristics of single and coupled microstrips with double-layer substrates. *AEU*, str. 125–130, 1973.
- [79] D. Mirshekar-Syahkal and J. B. Davies. Accurate solution of microstrip and coplanar structures for dispersion and for dielectric and conductor losses. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 27(7):694–699, lipiec 1977.
- [80] Y. Fujiki, T. Kitazawa, M. Suzuki, and Y. Hayashi. Analysis of higher-order modes in single, coupled and asymmetrical striplines. *Electronic and Communications in Japan*, str. 89–95, 1974.
- [81] Y. Fujiki, M. Suzuki, T. Kitazawa, and Y. Hayashi. Higher-order modes in coplanar-type transmission lines. *Electronic and Communications in Japan*, str. 74–81, 1974.
- [82] T. Kitazawa and Y. Hayashi. Propagation characteristics of striplines with multilayered anisotropic media. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, str. 429 – 433, 1983.
- [83] Y. Hayashi, E. Farr, S. Wilson, and R. Mittra. Analysis of dominant and higher-order modes in unilateral fin-lines. *AEU*, str. 117–122, 1983.

- [84] K. Mejsnar. Higher-order modes on slot lines. *10th European Microwave Conference*, Warszawa, Polska, 1980.
- [85] K. Sachse and J. Citerne. Frequency-dependent solution of suspended microstrip line with tuning septums. *Electronics Letters*, str. 264 – 266, 1980.
- [86] J. Borburgh. *Teoretische Untersuchung der Dispersion und Feldverteilung von Wellentypen einen Mikrostreifenleitung mit Gyrotropen Substrat*. Rozprawa doktorska, Erlangen, 1976.
- [87] L. Schmidt, T. Itoh, and H. Hofmann. Characteristics of unilateral fin-line structures with arbitrarily located slots. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 29(4):352–355, kwiecień 1981.
- [88] J. Meixner. The behavior of electromagnetic fields at edges. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 20(4):442–446, lipiec 1972.
- [89] R. H. Jansen. Unified user-oriented computation of shielded, covered and open planar microwave and millimeter-wave transmission-line characteristics. *Microwaves, Optics and Acoustics, IEE Journal on*, 3(1):14–22, styczeń 1979.
- [90] J.A. Dobrowolski. *Monolityczne mikrofalowe układy scalone. Modelowanie, projektowanie, pomiary*. Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa, 1999.
- [91] J.A. Dobrowolski. *Technika wielkich częstotliwości*. OWPW, 2001.
- [92] David M. Pozar. *Microwave Engineering SE*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1998.
- [93] ADVANCED DESIGN SYSTEM - Momentum, Agilent Technologies. <http://www.agilent.com>.
- [94] W. L. Stutzman. *Polarization in Electromagnetic Systems*. Artech House, Inc., 1993.
- [95] J. Krupka. Measurements of all complex permeability tensor components and the effective line widths of microwave ferrites using dielectric ring resonators. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 39(7):1148 –1157, 1991.
- [96] J. Krupka and R.G. Geyer. Complex permeability of demagnetized microwave ferrites near and above gyromagnetic resonance. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 32(3):1924 –1933, maj 1996.
- [97] Ch. K. Queck and L. E. Davis. Butterfly-shape folding of a ferrite coupled line. *Microwave Conference, 2006. 36th European*, str. 1147 –1150, wrzesień 2006.
- [98] Lei Liu, C. Caloz, and T. Itoh. Dominant mode leaky-wave antenna with backfire-to-endfire scanning capability. *Electronics Letters*, 38(23):1414 – 1416, listopad 2002.

- [99] A. Grbic and G.V. Eleftheriades. A backward-wave antenna based on negative refractive index l-c networks. *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE*, wolumen 4, str. 340 – 343, 2002.
- [100] I-Hsiang Lin, C. Caloz, and T. Itoh. A branch-line coupler with two arbitrary operating frequencies using left-handed transmission lines. *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, wolumen 1, str. 325 – 328, czerwiec 2003.
- [101] C. Caloz and T. Itoh. Novel microwave devices and structures based on the transmission line approach of meta-materials. *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, wolumen 1, str. 195 – 198, Philadelphia, USA, czerwiec 2003.
- [102] K. Okubo and M. Tsutsumi. On the left handed ferrite circulator. *Microwave Symposium Digest, 2006. IEEE MTT-S International*, czerwiec 2006.
- [103] M. Tsutsumi and K. Okubo. Left-handed characteristics of ferrite microstrip line magnetized to wave propagation. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 45(10):4207–4210, październik 2009.
- [104] T. Ueda and M. Tsutsumi. Nonreciprocal left-handed transmission characteristics of microstriplines on ferrite substrate. *Microwaves, Antennas Propagation, IET*, 1(2):349–354, kwiecień 2007.
- [105] Ch. K. Queck and L. E. Davis. Bandwidth and losses of 4-port ferrite coupled lines circulators. *Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*, wolumen 3, str. 1475–1478, 2002.
- [106] A. Kusiek, W. Marynowski, and J. Mazur. The investigations of influence of isotropic coupling between ferrite coupled slot-lines on parameters of FCSL circulator. *XVI International Microwaves, Radar and Wireless Communications Conference*, str. 651 – 654, Krakow, Poland, maj 2006.
- [107] W. Marynowski. Badania podwójnego izolatora wykorzystującego złącza ferrytowych sprzężonych linii mikropaskowych. *III Krajowa Konferencja Technologie Informatyczne*, wolumen 3, Gdańsk, Poland, maj 2005.
- [108] W. Marynowski, A. Kusiek, and J. Mazur. Investigations of the isolators containing microstrip fcl section. *17th International Conference Brno*, Brno, Czech Republic, kwiecień 2007.
- [109] Roger F. Harrington. *Time-harmonic electromagnetic fields*. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1961.

Spis publikacji autora rozprawy związanych z jej tematyką

Praca dyplomowa

- W. Marynowski. *Modelowanie układów niewzajemnych wykorzystujących złącza ferrytowych mikropaskowych linii sprzężonych (FCL)*. Praca dyplomowa, Politechnika Gdańska, Katedra Inżynierii Mikrofalowej i Antenowej, Gdańsk, 2004.

Artykuły w czasopismach z listy filadelfijskiej

- W. Marynowski, A. Kusiek, and J. Mazur. Microstrip four-port circulator using a ferrite coupled line section. *AEU - International Journal of Electronics and Communications*, 63(9):801-808, lipiec 2008.
- A. Kusiek, W. Marynowski, and J. Mazur. Investigations of the circulation effects in the structure using ferrite coupled slot-line section. *Microwave and Optical Technology Letters*, 49(3):692-696, marzec 2007.

Referaty konferencyjne

- W. Marynowski. Badania podwójnego izolatora wykorzystującego złącza ferrytowych sprzężonych linii mikropaskowych. *III Krajowa Konferencja Technologie Informacyjne*, wolumen 3, Gdańsk, Polska, maj 2006.
- W. Marynowski, A. Kusiek, and J. Mazur. Microstrip ferrite coupled line isolators. In *XVI International Microwaves, Radar and Wireless Communications Conference*, wolumen 1, str. 342-345, Kraków, Polska, maj 2006.
- A. Kusiek, W. Marynowski, and J. Mazur. The investigations of influence of isotropic coupling between ferrite coupled slot-lines on parameters of FCSL circulator. In *XVI International Microwaves, Radar and Wireless Communications Conference*, str. 651-654, Kraków, Polska, maj 2006.
- W. Marynowski, A. Kusiek, and J. Mazur. Investigations of the isolators containing microstrip fcl section. In *17th International Conference Brno*, Brno, Czechy, kwiecień 2007.
- W. Marynowski and J. Mazur. Treatment of the three strip coplanar lines on the ferrite. In *XVII International Microwaves, Radar and Wireless Communications Conference*, wolumen 1, pages 135-138, Wrocław, Polska, maj 2008.
- W. Marynowski and J. Mazur. Three-strip ferrite circulator design based on coupled mode method. In *2009 International Symposium on Antennas and Propagation (ISAP 2009)*, str. 205-208, Bangkok, Tajlandia, październik 2009.

- W. Marynowski and J. Mazur. Investigations of the double isolator using three-strip ferrite coupled line. In *15th Conference on Microwave Techniques, COMITE 2010*, str. 73-76, Brno, Czechy, kwiecień 2010.
- W. Marynowski and J. Mazur. Investigations of multilayer three-strip coplanar lines with the ferrite material. In *18th International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications MIKON-2010*, str. 764-766, Wilno, Litwa, czerwiec 2010.

Zgłoszenia patentowe

- W. Marynowski and J. Mazur. Zgłoszenie patentowe: Mikrofalowy izolator podwójny. (379708), Maj 2006.

Prawo rozpowszechniania

Niniejszym wyrażam zgodę na wykorzystanie wyników mojej pracy, w tym tabel i rysunków, w pracach badawczych i publikacjach przygotowywanych przez pracowników Politechniki Gdańskiej lub pod ich kierownictwem. Wykorzystanie wyników wymaga wskazania niniejszej rozprawy doktorskiej jako źródła.