



HAL
open science

Synthèse analytique de panneaux réflecteurs imprimés : Utilisation de circuits équivalents et de techniques de synthèse de filtres

Alexandre Grossetete

► To cite this version:

Alexandre Grossetete. Synthèse analytique de panneaux réflecteurs imprimés : Utilisation de circuits équivalents et de techniques de synthèse de filtres. Electronique. INSA de Rennes, 2018. Français. NNT : 2018ISAR0008 . tel-01867188

HAL Id: tel-01867188

<https://theses.hal.science/tel-01867188>

Submitted on 4 Sep 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT DE

L'INSA RENNES

COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 601

Mathématiques et Sciences et Technologies

de l'Information et de la Communication

Spécialité : *Electronique*

Par

Alexandre GROSSETETE

Synthèse analytique de panneaux réflecteurs imprimés – Utilisation de circuits équivalents et de techniques de synthèse de filtres

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 19/06/2018

Unité de recherche : IETR

Thèse N° : 18ISAR 12/D18-12

Rapporteurs avant soutenance :

Christine LETROU, Professeur, Télécom SudParis
Hervé AUBERT, Professeur des Universités, ENSEEIHT
Toulouse

Composition du Jury :


Francisco MEDINA MENA, Professeur, Université de Séville,
Espagne
Président
Christine LETROU, Professeur, Télécom SudParis
Rapporteur
Hervé AUBERT, Professeur des Universités, ENSEEIHT
Toulouse
Rapporteur
Nicolas CAPET, Docteur Ingénieur, Directeur de la société
Anywaves
Examineur
Raphaël GILLARD, Professeur, INSA Rennes
Directeur de thèse
Erwan FOURN, Maître de conférences, INSA Rennes
Co-Encadrant de thèse

Intitulé de la thèse :

Synthèse analytique de panneaux réflecteurs imprimés – Utilisation de circuits équivalents et de techniques de synthèse de filtres

Alexandre GROSSETETE

En partenariat avec :

				
--	--	--	--	--

Document protégé par les droits d'auteur

Remerciements

Cette thèse ministérielle a été réalisée à l'Institut d'Électronique et de Télécommunications de Rennes (IETR UMR CNRS 6164) dans le département Antennes et Dispositifs Hyperfréquences (ADH) sur le site de l'Institut National des Sciences Appliquées (INSA) de Rennes .

J'adresse mes plus vifs remerciements à madame Christine LETROU, professeur à Télécom SudParis et monsieur Hervé AUBERT, professeur des Universités à l'EN-SEEIHT Toulouse, pour avoir accepté de rapporter mes travaux de thèse.

Je tiens à remercier Francisco MEDINA MENA, professeur à l'Université de Séville en Espagne et directeur du *Grupo de Microondas de la Universidad de Sevilla (GMUS)*, pour avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Je remercie vivement Nicolas CAPET, docteur ingénieur et directeur de la société Anywaves à Toulouse, pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse.

J'adresse mes profonds remerciements à Erwan FOURN et Raphaël GILLARD pour avoir encadré avec honnêteté cette thèse. A tout les deux, je vous remercie d'avoir été à mon écoute et de m'avoir fait part de vos précieux conseils.

J'adresse également mes profonds remerciements à María GARCÍA-VIGUERAS, maître de conférence à l'INSA de Rennes, pour m'avoir offert l'opportunité d'effectuer un stage de deux mois au *GMUS* afin de travailler sur la thématique des circuits équivalents aux côtés du professeur Francisco Luis MESA LEDESMA. Ce séjour restera une expérience inoubliable.

De manière générale, je remercie tout le personnel de l'IETR du site de l'INSA Rennes pour avoir chaque jour apporté une ambiance chaleureuse au sein du laboratoire. Je remercie les doctorants de l'IETR des sites de l'INSA Rennes et de l'Université Rennes 1 avec qui j'ai partagé mon quotidien.

Un clin d'oeil aussi à tout le personnel du département GEII de l'IUT de Rennes pour avoir pris soin de moi pendant mon année d'A.T.E.R. Sur les bancs de cet IUT, il y a neuf ans de cela, je rêvais déjà d'y enseigner ; c'est un rêve qui est devenu réalité.

Enfin, j'adresse un grand merci à ma mère, mon père, ma soeur et aussi à ma mamie de Saint-Malo pour m'avoir soutenu dans ce projet qui me tenait tant à coeur.

Table des matières

Introduction générale	7
1 La synthèse des réseaux réflecteurs	11
1.1 Introduction	11
1.2 Les réseaux réflecteurs	12
1.2.1 Concept d'une antenne à réseau réflecteur imprimée	12
1.2.1.1 Champ incident provenant de la source primaire	12
1.2.1.2 Phase introduite et rayonnement	14
1.2.2 Caractéristiques de la cellule unitaire d'un réseau réflecteur	14
1.2.2.1 Les réponses d'une cellule déphaseuse	14
1.2.2.2 La bande passante d'une cellule déphaseuse	14
1.2.2.3 Types de cellules déphaseuses passives	15
1.3 La cellule Phoenix	18
1.3.1 Naissance du concept	18
1.3.2 Principe de fonctionnement	19
1.3.3 Le cycle de la cellule Phoenix	19
1.3.4 Représentation par les circuits électriques équivalents	20
1.3.5 Déclinaison de la cellule phoenix	21
1.4 La synthèse de réseau réflecteur	22
1.4.1 Présentation de la méthodologie	22
1.4.2 Modélisation d'une cellule déphaseuse	23
1.4.2.1 Modélisation par les réseaux de neurones artificiels	23
1.5 Synthèse par les circuits équivalents	25
1.5.1 Cas d'une cellule de type MEFSS	25
1.5.1.1 Définition d'une MEFSS	25
1.5.1.2 Topologie élémentaire d'une MEFSS	26
1.5.1.3 Vers une synthèse complète d'une MEFSS	27
1.5.2 Synthèse d'une MEFSS passe-bande d'ordre N	27
1.5.3 Application à la synthèse de réseau transmetteur	29

1.5.4	Application à la synthèse de réseau réflecteur	29
1.5.5	Bilan	30
1.6	Modélisation par les circuits équivalents	30
1.6.1	Historique	31
1.6.2	Limites des modèles	32
1.6.3	Méthodes de modélisation	33
1.6.3.1	Méthode de la moyenne "Averaged approach"	33
1.6.3.2	Méthode de correspondance du premier ordre "First order retrieving method"	33
1.6.3.3	Méthode par interpolation	34
1.6.3.4	Méthode de modélisation multimodale	35
1.7	Conclusion	36
2	Synthèse analytique d'un réflecteur	37
2.1	Introduction	37
2.2	Modélisation d'une structure périodique 1D	38
2.2.1	La structure périodique 1D	38
2.2.2	Le théorème de Floquet	39
2.2.3	Définition des harmoniques de Floquet	40
2.2.3.1	Harmoniques d'ordres inférieur et supérieur	41
2.2.3.2	Amplitude des harmoniques : E_n	43
2.2.3.3	Amplitude du champ réfléchi : R	45
2.2.4	Circuit équivalent de la cellule unitaire	46
2.2.4.1	Formes générales	46
2.2.4.2	Représentation des harmoniques d'ordres inférieur et supérieur	48
2.2.5	Bilan	49
2.3	Synthèse analytique d'un réflecteur	50
2.3.1	La cellule unitaire	50
2.3.2	Circuit équivalent de la cellule unitaire	51
2.3.3	Calcul analytique de l'inductance équivalente	53
2.3.4	Dimensionnement de la cellule unitaire	55
2.3.4.1	Calcul de la phase réfléchie	56
2.3.4.2	Réponses en phase de la cellule unitaire	58
2.3.4.3	Dimensions de la cellule unitaire	59
2.3.5	Le réflecteur	60
2.3.5.1	Spécifications	60
2.3.5.2	Structure du réflecteur	63

2.3.5.3	Synthèse du réflecteur	63
2.3.5.4	Conception du réflecteur	65
2.3.5.5	Résultat de la synthèse	65
2.3.6	Bilan	66
2.4	Performances du réflecteur	67
2.4.1	Dissymétrie du diagramme de rayonnement	67
2.4.2	Comportement en fréquence	69
2.4.3	Bilan	72
2.5	Conclusion	72
3	Synthèse analytique de réseaux réflecteurs	73
3.1	Introduction	73
3.2	Modélisation de structures périodiques 2D	75
3.2.1	Condition de la modélisation	75
3.2.2	Les cellules unitaires	75
3.2.3	Circuit équivalent	76
3.2.3.1	Définition des harmoniques d'ordres supérieurs	76
3.2.3.2	Cellule unitaire : motif grille	79
3.2.3.3	Cellule unitaire : motif <i>patch</i>	82
3.2.4	Calcul des coefficients d'excitation	85
3.2.4.1	Cellule unitaire : motif grille	85
3.2.4.2	Cellule unitaire : motif <i>patch</i>	87
3.2.5	Dimensionnement des cellules unitaires	88
3.2.6	Calcul des éléments des circuits équivalents	89
3.2.7	Réponses en phase des cellules	90
3.3	Synthèse de réseaux réflecteurs	92
3.3.1	Réseau réflecteur 1	92
3.3.1.1	Spécifications	93
3.3.1.2	Synthèse analytique	95
3.3.1.3	Synthèse avec HFSS	99
3.3.1.4	Bilan	101
3.3.2	Réseau réflecteur 2	102
3.3.2.1	Spécifications	102
3.3.2.2	Synthèse analytique	103
3.3.2.3	Synthèse avec HFSS	106
3.3.2.4	Bilan	108
3.3.3	Réseau réflecteur 3	109
3.3.3.1	Spécifications	109

3.3.3.2	Synthèse analytique	110
3.3.3.3	Synthèse avec HFSS	112
3.3.3.4	Bilan	113
3.4	Conclusion	115
4	Synthèse des éléments du circuit équivalent	117
4.1	Introduction	117
4.2	Concept de la synthèse	118
4.2.1	Conversion d'une loi de phase en un gabarit d'amplitude	118
4.2.2	Allures des gabarits en transmission	120
4.2.2.1	Définition de la variation de phase	120
4.2.2.2	Caractéristiques propres du gabarit	120
4.2.2.3	Evolution du gabarit	120
4.2.2.4	Constat	123
4.3	Application à la synthèse d'une cellule inductive	123
4.3.1	Circuits équivalents	123
4.3.2	Procédure de la synthèse	124
4.3.2.1	Spécifications	124
4.3.2.2	Prototype du filtre	127
4.3.2.3	Synthèse du prototype du filtre	127
4.3.2.4	Synthèse du quadripôle équivalent	130
4.3.2.5	Résultats de la synthèse	131
4.3.3	Synthèse de lois sur la phase en réflexion	133
4.3.3.1	Première famille de spécification : $\Phi_{11}(f_0) > 0^\circ$	134
4.3.3.2	Deuxième famille de spécification : $\Phi_{11}(f_0) < 0^\circ$	139
4.3.3.3	Troisième famille de spécification : variation de $\Delta\Phi_{11}$	144
4.3.4	Limites de la synthèse	145
4.4	Amélioration de la synthèse d'une cellule inductive	146
4.4.1	Modification de la procédure de synthèse	146
4.4.2	Répercussion sur la précision des résultats de la synthèse	147
4.4.2.1	Première famille de spécification : $\Phi_{11}(f_0) > 0^\circ$	147
4.4.2.2	Deuxième famille de spécification : $\Phi_{11} < 0^\circ$	152
4.4.2.3	Troisième famille de spécification : variation de $\Delta\Phi_{11}$	157
4.4.3	Limites de la synthèse	158
4.5	Application à la synthèse d'une cellule capacitive	160
4.5.1	Circuits équivalents	160
4.5.2	Procédure de la synthèse	161
4.5.2.1	Spécifications	161

4.5.2.2	Prototype du filtre	163
4.5.2.3	Synthèse du prototype du filtre	163
4.5.2.4	Synthèse du dipôle équivalent	166
4.5.2.5	Résultats de la synthèse	166
4.5.3	Synthèse de lois sur la phase en réflexion	168
4.5.3.1	Première famille de spécification : $\Phi_{11}(f_0) > 0^\circ$. . .	168
4.5.3.2	Deuxième famille de spécification : $\Phi_{11} < 0^\circ$	174
4.5.3.3	Troisième famille de spécification : variation de $\Delta\Phi_{11}$	180
4.5.4	Limites de la synthèse	181
4.6	Conclusion	182
	Conclusion générale	186

Introduction générale

Contexte de la thèse

Les réseaux réflecteurs sont une alternative prometteuse aux antennes à réflecteurs pour la réalisation de diagrammes de rayonnement directifs ou de couvertures formées, notamment dans le spatial ou l'aéronautique.

Constitués d'un grand nombre de cellules unitaires, dont il faut optimiser la géométrie individuellement, ils restent toutefois difficiles à concevoir.

Cette thèse traite donc de la synthèse des antennes à réseau réflecteur. Aujourd'hui, les méthodes utilisées pour les concevoir exploitent, pour la majorité, les logiciels de simulation électromagnétique combinés à des techniques d'optimisation par "force brute". Elles sont très coûteuses en temps de calcul et requièrent souvent au final des hypothèses simplificatrices.

Objectif de la thèse

L'objectif de cette thèse est de répondre à la question suivante : est-il possible de synthétiser de manière purement analytique un réseau réflecteur ? Cette opération nécessite de résoudre deux problèmes complémentaires :

- développer un modèle analytique fiable de la cellule unitaire
- choisir chacune des cellules unitaires du panneau réflecteur pour satisfaire une loi de phase spécifiée

Pour y répondre, nous proposons de construire cette thèse sur la base de quatre chapitres.

Plan de la thèse

Dans le premier chapitre, nous commencerons par décrire le principe de fonctionnement d'une antenne à réseau réflecteur. Nous définirons également en quoi consiste l'opération de synthèse. Nous porterons ensuite notre attention sur une méthode de synthèse analytique développée pour synthétiser un réseau transmetteur (structure duale du réseau réflecteur). Nous présenterons ensuite les différentes méthodes permettant de modéliser analytiquement une cellule unitaire de structures périodiques. De ces différentes méthodes, nous en retiendrons une : la méthode de modélisation multimodale. Nous verrons qu'elle consiste à représenter une cellule unitaire sous la forme d'un circuit équivalent.

Le deuxième chapitre aura pour vocation d'étudier le principe de la méthode de modélisation multimodale. Il se veut également expérimental puisqu'il évaluera le potentiel de cette méthode dans le contexte d'une synthèse analytique d'une structure simple de type réflecteur. Le résultat de cette synthèse indiquera si cette méthode peut être appliquée à la synthèse de réseaux réflecteurs.

Dans le troisième chapitre, nous appliquerons cette méthode à la synthèse de réseaux réflecteurs sur la base de trois spécifications différentes. Ces spécifications sont pensées de façon à tester la synthèse analytique dans des configurations de plus en plus contraignantes. Pour évaluer la précision de la synthèse analytique, chaque spécification sera aussi synthétisée à partir d'une méthode de synthèse utilisant le logiciel de simulation électromagnétique HFSS.

Dans le quatrième chapitre, nous proposerons une méthode élégante permettant de ramener la loi de phase utilisée pour synthétiser un réseau réflecteur à un gabarit d'amplitude. Nous verrons que cette conversion autorise alors le recours à des techniques de synthèse utilisées en filtrage.

Chapitre 1

La synthèse des réseaux réflecteurs

1.1 Introduction

Ce chapitre a comme objectif de présenter les réseaux réflecteurs et les méthodes de synthèses associées.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation générale d'une antenne à réseau réflecteur. Elle présente l'architecture de la structure, le principe général de fonctionnement d'un réseau réflecteur, les caractéristiques de la cellule unitaire (réponse en phase et bande passante ainsi que les différentes catégories des cellules unitaires (passives, actives)). Le principe de fonctionnement de la cellule Phoenix sera décrit plus en détails. C'est en effet sur cette famille que c'est concentrée une partie de mon travail.

La deuxième sera consacrée aux techniques permettant de synthétiser ce type de structure. Nous présenterons le principe de la synthèse d'un réseau réflecteur en présentant une méthodologie générale. Nous focaliserons ensuite notre attention sur les méthodes permettant de synthétiser le réseau réflecteur. Nous dresserons, pour chaque méthode, son principe de fonctionnement ainsi que ses avantages et inconvénients. Nous verrons que ces méthodes sont généralement basées sur des logiciels de simulation électromagnétique et conduisent à des temps de calcul élevés.

Afin d'introduire la principale problématique de cette thèse, à savoir le développement de méthodes de synthèse de réseau réflecteur en se passant au maximum de simulations électromagnétiques, nous introduirons dans la troisième partie de ce chapitre le concept des circuits équivalents.

1.2 Les réseaux réflecteurs

Ces dernières années, les antennes à réseau réflecteur (ou *reflectarray* en anglais) ont suscité beaucoup d'attention dans le domaine des antennes à fort gain. Elles combinent les concepts des antennes réflecteurs et des réseaux d'antennes tout en présentant des faibles pertes, un faible coût de production, du fait de sa surface plane et la possibilité d'effectuer un contrôle électronique du faisceau. Pour une description plus exhaustive des propriétés remarquables de cette structure, le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage de référence traitant exclusivement des antennes à réseau réflecteur [1].

J'avertis le lecteur que les explications données dans les paragraphes 1.2.1 et 1.2.2 sont largement inspirées de la thèse de Tony Makdissy [2].

1.2.1 Concept d'une antenne à réseau réflecteur imprimée

L'architecture d'un réseau réflecteur imprimé est présentée sur la Figure 1.1. Elle est constituée d'une antenne source, généralement une antenne cornet, et d'une surface réfléchissante plane constituée d'un ensemble d'éléments rayonnants : le réseau. L'antenne source peut être centrée ou décentrée par rapport au centre du réseau (position *offset*). Le principe de fonctionnement peut être expliqué de la façon suivante : les ondes incidentes atteignent la surface du panneau déphasées les unes par rapport aux autres du fait qu'elles ne parcourent pas le même chemin. Le rôle de chaque élément rayonnant consiste à introduire une certaine phase dite "phase introduite" afin de compenser ce déphasage et de re-rayonner l'énergie dans une direction bien déterminée, d'où le nom attribué aux éléments du réseau : "cellules déphaseuses".

1.2.1.1 Champ incident provenant de la source primaire

Comme mentionné précédemment, les ondes incidentes provenant de la source primaire sont déphasées les unes par rapport aux autres lorsqu'elles atteignent la surface du réseau (cf. Figure 1.1). Le champ incident sur la cellule "n", \vec{E}_n^{inc} , est exprimé par l'équation 1.1 où : \vec{E}_0 représente l'amplitude et la polarisation du champ électrique issu de la source, G représente le gain de l'antenne source dans la direction (θ_n, Φ_n) et S_n représente la distance séparant le centre de phase de l'antenne source avec le centre de la cellule "n".

$$\vec{E}_n^{inc} = \vec{E}_0 G(\theta_n, \Phi_n) \frac{\exp(-j \frac{2\pi}{\lambda_0} S_n)}{S_n} \quad (1.1)$$

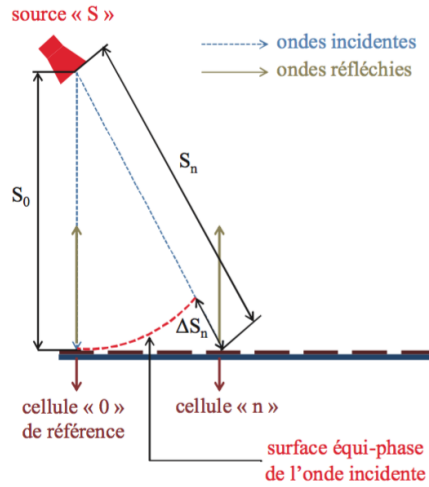


FIGURE 1.1 – Trajets de l'onde incidente vus par les différentes cellules du réseau.

Le champ incident arrive donc au centre de la cellule "n" avec une phase Φ_n^{inc} donnée par l'équation 1.2; le retard varie d'une cellule à une autre et dépend du trajet S_n parcouru.

$$\Phi_n^{inc} = \frac{-2\pi}{\lambda_0} S_n \quad (1.2)$$

En considérant la cellule "0" comme la cellule de référence, la phase du champ incident arrivant au centre de la cellule de référence est donnée par :

$$\Phi_0^{inc} = \frac{-2\pi}{\lambda_0} S_0 \quad (1.3)$$

La phase du champ incident au centre de la cellule "n" ($n \neq 0$) rend compte du retard de phase au centre de la cellule de référence ($n = 0$) augmenté du retard, ΔS_n , dû à la différence entre le trajet associé à la cellule "n" et le trajet associé à la cellule "0", soit

$$\Phi_n^{inc} = \frac{-2\pi}{\lambda_0} S_n = \frac{-2\pi}{\lambda_0} (S_0 + \Delta S_n) = \Phi_0^{inc} - \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta S_n. \quad (1.4)$$

En conclusion, le déphasage entre les ondes incidentes illuminant les différentes cellules du réseau est dû à la différence ΔS_n observée entre le trajet vers la cellule de référence et le trajet vers la cellule concernée.

1.2.1.2 Phase introduite et rayonnement

Une fois que l'onde incidente atteint la surface du réseau, chaque cellule doit introduire une phase dite "phase introduite" Φ_n^{int} afin de re-rayonner l'énergie dans une direction bien déterminée. La phase de l'onde re-rayonnée par la cellule "n", Φ_n^{ray} , correspond à la somme de la phase de l'onde incidente Φ_n^{inc} avec la phase introduite par la cellule Φ_n^{int} (cf. équation 1.5).

$$\Phi_n^{ray} = \Phi_n^{inc} + \Phi_n^{int} \quad (1.5)$$

La distribution de la phase rayonnée par chaque cellule du réseau réflecteur permet de générer différents types de rayonnement. Trois types de rayonnement principaux sont généralement recherchés. Le premier est un rayonnement dans la direction normale au plan de l'antenne, le second est un rayonnement avec un dépointage, c'est-à-dire que l'énergie est dirigée dans une direction bien déterminée, enfin le troisième est un rayonnement à lobe formé. Ce dernier type de rayonnement est fortement recherché dans les applications satellitaires où le besoin est de couvrir des zones bien spécifiques sur la Terre.

1.2.2 Caractéristiques de la cellule unitaire d'un réseau réflecteur

1.2.2.1 Les réponses d'une cellule déphaseuse

Une cellule déphaseuse doit pouvoir introduire n'importe quelle phase dans l'intervalle $[0-360^\circ]$ afin de compenser l'ensemble des retards induits par les différents trajets de l'onde incidente. Une gamme de phases minimale de 360° doit donc être assurée par la cellule déphaseuse. Cette phase est contrôlée par un ou plusieurs paramètre(s) lié(s) à la cellule appelé(s) paramètre(s) de contrôle. La courbe qui représente la variation de la phase introduite Φ_n^{int} par la cellule "n" en fonction d'un paramètre de contrôle à une fréquence donnée est appelée : réponse en phase de la cellule (cf. Figure 1.2.a). D'autre part, pour un paramètre de contrôlé figé, la courbe qui représente la variation de la phase introduite par la cellule "n" en fonction de la fréquence est appelée : réponse fréquentielle de la cellule (Figure 1.2.b).

1.2.2.2 La bande passante d'une cellule déphaseuse

La caractéristique qui permet d'évaluer les performances d'une cellule déphaseuse dans une bande de fréquences est la dispersion fréquentielle. Ce paramètre

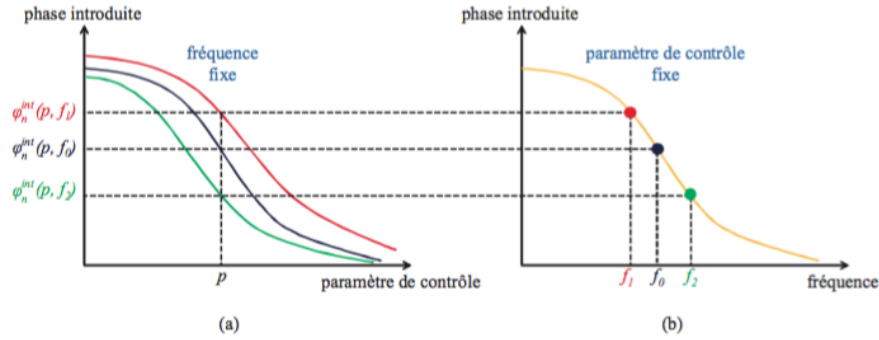


FIGURE 1.2 – Réponse en phase (a) et réponse fréquentielle (b) d'une cellule déphaseuse.

renseigne sur la variation de la phase introduite en fonction de la fréquence. En effet, bien qu'elle soit généralement caractérisée à la fréquence centrale f_0 , une cellule déphaseuse doit garder de bonnes performances sur une bande fréquentielle (plus ou moins importante suivant l'application désirée) afin d'assurer un fonctionnement correct de l'antenne sur toute sa bande passante. La dispersion fréquentielle $\delta\Phi_p(f)$ obtenue sur la cellule "n" pour un paramètre "p" fixé est donnée par l'équation 1.6. La réponse en fréquence étant toujours décroissante, la dispersion sera toujours négative.

$$\delta\Phi_P(f) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left(\frac{\Phi_n^{int}(p, f + \epsilon) - \Phi_n^{int}(p, f - \epsilon)}{2\epsilon} \right) \quad (1.6)$$

La bande passante d'un réseau réflecteur est la bande fréquentielle dans laquelle son diagramme de rayonnement reste stable. Elle dépend de la bande passante de la cellule unitaire et de la dispersion des trajets à compenser. La bande passante $[f_1, f_2]$ d'une cellule unitaire est définie par la bande fréquentielle dans laquelle cette cellule admet des réponses à variations linéaires et parallèles lorsque le paramètre de contrôle p est modifié (cf. Figure 1.3). La variation linéaire de la réponse fréquentielle pour chaque valeur de p résulte en une dispersion constante. Le parallélisme entre les réponses fréquentielles implique que les dispersions sont identiques. De ce fait sachant que la loi de phase pour un diagramme de rayonnement donné varie linéairement en fonction de la fréquence, le diagramme de rayonnement sera stable.

1.2.2.3 Types de cellules déphaseuses passives

La cellule déphaseuse permet de re-rayonner l'onde incidente avec un déphasage donné. Dans le cas des réseaux réflecteurs passifs, la phase introduite par la cellule est contrôlée par l'intermédiaire d'un ou plusieurs de ses paramètre(s) géométrique(s).

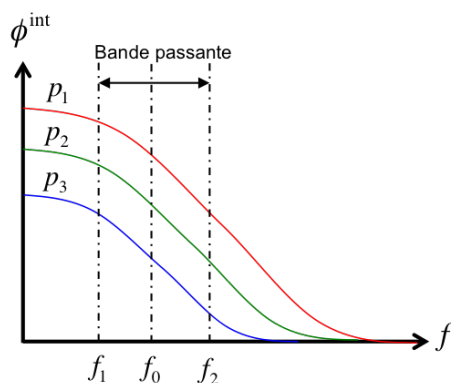


FIGURE 1.3 – Définition de la bande passante d'une cellule unitaire.

Il existe différents types de géométries de cellule et plusieurs techniques permettant d'élargir les performances de la cellule en termes de bande passante et d'encombrement.

L'une des premières méthodes consistait à utiliser des patchs microrubans identiques (cf. Figure 1.4). Le contrôle de la phase réfléchie consistait alors à faire varier la longueur d'une ligne à retard [3].

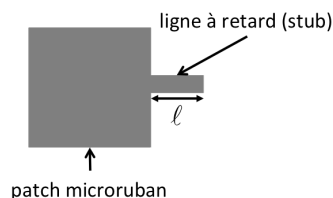


FIGURE 1.4 – Patch microruban avec ligne à retard.

Afin de surmonter le problème de transfert d'énergie et la limitation en bande passante, une solution consiste à utiliser une cellule à base de patchs de taille variable [4]. La modification de la taille du patch (cf. Figure 1.5) permet de modifier la fréquence de résonance de la cellule et donc la phase de l'onde réfléchie. Ce type de structures atteint difficilement une gamme de phase de 360° et ceci au prix d'une résonance souvent abrupte. Le même principe a été développé en utilisant différentes géométries telles que des dipôles, des anneaux et des fentes.

Dans le but d'améliorer la gamme de phases assurée par la cellule déphaseuse et la bande passante, des solutions à base de résonateurs multiples en technologie multicouche ont été proposées par J. A. Encinar [5] (Figure 1.6). Des patchs de

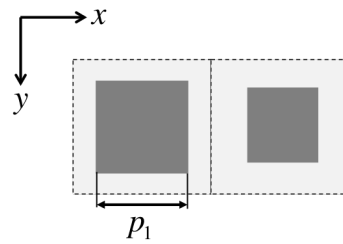


FIGURE 1.5 – Patch de taille variable.

tailles différentes sont superposés et résonnent les uns après les autres. Cette solution permet d’obtenir une réponse en fréquence plus douce et linéaire en fonction des dimensions des patches et donc de garantir une plus large bande-passante.

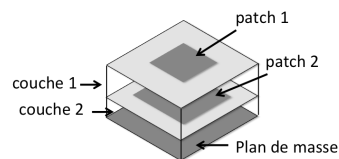


FIGURE 1.6 – Configuration d’une cellule à deux couches à base de patches de différentes tailles.

Des cellules à base de patches chargés par une fente ont été proposées dans [6] afin de surmonter le problème de l’encombrement du patch dans la maille.

Une nouvelle topologie de cellule à une seule couche a été proposée par M. R. Chaharmir dans [7]. Cette cellule se compose d’un assemblage de plusieurs résonateurs concentriques imprimés au dessus d’un plan de masse (monocouche) (cf. Figure 1.7). Une gamme de phases assurée supérieure à 360° est atteinte en variant la taille des résonateurs.

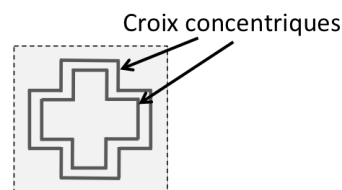


FIGURE 1.7 – Cellule à une seule couche basée sur l’association de deux résonateurs concentriques.

1.3 La cellule Phoenix

A l'IETR (Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes), un nouveau concept de cellule monocouche à base de résonateur multiple a été développé : la cellule Phoenix [8] [9]. Ce concept de cellule permet de répondre à deux problématiques bien connues dans le domaine des réseaux réflecteurs.

La première concerne la faible bande passante des réseaux réflecteurs [10] [11].

La seconde concerne la difficulté pour prendre en compte les couplages inter-élément lors de la conception d'un réseau réflecteur. L'analyse classique suppose en effet que le couplage est celui que l'on aurait dans un réseau infini d'éléments périodiques. Or pour respecter cette hypothèse, il convient de limiter les variations géométriques lorsque l'on passe d'une cellule à une autre. Dans le cas contraire, le diagramme de rayonnement se retrouverait fortement dégradé même si la loi de phase est a priori respectée [12].

1.3.1 Naissance du concept

Le concept de la cellule Phoenix est né d'une problématique soulevée sur la cellule à fente annulaire. Dans le cas d'une fente annulaire, le contrôle de la phase à une fréquence donnée consiste à modifier la fréquence de résonance de la fente. Le fait de diminuer le périmètre de la fente entraîne le déplacement de la fréquence de résonance f_r vers les hautes fréquences et vice-versa (cf. Figure 1.8). Or ce type de motif dispose d'une faible bande-passante. En effet, le déplacement de la réponse en phase entraîne un écrasement de la phase au voisinage de $\pm 180^\circ$, la dispersion de la phase est donc modifiée. Il est donc difficile de maintenir une dispersion constante. La plage de fréquence dans laquelle les réponses en phases sont parallèles (dispersion constante) diminuent. Ceci a pour conséquence de diminuer la bande passante.

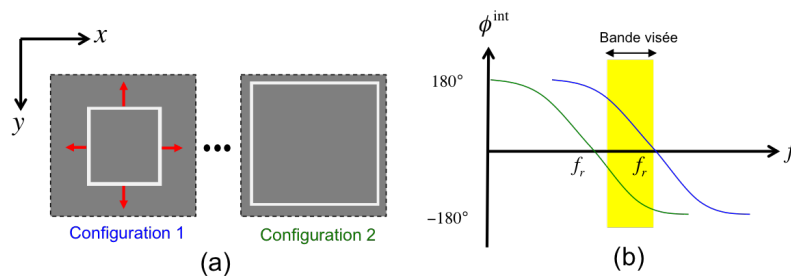


FIGURE 1.8 – L'augmentation de la taille de la fente annulaire (a) entraîne un décalage de la fréquence de résonance vers les basses fréquences (b).

1.3.2 Principe de fonctionnement

Le concept de la cellule Phoenix consiste à ajouter une deuxième fente annulaire plus petite à l'intérieur de la première. La Figure 1.9 présente le principe de fonctionnement.

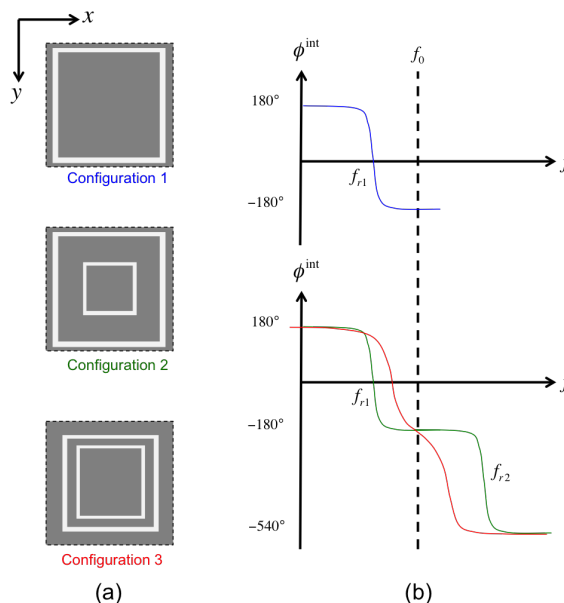


FIGURE 1.9 – Différentes configurations de cellules à une ou deux fentes (a) et réponses en phase associées (b).

La cellule à une seule fente annulaire (configuration 1) résonne à une fréquence f_{r1} choisie ici inférieure à la fréquence de travail f_0 . Dès lors la dispersion de la phase est quasi-nulle à f_0 . L'insertion d'une seconde fente annulaire plus petite permet de créer une deuxième résonance f_{r2} située plus haut en fréquence, ici au-delà de f_0 . Si les deux fréquences de résonance sont trop éloignées entre elles, la phase restera encore peu dispersive à f_0 (configuration 2). Le rapprochement du périmètre des deux résonances (configuration 3) permet de faire converger les deux fréquences de résonances vers la fréquence de travail. Cette manœuvre permet alors de régler l'inclinaison du point d'inflexion et donc la dispersion. La combinaison judicieuse de ces deux fentes permet de garantir une gamme de phase de 360° sur une large gamme de fréquences.

1.3.3 Le cycle de la cellule Phoenix

Dans [8] une évolution du cycle Phoenix a été présentée. Un exemple de cycle est illustrée sur la Figure 1.10. Dans ce cas-ci, le cycle débute par une cellule composée

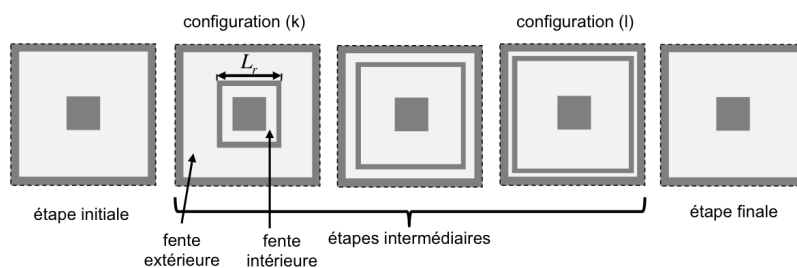


FIGURE 1.10 – Evolution du cycle Phœnix. [8]

d'une seule fente annulaire. Le cycle continue en faisant croître un anneau métallique de longueur L_r entre les deux fentes. Le cycle se termine lorsque l'anneau métallique disparaît à l'extérieur. Le cycle revient à son état initial.

Il ressort que ce cycle permet d'obtenir une gamme de phase de 360° sur une large bande passante tout en garantissant une variation douce de la géométrie du motif comme l'illustre la Figure 1.11.

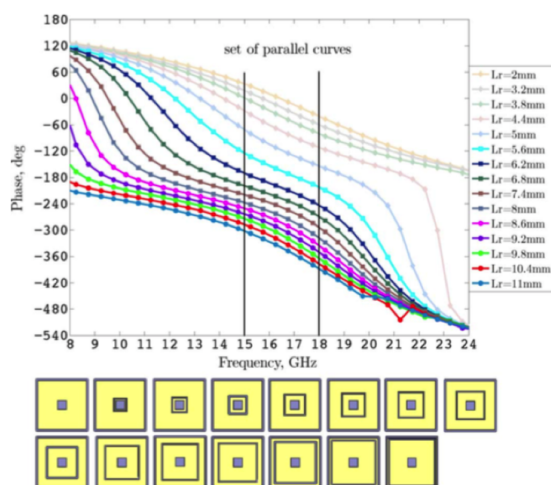


FIGURE 1.11 – Réponses de la cellule Phœnix pour différentes tailles de l'anneau métalliques.

1.3.4 Représentation par les circuits électriques équivalents

Dans [8], il a été montré que cette cellule Phœnix peut être représentée par un circuit équivalent (cf. Figure 1.12). Les résonances causées par les deux fentes annulaires sont représentées par l'association en série de deux résonateurs parallèles. Enfin, il est à noter qu'une troisième résonance est présente. En effet, la combinaison

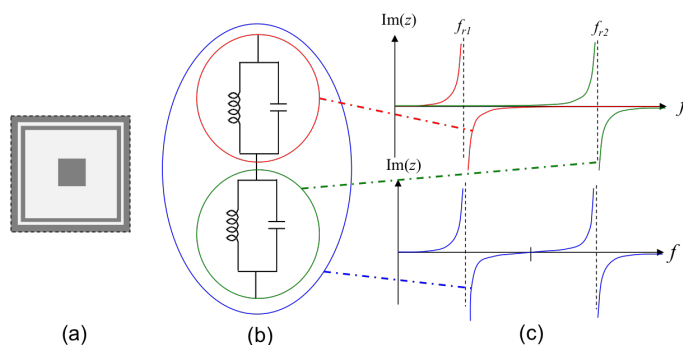


FIGURE 1.12 – Exemple de cellule Phoenix (a), circuit électrique équivalent (b) et réponse associée (c).

des deux résonances parallèles engendre une résonance série. Cette résonance série représente physiquement la résonance de l'anneau métallique.

1.3.5 Déclinaison de la cellule phoenix

La cellule Phoenix permet de contrôler indépendamment la phase ainsi que la dispersion. Ces caractéristiques permettent d'atteindre une gamme de phases réalisables de 360° après un cycle complet (retour à l'état initial) sur une large bande passante grâce à la linéarité et au parallélisme de ses réponses en phase.

Dans un rapport interne à l'IETR, il a été démontré que les caractéristiques sur la phase et la dispersion, obtenues avec la cellule Phoenix, peuvent être atteintes en utilisant deux familles de cellules : la famille capacitive et la famille inductive (c.f. Figure 1.13). Chaque famille est composée par trois géométries de cellules différentes. Chaque géométrie permet ainsi de couvrir une gamme de phase et de dispersion donnée.

De la même manière que pour la cellule Phoenix, les six géométries de la cellule Phoenix peuvent être représentées par un modèle comportemental. La Figure 1.14 présente les circuits équivalents associés à chaque cellule. Les circuits équivalents ont été développés et validés dans une étude interne à l'IETR [13].

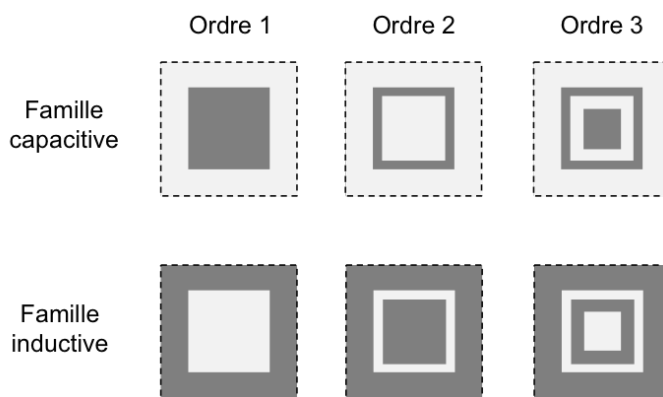


FIGURE 1.13 – Déclinaison de la cellule Phoenix en six géométries différentes réparties dans deux familles.

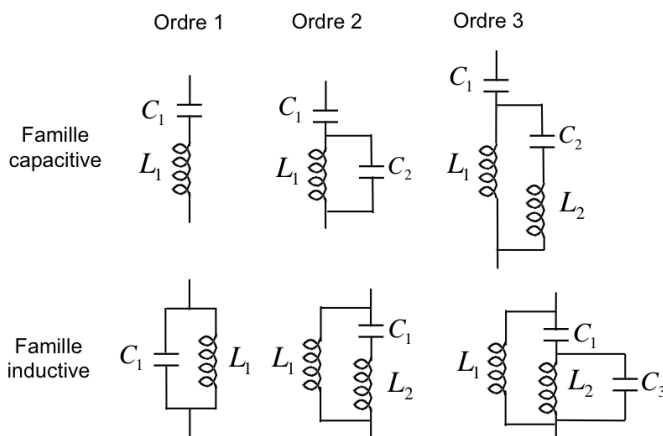


FIGURE 1.14 – Circuits équivalents associés aux six géométries de la cellule Phoenix.

1.4 La synthèse de réseau réflecteur

1.4.1 Présentation de la méthodologie

La synthèse d'un réseau réflecteur a pour but de concevoir et dimensionner l'antenne réseau réflecteur de manière à respecter les spécifications sur le diagramme de rayonnement.

Le point de départ de la synthèse consiste à fixer la distance focale (distance séparant l'antenne source du réseau réflecteur) et les dimensions de l'ouverture rayonnante.

L'étape suivante consiste à synthétiser le diagramme de rayonnement. Sachant que l'amplitude sur chaque cellule du réseau est fixée par l'antenne source, seule la phase réfléchie peut être synthétisée, d'où le nom donné à cette méthode *phase-only*

synthesis. La synthèse du diagramme de rayonnement consiste alors à déterminer la *loi de phase désirée* à appliquer sur l'ouverture rayonnante. Les méthodes de synthèse dépendent du rayonnement voulu. Pour des rayonnements canoniques (transversal ou avec dépointage), la loi de phase à appliquer est linéaire et peut être synthétisée grâce à la théorie des réseaux linéaires. Pour des rayonnements à lobes formés, la méthode nommée *intersection approach* peut être utilisée.

L'objectif suivant consiste à dimensionner chacune des cellules déphaseuses composant la surface rayonnante du réseau. La géométrie de cellule qui permet de satisfaire la loi de phase désirée est retenue pour chaque élément du réseau, formant ainsi le layout du réseau réflecteur. Pour être en mesure de réaliser cette dernière étape (correspondance entre la phase introduite par la cellule et géométrie de celle-ci), il faut un modèle de la cellule.

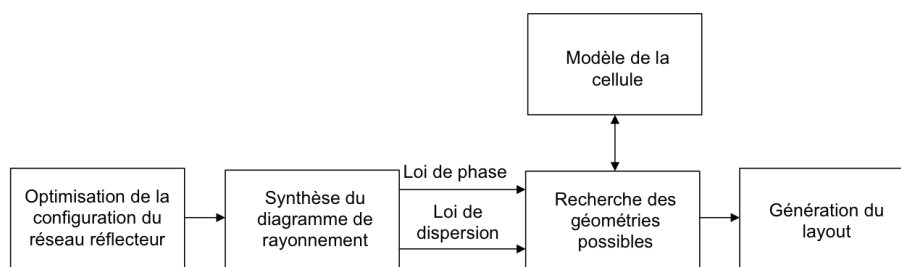


FIGURE 1.15 – Méthodologie générale de la synthèse d'un réseau réflecteur.

1.4.2 Modélisation d'une cellule déphaseuse

La modélisation de la cellule nécessite le recours à des logiciels de simulation électromagnétique (par exemple HFSS ou CST). Toutefois dans le cas où la cellule présente de nombreux paramètres géométriques, l'utilisation de ces outils peut s'avérer coûteux en temps de calcul. La solution habituellement employée dans la synthèse consiste à simuler la cellule pour quelques géométries et à stocker la réponse obtenue dans une base de données. À partir de ces quelques points, il est possible de reconstruire la réponse de la cellule pour d'autres géométries en interpolant la base de données ou en utilisant les réseaux de neurones.

1.4.2.1 Modélisation par les réseaux de neurones artificiels

Les réseaux de neurones artificiels (ANN pour *Artificial Neural Network* en anglais) sont utilisés dans de nombreux problèmes complexes non-linéaires. À partir d'un ensemble d'échantillons issus de systèmes non-linéaires, les réseaux de neurones artificiels sont capables d'approximer le comportement de n'importe quel autre

échantillon.

Depuis peu, les réseaux de neurones artificiels ont été utilisés dans la synthèse des réseaux réflecteurs. En effet, cet outil est particulièrement adapté du fait que les cellules déphaseuses ont un comportement non-linéaire en fonction de leurs paramètres géométriques. Les réseaux de neurones artificiels sont généralement utilisés de la manière illustrée sur la Figure 1.16. Une *base de données d'apprentissage* est tout d'abord générée à l'aide de logiciels de simulation électromagnétique. Cette dernière comprend alors les matrices de réflexion des cellules déphaseuses pour différentes géométries, fréquences et angles d'incidences. Après une phase d'apprentissage sur cette base de données, le réseau de neurone artificiel sera capable d'interpoler la réponse des autres cellules déphaseuses se trouvant dans la gamme d'échantillon initiale formant ainsi une *base de données étendue*.

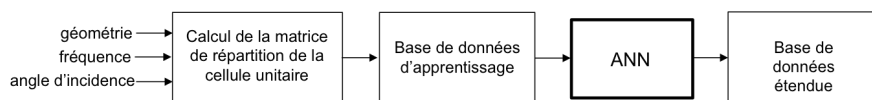


FIGURE 1.16 – Utilisation d'un ANN pour la génération de la base de données étendue.

Pour prouver le potentiel des réseaux de neurones artificiels, un même réseau réflecteur à base de cellule unitaire multicouche a été synthétisé en utilisant la méthode des moments (SD-MoM) [14] et les réseaux de neurones artificiels [15]. L'utilisation du réseau de neurones artificiels a permis de réduire drastiquement le temps nécessaire lors de l'optimisation une à une de chaque cellule unitaire afin de répondre à la loi de phase désirée. Cependant dans [15], la phase générée en sortie du réseau de neurones artificiel présente une erreur moyenne de $10,72^\circ$. Afin d'accroître la précision du réseau de neurones artificiel, une méthodologie a été développée pour optimiser un réseau de neurones [16]. Dans ce dernier, un réseau de neurones a été utilisé afin de modéliser une cellule Phoenix d'ordre 2 avec une erreur de phase moyenne de $1,4^\circ$. Depuis peu, les réseaux de neurones artificiels sont également utilisés pour modéliser la polarisation croisée [17].

En conclusion, les réseaux de neurones artificiels permettent de modéliser précisément les cellules déphaseuses. Cependant, leur fonctionnement nécessite une phase d'apprentissage, éventuellement délicate et longue, qui s'appuie sur l'usage des logiciels de simulation électromagnétique. Par ailleurs, ce type de modèle ne permet pas de comprendre les phénomènes physiques qui ont lieu dans la structure. Pourtant,

une bonne connaissance de ces mécanismes permettra d'optimiser plus finement ses paramètres géométriques.

1.5 Synthèse par les circuits équivalents

Une méthode plus rapide pour synthétiser une surface périodique consiste à dimensionner chaque cellule unitaire à partir de son circuit équivalent. Le dimensionnement consiste alors à synthétiser les valeurs des éléments du circuit (capacité, inductance) de façon à respecter la loi de phase spécifiée puis d'en déduire analytiquement les valeurs des paramètres géométriques. Cette méthode a été utilisée pour synthétiser des surfaces sélectives en fréquences (FSS), des réseaux transmetteurs et plus récemment pour des réseaux réflecteurs.

Dans cette partie, nous allons présenter le principe de cette méthodologie appliquée à la synthèse des réseaux transmetteurs et des réseaux réflecteurs à base d'une cellule unitaire particulière nommée MEFSS pour *Miniaturized Element Frequency Selective Surface*.

1.5.1 Cas d'une cellule de type MEFSS

1.5.1.1 Définition d'une MEFSS

Le terme MEFSS, pour *Miniaturized Element Frequency Selective Surface* en anglais, a été introduit pour la première fois dans la littérature en 2007 dans [18]. À l'origine, les MEFSSs sont utilisées comme cellules unitaires de FSS (*Frequency Selective Surfaces*). Les MEFSS seront ensuite utilisées quelques années plus tard comme cellules unitaires de réseau transmetteur [19] et plus récemment comme cellules unitaires de réseau réflecteur [20].

Une MEFSS se distingue des cellules unitaires traditionnelles par ses dimensions. La maille et l'épaisseur de la cellule sont égales à $\lambda_0/5,45$ et $\lambda_0/54,54$ contre respectivement $\lambda_0/2$ et $\lambda_0/4$ pour une cellule unitaire traditionnelle ; où λ_0 est la longueur d'onde à la fréquence de fonctionnement f_0 . Du fait de leurs dimensions, elles sont moins sensibles à l'angle d'incidence.

1.5.1.2 Topologie élémentaire d'une MEFSS

La première topologie de MEFSS proposée dans [18] est constituée d'une superposition de couches capacitive (motif de type patch) et inductive (motif de type grille) séparées entre elles par une couche de substrat diélectrique comme l'illustre la Figure 1.17.a.

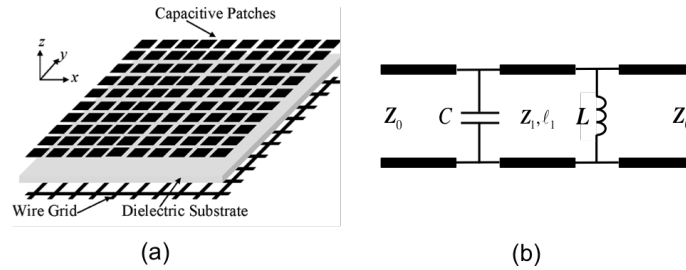


FIGURE 1.17 – Topologie de la MEFSS passe-bande du premier ordre (a). Circuit équivalent associé (b) [18].

D'un point de vue circuit, la MEFSS est équivalente à un résonateur LC parallèle où la couche de substrat est modélisée par une ligne de transmission (cf. Figure 1.17.b). De cette manière, la MEFSS exhibe, au regard de l'onde incidente, un comportement de type passe-bande du premier ordre (un seul pôle dans la fonction de transfert) comme l'illustre la Figure 1.18.

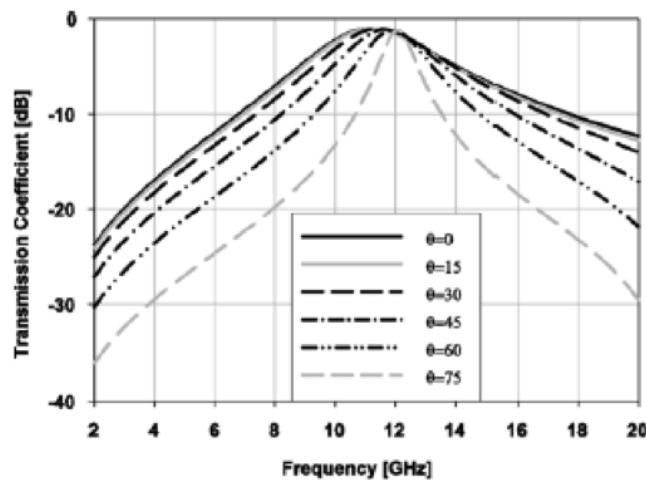


FIGURE 1.18 – Réponse en transmission d'une FSS composée de MEFSS d'ordre 1 en fonction de l'angle d'incidence [18].

Enfin, il est également possible de créer une MEFSS passe-bande du second

ordre en cascasant convenablement deux MEFSSs identiques passe-bande du premier ordre.

1.5.1.3 Vers une synthèse complète d'une MEFSS

En déclinant ce principe fondamental, il devient alors possible de créer des topologies de MEFSS permettant de générer des réponses en transmission de type passe-bande avec des ordres supérieurs.

Ainsi en 2009, Nader Behdad proposa dans [21] deux topologies de MEFSS du second ordre moins encombrantes et moins sensibles aux grandes incidences.

La même année une topologie de MEFSS du troisième ordre a été présentée dans [22]. La nouveauté est l'assemblage d'un élément non-résonant de type patch avec un élément résonant de type spirale à fente. Cette topologie a ensuite été généralisée et synthétisée pour des ordres supérieurs impairs en 2010 dans [23]. La structure a ensuite été modifiée [24] en ajoutant un résonateur hybride. Ce dernier permet alors de créer un zéro de transmission.

Dans cette continuité, une méthodologie de synthèse analytique est proposée dans [25]. Elle permet de synthétiser une MEFSS passe-bande pour tout ordre N (pair et impair).

1.5.2 Synthèse d'une MEFSS passe-bande d'ordre N

Dans [25], l'auteur propose de synthétiser analytiquement une MEFSS passe-bande d'ordre N à l'aide des circuits équivalents. Sa structure est illustrée sur la Figure 1.19. Elle se compose d'une superposition de couche alternant des motifs patch et grille.

La procédure de la synthèse consiste tout d'abord à représenter la structure en un circuit équivalent.

Comme le montre la Figure 1.20, les couches capacitives et inductives sont représentées par des capacités et des inductances séparées par une ligne de transmission représentant la couche de substrat (circuit équivalent (a)). En émettant l'hypothèse que les couches diélectriques sont indépendantes de la fréquence du fait de leur très faible épaisseur, la ligne de transmission est approximée par des éléments indépendants de la fréquence. De cette approximation, le circuit équivalent est représenté par un réseau de N résonateurs de type passe-bande (circuit équivalent (d)).

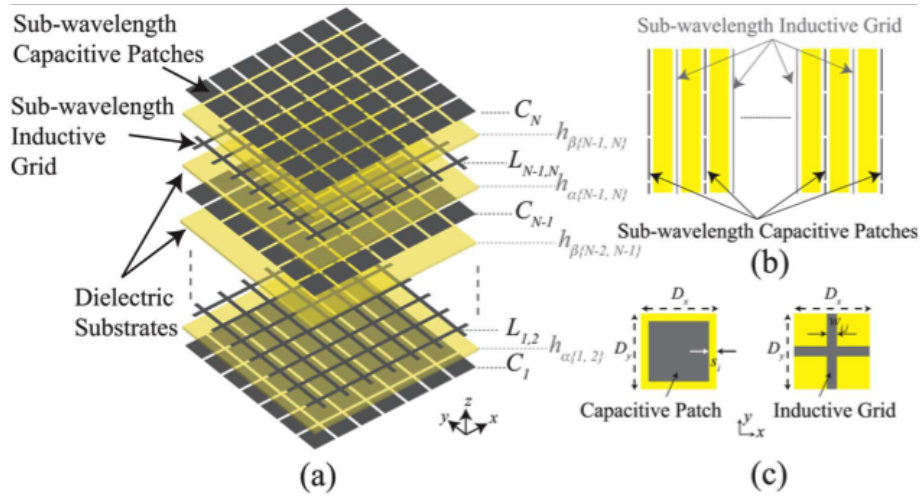


FIGURE 1.19 – Topologie de la MEFSS passe-bande d'ordre N [25].

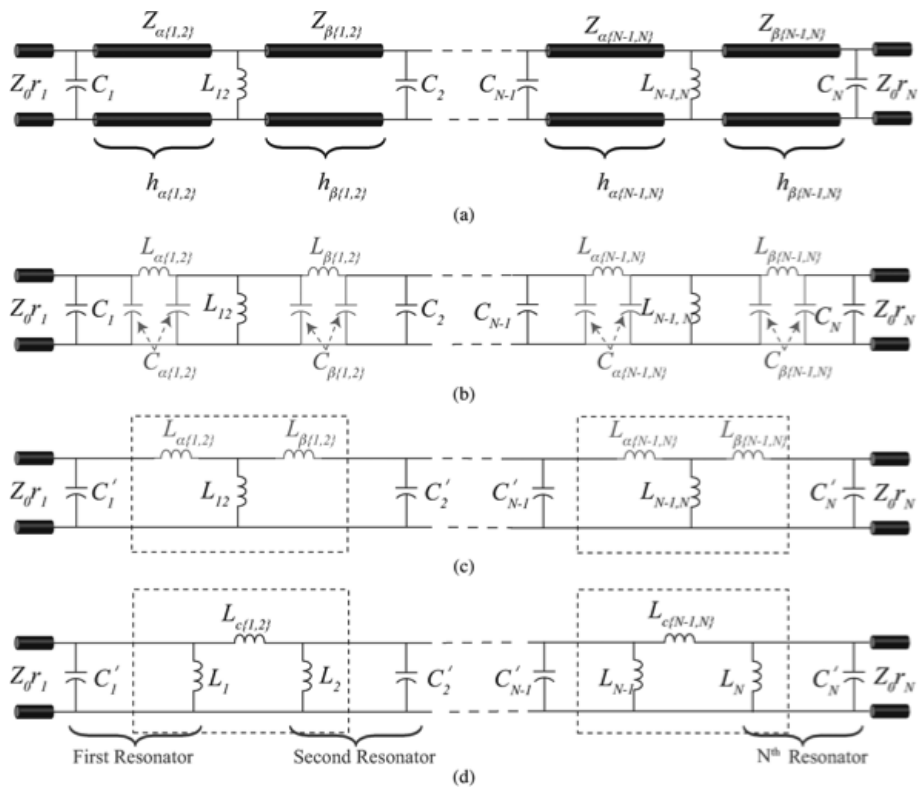


FIGURE 1.20 – Circuits équivalents associés de la MEFSS passe-bande d'ordre N [25].

L'auteur propose ainsi de synthétiser ce circuit équivalent à partir d'une synthèse de filtre sur la base d'un gabarit d'amplitude de type passe-bande. La dernière étape de la synthèse consiste à relier les valeurs des éléments du circuit équivalent avec les paramètres géométriques de la MEFSS (largeur du patch, épaisseur de la grille). Cette opération est réalisée ici en utilisant les modèles analytiques proposés par O. Luukkonen [26].

1.5.3 Application à la synthèse de réseau transmetteur

Cette méthodologie a ensuite été appliquée à la synthèse analytique de deux types réseaux transmetteurs composés de MEFSS d'ordre N.

Le premier est un réseau transmetteur SPS (*Space Phase Shifter*). La cellule unitaire est ici utilisée pour déphaser l'onde incidente. La synthèse de ce type de transmetteur consiste donc à définir une loi sur la phase en transmission sur l'ouverture rayonnante. Celui-ci a été synthétisé dans [27].

Le second est un réseau transmetteur TTD (*True Time Delay*). Ici, la cellule unitaire est utilisée pour retarder l'onde incidente. La synthèse de ce type de transmetteur consiste donc à définir une loi sur le temps de groupe sur l'ouverture rayonnante. Celui-ci a été synthétisé dans [20].

1.5.4 Application à la synthèse de réseau réflecteur

Les MEFSSs ont également été utilisés dans la synthèse des réseaux réflecteurs. En 2015, un réseau réflecteur constitué de MEFSS passe-bas du troisième ordre, composé d'une superposition de patches métalliques, a été synthétisé dans [20]. L'épaisseur de la structure est de $0,16\lambda_0$. La synthèse de cette structure a été effectuée en utilisant des outils purement analytiques. Chaque cellule unitaire a été dimensionnée à partir de son circuit équivalent. Les éléments du circuit équivalent ont été synthétisés en appliquant la méthodologie proposée dans [25] pour la synthèse d'une FSS. Les dimensions de chaque cellule ont ensuite été déduites en utilisant les relations analytiques données par le modèle de O. Luukkonen [26].

En 2016, S.V. Hum propose dans [28] une méthodologie de synthèse d'un réseau réflecteur mono-couche. Il propose de synthétiser les éléments du circuit équivalent de la cellule unitaire par l'utilisation d'une synthèse de filtre de type Bessel.

1.5.5 Bilan

Dans cette partie, une cellule particulière de surface périodique a été présentée : la MEFSS pour *Miniaturized Element Frequency Selective Surface*. C'est une cellule dont les dimensions en termes de maille et d'épaisseur sont très inférieures à celles des cellules traditionnelles. Du fait de cette miniaturisation, les performances de la MEFSS sont moins sensibles à l'angle d'incidence. Par contre, la taille limitée de la maille requiert d'utiliser un empilement multi-couches pour atteindre la gamme de phase souhaitée.

Les MEFSSs ont été utilisées dans la synthèse des FSS, des transmitarrays et plus récemment dans la synthèse des reflectarrays. Les travaux de N. Behdad avec les MEFSS et de S. V. Hum ont mis au jour une nouvelle méthodologie de synthèse des transmitarrays [27] [19] et des reflectarrays [20] [28]. Cette méthodologie est basée sur la synthèse des circuits équivalents des cellules unitaires par des outils classiques de synthèse de filtre. Cette méthodologie s'effectue en deux étapes.

La première étape consiste à synthétiser les éléments des circuits équivalents à partir de gabarit de phase en transmission (pour les réseaux transmetteurs) et en réflexion (pour les réseaux réflecteur). Cela est réalisée par l'utilisation des outils classiques de synthèse de filtre.

La seconde étape consiste à déterminer les valeurs des paramètres géométriques de la cellule à partir des valeurs des éléments du circuit équivalent. Ces valeurs sont déduites à partir de la formulation analytique des paramètres du circuit équivalent en fonction des paramètres géométriques de la cellule unitaire. Cette étape est déterminante pour la précision de la synthèse.

1.6 Modélisation par les circuits équivalents

L'analyse des surfaces périodiques par des circuits équivalents permet d'obtenir un résultat immédiat de la réponse de la structure et d'offrir une représentation intuitive des phénomènes physiques qui ont lieu dans cette dernière.

L'objectif de cette partie est de montrer les différentes méthodes permettant de calculer les valeurs des paramètres des circuits équivalents en fonction des paramètres géométriques de la cellule.

Dans cette partie, nous commencerons par établir un historique sur le développement de circuits équivalents pour l'analyse des surfaces périodiques. Nous détaille-

rons ensuite trois méthodes de modélisation des surfaces périodiques.

1.6.1 Historique

Tout a commencé au début du 20^e siècle lorsque MacFarlane [29], Wessel [30] et Hornejager [31] ont montré qu'une grille métallique baignée dans un environnement homogène pouvait être représentée par une impédance et une ligne de transmission. Plus tard, Trentini [32] représente la périodicité des grilles métalliques par des éléments localisés. Wait [33] [34] améliore le modèle de MacFarlane pour analyser les propriétés de réflexion de la surface périodique au voisinage d'un diélectrique. Afin de prendre en compte les résonances lorsque la maille de la cellule est au voisinage d'une longueur d'onde, Ulrich [35] améliore le circuit équivalent en y ajoutant un élément localisé supplémentaire (capacité, inductance).

Les valeurs des éléments localisés étaient ensuite déduites en associant la fréquence de résonance du circuit avec celle obtenue à partir de la mesure. Lee et Zarrillo propose dans [36] une comparaison de ces différents modèles en termes de précision avec la mesure.

Kontorovich [37] et Astrakhan [38] proposent de dériver la valeur des impédances en moyennant le courant circulant sur la surface périodique à base de patch et de grille. Ce modèle est très précis dans la zone de fonctionnement quasi-statique de la surface périodique, zone où la grille présente un comportement purement inductif et le patch présente un comportement purement capacitif. Cependant le modèle perd en précision dans la zone de résonance de la surface périodique ($D \simeq \lambda$, où D représente la maille de la cellule). Les travaux de Tretyakov [39] permettent d'améliorer la précision des capacités et inductances en prenant en compte des harmoniques d'ordre supérieur. Cependant, ces modèles présentent deux inconvénient majeurs. D'une part, seules des configurations simples sont considérées. Et d'autre part, la présence proche d'un matériau fin est mal modélisée.

Dans les années 1980 des modèles analytiques ont été développés par Langley [40] [41] [42] [43] pour des géométries de FSS plus complexes (anneaux, croix et croix de Jérusalem). Cependant, les formulations analytiques issues des modèles contiennent des facteurs de correction empiriques. Les modèles perdent donc en intuitivité.

L'effet du substrat diélectrique est pris en compte dans le modèle développé par O. Luukkonen dans [26]. Dans le cas d'un patch métallique imprimé sur un substrat diélectrique, ce dernier est pris en compte en multipliant la capacité équivalente par

sa permittivité moyenne. En revanche le modèle n'est valide que pour des diélectriques épais ($h > D/2$) et est limité à la zone quasi-statique ($D \ll \lambda$).

Récemment, des modèles analytiques ont été développés afin de modéliser des cellules unitaires de FSS dans leur zone de résonance ainsi que dans leur zone non-linéaire. Ces modèles prennent en compte un [44] ou plusieurs harmoniques d'ordres supérieurs [45] [46] [47] [48] [49] [50] [51].

1.6.2 Limites des modèles

Les modèles présentés précédemment permettent d'exprimer les paramètres des circuits équivalents en fonction des paramètres géométriques du motif mais également en fonction de l'environnement (diélectrique) de la cellule unitaire. Or ces modèles sont limités par la fréquence et l'incidence.

Trois plages de fréquences sont définies : la zone quasi-statique (zone linéaire), la zone de résonance et la zone non-linéaire. Ces zones sont définies par rapport à la fréquence à partir de laquelle le premier harmonique supérieur (ou harmonique de Floquet) commence à se propager. Cette fréquence se nomme la fréquence de Wood-Rayleigh ("Grating lobes") [52] [53] et dépend principalement de la taille de la maille de la cellule D ainsi que de l'angle d'incidence.

- Pour $\lambda \gg D$, seul l'harmonique fondamental se propage dans les lignes de transmission. Les harmoniques d'ordre supérieur sont évanescents. La surface périodique est étudiée dans sa zone linéaire.
- Pour $\lambda \simeq D$, le premier harmonique d'ordre supérieur apparaît. La surface périodique est étudiée dans sa zone de résonance.
- Pour $\lambda < D$, l'harmonique fondamental et le premier harmonique d'ordre supérieur se propagent. La structure est étudiée dans sa zone non-linéaire.

Plusieurs méthodes de modélisation existent pour décrire le fonctionnement d'une FSS dans chacune de ces zones. Ces méthodes de modélisation donnent lieu à différents types de modèles (analytiques et semi-analytiques).

1.6.3 Méthodes de modélisation

1.6.3.1 Méthode de la moyenne "Averaged approach"

Cette méthode consiste à exprimer les paramètres du circuit équivalent à partir d'une moyenne sur le courant, dans le cas d'un motif de type patch, ou sur le champ électrique, dans le cas d'un motif de type grille.

Un modèle analytique a été proposé par O. Luukkonen dans [26] pour des géométries de FSS non résonantes de types patch et grille métalliques.

Les éléments du modèle sont alors considérés respectivement comme des impédances purement capacitive et inductive. Le modèle fonctionne de façon très satisfaisante dans la zone quasi-statique mais reste limité par la dimension de la maille ($D < \lambda/2$) ainsi que par l'incidence.

1.6.3.2 Méthode de correspondance du premier ordre "First order retrieving method"

Cette méthode consiste à extraire les valeurs des paramètres de l'impédance du circuit équivalent à partir d'une seule simulation électromagnétique.

En 2012, F. Costa propose dans [44] une méthodologie permettant de généraliser des modèles de circuits équivalents de FSS mono-résonante (patch et grille) et multi-résonante (anneau, croix, croix de Jérusalem). Au départ de la méthodologie, les FSSs sont suspendues dans le vide (sans substrat), illuminées sous une incidence normale et leur périodicité D est fixée.

Dans [44], chaque FSS est représentée par une impédance équivalente Z_{FSS} qui peut s'exprimer comme suit :

$$Z_{FSS} = \frac{Z_0(1 - \Gamma_{11})}{2\Gamma_{11}} \quad (1.7)$$

où Γ_{11} représente le coefficient de réflexion en entrée du circuit et Z_0 représente l'impédance du vide.

La Figure 1.21 présente le cas simple d'une FSS formée par un patch métallique. Son impédance équivalente est formée par un résonateur LC série.

La procédure permettant de déduire les valeurs de L et C consiste tout d'abord à calculer le coefficient de réflexion Γ_{11} à partir d'une seule simulation électroma-

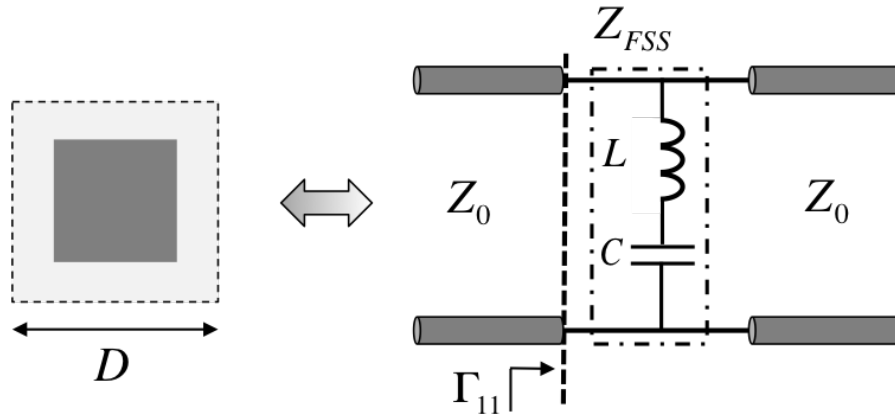


FIGURE 1.21 – Circuit équivalent d’une FSS capacitive (patch) suspendue dans le vide.

gnétique sur une bande de fréquence donnée. Les valeurs de L et C sont ensuite déduites en égalisant l’impédance obtenue par la simulation électromagnétique, avec l’impédance du circuit à la fréquence de résonance du circuit ω_0 . Sachant qu’à cette fréquence l’impédance Z_{FSS} est nulle, il suffit de résoudre la relation $C = 1/\omega_0^2 L$. Dans [44], la valeur de l’inductance, L , est obtenue par une méthode itérative consistant à faire tendre la réponse du circuit vers la réponse obtenue par la simulation électromagnétique. Cette méthodologie est ensuite appliquée à des FSS exhibant des réponses contenant des pôles et des zéros.

Les valeurs des impédances de chaque topologie de FSS sont ensuite stockées dans une base de données. Cette dernière est ensuite généralisée afin de prendre en compte la présence de substrat diélectrique, différentes périodicités ainsi que différentes incidences. Des formules d’interpolations sont ensuite mises en place afin de décrire la variation des valeurs des éléments de l’impédance équivalente.

Nous ajouterons que cette méthode est précise dans la zone quasi-statique.

1.6.3.3 Méthode par interpolation

En 2015, une étude a été menée par Nour Nachabe dans [54] sur la synthèse bi-fréquence de la cellule Phoenix par les circuits équivalent. Ces travaux ont permis de mettre en place des équations permettant d’estimer les paramètres du circuit équivalent en fonction des paramètres géométriques pour les trois ordres de la cellule Phoenix (Figure 1.13). Les équations sont basées sur des interpolations de types rationnelle et polynomiale. Les résultats ont montré que les équations sont

capables d'estimer les cellules du premier ordre avec une erreur de 1° , et les cellules du deuxième et troisième ordre avec une erreur comprise entre 5° et 10° .

1.6.3.4 Méthode de modélisation multimodale

Comme nous le verrons dans le prochain chapitre, la méthode de modélisation multimodale permet de décrire la réponse d'une surface périodique dans sa zone quasi-statique ($\lambda \gg D$), sa zone de résonance (fréquence de Wood-Rayleigh) ($\lambda \simeq D$) et sa zone non linéaire $\lambda < D$.

Cette méthode a donné naissance à plusieurs modèles purement analytiques permettant de prédire le comportement de surfaces périodiques composées de motif à géométrie 1D (ruban, fente) [47], 2D (patch, grille) [49] et plus complexes (anneau métallique) [50].

Pour des géométries simples (ruban, fente, patch et grille), le modèle tient compte des paramètres de l'onde incidente : polarisation de l'onde (TE ou TM) ainsi que son angle d'incidence (dans tous les plans). Cette méthode tient également compte de l'environnement diélectrique de la cellule unitaire.

1.7 Conclusion

Ce premier chapitre a permis d'introduire la synthèse des réseaux réflecteurs. Les synthèses sont majoritairement basées sur l'utilisation de bases de données stockant la réponse de la cellule pour différentes géométries, incidences et fréquences. Les méthodes dédiées à la génération des bases de données sont généralement basées sur des outils de simulation électromagnétiques. Cependant, ces méthodes ont l'inconvénient d'être consommatrices en temps et en ressources de calculs.

Une méthode plus rapide pour synthétiser un réseau réflecteur consiste à dimensionner chaque cellule unitaire par son circuit équivalent. Les paramètres du circuit équivalent sont synthétisés pour répondre à la loi de phase spécifiée. Les paramètres géométriques de la cellule sont ensuite déduits analytiquement à partir des valeurs des paramètres du circuit équivalent. Cette déduction présente un réel avantage si elle peut s'effectuer par l'intermédiaire de modèles purement analytiques.

La méthode de modélisation multimodale propose des modèles analytiques très performants de cellules unitaires de structures périodiques. Les modèles proposent une formulation purement analytique des paramètres des circuits équivalents en prenant en compte plusieurs paramètres comme l'incidence de l'onde incidente, la taille de la maille et l'épaisseur du substrat diélectrique.

Une méthodologie de synthèse purement analytique de cellules de réseaux réflecteurs basée sur l'approche circuits équivalents et sur la modélisation multimodale sera présentée dans la suite de cette thèse. Elle sera d'abord appliquée à un motif simple de type ruban métallique afin de la valider dans l'optique de l'utiliser ensuite pour la synthèse de cellules de type Phoenix.

Chapitre 2

Synthèse analytique d'un réflecteur

2.1 Introduction

Ce chapitre a pour vocation d'étudier le principe de la méthode de modélisation multimodale. Il se veut également expérimental puisqu'il évalue le potentiel de cette méthode dans le contexte d'une synthèse analytique d'une structure simple de type réflecteur. Le résultat de cette synthèse indiquera si cette méthode peut être appliquée à la synthèse de réseaux réflecteurs.

Dans la première partie de ce chapitre, nous étudions le principe de la méthode de modélisation multimodale sur le cas simple d'une cellule unitaire composée d'un ruban métallique pris en sandwich entre deux milieux diélectriques. Ce cas de figure est extrait des travaux du groupe de microondes de l'université de Séville (*GMUS : Grupo de Microondas de la Universidad de Sevilla* en espagnol) sur la modélisation de structures périodiques 1D par l'utilisation de la méthode de modélisation multimodale [47]. Notre développement nous mènera à la représentation de la cellule unitaire sous la forme d'un circuit équivalent.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous synthétisons analytiquement un réflecteur à partir de cette méthode.

Nous commençons dans un premier temps par définir la cellule unitaire. Cette dernière se compose d'un ruban métallique imprimé sur un assemblage de deux couches de diélectriques fermé par un plan de masse métallique. Nous montrons ensuite que son circuit équivalent peut se réduire à une simple inductance (ruban métallique) connectée en parallèle sur l'entrée d'une paire de lignes de transmission mise en série (couches diélectriques) et fermée par un court-circuit. Nous montrons ensuite que cette inductance peut s'exprimer analytiquement en fonction de la lar-

geur du ruban métallique.

A l'issue de cette partie, un seul paramètre de la cellule unitaire reste à définir : l'épaisseur de la deuxième couche diélectrique. Cette épaisseur constitue le seul degré de liberté permettant de régler la gamme de phase réalisable par la cellule unitaire. Nous étudions pour cela l'évolution de la réponse en phase pour différentes épaisseurs. Nous profiterons de cette étude pour évaluer la précision du circuit équivalent en calculant chaque réponse en phase avec le circuit équivalent et avec HFSS (référence). Il ressortira de cette étude que d'une part le circuit équivalent prédit avec une erreur inférieure à 5° (sauf cas extrême) les réponses en phases et que d'autre part une gamme de phase complète de 360° n'est pas envisageable puisqu'elle est produite par le dit "cas extrême". Nous fixerons finalement l'épaisseur à une valeur permettant de couvrir une gamme de phase de 180°.

Cette contrainte nous mènera à proposer une structure exotique du réflecteur. Nous attendrons de cette structure qu'elle produise un diagramme de rayonnement légèrement incliné dans un seul plan. Pour ce faire, l'ouverture rayonnante devra répondre à une loi de phase linéaire. La largeur du ruban métallique de chaque cellule unitaire permettant de produire la phase désirée sera fournie par le circuit équivalent.

Nous finirons par l'analyse des résultats de la synthèse suivi d'une analyse non-exhaustive des performances du réflecteur.

2.2 Modélisation d'une structure périodique 1D

2.2.1 La structure périodique 1D

La structure à modéliser est présentée sur la Figure 2.1. Elle se compose d'un agencement périodique, de période P_x selon la direction x , de rubans métalliques identiques de largeurs w . Le ruban métallique est invariant dans la direction y . Il est pris en sandwich entre les milieux diélectriques (1) et (2) de permittivité relatives respectives $\epsilon_r^{(1)}$ et $\epsilon_r^{(2)}$.

La structure est illuminée selon un angle d'incidence θ par un champ électrique \vec{E}_0 polarisé linéairement dans la direction y et se propageant dans la direction indiquée par son vecteur d'onde \vec{k}_0 . L'amplitude de ce champ est égale à un. On note ce champ :

$$\vec{E}_0(x, z) = e^{-jk_0 \vec{r}} \hat{y} \quad (2.1)$$

avec $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$.

Son vecteur d'onde, \vec{k}_0 , est défini comme suit

$$\vec{k}_0 = k_{z,0}\hat{z} + k_t\hat{x} \quad (2.2)$$

où $k_{z,0}$ représente son nombre d'onde suivant l'axe z , $k_t = k_0 \sin \theta$ son nombre d'onde suivant l'axe x et $k_0 = 2\pi f_0/c_0$ le nombre d'onde à la fréquence f_0 .

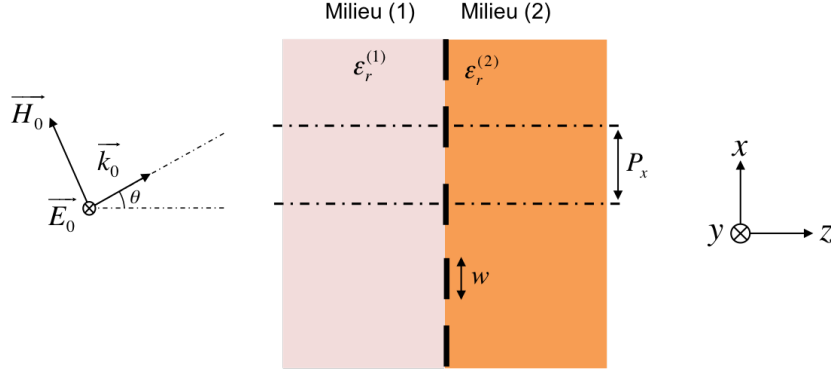


FIGURE 2.1 – La structure périodique 1D.

2.2.2 Le théorème de Floquet

La structure périodique de la Figure 2.1 peut être étudiée en utilisant le théorème de Floquet. Il stipule que les champs électrique $\vec{E}^{(1)}(x, z)$, $\vec{E}^{(2)}(x, z)$ et magnétique $\vec{H}^{(1)}(x, z)$, $\vec{H}^{(2)}(x, z)$ dans les milieux (1) et (2) évalués à un point de coordonnées (x, y, z) sur la structure sont identiques au point de coordonnées $(x + P_x, y, z)$.

Résultat, nous pouvons étudier la structure périodique de la Figure 2.1 en étudiant seulement la cellule élémentaire qui la constitue : la cellule unitaire (Figure 2.2).

Les composantes des champs électrique $\vec{E}^{(1)}(x, z)$, $\vec{E}^{(2)}(x, z)$ et magnétique $\vec{H}^{(1)}(x, z)$, $\vec{H}^{(2)}(x, z)$ dans les milieux (1) et (2) sont décrites par les équations suivantes :

$$\vec{E}^{(1)}(x, z) = (1 + R)\vec{e}_0(x, z) + \sum_{n=1}^{\infty} E_n^{(1)}\vec{e}_n^{(1)}(x, z) \quad (2.3)$$

$$\vec{E}^{(2)}(x, z) = T\vec{e}_0(x, z) + \sum_{n=1}^{\infty} E_n^{(2)}\vec{e}_n^{(2)}(x, z) \quad (2.4)$$

$$\vec{H}^{(1)}(x, z) = Y_0^{(1)}(1 - R)[\vec{e}_0(x, z) \times \hat{z}] - \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^{(1)}E_n^{(1)}[\vec{e}_n^{(1)}(x, z) \times \hat{z}] \quad (2.5)$$

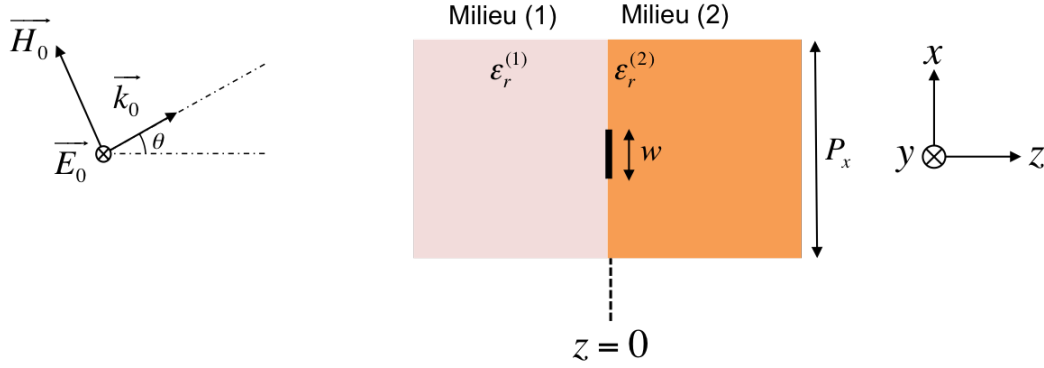


FIGURE 2.2 – La cellule unitaire.

$$\vec{H}^{(2)}(x, z) = Y_0^{(2)} T[\vec{e}_0(x, z) \times \hat{z}] + \sum_{n=1} Y_n^{(2)} E_n^{(2)} [e_n^{(2)}(x, z) \times \hat{z}] \quad (2.6)$$

$Y_0^{(i)}$ représente l'admittance d'onde de l'onde incidente dans le milieu (i).

$$Y_0^{(i)} = \frac{H^{(i)}(x, z)}{E^{(i)}(x, z)} \quad (2.7)$$

2.2.3 Définition des harmoniques de Floquet

La composante du champ électrique dans le milieu (1), $\vec{E}^{(1)}(x, z)$, se trouve être la somme des composantes incidente, d'amplitude égale à 1, et réfléchie, d'amplitude égale à R , du champ électrique incident $\vec{E}_0(x, z)$ et des composantes réfléchies d'une infinité d'harmoniques de Floquet d'amplitude égale à $E_n^{(1)}$. La composante du champ électrique dans le milieu (2), $\vec{E}^{(2)}(x, z)$, se trouve être la somme de la composante transmise, d'amplitude égale à T , du champ électrique incident et des composantes transmises d'une infinité d'harmoniques de Floquet d'amplitude égale à $E_n^{(2)}$.

En effet, lorsque le champ électrique incident $\vec{E}_0(x, z)$ atteint la discontinuité située à l'interface des milieux (1) et (2), à $z = 0$, une infinité d'harmoniques de Floquet est excitée.

Chaque harmonique de Floquet est représenté par son profil spatial $e_n^{(i)}(x, z)$.

$$e_n^{(i)}(x, z) = \frac{1}{\sqrt{P_x}} e^{\pm j \vec{k}_n^{(i)} \vec{r}} \hat{y} \quad (2.8)$$

Etant donné que le ruban métallique présente une invariance géométrique suivant l'axe y , et que le champ électrique est orienté suivant ce même axe, les harmoniques

seront tous orientés dans la direction y .

Chaque harmonique n peut être réfléchi vers le milieu (1) ou transmis vers le milieu (2). La direction dans laquelle cet harmonique est réfléchi ou transmis est renseigné par son vecteur d'onde $\vec{k}_n^{(i)}$.

$$\vec{k}_n^{(i)} = k_{x,n}\hat{x} + k_{z,n}^{(i)}\hat{z} \quad (2.9)$$

L'invariance géométrique du ruban métallique implique que l'harmonique sera dirigé uniquement dans le plan xz . Sa direction suivant x est renseignée par son nombre d'onde tangentiel $k_{x,n}$

$$k_{x,n} = k_t + k_n \quad (2.10)$$

avec $k_n = 2n\pi/P_x$ le nombre d'onde de l'harmonique n . Sa direction suivant z est renseignée par nombre $k_{z,n}^{(i)}$.

$$k_{z,n}^{(i)} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r^{(i)} - k_{x,n}^2} \quad (2.11)$$

On préférera écrire (2.8) comme suit afin de faire apparaître la dépendance suivant x et la dépendance suivant z .

$$\vec{e}_n^{(i)}(x, z) = \vec{e}_n(x) e^{\pm j k_{z,n}^{(i)} z} \quad (2.12)$$

avec

$$\vec{e}_n(x) = \frac{1}{\sqrt{P_x}} e^{\pm j k_{x,n} x} \hat{y} \quad (2.13)$$

Pour finir, chaque harmonique n est décrit par une admittance d'onde $Y_n^{(i)}$

$$Y_n^{(i)} = \frac{k_{z,n}^{(i)}}{\omega_0 \mu_0} \quad (2.14)$$

où $\omega_0 = 2\pi f_0$.

2.2.3.1 Harmoniques d'ordres inférieur et supérieur

Un harmonique peut soit se propager soit être évanescant dans la direction définie par $\vec{k}_n^{(i)}$. Tout dépend de la valeur de k_0 par rapport à $k_{x,n}$.

Si

$$\sqrt{\epsilon_r^{(i)}} k_0 > k_{x,n} \quad (2.15)$$

alors $k_{z,n}^{(i)}$ est purement réel et s'écrit comme :

$$k_{z,n}^{(i)} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r^{(i)} - k_{x,n}^2} \quad (2.16)$$

L'exponentielle associée à la dépendance en z (2.12) reste imaginaire. Cela signifie que l'harmonique se propage. On parle alors d'harmonique d'ordre inférieur ou *low-order harmonic* en anglais. Son admittance d'onde $Y_n^{(i)}$ est purement réelle.

Tandis que si

$$\sqrt{\epsilon_r^{(i)} k_0} < k_{x,n} \quad (2.17)$$

alors $k_{z,n}^{(i)}$ devient purement imaginaire et s'écrit comme :

$$k_{z,n}^{(i)} = -j \sqrt{k_{x,n}^2 - k_0^2 \epsilon_r^{(i)}} \quad (2.18)$$

L'exponentielle associée à la dépendance z devient purement réelle. Cela signifie que l'harmonique est évanescent. On parle d'harmonique d'ordre supérieur ou *high-order harmonics*, (*ho*) en anglais. Son admittance d'onde $Y_n^{(i)}$ est désormais purement imaginaire.

$$Y_{n,ho}^{(i)} = -j \frac{\sqrt{k_{x,n}^2 - k_0^2 \epsilon_r^{(i)}}}{\omega_0 \mu_0} = -j \frac{1}{L_{n,ho}(\omega) \omega} \quad (2.19)$$

On remarquera qu'elle est de nature inductive. L'harmonique peut être représenté par une inductance dépendante de la fréquence $L_{n,ho}(\omega)$.

La dernière situation définit le régime quasi-statique (qs).

$$\sqrt{\epsilon_r^{(i)} k_0} \ll k_{x,n} \quad (2.20)$$

Dans cette situation, $k_{z,n}^{(i)}$ peut être approximé comme suit :

$$k_{z,n}^{(i)} \approx \sqrt{-k_{x,n}^2} = -jk_{x,n} = -j(k_t + k_n) \quad (2.21)$$

Or (2.20) implique que $k_t \ll k_n$, ce qui conduit à écrire :

$$k_{z,n}^{(i)} \approx -jk_n \quad (2.22)$$

Cela indique que l'harmonique reste évanescent. Son admittance d'onde reste

toujours imaginaire et de nature inductive. On la note comme suit :

$$Y_{n,\text{ho,qs}} \approx -j \frac{k_n}{\omega_0 \mu_0} = -j \frac{1}{L_{n,\text{ho,qs}} \omega} \quad (2.23)$$

Mais cette fois-ci, l'harmonique est représenté par une inductance indépendante de la fréquence $L_{n,\text{ho,qs}}$.

Le passage entre ces deux états, propagatif-évanescent, de l'harmonique est régi par sa fréquence de coupure $f_{c,n}^{(i)}$ qui est définie pour $k_{z,n}^{(i)} = 0$.

$$f_{c,n}^{(i)} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r^{(i)} \epsilon_0 \mu_0} \sin \theta} \frac{n}{P_x} \quad (2.24)$$

Elle dépend de l'angle d'incidence θ et de la périodicité P_x .

2.2.3.2 Amplitude des harmoniques : E_n

L'amplitude de chaque harmonique, $E_n^{(i)}$ dans le milieu (i), est obtenue en appliquant une condition aux limites sur le champ magnétique à l'interface des milieux (1) et (2) ; c'est-à-dire au niveau du ruban métallique à $z = 0$. Cette condition s'écrit comme suit :

$$\hat{z} \times [\vec{H}^{(2)}(x, z = 0) - \vec{H}^{(1)}(x, z = 0)] = \vec{J}_s(x) \quad (2.25)$$

$\vec{J}_s(x)$ est un profil spatial décrivant la densité de courant surfacique sur le ruban métallique.

Cette condition aux limites est appliquée sur le champ magnétique de l'onde incidente $\vec{H}_0^{(i)}$ et sur celui de l'harmonique $\vec{H}_n^{(i)}$.

$$\hat{z} \times [\vec{H}_0^{(2)}(x, z = 0) - \vec{H}_0^{(1)}(x, z = 0)] = \vec{J}_s(x) \quad (2.26)$$

$$\hat{z} \times [\vec{H}_n^{(2)}(x, z = 0) - \vec{H}_n^{(1)}(x, z = 0)] = \vec{J}_s(x) \quad (2.27)$$

Avec :

$$\vec{H}_0^{(1)}(x, z = 0) = Y_0^{(1)}(1 - R)[\vec{e}_0(x) \times \hat{z}] \quad (2.28)$$

$$\vec{H}_0^{(2)}(x, z = 0) = Y_0^{(2)}T[\vec{e}_0(x) \times \hat{z}] \quad (2.29)$$

et

$$\vec{H}_n^{(1)}(x, z = 0) = -Y_n^{(1)}E_n^{(1)}[\vec{e}_n(x) \times \hat{z}] \quad (2.30)$$

$$\vec{H}_n^{(2)}(x, z = 0) = Y_n^{(2)}E_n^{(2)}[\vec{e}_n(x) \times \hat{z}] \quad (2.31)$$

La condition aux limites peut dès lors s'exprimer comme suit :

$$Y_0^{(2)}T\vec{e}_0(x) - Y_0^{(1)}(1 - R)\vec{e}_0(x) = \vec{J}_s(x) \quad (2.32)$$

$$Y_n^{(2)}E_n^{(2)}\vec{e}_n(x) + Y_n^{(1)}E_n^{(1)}\vec{e}_n(x) = \vec{J}_s(x) \quad (2.33)$$

Le profil spatial du courant électrique, $\vec{J}_s(x)$, est projeté sur le profil spatial de la composante fondamentale, $\vec{e}_0(x)$, et sur celui de l'harmonique, $\vec{e}_n(x)$. Cela se traduit par :

$$\int_{-w/2}^{w/2} [Y_0^{(2)}T - Y_0^{(1)}(1 - R)]\vec{e}_0(x)\vec{e}_0(x)^* dx = \int_{-w/2}^{w/2} \vec{J}_s(x)\vec{e}_0(x)^* dx \quad (2.34)$$

$$\int_{-w/2}^{w/2} [Y_n^{(2)}E_n^{(2)} + Y_n^{(1)}E_n^{(1)}]\vec{e}_n(x)\vec{e}_n(x)^* dx = \int_{-w/2}^{w/2} \vec{J}_s(x)\vec{e}_n(x)^* dx \quad (2.35)$$

Sachant que les vecteurs \vec{e}_n sont orthogonaux entre eux

$$\int_{-w/2}^{w/2} \vec{e}_n(x) \cdot \vec{e}_m(x)^* dx = 0 \quad \text{si } n \neq m \quad (2.36)$$

les équations (2.34) et (2.35) s'écrivent comme suit :

$$Y_0^{(2)}T - Y_0^{(1)}(1 - R) = \tilde{J}_{s,0} \quad (2.37)$$

$$Y_n^{(2)}E_n^{(2)} + Y_n^{(1)}E_n^{(1)} = \tilde{J}_{s,n} \quad (2.38)$$

avec

$$\tilde{J}_{s,0} = \int_{-w/2}^{w/2} \vec{J}_s(x)\vec{e}_0(x)^* dx \quad (2.39)$$

$$\tilde{J}_{s,n} = \int_{-w/2}^{w/2} \vec{J}_s(x)\vec{e}_n(x)^* dx \quad (2.40)$$

Cette grandeur indique le taux de ressemblance entre le profil spatial de l'harmonique qui vient d'être excité, $\vec{e}_n(x)$, et le profil spatial du courant surfacique, $\vec{J}_s(x)$. Si les deux profils se ressemblent peu (voire pas du tout), alors $\tilde{J}_{s,n}$ est faible (voire nul respectivement). L'harmonique en question est donc peu (ou pas) excité. Tandis que si les deux profils se ressemblent davantage alors $\tilde{J}_{s,n}$ devient plus grand. Cela signifie que l'harmonique est davantage excité. En d'autres termes $\tilde{J}_{s,n}$ exprime la quantité d'énergie associée à l'harmonique n qui vient d'être excité sur la discontinuité¹.

1. En reprenant l'expression de $\vec{e}_n(x)$ (2.13), on s'aperçoit en effet que (2.39) et (2.40) sont les

Les composantes du champ électrique doivent être continues au niveau de la discontinuité. De ce fait :

$$E_n^{(1)} = E_n^{(2)} = E_n \quad (2.41)$$

$$1 + R = T \quad (2.42)$$

Les équations (2.37) et (2.38) s'écrivent dès lors comme suit :

$$Y_0^{(2)}(1 + R) - Y_0^{(1)}(1 - R) = \tilde{J}_{s,0} \quad (2.43)$$

$$E_n(Y_n^{(2)} + Y_n^{(1)}) = \tilde{J}_{s,n} \quad (2.44)$$

En normalisant $\tilde{J}_{s,n}$ par rapport à $\tilde{J}_{s,0}$, la quantité d'énergie associée à l'onde incidente, on obtient :

$$\frac{E_n(Y_n^{(2)} + Y_n^{(1)})}{R(Y_0^{(2)} + Y_0^{(1)}) + Y_0^{(2)} - Y_0^{(1)}} = \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \quad (2.45)$$

L'amplitude de l'harmonique n , E_n , s'écrit finalement comme :

$$E_n = \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \frac{R(Y_0^{(2)} + Y_0^{(1)}) + Y_0^{(2)} - Y_0^{(1)}}{Y_n^{(2)} + Y_n^{(1)}} \quad (2.46)$$

2.2.3.3 Amplitude du champ réfléchi : R

L'amplitude du champ réfléchi, R , est obtenu en appliquant une condition aux limites sur le champ électrique au niveau de la discontinuité ($z = 0$). La voici :

$$\int_{-w/2}^{w/2} \vec{E}^{(1)}(x, z = 0) \cdot \vec{J}_s(x)^* dx = 0. \quad (2.47)$$

En utilisant l'expression de $\vec{E}^{(1)}(x, z)$ (2.3) évaluée à $z = 0$, la condition peut s'écrire comme suit :

$$(1 + R) \int_{-w/2}^{w/2} \vec{J}_s(x)^* \vec{e}_0(x) dx + \sum_{n=1}^{\infty} E_n^{(1)} \int_{-w/2}^{w/2} \vec{J}_s(x)^* \vec{e}_n(x) dx = 0 \quad (2.48)$$

et en remarquant les expressions de $\tilde{J}_{s,0}$ (2.39) et de $\tilde{J}_{s,n}$ (2.40), la condition aux

coefficients de la transformée de Fourier de $\vec{J}_s(x)$!

limites s'écrit finalement comme suit :

$$(1 + R)\tilde{J}_{s,0} + \sum_{n=1}^{\infty} E_n^{(1)}\tilde{J}_{s,n} = 0 \quad (2.49)$$

L'expression finale de l'amplitude du champ réfléchi est obtenue en injectant l'expression de E_n (2.46) dans (2.49).

$$R = \frac{Y_0^{(1)} - Y_0^{(2)} - \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{Y_n^{(1)} + Y_n^{(2)}} \left| \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \right|^2 \right]^{-1}}{Y_0^{(1)} + Y_0^{(2)} + \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{Y_n^{(1)} + Y_n^{(2)}} \left| \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \right|^2 \right]^{-1}}. \quad (2.50)$$

C'est finalement à partir de cette expression que nous sommes désormais capable de dériver le circuit équivalent de la cellule unitaire.

2.2.4 Circuit équivalent de la cellule unitaire

2.2.4.1 Formes générales

L'expression de l'amplitude du champ réfléchi, R , peut également s'écrire sous la forme

$$R = \frac{Y_0^{(1)} - Y_0^{(2)} - Y_{\acute{e}q}}{Y_0^{(1)} + Y_0^{(2)} + Y_{\acute{e}q}}. \quad (2.51)$$

avec

$$Y_{\acute{e}q} = \frac{1}{Z_{\acute{e}q}} = \frac{1}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{Y_n^{(1)} + Y_n^{(2)}} \left| \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \right|^2} \quad (2.52)$$

Cette expression décrit le coefficient de réflexion en entrée du circuit présenté sur la Figure 2.3.

Sur ce circuit, les lignes de transmission modélisent la propagation des composantes réfléchi et transmise de l'onde incidente dans les milieux (1) et (2). Elles sont décrites respectivement par des admittances caractéristiques égales à celles des admittances d'onde $Y_0^{(1)}$ et $Y_0^{(2)}$. Connectée en parallèle entre ces deux lignes de transmission, l'admittance équivalente, $Y_{\acute{e}q}$, modélise le ruban métallique situé à l'interface des milieux (1) et (2).

L'expression de l'admittance équivalente (2.52) est traduisible par le circuit de la Figure 2.4.

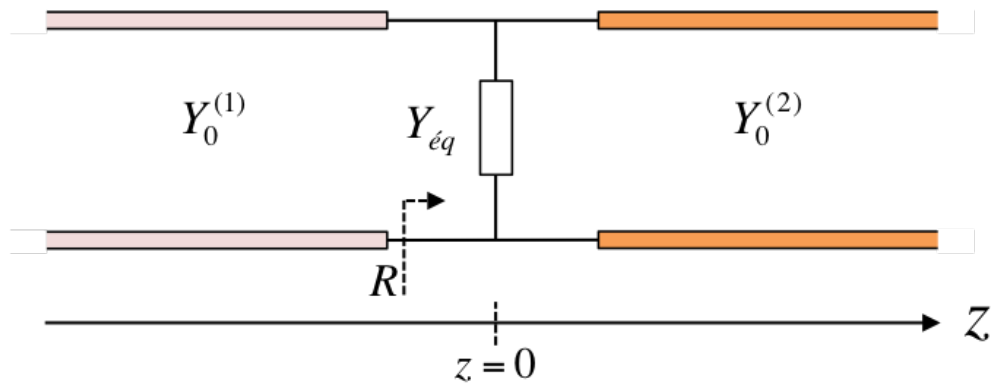


FIGURE 2.3 – Circuit équivalent général de la cellule unitaire.

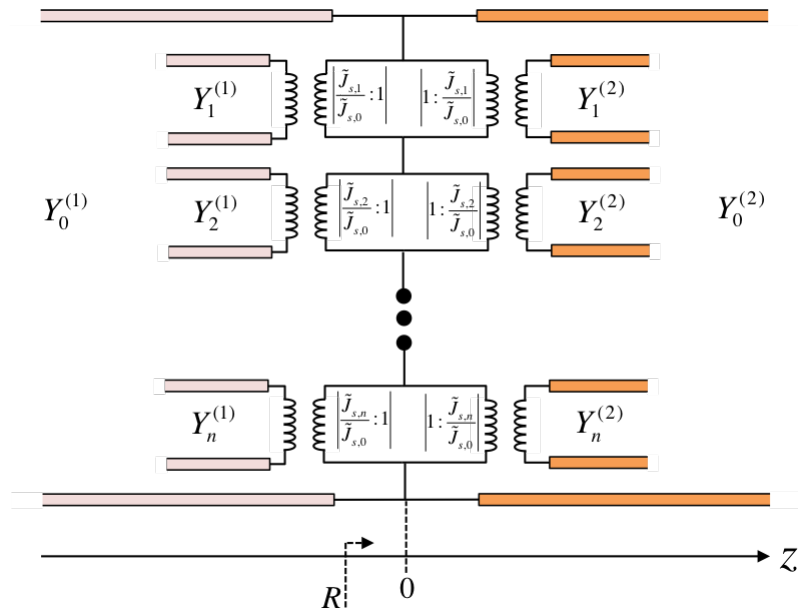


FIGURE 2.4 – Représentation de l'inductance équivalente.

Elle se traduit par la mise en série d'une infinité de paires de lignes de transmission connectées en parallèles à $z = 0$. Une paire de ligne de transmission modélise la "propagation" des composantes réfléchi et transmise de l'harmonique n dans les milieux (1) et (2). Cette paire de lignes est couplée à l'interface des deux milieux par l'intermédiaire de deux transformateurs. Les rapports de transformation traduisent la quantité d'énergie associée aux composantes réfléchie et transmise de l'harmonique dans les milieux (1) et (2).

Toutefois, la mise entre guillemets du mot propagation a toute son importance puisque tous les harmoniques ne se propagent pas forcément. En effet, un harmonique peut soit se propager ou soit être évanescent. Tout dépend de sa fréquence de coupure, $f_{c,n}$ par rapport à la fréquence de l'onde incidente f_0 .

2.2.4.2 Représentation des harmoniques d'ordres inférieur et supérieur

Prenons le cas où la périodicité de la cellule unitaire, P_x , et la fréquence de l'onde incidente, f_0 , sont fixées de façon à permettre à N harmoniques de se propager. Les harmoniques $n = 1, 2, \dots, N$ sont les harmoniques d'ordres inférieurs qui se propagent tandis que les harmoniques $n > N$ sont les harmoniques d'ordres supérieurs qui sont évanescents.

Dans ce cas, l'impédance équivalente du ruban métallique, $Z_{\text{éq}}$, est la somme d'une impédance Z_{lo} formée par la contribution de N d'harmoniques d'ordres inférieurs et d'une impédance Z_{ho} formée par la contribution d'une infinité d'harmoniques d'ordres supérieurs.

$$Z_{\text{éq}} = Z_{lo} + Z_{ho} \quad (2.53)$$

Z_{lo} peut s'exprimer comme suit

$$Z_{lo} = \sum_{n=1}^N \frac{1}{Y_{n,lo}^{(1)} + Y_{n,lo}^{(2)}} \left| \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \right|^2 \quad (2.54)$$

où $Y_{n,lo}^{(i)}$ (2.14) est purement réelle.

Z_{ho} peut s'exprimer comme suit

$$Z_{ho} = \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{1}{Y_{n,ho}^{(1)} + Y_{n,ho}^{(2)}} \left| \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \right|^2 \quad (2.55)$$

Il est fondamental de rappeler que l'admittance d'onde d'un harmonique d'ordre supérieur est purement imaginaire et de nature inductive. Cet harmonique peut donc être représenté par une inductance dépendante de la fréquence $L_{n,ho}(\omega)$.

$$Y_{n,ho}^{(i)} = -j \frac{1}{L_{n,ho}(\omega)\omega}$$

Cependant, en considérant que l'harmonique $n = N + 1$ se trouve d'ores et déjà dans la condition du régime quasi-statique (cf. Section 2.2.3.1) alors son admittance d'onde peut s'approximer comme suit :

$$Y_{n,ho,qs} \approx -j \frac{1}{L_{n,ho,qs}\omega}$$

Ainsi, l'impédance Z_{ho} est formée par la contribution d'une infinité d'inductances

indépendantes de la fréquence $L_{n,ho,qs}$.

$$Z_{ho} = \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{1}{Y_{n,ho,qs}^{(1)} + Y_{n,ho,qs}^{(2)}} \left| \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \right|^2 = j\omega L_{ho,qs} \quad (2.56)$$

Cette contribution infinie d'inductances forme une inductance quasi-statique $L_{ho,qs}$.

$$L_{ho,qs} = \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{L_{n,ho,qs}}{2} \left| \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \right|^2. \quad (2.57)$$

Finalement, l'impédance équivalente du ruban métallique s'exprime comme suit

$$Z_{\acute{e}q} = \sum_{n=1}^N \frac{1}{Y_{n,lo}^{(1)} + Y_{n,lo}^{(2)}} \left| \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \right|^2 + j\omega L_{ho,qs} \quad (2.58)$$

et se traduit sous la forme du circuit équivalent suivant :

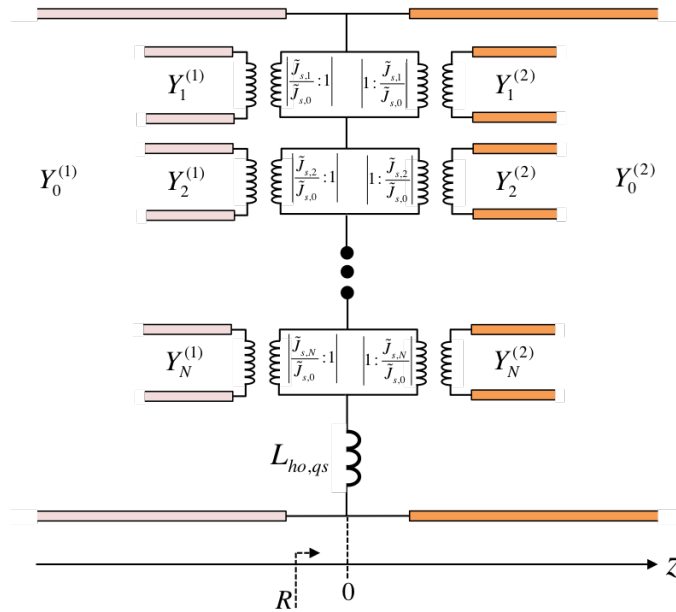


FIGURE 2.5 – Circuit équivalent détaillé d'un ruban métallique. La contribution des harmoniques d'ordre supérieurs ($n > N$) est prise en compte dans l'inductance quasi-statique $L_{ho,qs}$.

2.2.5 Bilan

Nous venons d'étudier la méthode de modélisation multimodale sur une cellule unitaire simple composée d'un ruban métallique pris en sandwich entre deux milieux diélectriques.

Nous allons maintenant utiliser cette méthode pour modéliser une cellule unitaire de réflecteur. Nous montrerons que l'on peut calculer la phase du coefficient de réflexion de manière purement analytique.

Nous mettrons finalement en oeuvre ce circuit équivalent pour synthétiser analytiquement un réflecteur.

2.3 Synthèse analytique d'un réflecteur

2.3.1 La cellule unitaire

La cellule unitaire du réflecteur que nous allons synthétiser est présentée sur la Figure 2.6. Elle est étudiée dans le cas d'une structure infinie périodique de période P_x . Elle se compose d'un ruban métallique de largeur w , invariant dans la direction y . Ce ruban est situé à l'interface du milieu (1), une couche d'air $\epsilon_r^{(1)} = 1$, et du milieu (2), une couche diélectrique Rogers RO4003C de permittivité relative $\epsilon_r^{(2)} = 3,55$ et d'épaisseur $h_2 = 508\mu m$. Cette dernière couche est séparée du plan de masse métallique par le milieu (3), une couche d'air $\epsilon_r^{(3)} = 1$ et d'épaisseur h_3 restant à déterminer.

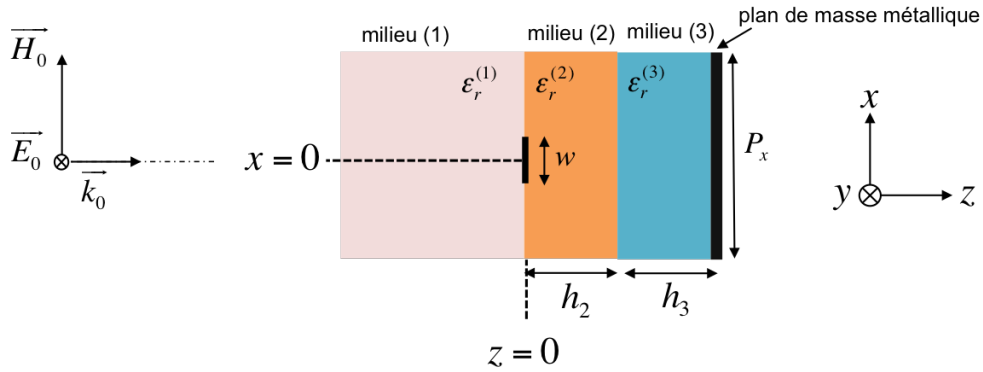


FIGURE 2.6 – Cellule unitaire du réflecteur.

La cellule unitaire est illuminée en incidence normale ($\theta = 0^\circ$) par une onde plane dont le champ électrique \vec{E}_0 est orienté dans la direction y et se propage dans la direction z .

$$\vec{E}_0(z) = e^{-jk_0z}\hat{y} \quad (2.59)$$

La fréquence de l'onde incidente, f_0 , est fixée à 12,5 GHz ($\lambda_0 = 24$ mm). On souhaitera en effet étudier les performances du réflecteur une fois synthétisé dans la bande d'intérêt [10,5 - 14,5] GHz (bande Ku).

La périodicité P_x est fixée à $\frac{\lambda_0}{4}$ (6 mm). En utilisant (2.24), la fréquence de coupure du premier harmonique ($n=1$), $f_{c,n=1}$, est située à 37,5 GHz. La cellule unitaire est étudiée en régime purement quasi-statique (cf. section 2.2.3.1) : tous les harmoniques excités sont évanescents (donc $N = 0$). Cela nous permettra d'exploiter le circuit équivalent dans sa forme la plus simple : le ruban métallique sera modélisé par une simple inductance indépendante de la fréquence.

2.3.2 Circuit équivalent de la cellule unitaire

Le circuit équivalent de la cellule unitaire est présenté sur la Figure 2.7.

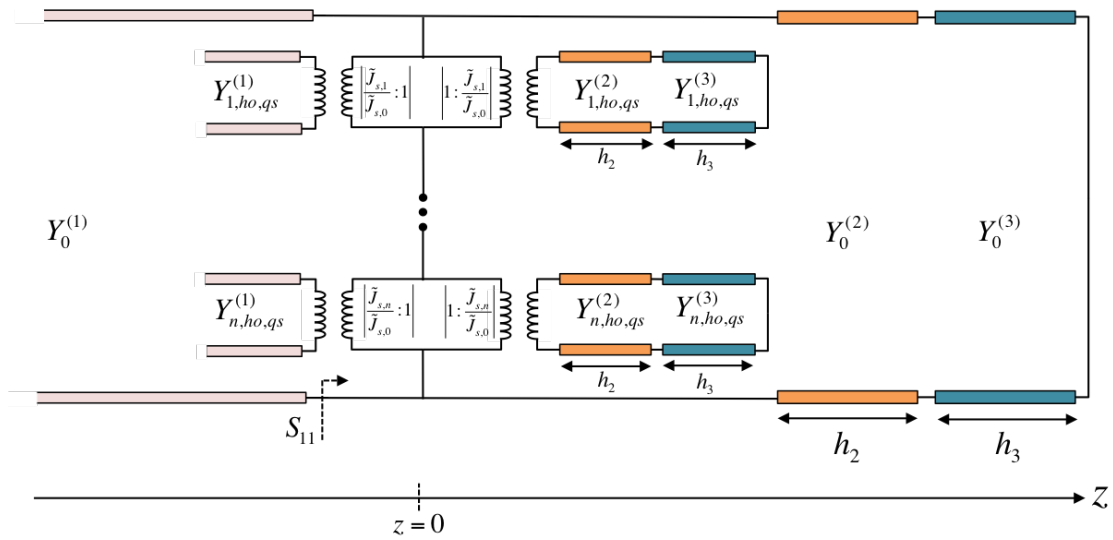


FIGURE 2.7 – Circuit équivalent détaillé de la cellule unitaire.

La propagation des composantes réfléchie et transmise de l'onde incidente dans les milieux (1), (2) et (3) est modélisée respectivement par les lignes de transmissions d'admittances caractéristiques égales aux admittances d'onde $Y_0^{(i)}$ et de longueurs h_2 et h_3 pour les milieux (2) et (3).

$$Y_0^{(i)} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r^{(i)}}{\mu_0}} \quad i = \{1, 2, 3\} \quad (2.60)$$

La "propagation" des composantes réfléchie et transmise d'un harmonique n évanescents dans les milieux (1), (2) et (3) est modélisée respectivement par les lignes de transmission d'admittances caractéristiques égales aux admittances d'ondes purement imaginaires $Y_{n,ho,qs}^{(i)}$.

$$Y_{n,ho,qs}^{(i)} \approx -j \frac{k_n}{\omega \mu_0} \quad \forall i \quad (2.61)$$

Ces lignes de transmissions sont couplées à l'interface des milieux (1) et (2) par l'intermédiaire de deux transformateurs dont le rapport de transformation indique le niveau d'excitation de l'harmonique.

Nous définissons par $Y_{in,n}^G$ et $Y_{in,n}^D$ les admittances ramenées respectivement à gauche par la ligne de transmission d'admittance caractéristique $Y_{n,ho,qs}^{(1)}$ et à droite par la ligne de transmission d'admittance caractéristique $Y_{n,ho,qs}^{(2)}$.

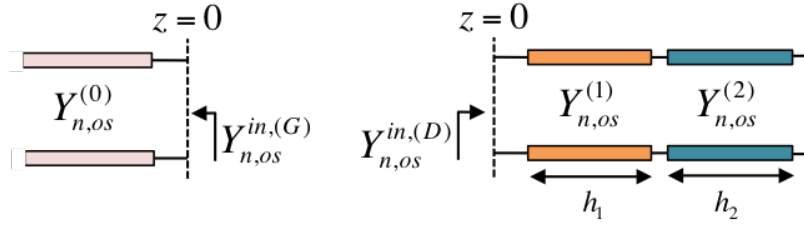


FIGURE 2.8 – Admittances ramenées à gauche et à droite de la discontinuité.

$$Y_{in,n}^G = Y_{n,ho,qs}^{(1)} \quad (2.62)$$

$$Y_{in,n}^D = Y_{n,ho,qs}^{(2)} \frac{Y_{n,ho,qs}^{(3)} + Y_{n,ho,qs}^{(2)} \tanh(\gamma_n^{(2)} h_2) \tanh(\gamma_n^{(3)} h_3)}{Y_{n,ho,qs}^{(2)} \tanh(\gamma_n^{(3)} h_3) + Y_{n,ho,qs}^{(3)} \tanh(\gamma_n^{(2)} h_2)} \quad (2.63)$$

$\gamma_n^{(i)}$ est la constante de propagation dans le milieu (i). Elle est définie comme suit :

$$\gamma_n^{(i)} = -jk_{z,n}^{(i)} \quad (2.64)$$

Or comme nous travaillons en régime quasi-statique, elle peut s'approximer comme suit :

$$\gamma_n^{(i)} \approx -j(-jk_{z,n}^{(i)}) = -k_n \quad (2.65)$$

On s'aperçoit que les admittances ramenées sont de natures inductives. Chaque harmonique peut dès lors être représenté par une inductance indépendante de la fréquence. La contribution d'une infinité d'harmoniques évanescents forme alors une inductance globale $L_{ho,qs}$.

$$Z_{éq} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{Y_{in,n}^G + Y_{in,n}^D} \left| \frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} \right|^2 = j\omega L_{ho,qs} \quad (2.66)$$

Finalement, le ruban métallique est représenté par une impédance équivalente purement imaginaire de nature inductive. Le circuit équivalent de la cellule unitaire est celui illustré sur la Figure 2.9.

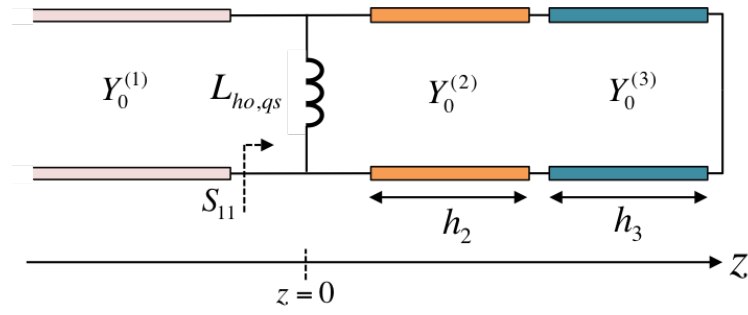


FIGURE 2.9 – Circuit équivalent de la cellule unitaire en régime quasi-statique (qs).

2.3.3 Calcul analytique de l'inductance équivalente

Nous souhaitons maintenant calculer et ce de manière purement analytique l'inductance $L_{ho,qs}$ en fonction de la largeur du ruban métallique, w .

Pour ce faire, il faut repartir de l'expression de l'inductance équivalente (2.66). Le paramètre qui dépend uniquement de la largeur du ruban métallique est le coefficient d'excitation de l'harmonique n , $\frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}}$. Ce dernier est calculé à partir de l'expression de la distribution du courant électrique, $\vec{J}_s(x)$, sur le ruban métallique. On rappelle leurs définitions.

$$\tilde{J}_{s,0} = \int_{-w/2}^{w/2} \vec{J}_s(x) \vec{e}_0(x)^* dx$$

$$\tilde{J}_{s,n} = \int_{-w/2}^{w/2} \vec{J}_s(x) \vec{e}_n(x)^* dx$$

Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser la fonction "chaînette" pour le profil spatial du courant surfacique.

$$\vec{J}_s(x) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x}{w}\right)^2}} \hat{y} \quad \frac{-w}{2} < x < \frac{w}{2} \quad (2.67)$$

Ce profil est illustré sur la Figure 2.10 dans le cas d'un ruban de largeur $w = 3$ mm. Ici le courant est majoritairement concentré sur les bords du ruban ($x = \pm \frac{w}{2}$) et diminue à mesure que l'on se rapproche de son axe de symétrie ($x = 0$).

En utilisant les profils spatiaux $\vec{e}_0(x)$ et $\vec{e}_n(x)$ (2.13) définis pour une incidence normale ($k_{x,n} = k_n$) cela revient à résoudre les intégrales suivantes.

$$\tilde{J}_{s,0} = \int_{-w/2}^{w/2} \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x}{w}\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{P_x}} dx \quad (2.68)$$

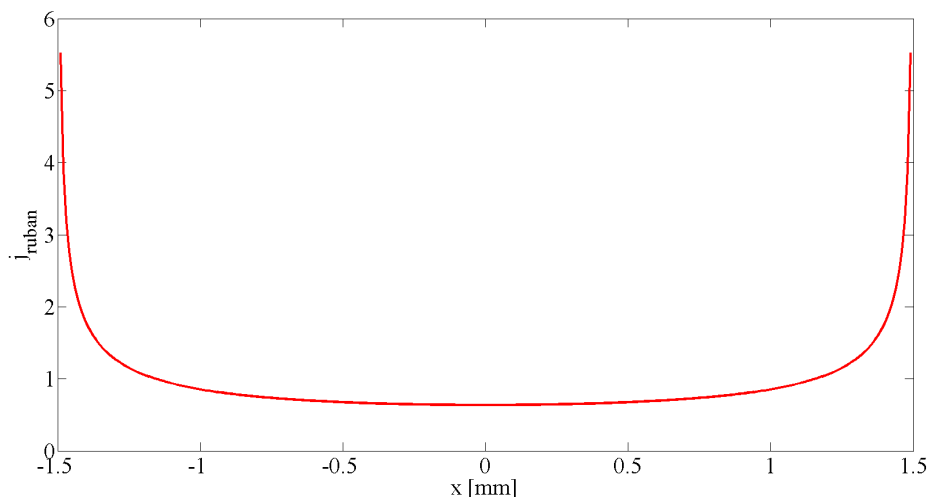


FIGURE 2.10 – Profil spatial du courant sur un ruban métallique de largeur $w = 3$ mm.

$$\tilde{J}_{s,n} = \int_{-w/2}^{w/2} \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x}{w}\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{P_x}} e^{\pm jk_n x} dx \quad (2.69)$$

L'ouvrage [55] nous donne le résultat de ces deux intégrales.

$$\tilde{J}_{s,0} = 1 \quad (2.70)$$

$$\tilde{J}_{s,n} = J_0\left(\frac{k_n w}{2}\right) \quad (2.71)$$

Où $J_0(\cdot)$ représente la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0. Le coefficient d'excitation de l'harmonique n s'écrit comme suit en fonction de la largeur du ruban métallique, w .

$$\frac{\tilde{J}_{s,n}}{\tilde{J}_{s,0}} = J_0\left(\frac{k_n w}{2}\right) \quad (2.72)$$

La Figure 2.11 donne les valeurs des coefficients d'excitation des harmoniques $n = 1, 2$ et 3 en fonction de la largeur du ruban, w , en partant de $0,1$ mm (ruban fin) à $5,95$ mm (ruban épais). On remarque que, pour une largeur donnée, les harmoniques peuvent présenter des niveaux d'excitations différents.

Désormais, nous sommes capables d'obtenir analytiquement les valeurs de l'inductance $L_{ho,qs}$ en fonction de la largeur du ruban. D'ailleurs, nous montrons sur la Figure 2.12 son évolution en fonction de w . L'épaisseur h_3 est ici fixée à 8 mm.

Ici, l'inductance est forte pour des rubans fins et diminue progressivement à mesure que le ruban s'élargit. On notera une très légère remontée quand le ruban

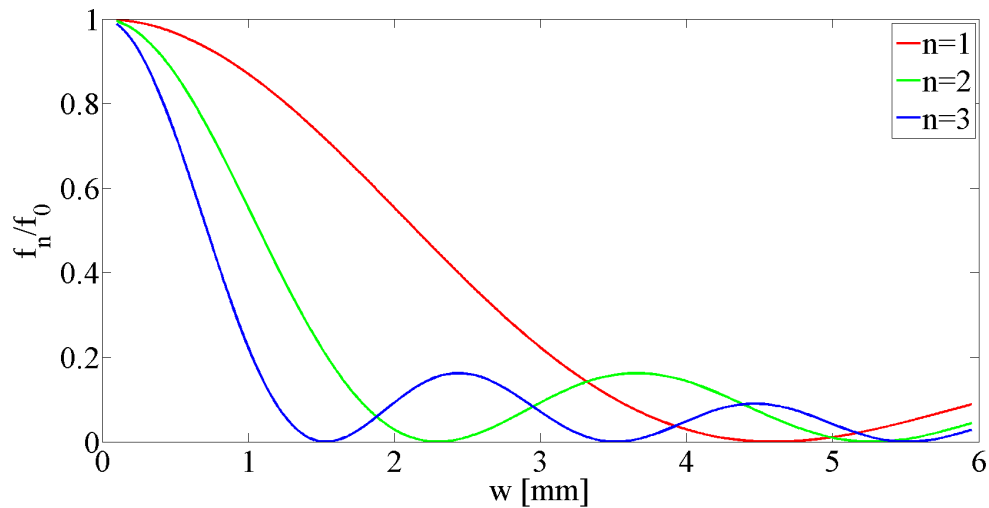


FIGURE 2.11 – Allure des coefficients d'excitation des trois premiers harmoniques d'ordres supérieurs en fonction de la largeur du ruban métallique, w .

atteint quasiment la taille de la maille. Cela est dû à la précision du modèle puisqu'en réalité l'inductance devrait continuer à converger vers une valeur nulle.

2.3.4 Dimensionnement de la cellule unitaire

Le diagramme de rayonnement produit par un réflecteur est directement contrôlé par la loi de phase qui lui est appliquée sur son ouverture rayonnante. Cela implique que la cellule unitaire soit capable de couvrir au moins un cycle complet de 360° de phase à la fréquence considérée.

L'objectif ici est de dimensionner la cellule unitaire de façon à obtenir une variation de 360° de la phase réfléchie entre le début du cycle du motif ($w = 0$ mm, cellule vide) et la fin du cycle du motif ($w = P_x$, cellule pleine), le tout à la fréquence $f_0 = 12,5$ GHz. Nous étudierons la gamme de phase réalisable en fonction du seul paramètre géométrique non-défini : l'épaisseur de la couche d'air (milieu (3)), h_3 .

Les gammes de phases seront calculées analytiquement à partir du circuit équivalent de la cellule unitaire. Elles seront également calculées au moyen du logiciel de simulation électromagnétique HFSS. Cela permettra d'évaluer la précision du circuit équivalent dans ce cas bien précis.

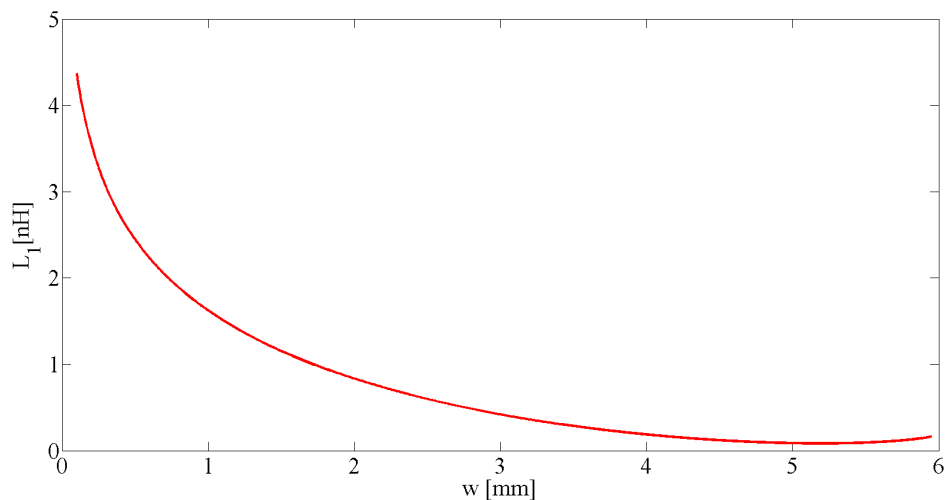


FIGURE 2.12 – Variation de l'inductance en fonction de la largeur du ruban métallique w .

2.3.4.1 Calcul de la phase réfléchi

Avec le circuit équivalent On note Φ_{11} la phase réfléchi au niveau de l'inductance $L_{ho,qs}$ comme l'illustre la Figure 2.14.

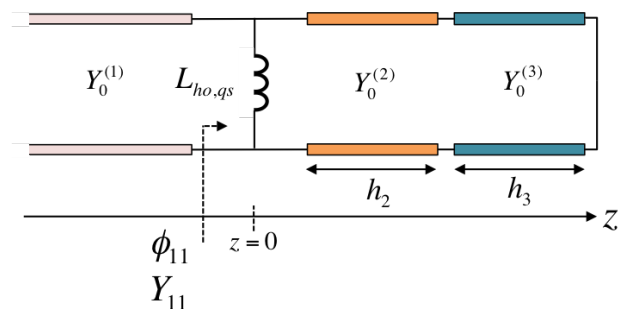


FIGURE 2.13 – Calcul de la phase réfléchi en entrée du circuit équivalent.

Cette dernière sera calculée à partir de l'équation suivante :

$$\Phi_{11} = 2 \arctan \left(j \frac{Y_{11}}{Y_0^{(1)}} \right) \quad (2.73)$$

Y_{11} représente l'admittance vue en entrée du circuit équivalent.

$$Y_{11} = Y_{\acute{e}q} + Y_{ramen\acute{e}e2} \quad (2.74)$$

Elle s'exprime en fonction de l'admittance de l'inductance $L_{ho,qs}$, $Y_{\acute{e}q}$

$$Y_{\acute{e}q} = -j \frac{1}{2\pi f_0 L_{ho,qs}} \quad (2.75)$$

et de l'admittance ramenée par la ligne de transmission du milieu (2), $Y_{ramenée2}$.

$$Y_{ramenée2} = Y_0^{(2)} \frac{Y_{ramenée3} + Y_0^{(2)} \tanh(\gamma_0^{(2)} h_2)}{Y_0^{(2)} + Y_{ramenée3} \tanh(\gamma_0^{(2)} h_2)} \quad (2.76)$$

Cette dernière s'exprime en fonction de l'admittance ramenée par la ligne de transmission du milieu (3), $Y_{ramenée3}$.

$$Y_{ramenée3} = \frac{Y_0^{(2)}}{\tanh(\gamma_0^{(3)} h_3)} \quad (2.77)$$

Enfin $\gamma_0^{(i)} = j \frac{2\pi}{\lambda_0}$ représente la constante de propagation de l'onde incidente dans le milieu (i).

Avec HFSS La cellule unitaire est simulée dans un environnement infini périodique. Pour ce faire, la cellule unitaire est placée dans une boîte d'air tapissée de parois associées à des conditions CEP (Conducteur Electrique Parfait) dans le plan Ox et CMP (Conducteur Magnétique Parfait) dans le plan Oy.

La cellule unitaire est illuminée par une onde plane avec un champ électrique orienté parallèlement au ruban métallique. La phase réfléchiée est mesurée au niveau du ruban métallique.

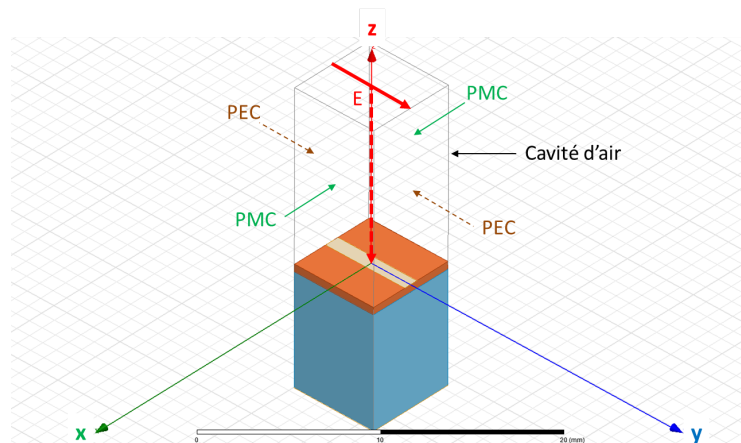


FIGURE 2.14 – Conditions de simulation de la cellule unitaire sous HFSS.

2.3.4.2 Réponses en phase de la cellule unitaire

La Figure 2.15 nous montre que l'erreur entre les réponses calculées analytiquement par le circuit équivalent et celles simulées par HFSS est inférieure à 5° (sauf pour $h_3=11$ mm, mais nous y reviendrons). La précision du circuit équivalent est donc très satisfaisante.

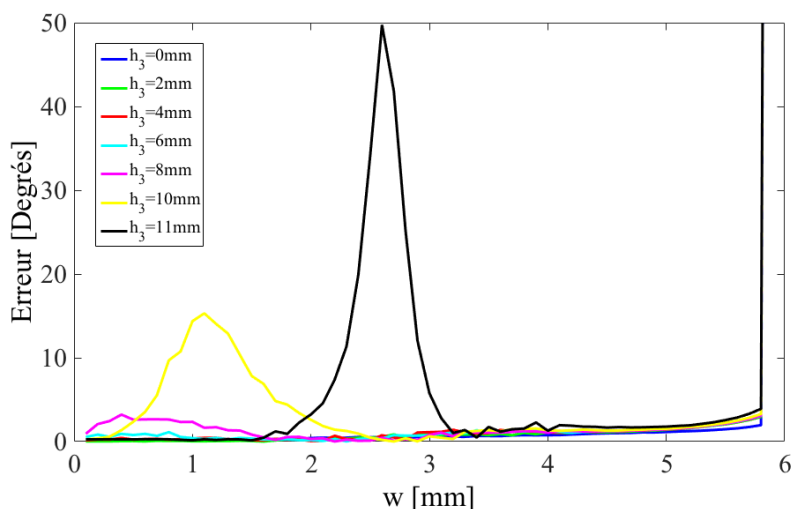


FIGURE 2.15 – Erreur entre les réponses en phase réalisées par le circuit équivalent et celles simulées sous HFSS.

Rappelons-nous que l'objectif est de trouver l'épaisseur h_3 permettant de réaliser une gamme de phase de 360° . Pour cela, nous montrons sur la Figure 3.17 l'évolution des réponses en phase réalisées par la cellule unitaire en partant d'une épaisseur h_3 nulle jusqu'à une épaisseur de 11 mm.

Nous constatons et ce pour toutes les épaisseurs h_3 que la phase croît à mesure que le ruban s'élargit pour tendre vers $+180^\circ$ ($w = 5,95$ mm). Pour $w = 0,1$ mm, nous remarquons que la phase tend de $+180^\circ$, pour une épaisseur nulle, vers -180° pour $h_3 = 11$ mm. En définitive, l'augmentation de l'épaisseur h_3 a comme effet d'élargir la gamme de phase.

À première vue, on serait tenté de choisir une épaisseur $h_3 = 11$ mm puisqu'elle garantit une gamme de phase de 340° . Toutefois avec cette épaisseur, la réponse en phase est très sensible à la variation de la largeur du ruban. En effet, la phase varie brusquement de -180° à $+145^\circ$ pour une faible variation de w de 2 mm à 3,5 mm. Ainsi la moindre erreur sur la largeur du ruban (limite technologique de $100 \mu\text{m}$) entraînera une forte erreur entre la phase réalisée et la phase attendue.

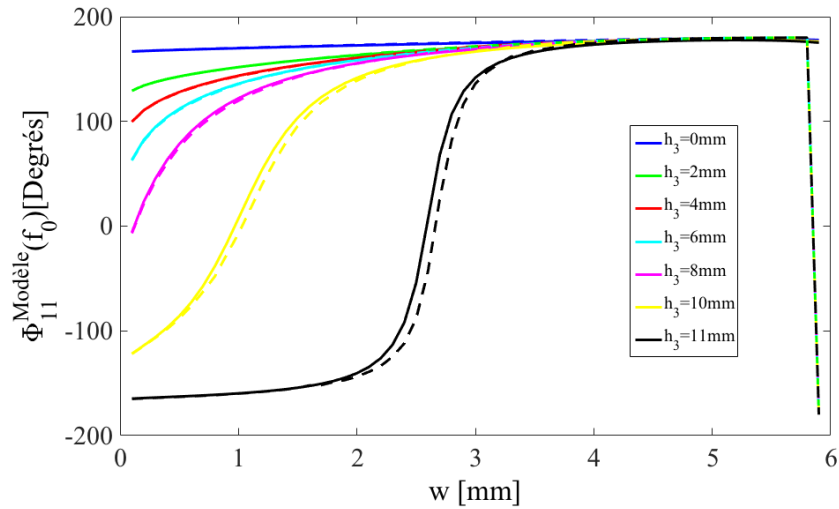


FIGURE 2.16 – Réponses en phase à $f_0 = 12,5$ GHz pour différentes épaisseurs h_3 . Réponses simulées sous HFSS (en pointillés). Réponses réalisées par le circuit équivalent (en continu).

2.3.4.3 Dimensions de la cellule unitaire

Nous fixerons plutôt h_3 à 8 mm. Avec cette épaisseur, nous pouvons donc réaliser un-demi cycle de 360° de phase, soit de $0^\circ (w = 0,1 \text{ mm})$ à $180^\circ (w = 5,95 \text{ mm})$.

Pour compléter le demi-cycle de phase restant, de -180° à 0° , nous proposons de reculer le plan de référence de la cellule unitaire, initialement placé à $z = 0$, à une distance h_1 . Comme l'illustre la Figure 2.17 cela revient à mesurer la phase en réflexion en entrée d'une ligne de transmission placée en amont de l'inductance $L_{ho,qs}$ de longueur h_1 et d'admittance caractéristique $Y_0^{(1)}$.

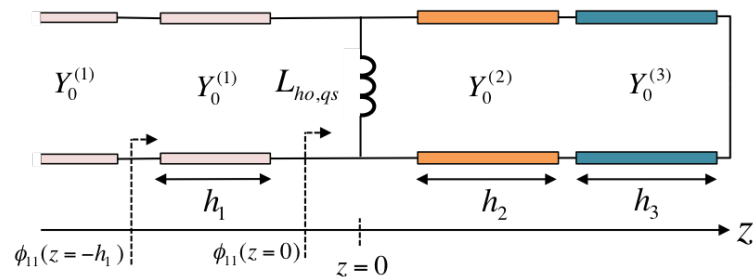


FIGURE 2.17 – Déplacement du plan de référence de la cellule unitaire à $z = -h_1 = -\lambda_0/4$.

En la définissant comme une ligne quart-d'onde, $h_1 = \lambda_0/4$, la ligne de transmission permet alors d'ajouter -180° sur la phase obtenue à $z=0$. On peut alors écrire :

$$\Phi_{11}(z = -h_1, w) = \Phi_{11}(z = 0, w) - 180 \quad (2.78)$$

A cet effet, nous obtenons bien à $z = -h_1$, le demi-cycle de phase restant comme l'illustre la table 2.1.

w (mm)	0,1	5,95
$\Phi_{11}(z = 0)$ ($^\circ$)	0	180
$\Phi_{11}(z = -h_1)$ ($^\circ$)	-180	0

TABLE 2.1 – Gamme de phase obtenu en se plaçant aux plans de référence $z=0$ et $z=-h_1$.

2.3.5 Le réflecteur

2.3.5.1 Spécifications

On considère le repère défini par la Figure 2.18 qui accueillera notre réflecteur.

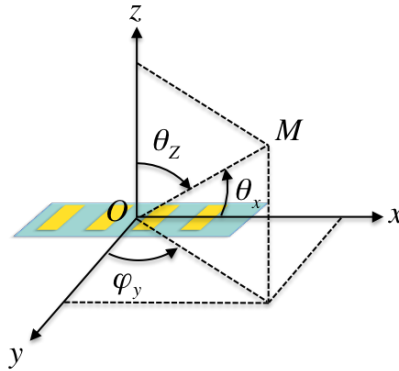


FIGURE 2.18 – Repère et convention.

Ce dernier sera illuminé en incidence normale par une onde plane avec un champ électrique orienté dans la direction y à la fréquence $f_0=12,5$ GHz (Figure 3.20).

Nous souhaitons synthétiser un réflecteur permettant de produire un diagramme de rayonnement directif avec un lobe principal incliné d'un angle θ_{max} dans le plan xOz ($\Phi_y = 90^\circ$) et dont l'ouverture à -3 dB, $\Delta\theta_{-3dB}$, est fixée à 10° .

$$\theta_{max} = \begin{cases} \theta_z = -10^\circ \\ \theta_x = 100^\circ \end{cases}$$

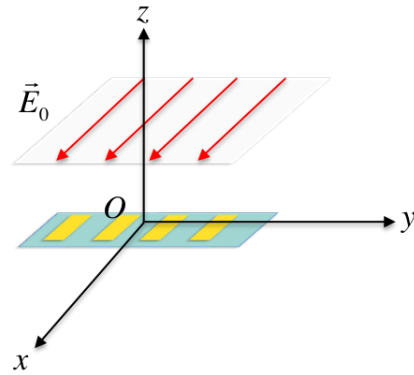


FIGURE 2.19 – Condition d'illumination.

Cela est réalisable en considérant le réflecteur illustré sur la Figure 2.20 composé de N cellules disposées périodiquement, de période P_x , selon l'axe Ox .

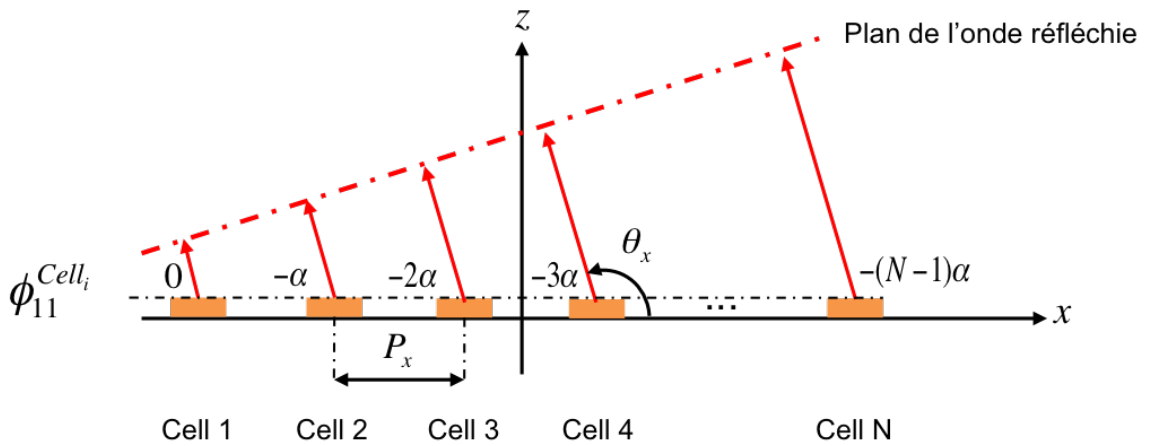


FIGURE 2.20 – Principe de fonctionnement d'un réflecteur.

Le nombre de cellules N conditionne l'ouverture à -3dB, $\Delta\theta_{-3dB}$, du lobe principal.

$$\Delta\theta_{-3dB} = 0,886 \frac{\lambda_0}{NP_x} \quad (2.79)$$

L'inclinaison du lobe principal θ_{max} est conditionnée par le pas de phase α , c'est-à-dire la différence entre les phases rayonnées par deux cellules consécutives.

$$\alpha = k_0 P_x \cos \theta_{max} \quad (2.80)$$

Un pas de phase positif aura pour effet d'incliner le lobe principal vers les x positifs tandis qu'un pas de phase négatif aura pour effet de l'incliner vers les x négatifs.

Pour respecter nos spécifications avec $P_x = 6$ mm, notre réflecteur doit contenir

$N=20$ cellules et respecter un pas de phase $\alpha = -15,6^\circ$.

Dans ce cas, la loi de phase à appliquer sur l'ouverture rayonnante est la suivante :

$$\Phi_{11}^{Cell_i} = -i\alpha \quad (2.81)$$

où l'indice $i = 1, 2, \dots, N$ représente la i -ème cellule unitaire.

La Figure 2.21 présente la phase à réaliser sur chacune des 20 cellules que compte le réflecteur.

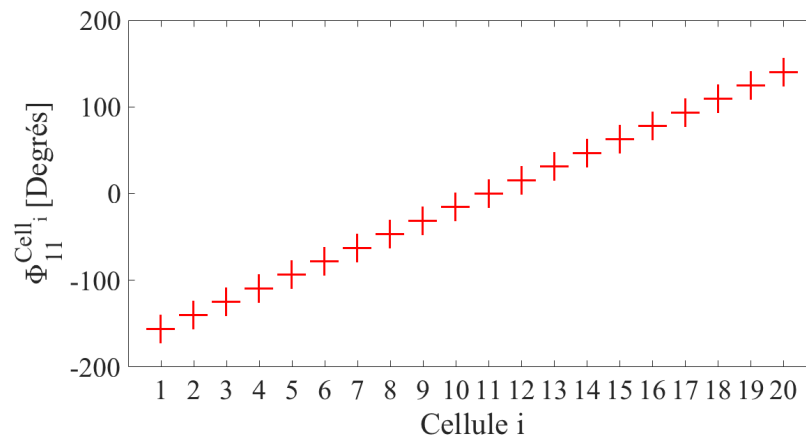


FIGURE 2.21 – Loi de phase à appliquer sur un réflecteur plat.

La Figure 2.22 présente le facteur de réseau obtenu avec cette loi de phase². Le lobe principal est bien situé à $\theta_z = -10^\circ$ et son ouverture à -3 dB est bien de 10° .

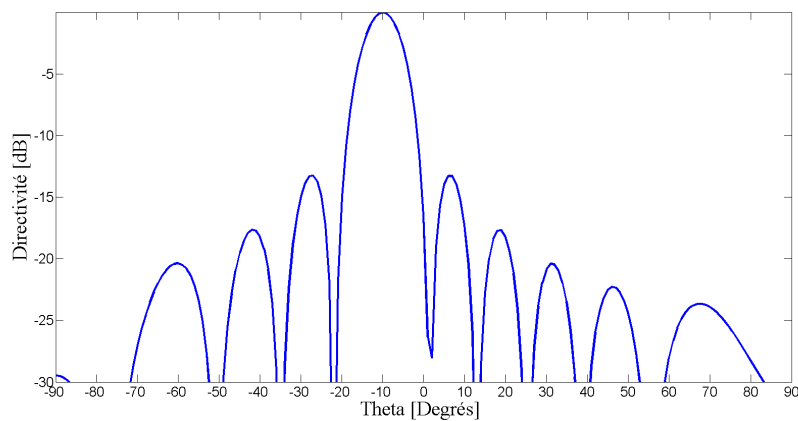


FIGURE 2.22 – Facteur de réseau correspondant à la loi de phase spécifiée.

2. Les diagrammes sont tous représentés dans ce chapitre en fonction de l'angle θ_z .

2.3.5.2 Structure du réflecteur

La loi de phase implique que la cellule unitaire du réflecteur soit capable de réaliser, à $z = 0$, des phases allant de -156° (cellule 1) à $140,4^\circ$ (cellule 20). Or, nous l'avons vu, au niveau du ruban métallique (à $z = 0$), les phases disponibles vont de 0° ($w = 0,1$ mm) à 180° ($w = 5,95$ mm). En revanche, si on se positionne à une hauteur $h_1 = \frac{\lambda_0}{4}$ du ruban métallique, les phases disponibles vont désormais de -180° ($w = 0,1$ mm) à 0° ($w = 5,95$ mm).

Dès lors, la première moitié de la loi de phase, de -156° (cellule 1) à $-15,6^\circ$ (cellule 10) sera réalisée par 10 cellules unitaires positionnées à $z = -h_1$. Elles forment le premier panneau du réflecteur (panneau 1). La seconde moitié de la loi de phase, de 0° (cellule 11) à $140,4^\circ$ (cellule 20), sera réalisée par 10 cellules unitaires positionnées quant à elles à $z = 0$. Elles forment le deuxième panneau du réflecteur (panneau 2). Finalement, notre réflecteur se compose de deux panneaux séparés d'une hauteur $h_1 = \frac{\lambda_0}{4} = 6$ mm comme l'illustre la Figure 2.23.

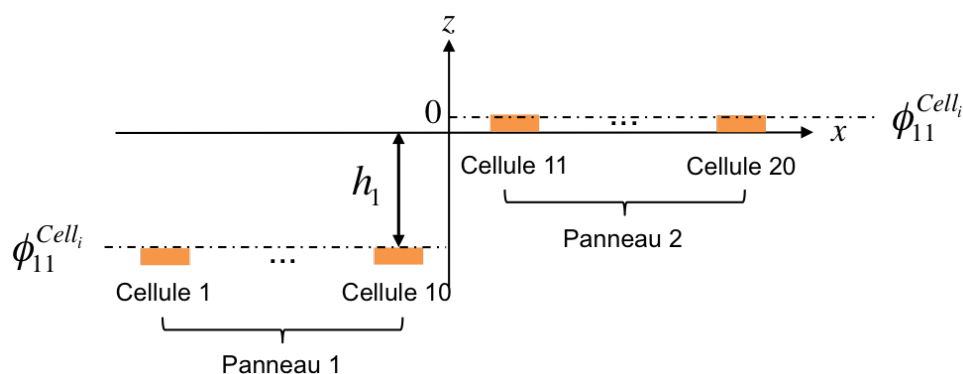


FIGURE 2.23 – Principe du réflecteur à deux niveaux.

2.3.5.3 Synthèse du réflecteur

A présent, l'objectif consiste à synthétiser notre réflecteur, c'est-à-dire à déterminer la largeur du ruban métallique de chaque cellule unitaire de façon à réaliser la loi de phase. D'ailleurs, nous préférons regarder cette dernière au niveau du ruban métallique de chaque cellule du panneau 1 et du panneau 2 comme l'illustre la Figure 2.24.

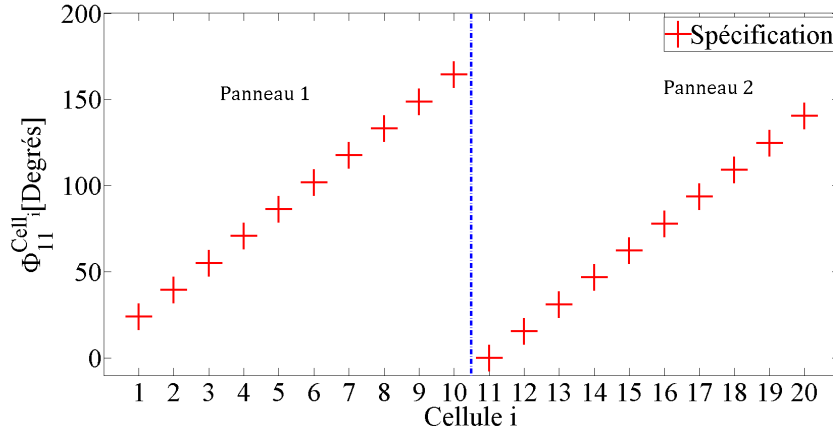


FIGURE 2.24 – Loi de phase à synthétiser sur la surface des deux panneaux du réflecteur.

La première étape de la synthèse consiste, à partir de l'équation (2.73), à convertir la loi de phase Φ_{11} en entrée du circuit équivalent de la cellule unitaire en une loi sur l'inductance $L_{ho,qs}$. La Figure 2.25 présente cette loi.

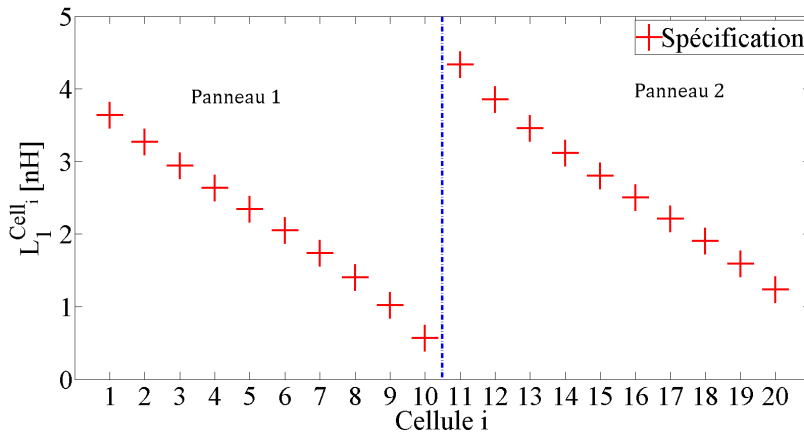


FIGURE 2.25 – Loi sur l'inductance du circuit équivalent de chaque cellule.

En reportant simplement ces valeurs sur la variation de l'inductance en fonction de la largeur du ruban w (Figure 2.12), nous en déduisons directement les largeurs des rubans métalliques. Nous les présentons sur la Figure 2.26.

A titre de validation, nous comparons les phases réalisées par le circuit équivalent avec les phases réalisées par HFSS avec les largeurs des rubans obtenus analytiquement. L'erreur est inférieure à 1° (Figure 2.27).

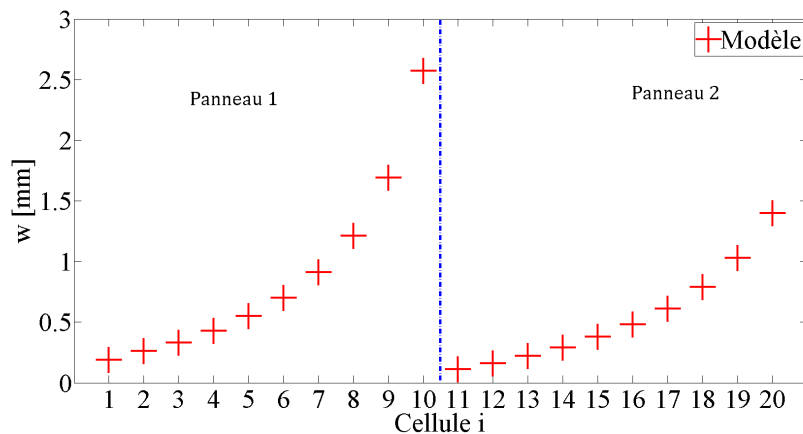


FIGURE 2.26 – Largeurs des rubans métalliques.

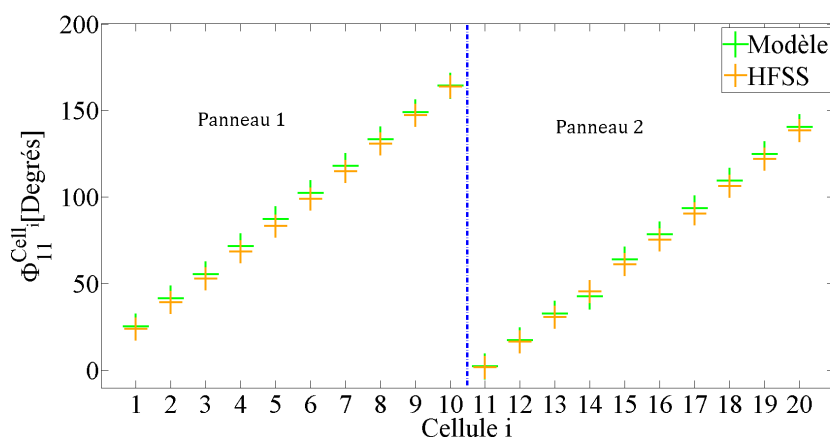


FIGURE 2.27 – Comparaison entre la loi de phase réalisée par le modèle et la loi de phase simulée sous HFSS.

2.3.5.4 Conception du réflecteur

La Figure 2.28 présente le réflecteur conçu sous HFSS. Il fait $5\lambda_0$ de longueur (120 mm) et $0,5\lambda_0$ de largeur (12 mm).

2.3.5.5 Résultat de la synthèse

La Figure 2.29 présente une représentation en 3D du diagramme de rayonnement produit par le réflecteur.

Ici le plan qui nous intéresse est le plan xOz puisque c'est dans ce dernier que doit se trouver le maximum de rayonnement. Nous pouvons l'observer sur la Figure 2.30.

Le lobe principal est en parfait accord avec le gabarit souhaité. Il est orienté à $\theta_z = \theta_{max} = -10^\circ$ et présente une ouverture à -3 dB de $11,6^\circ$, soit une erreur de

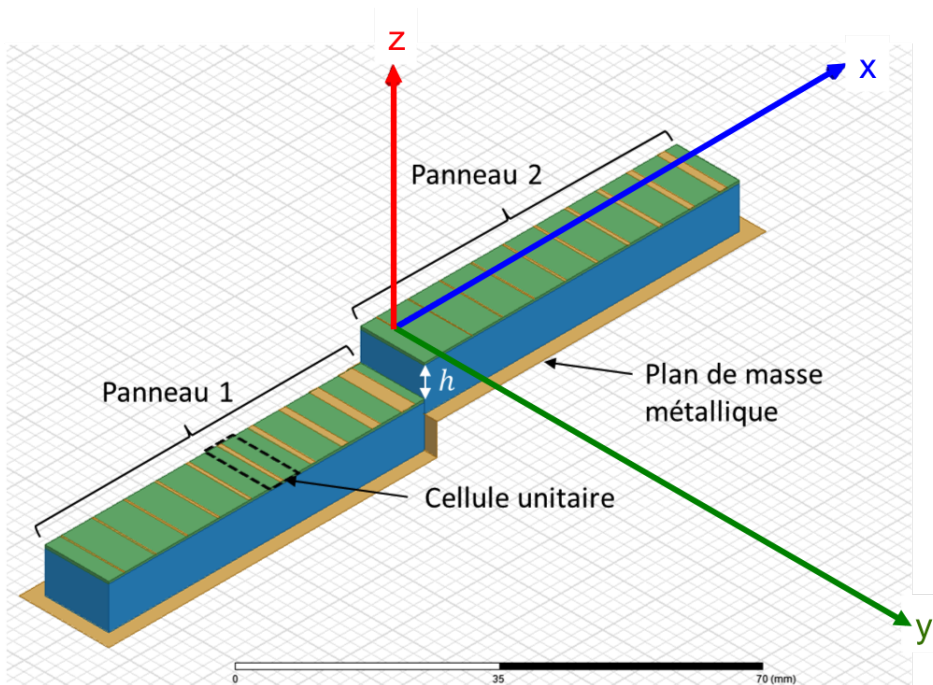


FIGURE 2.28 – Vue en perspective du réflecteur.

1,6 °. Cependant, nous constatons une nette dissymétrie sur les niveaux des lobes secondaires situés à $\theta_z = -17^\circ$ et $\theta_z = -9^\circ$. Le plus gênant est celui situé à $\theta_z = 9^\circ$. Il présente un SLL=-8dB, ce qui est bien au-dessus du SLL spécifié SLL=-13,4 dB. La cause de cette perturbation sera expliquée très prochainement.

2.3.6 Bilan

Nous venons d'atteindre l'objectif principal de ce chapitre : exploiter la méthode de modélisation multimodale sur la synthèse d'une structure simple de type réflecteur.

Toutefois, nous en avons pas terminé. En effet, la solution que nous avons proposée pour "élargir" la gamme de phase de la cellule unitaire nous a conduit à une structure originale du réflecteur. Ce dernier est composé de deux panneaux décalés l'un de l'autre d'une hauteur $h_1 = \frac{\lambda_0}{4}$. La suite de ce chapitre est dédiée à l'analyse de ses performances.

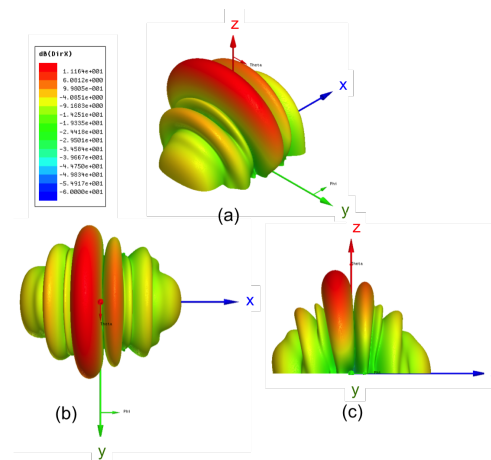


FIGURE 2.29 – Représentation 3D du diagramme de rayonnement en polarisation directe simulée sous HFSS.

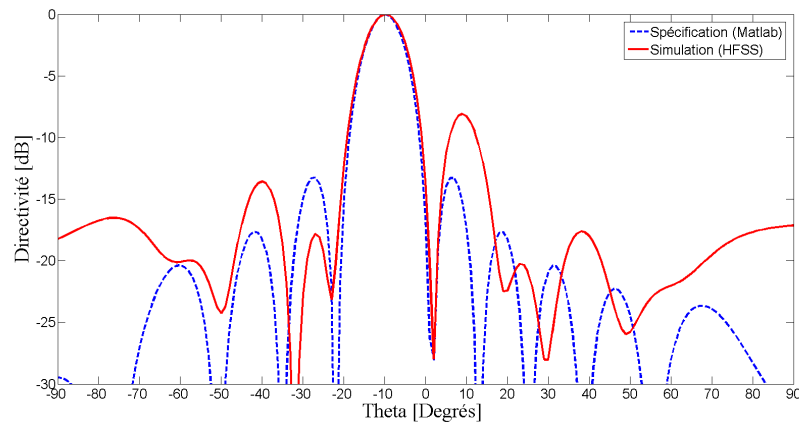


FIGURE 2.30 – Comparaison du diagramme de rayonnement en polarisation directe simulé sous HFSS avec le facteur de réseau.

2.4 Performances du réflecteur

2.4.1 Dissymétrie du diagramme de rayonnement

Nous avons évoqué dans la section précédente une forte remontée du lobe secondaire situé à $\theta_z = 9^\circ$. Ce dernier est gênant puisqu'il présente un SLL=-8dB bien supérieur à celui spécifiée SLL=-13,4dB. Nous allons tenter d'expliquer ce phénomène.

La première hypothèse consiste à dire que c'est le fait d'avoir un réflecteur sur deux panneaux qui perturbe intrinsèquement le diagramme de rayonnement. Pour le vérifier, le facteur de réseau d'un réflecteur à deux niveaux a été calculé. La Figure 2.31 ne montre aucune différence entre le facteur de réseaux d'un réflecteur à deux

niveaux et celui d'un réflecteur à un seul niveau (plat). Ce n'est donc pas le fait d'avoir un réflecteur sur deux niveaux qui provoque ce phénomène.

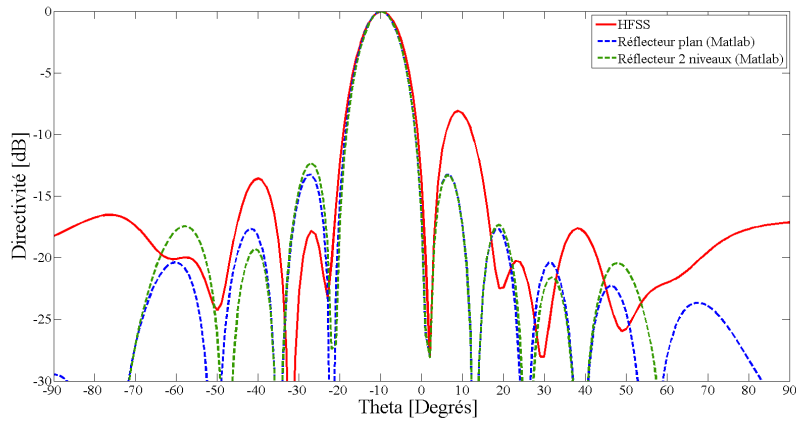


FIGURE 2.31 – Vérification de la première hypothèse.

La deuxième hypothèse consiste à dire que c'est la diffraction de l'onde sur la "marche d'escalier" qui est responsable de la perturbation. Pour la vérifier, nous synthétisons (analytiquement) le réflecteur de façon à ce que le maximum de rayonnement soit dirigé vers la marche d'escalier. La spécification est la suivante : $\theta_{max} = \theta_z = 10^\circ$ et $\Phi_{max} = 90^\circ$. Pour y répondre il faut appliquer un pas de phase positif $\alpha = 15,6^\circ$. Les largeurs des rubans métalliques sont données sur la Figure 2.32. Au passage, nous en profitons pour montrer que les phases réalisées par le circuit équivalent sont en parfait accord avec celles simulées avec HFSS (Figure 2.33).

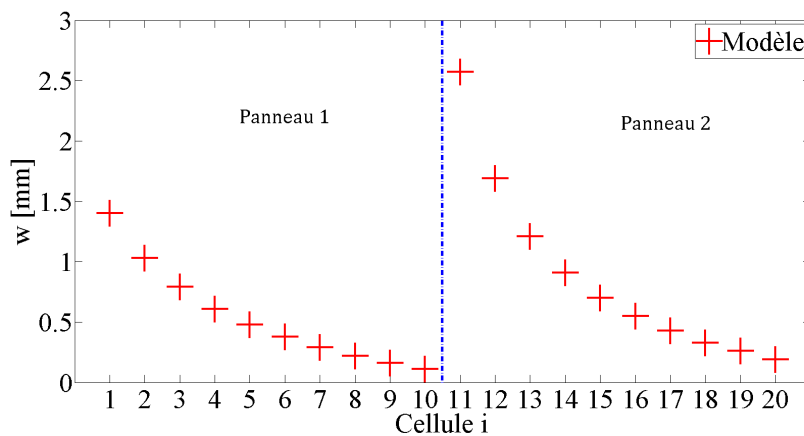


FIGURE 2.32 – Phases réalisées.

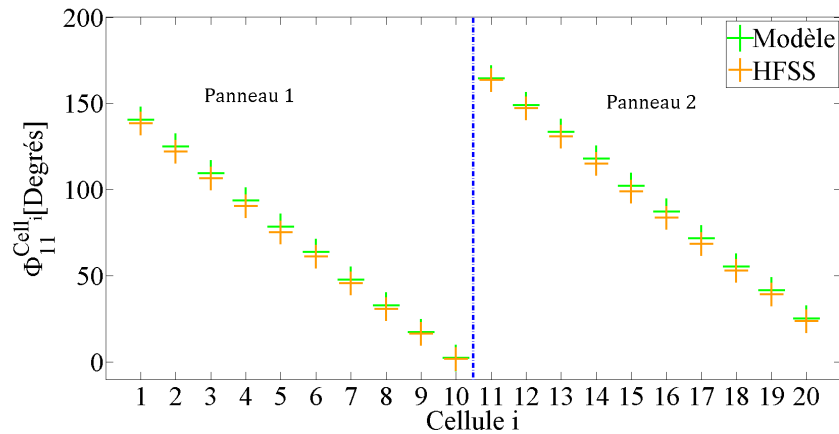


FIGURE 2.33 – Largeur des rubans.

Et en effet on voit clairement sur la Figure 2.34 que le diagramme présente toujours une dissymétrie mais cette fois-ci le lobe secondaire perturbateur est situé à gauche du lobe principal ($\theta_z = -10^\circ$).

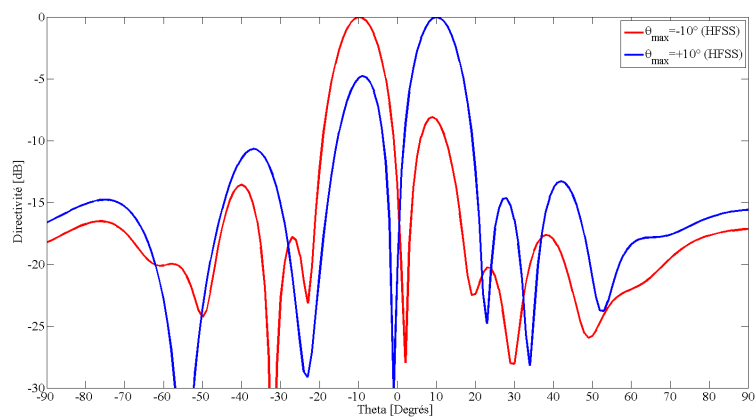


FIGURE 2.34 – Vérification de la deuxième hypothèse.

En définitive, la dissymétrie du diagramme de rayonnement est causée par la diffraction de l'onde sur la marche d'escalier.

2.4.2 Comportement en fréquence

Dans cette section, nous étudions le comportement du réflecteur dans la bande de fréquence $[10,5 - 14,5]$ GHz (Bande Ku) synthétisé pour produire un maximum de rayonnement dans la direction $\theta_z = -10^\circ$ à 12,5 GHz.

La Figure 2.35 présente l'évolution du diagramme de directivité dans la bande de fréquence considérée. Nous pouvons remarquer que la position du maximum de rayonnement varie en fonction de la fréquence. Il diminue à mesure que la fréquence augmente (Figure 2.36).

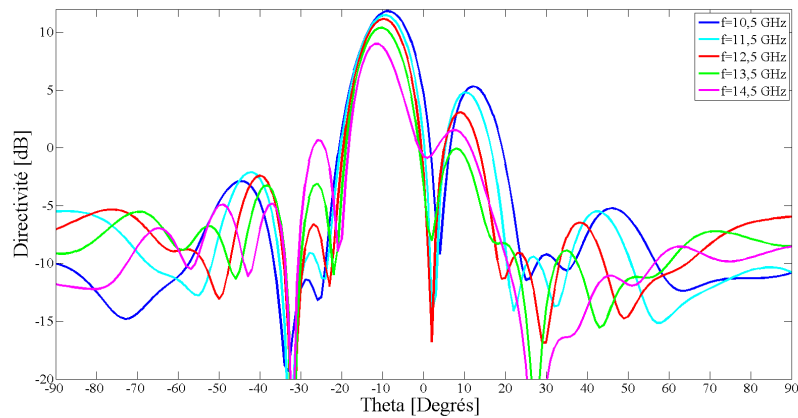


FIGURE 2.35 – Evolution du diagramme de directivité en fonction de la fréquence.

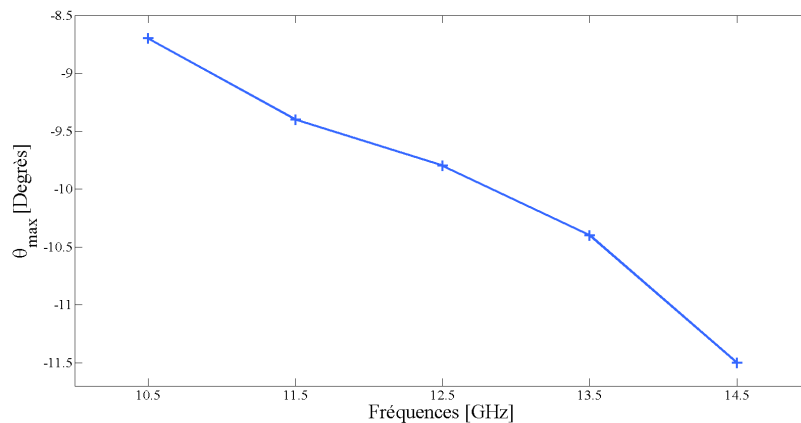


FIGURE 2.36 – Evolution de la position du maximum de rayonnement en fonction de la fréquence.

Le niveau du maximum de rayonnement varie également. Il diminue à mesure que la fréquence diminue. Ces deux constatations peuvent s'expliquer en observant les phases réalisées par les cellules unitaires du panneau 2 à 10,5 GHz et à 14,5 GHz (Figure 2.37). A 10,5 GHz, la variation de la phase est linéaire, ce qui engendre une bonne stabilité du diagramme de rayonnement. Le pas de phase est cependant plus faible qu'à 12,5 GHz. Cela engendre une diminution de l'inclinaison du lobe principal.

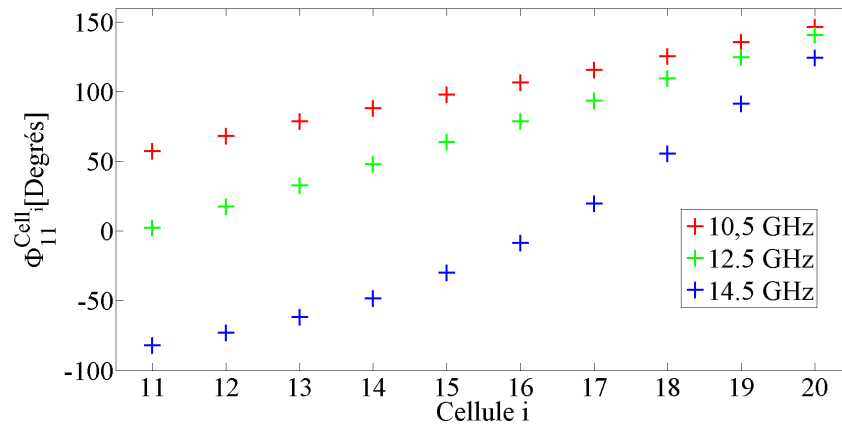


FIGURE 2.37 – Evolution de la phase réalisée par les cellules unitaires du panneau 2.

A 14,5 GHz, la loi de phase n'est plus linéaire, le pas de phase n'est donc plus constant. Le diagramme de rayonnement n'est donc plus maîtrisé.

Ces variations ont comme incidence de faire varier le niveau de la directivité dans la direction principale $\theta_z = -10^\circ$.

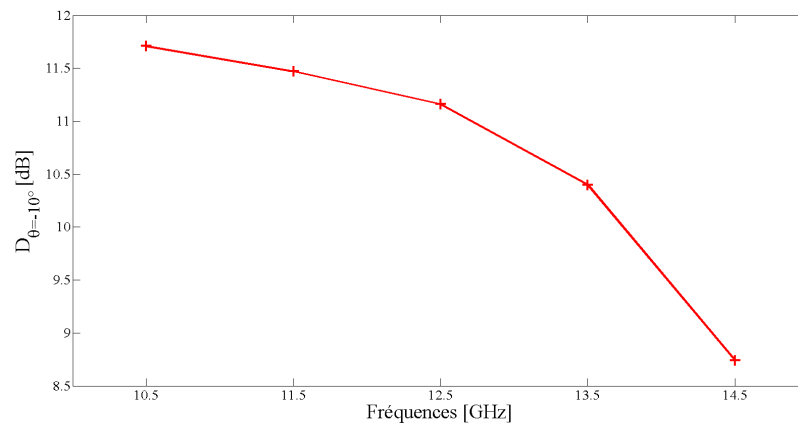


FIGURE 2.38 – Variation de la directivité dans la direction principale $\theta_z = -10^\circ$.

Nous terminerons en montrant le diagramme de directivité en polarisation croisée illustré sur la Figure 2.39. Ce résultat n'est pas surprenant puisque l'on illumine le réflecteur avec un champ électrique polarisé linéairement et orienté parallèlement aux rubans métalliques.

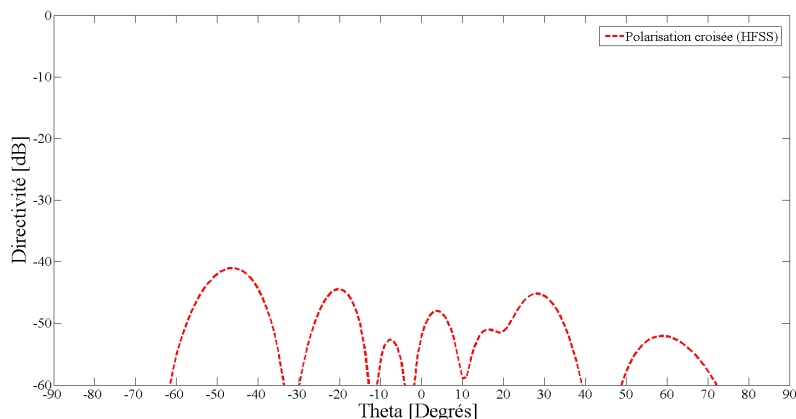


FIGURE 2.39 – Diagramme de directivité de la polarisation croisée dans le plan xOz ;

2.4.3 Bilan

La structure du réflecteur sur deux niveaux ne présente pas de performances remarquables.

Bien que cette structure se comporte comme un réflecteur plat dans la direction principale la marche d'escalier perturbe le diagramme de rayonnement en générant un lobe parasite dont la position dépend de l'orientation du lobe principal par rapport à la marche.

Cette structure est également sensible à la fréquence. Toutefois notons que le pas de fréquence utilisé (1 GHz) ne permet pas d'apprécier sa bande-passante. Une étude avec un pas fréquentiel plus fin serait souhaitable.

2.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en oeuvre la méthode de modélisation multimodale dans le cas de la synthèse analytique d'un réflecteur.

Les résultats obtenus montrent que cette méthode s'y prête parfaitement. En effet, la loi de phase réalisée par le circuit équivalent est en parfait accord avec la loi de phase spécifiée. Ce qui engendre un parfait accord entre le diagramme de rayonnement produit par le réflecteur et celui spécifié.

Ces résultats encouragent donc la poursuite de l'utilisation de la méthode de modélisation multimodale mais cette fois-ci dans le cas de la synthèse analytique de réseaux réflecteurs.

Chapitre 3

Synthèse analytique de réseaux réflecteurs

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, notre objectif est de mettre en place une technique de synthèse analytique appliquée dorénavant à la synthèse des réseaux réflecteurs. La cellule unitaire que nous considérons dans cette étude est une cellule mono-couche constituée d'un motif métallique 2D pouvant prendre la forme canonique d'une grille ou d'un *patch* : ces motifs forment respectivement les bases inductive et capacitive de la cellule Phoenix d'ordre 1 (Chapitre 1, Figure 1.13).

De la même manière que dans le chapitre précédent, nous allons déduire le modèle analytique de la cellule unitaire dans le cas où cette dernière est illuminée par une onde plane en incidence normale. Pour ce faire, nous allons nous appuyer sur la continuité des travaux déployés par le *GMUS* dans la modélisation des structures périodiques à 2D [49]. Nous développerons les circuits équivalents de la cellule Phoenix d'ordre 1 sur la base de ces travaux¹. A la fin de cette partie, nous examinerons la précision des deux modèles analytiques sur la base d'une comparaison entre la réponse en phase réalisée par le modèle analytique et celle obtenue avec le logiciel de simulation électromagnétique HFSS.

La seconde partie de ce chapitre sera destinée à la mise en oeuvre des deux circuits équivalents. Nous synthétiserons analytiquement des réseaux réflecteurs sur la base de trois spécifications différentes. Ces dernières ont été pensées de façon à tester

1. L'étude des circuits équivalents de la cellule Phoenix d'ordre 1 a fait l'objet d'un séjour scientifique au *GMUS* de janvier à mars 2017.

la synthèse analytique dans des configurations de plus en plus contraignantes. Pour évaluer la précision de la synthèse analytique, chaque spécification sera synthétisée de manière dite "classique". La réponse en phase de chaque cellule sera en fait obtenue à partir de simulations électromagnétiques réalisées sous HFSS.

Nous concluons simplement ce chapitre par une étude comparative des performances de chaque réseau réflecteur synthétisé de manière analytique et de manière plus conventionnelle.

3.2 Modélisation de structures périodiques 2D

L'objectif de cette partie est de dériver le circuit équivalent des structures périodiques à deux dimensions illustrées sur la Figure 3.1.

3.2.1 Condition de la modélisation

Les deux structures sont étudiées sous la condition de réseau infini-périodique. Elles sont formées de motifs identiques agencés périodiquement de période P_x , dans la direction x , et de période P_y , dans la direction y . La structure de la Figure 3.1a arbore le motif à grille métallique. La structure de la Figure 3.1b arbore le motif complémentaire, le *patch* métallique.

Les deux structures sont illuminées sous une incidence normale par un champ électrique orienté dans la direction x . Ce dernier est caractérisé par son nombre d'onde $k_0 = \omega/c_0$ où $\omega = 2\pi f$ représente la pulsation et c_0 , la célérité de l'onde dans le vide. On notera f_0 comme étant la fréquence de l'onde incidente².

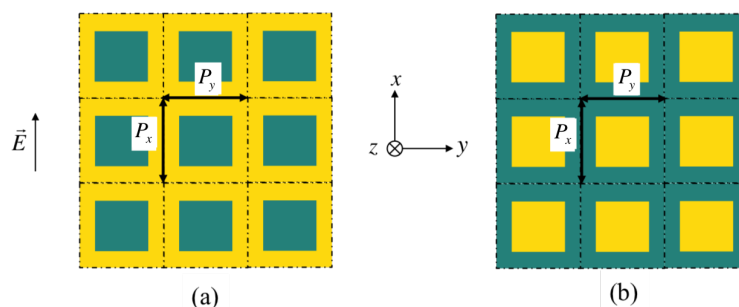


FIGURE 3.1 – Vue de dessus des structures périodiques à deux dimensions. (a) Structure à base de grille métallique. (b) Structure à base de *patch* métallique.

3.2.2 Les cellules unitaires

L'analyse des structures périodiques précédentes se réduit à l'analyse des cellules unitaires présentées dans ce paragraphe.

La Figure 3.2 présente la configuration de la cellule unitaire de la structure 3.1a. Elle est composée d'une grille définie par la largeur w_x et la longueur w_y du trou. Cette grille est située à l'interface du milieu (1), de permittivité relative $\epsilon_r^{(1)}$, et du milieu (2). Le milieu (2) est une couche de diélectrique, fermée à son extrémité par un plan de masse métallique, de permittivité relative $\epsilon_r^{(2)}$ et d'épaisseur h .

². On parlera également de fréquence de fonctionnement, puisque toutes les synthèses des réseaux réflecteurs seront réalisées à cette fréquence.

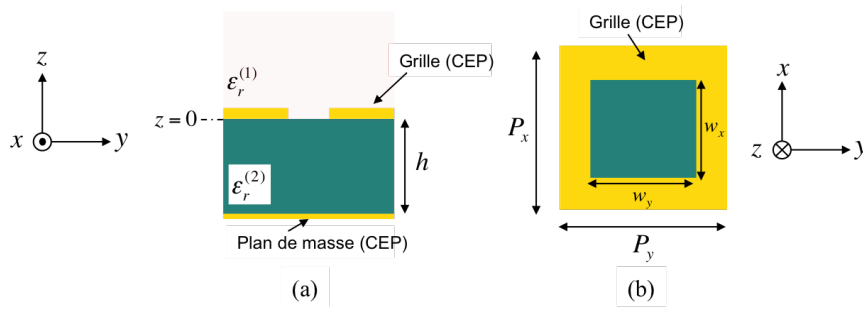


FIGURE 3.2 – Géométrie de la cellule unitaire formée par un motif grille. (a) Vue de coupe. (b) Vue de dessus.

La Figure 3.3 présente la configuration de la cellule unitaire de la structure 3.1b. Ici, seul le motif change. Le motif est un *patch* métallique défini par sa largeur w_x et sa longueur w_y .

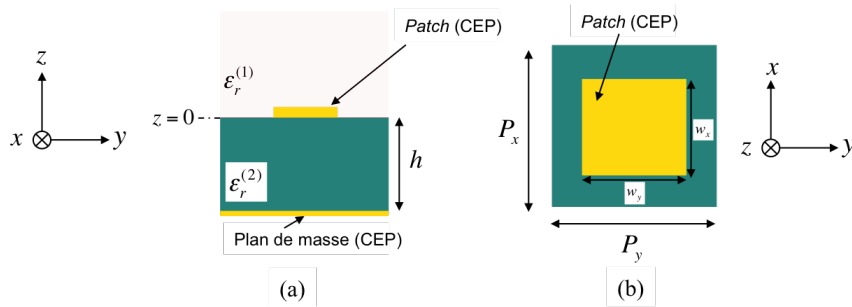


FIGURE 3.3 – Géométrie de la cellule unitaire formée par un motif *patch*. (a) Vue de coupe. (b) Vue de dessus.

3.2.3 Circuit équivalent

A présent, l'objectif consiste à dériver le circuit équivalent de chaque cellule unitaire.

3.2.3.1 Définition des harmoniques d'ordres supérieurs

Lorsque le champ électrique incident atteint la discontinuité, située en $z = 0$, une infinité d'harmoniques de Floquet est excitée. Ces harmoniques sont polarisés TE ou TM. Chaque harmonique h est associé à une paire d'entiers mn . Notons que, dans notre cas, l'harmonique $(m, n) = (0, 0)$ n'est pas excité puisqu'il correspond au fondamental de l'onde incidente.

Dans la suite, nous décrivons ces harmoniques. Les équations (3.1) et (3.2) ex-

priment respectivement le profil spatial des harmoniques TE et TM.

$$\vec{e}_{\text{TE},h}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{P_x P_y}} e^{-j\vec{k}_{t,h} \cdot \vec{r}} \hat{e}_{\text{TE},h} \quad (3.1)$$

$$\vec{e}_{\text{TM},h}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{P_x P_y}} e^{-j\vec{k}_{t,h} \cdot \vec{r}} \hat{e}_{\text{TM},h} \quad (3.2)$$

avec $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$. Le terme $\vec{k}_{t,h}$, exprimé par l'équation (3.4), décrit le vecteur d'onde tangentiel de l'harmonique h

$$\vec{k}_{t,h} = k_m \hat{x} + k_n \hat{y} \quad (3.3)$$

où $k_m = \frac{2m\pi}{P_x}$ et $k_n = \frac{2n\pi}{P_y}$ correspondent respectivement aux nombres d'ondes des composantes dans les directions x et y . On définit son vecteur unité $\hat{k}_{t,h}$ comme suit :

$$\hat{k}_{t,h} = \frac{\vec{k}_{t,h}}{|\vec{k}_{t,h}|} \quad (3.4)$$

Les termes $\hat{e}_{\text{TE},h}$ et $\hat{e}_{\text{TM},h}$ décrivent respectivement les vecteurs unités associés au profil spatial des harmoniques TE et TM.

$$\hat{e}_{\text{TM},h} = \hat{k}_{t,h} = \frac{k_m \hat{x} + k_n \hat{y}}{\sqrt{k_m^2 + k_n^2}} \quad (3.5)$$

$$\hat{e}_{\text{TE},h} = \hat{k}_{t,h} \times \hat{z} = \frac{k_n \hat{x} - k_m \hat{y}}{\sqrt{k_m^2 + k_n^2}} \quad (3.6)$$

Chaque harmonique est associé à une constante de propagation $\gamma_h^{(i)}$

$$\gamma_h^{(i)} = -j\beta_h^{(i)} \quad (3.7)$$

où $\beta_h^{(i)}$ exprime la constante de phase.

$$\beta_h^{(i)} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r^{(i)} - |\vec{k}_{t,h}|^2} \quad (3.8)$$

Une constante de phase réelle signifie que l'harmonique h se propage dans le milieu (i) . A l'inverse, une constante de phase imaginaire implique que l'harmonique h est évanescent dans le milieu (i) . Tout dépend en fait de la fréquence de coupure de

l'harmonique h notée $f_{c,h}^{(i)}$.

$$f_{c,h}^{(i)} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r^{(i)}}} \frac{\sqrt{k_m^2 + k_n^2}}{2\pi} \quad (3.9)$$

Pour une fréquence de fonctionnement f_0 supérieure à la fréquence de coupure de l'harmonique h , sa constante de phase $\beta_h^{(i)}$ est purement réelle. L'harmonique se propage dans le milieu (i) suivant l'axe de propagation (ici l'axe z). C'est un harmonique d'ordre inférieur. A l'inverse, dans le cas où la fréquence de fonctionnement est inférieure à la fréquence de coupure de l'harmonique h , sa constante de phase devient purement imaginaire. L'harmonique est évanescent dans le milieu (i) suivant l'axe de propagation. Ici, c'est un harmonique d'ordre supérieur. On utilisera dans les prochains paragraphes l'acronyme *ho* pour *high order harmonic*.

Dans cette étude, nous nous plaçons dans le second cas. Nous considérons en plus que tous les harmoniques sont évanescents. La cellule est alors étudiée dans son régime purement quasi-statique. Pour se placer dans ce régime, la fréquence de fonctionnement f_0 doit être très inférieure à la fréquence de coupure du premier harmonique.

Dans notre cas, une cellule carré ($P_x = P_y$) est illuminée en incidence normale par un champ électrique associé au fondamental $(m, n) = (0, 0)$ et orienté dans l'axe x ; le premier harmonique à être excité est l'harmonique $(m, n) = (1, 0)$. Dans ces conditions, sa fréquence de coupure se note comme suit :

$$f_{c,m=1,n=0}^{(i)} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r^{(i)}}} \frac{1}{P_x} \quad (3.10)$$

Le critère du régime purement quasi-statique s'écrit alors comme suit :

$$f_0 \ll f_{c,m=1,n=0}^{(i)} \quad (3.11)$$

A priori, la fréquence de fonctionnement f_0 est généralement fixée. Dès lors, un moyen doit être trouvé de façon à respecter (3.11).

Pour ce faire, une solution consiste à régler la fréquence de coupure en réglant les dimensions de la maille de la cellule. En effet, comme le montre (3.10), la fréquence de coupure est dépendante de P_x . Suivant la fréquence de fonctionnement, on viendra ainsi réduire ou agrandir la maille de façon à augmenter ou à diminuer la fréquence de coupure du premier harmonique.

Si le critère du régime quasi-statique (3.11) est satisfait nous pouvons écrire l'équivalence suivante :

$$f_0 \ll f_{c,h}^{(i)} \Leftrightarrow k_0 \epsilon_r^{(i)} \ll |\vec{k}_{t,h}| \quad \forall h \neq 0 \quad (3.12)$$

La constante de phase (3.8) peut dès lors être approximée comme suit :

$$\beta_{ho,h} \approx -j|\vec{k}_{t,h}| \quad (3.13)$$

A partir de cette approximation, nous pouvons écrire l'expression respective des admittances des harmoniques TE (3.14) et TM (3.15). Il est intéressant de constater que chaque harmonique TE se comporte comme une inductance et que chaque harmonique TM se comporte comme une capacité.

$$Y_{ho,TE,h}^{(i)}(\omega) = \frac{1}{\eta^{(i)}} \frac{\beta_{ho,h}}{k^{(i)}} = \frac{1}{j\omega L_{ho,mn}} \quad \forall i \quad (3.14)$$

$$Y_{ho,TM,h}^{(i)}(\omega) = \frac{1}{\eta^{(i)}} \frac{k^{(i)}}{\beta_{ho,h}} = j\omega C_{ho,mn}^{(i)} \quad \text{avec } i = 1, 2 \quad (3.15)$$

Où $\eta^{(i)} = \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_r^{(i)}}}$ représente l'impédance d'onde dans le milieu (i), avec $\eta_0 = 377\Omega$ l'impédance d'onde dans le vide, $k^{(i)} = k_0 \sqrt{\epsilon_r^{(i)}}$ le nombre d'onde de l'harmonique fondamental dans le milieu (i).

3.2.3.2 Cellule unitaire : motif grille

La Figure 3.4 illustre le circuit équivalent général de la cellule unitaire composée d'un motif à grille métallique (Figure 3.2). Ici la "propagation" des harmoniques TE/TM dans le milieu (i) est représentée par une ligne de transmission. La propagation d'un harmonique dans le milieu (1) est modélisée par une ligne de transmission d'admittance caractéristique $Y_{ho,TE/TM,h}^{(1)}$. La propagation d'un harmonique dans le milieu (2) est modélisée par une ligne de transmission d'admittance caractéristique $Y_{ho,TE/TM,h}^{(2)}$ et de longueur d_1 fermée par un court-circuit (qui représente le plan de masse métallique).

Entre la discontinuité, située en $z = 0$, et les lignes de transmission, nous remarquons la présence d'un transformateur associé à un facteur de transformation noté $N_{ho,h}$. Ce transformateur (ou coefficient d'excitation) exprime en fait la quantité d'énergie de l'harmonique h par rapport à la quantité d'énergie de l'onde incidente égale à 1. Nous verrons par la suite que ce coefficient d'excitation dépend des di-

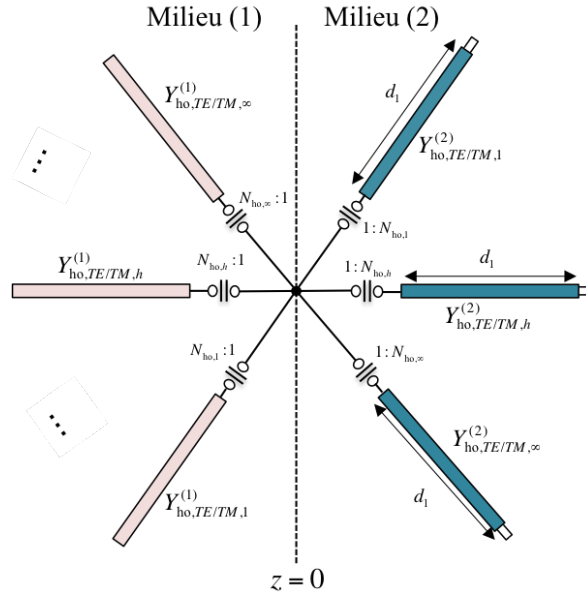


FIGURE 3.4 – Topologie du circuit équivalent général de la cellule unitaire composée d'un motif grille métallique.

mensions du motif métallique.

Enfin, la topologie en étoile signifie que les lignes de transmission sont connectées entre elles en parallèles au point $z = 0$.

La Figure 3.5 présente un schéma plus détaillé du circuit équivalent. La propagation de l'onde incidente, qui est ici l'harmonique fondamental $(m, n) = (0, 0)$, dans le milieu (i) est modélisée par une ligne de transmission d'admittance caractéristique $Y_0^{(1)}$, pour le milieu (1) et une ligne de transmission, pour le milieu (2), d'admittance caractéristique $Y_0^{(2)}$ et de longueur d_1 terminée par un court-circuit. L'harmonique fondamental est couplé à un réseau parallèle de lignes de transmissions par l'intermédiaire d'un transformateur défini par le coefficient d'excitation N_0 (qui est égal à 1).

La paire de lignes de transmission associées à chaque harmonique est maintenant remplacée par une paire d'admittance d'entrées $Y_{ho,TE/TM,h}^{in,(G)}$ (3.16) et $Y_{ho,TE/TM,h}^{in,(D)}$ (3.17). Elles expriment respectivement les admittances d'entrées vues par chaque harmonique à gauche et à droite de la discontinuité (Figure 3.6).

$$Y_{ho,TE/TM,h}^{in,(G)} = Y_{ho,TE/TM,mn}^{(1)} \quad (3.16)$$

$$Y_{ho,TE/TM,h}^{in,(D)} = -j \frac{Y_{ho,TE/TM,mn}^{(2)}}{\tan(\beta_{ho,TE/TM,mn} d_1)} \quad (3.17)$$

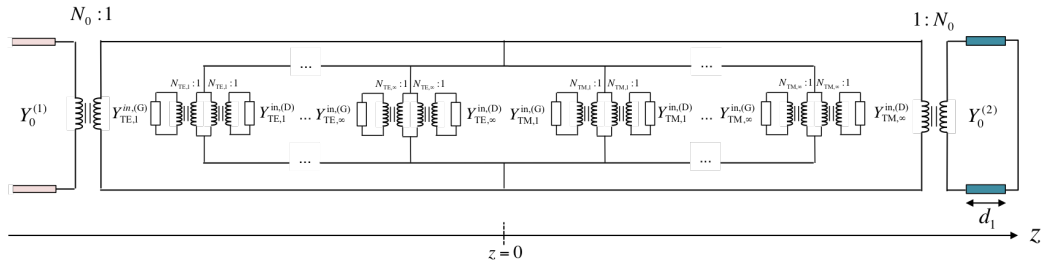


FIGURE 3.5 – Schéma détaillé du circuit équivalent d'une grille. La paire de lignes de transmissions est désormais remplacées par une paire d'admittances d'entrées.

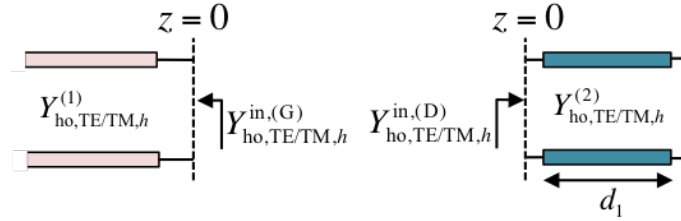


FIGURE 3.6 – Admittances d'entrées vues par chaque harmonique à gauche et à droite de la discontinuité.

Pour alléger la représentation du circuit équivalent, les admittances d'entrées vues par les harmoniques TE et TM sont regroupées respectivement au sein des admittances globales $Y_{ho,TE}$ (3.18) et $Y_{ho,TM}$ (3.19). Cette représentation allégée du circuit équivalent est présentée sur la Figure 3.7.

$$Y_{ho,TE}(\omega) = \sum_{h=1}^{\infty} |N_{ho,TE,h}|^2 \left(Y_{ho,TE,h}^{in,(G)} + Y_{ho,TE,h}^{in,(D)} \right) = \frac{1}{j\omega L_{ho}} \quad (3.18)$$

$$Y_{ho,TM}(\omega) = \sum_{h=1}^{\infty} |N_{ho,TM,h}|^2 \left(Y_{ho,TM,h}^{in,(G)} + Y_{ho,TM,h}^{in,(D)} \right) = j\omega C_{ho} \quad (3.19)$$

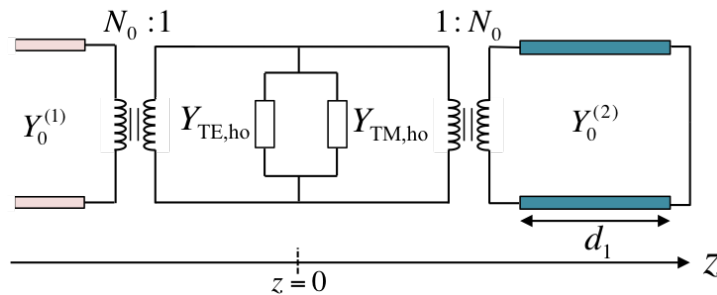


FIGURE 3.7 – Les admittances d'entrées vues par les harmoniques TE et TM forment deux admittances équivalentes $Y_{ho,TE}$ et $Y_{ho,TM}$

Finalement en sachant que l'admittance d'un harmonique TE se comporte de

façon inductive et que l'admittance d'un harmonique TM se comporte de façon capacitive, la sommation d'une infinité d'harmoniques TE forme une inductance quasi-statique L_{ho} et la sommation d'une infinité d'harmoniques TM forme une capacité quasi-statique C_{ho} .

Le circuit équivalent d'un motif à grille métallique est la mise en parallèle de l'inductance L_{ho} et de la capacité C_{ho} comme l'illustre la Figure 3.8.

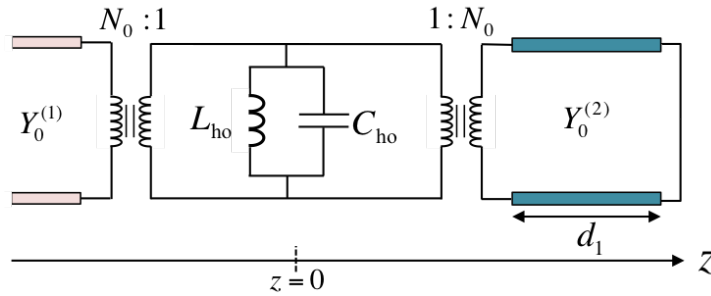


FIGURE 3.8 – Circuit équivalent en régime quasi-statique de la cellule unitaire à base d'un motif à grille métallique.

3.2.3.3 Cellule unitaire : motif *patch*

La Figure 3.9 illustre la topologie du circuit équivalent d'une cellule unitaire composée d'un motif *patch* métallique. De la même manière, la "propagation" des harmoniques TE/TM d'ordres supérieurs dans le milieu (i) est modélisée par une ligne de transmission d'admittance caractéristique $Y_{ho,TE/TM,h}^{(i)}$. Or, dans le cas du *patch*, les lignes de transmission sont connectées en série au point où se trouve la discontinuité (en $z = 0$)³.

Sur la Figure 3.10, les lignes de transmission sont remplacées par les admittances vues par chaque harmonique à gauche et à droite de la discontinuité. La contribution en série d'une infinité d'admittance forme ainsi une impédance $Z_{ho,TE}$, pour les harmoniques TE et une impédance $Z_{ho,TM}$ pour les harmoniques TM (Figure 3.11). Les équations (3.20) et (3.21) expriment respectivement ces impédances.

$$Z_{ho,TE}(\omega) = \sum_{h=1}^{\infty} \frac{|N_{ho,TE,h}|^2}{Y_{ho,TE,h}^{in,(G)} + Y_{ho,TE,h}^{in,(D)}} = \frac{1}{j\omega C_{ho}} \quad (3.20)$$

3. La procédure permettant d'extraire la topologie du circuit équivalent multimodale d'une cellule à motif grille et d'une cellule à motif *patch* est respectivement décrite dans [49].

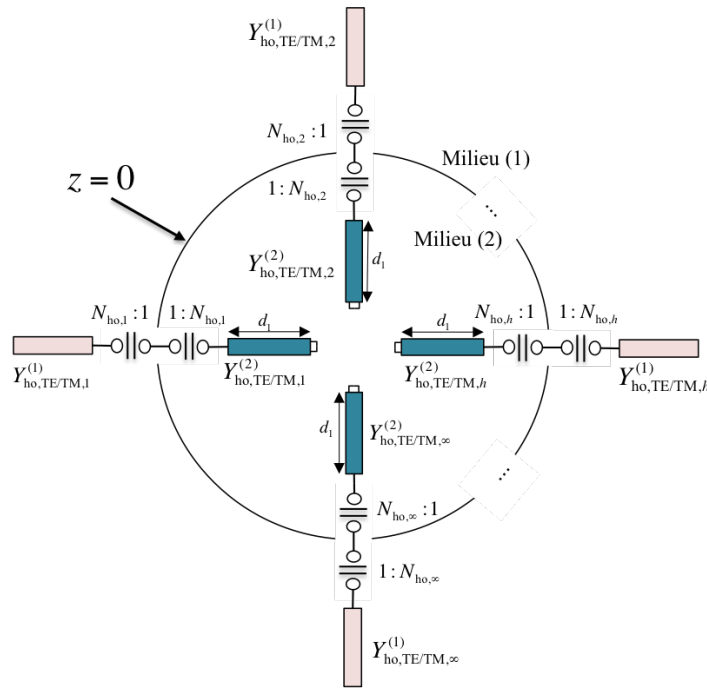


FIGURE 3.9 – Schéma global du circuit équivalent d'un *patch* métallique.

$$Z_{ho,TM}(\omega) = \sum_{h=1}^{\infty} \frac{|N_{ho,TM,h}|^2}{Y_{ho,TM,h}^{in,(G)} + Y_{ho,TM,h}^{in,(D)}} = j\omega L_{ho} \quad (3.21)$$

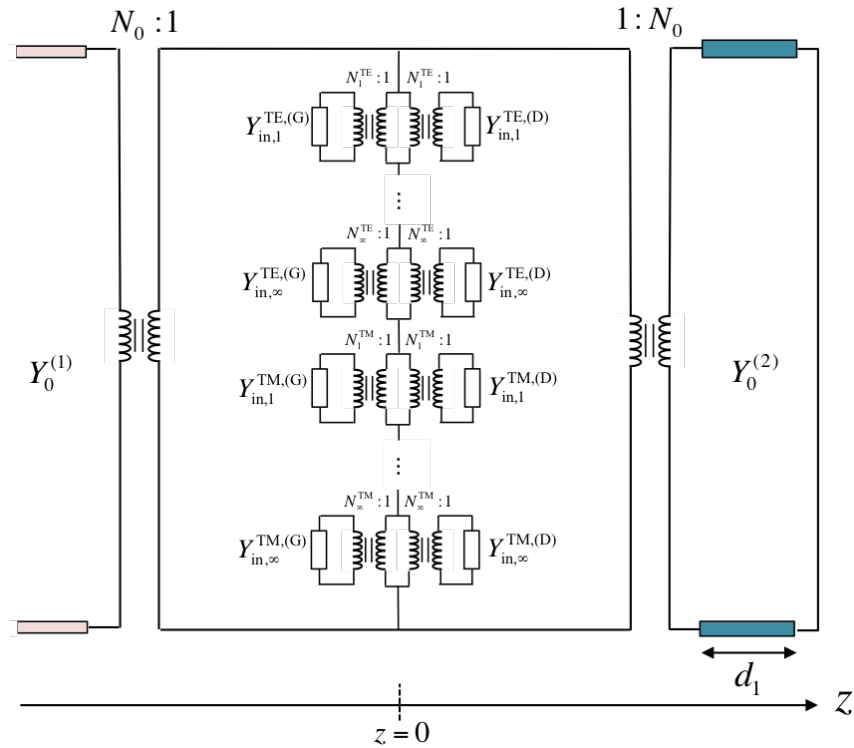


FIGURE 3.10 – Schéma détaillé du circuit équivalent d'un *patch* métallique.

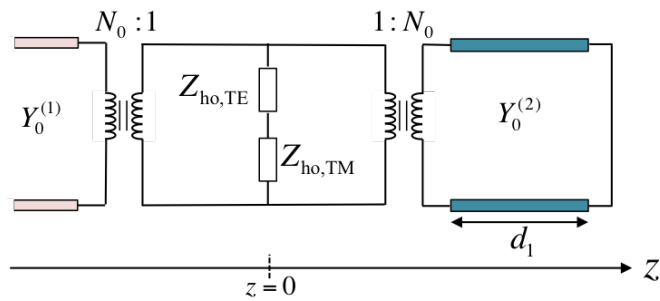
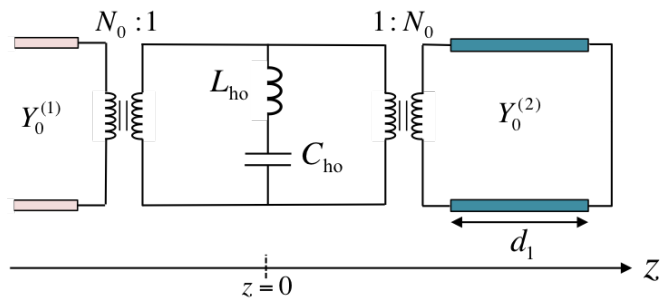


FIGURE 3.11 – Représentation équivalente du schéma la Figure 3.10.

Finalement la contribution d'une infinité d'harmoniques d'ordres supérieurs TE forme une inductance quasi-statique L_{ho} et une capacité C_{ho} pour les harmoniques d'ordres supérieurs TM. Ces deux éléments montés en série forme le circuit équivalent d'un *patch* métallique (Figure 3.12).

FIGURE 3.12 – Circuit équivalent en régime quasi-statique de la cellule unitaire composée d'un *patch* métallique.

3.2.4 Calcul des coefficients d'excitation

Nous décrivons dans ce paragraphe un paramètre fondamental dans le développement du circuit équivalent des motifs grille et *patch* ; le coefficient d'excitation.

Rappelons nous de cette scène. L'onde incidente atteint la discontinuité. A cet instant, une infinité d'harmoniques est excitée. Cependant, d'une géométrie (petit patch) à une autre (grand patch), un harmonique h donné ne recevra pas la même quantité d'énergie. Cette quantité d'énergie dépend directement des dimensions du motif en question. Afin de prendre en compte ce phénomène, les circuits équivalents que nous avons vus précédemment font intervenir des coefficients d'excitation nommés $N_{\text{ho,TE/TM},h}$. Dire d'un modèle qu'il est purement analytique signifie que ces coefficients sont calculés analytiquement.

Dans la suite, nous allons décrire la façon dont sont calculés ces coefficients d'excitation.

3.2.4.1 Cellule unitaire : motif grille

Lorsqu'une onde plane, polarisée selon x , illumine en incidence normale la grille, un champ électrique $\vec{E}_a(x, y)$ se forme dans l'ouverture de la grille.

$$\vec{E}_a(x, y) = E_a(x, y)\hat{x} \quad (3.22)$$

La fonction $E_a(x, y)$ décrit le profil spatial du champ électrique dans l'ouverture. Ce profil est décrit par l'équation (3.23) en fonction de la longueur w_x et de la largeur w_y ⁴. La Figure 3.13 montre l'allure du profil spatial du champ électrique.

$$E_a(x, y) = \cos\left(\frac{\pi y}{w_y}\right) \left[1 - \left(\frac{2y}{w_y}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} \text{rect}\left(\frac{x}{w_x}\right) \quad (3.23)$$

avec

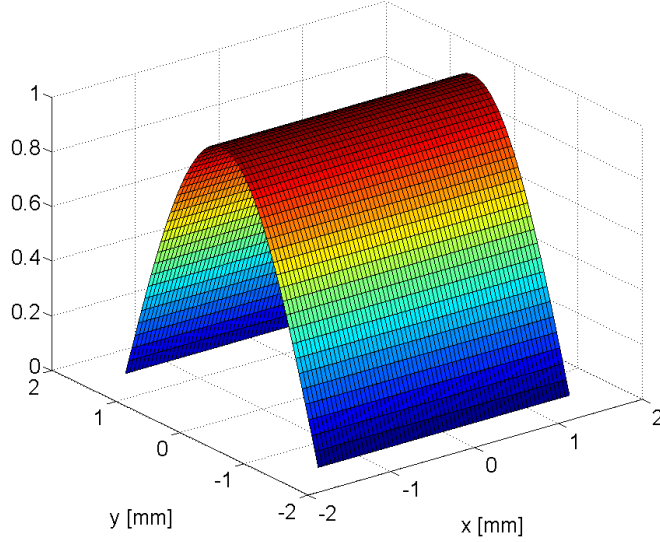
$$x \in \left[-\frac{w_x}{2}; \frac{w_x}{2}\right], y \in \left[-\frac{w_y}{2}; \frac{w_y}{2}\right]$$

L'expression générale du coefficient d'excitation des harmoniques TE et TM est donnée par l'équation (3.24).

$$N_{\text{ho,TE/TM},h} = \frac{\tilde{E}_{a,\text{ho,TE/TM},h}}{\tilde{E}_{a,\text{TE},0}} \quad (3.24)$$

Ce coefficient est en fait le rapport entre l'amplitude de l'harmonique h , noté $\tilde{E}_{a,\text{ho,TE/TM},h}$

4. Ce profil spatial a été utilisé dans les travaux de [49]. D'autres profils sont également disponibles dans [56].

FIGURE 3.13 – Profil spatial du champ électrique $w_x = w_y = 3\text{mm}$.

et l'amplitude du fondamental $h = 0$, noté $\tilde{E}_{a,\text{TE},0}$.

L'amplitude d'un harmonique h TE/TM, est calculé en effectuant le produit scalaire entre le profil spatial du champ électrique appliquée $E_a(x, y)$ (3.23) et le profil spatial de cet harmonique $\vec{e}_{\text{TE/TM},h}(x, y)$ défini par (3.1) pour un harmonique TE et par (3.2) pour un harmonique TM⁵.

$$\tilde{E}_{a,\text{ho,TE/TM},h}(k_x, k_y) = \langle \vec{E}_a, \vec{e}_{\text{TE/TM},h} \rangle = \int_x \int_y \vec{E}_a(x, y) \cdot \vec{e}_{\text{TE/TM},h}^*(x, y) dx dy \quad (3.25)$$

Le résultat de cette intégrale est donné par les équations (3.26) et (3.27) pour les harmoniques TE et TM respectivement⁶.

$$\tilde{E}_{a,\text{ho,TE},h}(k_x, k_y) = \frac{1}{\sqrt{P_x P_y}} \frac{k_n}{\sqrt{k_m^2 + k_n^2}} \frac{\pi}{4} w_y \left[J_0\left(\frac{w_y}{2}\left(k_n + \frac{\pi}{w_y}\right)\right) + J_0\left(\frac{w_y}{2}\left(k_n - \frac{\pi}{w_y}\right)\right) \right] \frac{e^{jk_m \frac{w_x}{2}} - e^{-jk_m \frac{w_x}{2}}}{jk_m} \quad (3.26)$$

5. Le résultat de cette opération indique en fait le taux de ressemblance du profil spatial de l'harmonique avec le profil spatial du champ électrique.

6. Cette intégrale a été résolue avec l'aide des tables d'intégrales disponibles dans l'ouvrage suivant [55]

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{a,\text{ho},\text{TM},h}(k_x, k_y) = & \frac{1}{\sqrt{P_x P_y}} \frac{k_m}{\sqrt{k_m^2 + k_n^2}} \frac{\pi}{4} w_y \left[J_0\left(\frac{w_y}{2}\left(k_n + \frac{\pi}{w_y}\right)\right) + \right. \\ & \left. J_0\left(\frac{w_y}{2}\left(k_n - \frac{\pi}{w_y}\right)\right) \right] \frac{e^{jk_m \frac{w_x}{2}} - e^{-jk_m \frac{w_x}{2}}}{jk_m} \end{aligned} \quad (3.27)$$

Où $J_0(\cdot)$ représente la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0.

Finalement, les équations (3.28) et (3.29) expriment les coefficients d'excitations des harmoniques TE et TM en fonction des paramètres géométriques de la grille.

$$\begin{aligned} N_{\text{ho},\text{TE},h} &= \frac{\tilde{E}_{a,\text{ho},\text{TE},h}}{\tilde{E}_{a,\text{ho},\text{TE},0}} \\ &= \frac{1}{0,6675 w_x} \frac{k_n}{\sqrt{k_n^2 + k_n^2}} \left[J_0\left(\frac{w_y}{2}\left(k_n + \frac{\pi}{w_y}\right)\right) + J_0\left(\frac{w_y}{2}\left(k_n - \frac{\pi}{w_y}\right)\right) \right] \frac{e^{jk_m \frac{w_x}{2}} - e^{-jk_m \frac{w_x}{2}}}{jk_m} \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} N_{\text{ho},\text{TM},h} &= \frac{\tilde{E}_{a,\text{ho},\text{TM},h}}{\tilde{E}_{a,\text{ho},\text{TE},0}} \\ &= \frac{1}{0,6675 w_x} \frac{k_m}{\sqrt{k_n^2 + k_n^2}} \left[J_0\left(\frac{w_y}{2}\left(k_n + \frac{\pi}{w_y}\right)\right) + J_0\left(\frac{w_y}{2}\left(k_n - \frac{\pi}{w_y}\right)\right) \right] \frac{e^{jk_m \frac{w_x}{2}} - e^{-jk_m \frac{w_x}{2}}}{jk_m} \end{aligned} \quad (3.29)$$

Notons que dans le cas d'une grille carrée, les coefficients d'excitation des harmoniques TE et TM sont identiques. A titre d'exemple la Figure 3.14 montre les valeurs des coefficients d'excitation des cents premiers harmoniques pour trois tailles d'une grille carrée.

3.2.4.2 Cellule unitaire : motif *patch*

Dans le cas du patch métallique, c'est un courant électrique $\vec{J}_p(x, y)$ qui se forme sur ce dernier. La procédure pour le calcul des coefficients d'excitation est identique à celle décrite pour la grille. Le profil spatial du courant électrique $\vec{J}_p(x, y)$ qui a été utilisé dans cette étude est identique à celui utilisé pour le champ électrique (3.23).

$$N_{\text{ho},\text{TE}/\text{TM},h} = \frac{\tilde{J}_{p,\text{ho},\text{TE}/\text{TM},h}}{\tilde{J}_{p,\text{TE},0}} \quad (3.30)$$

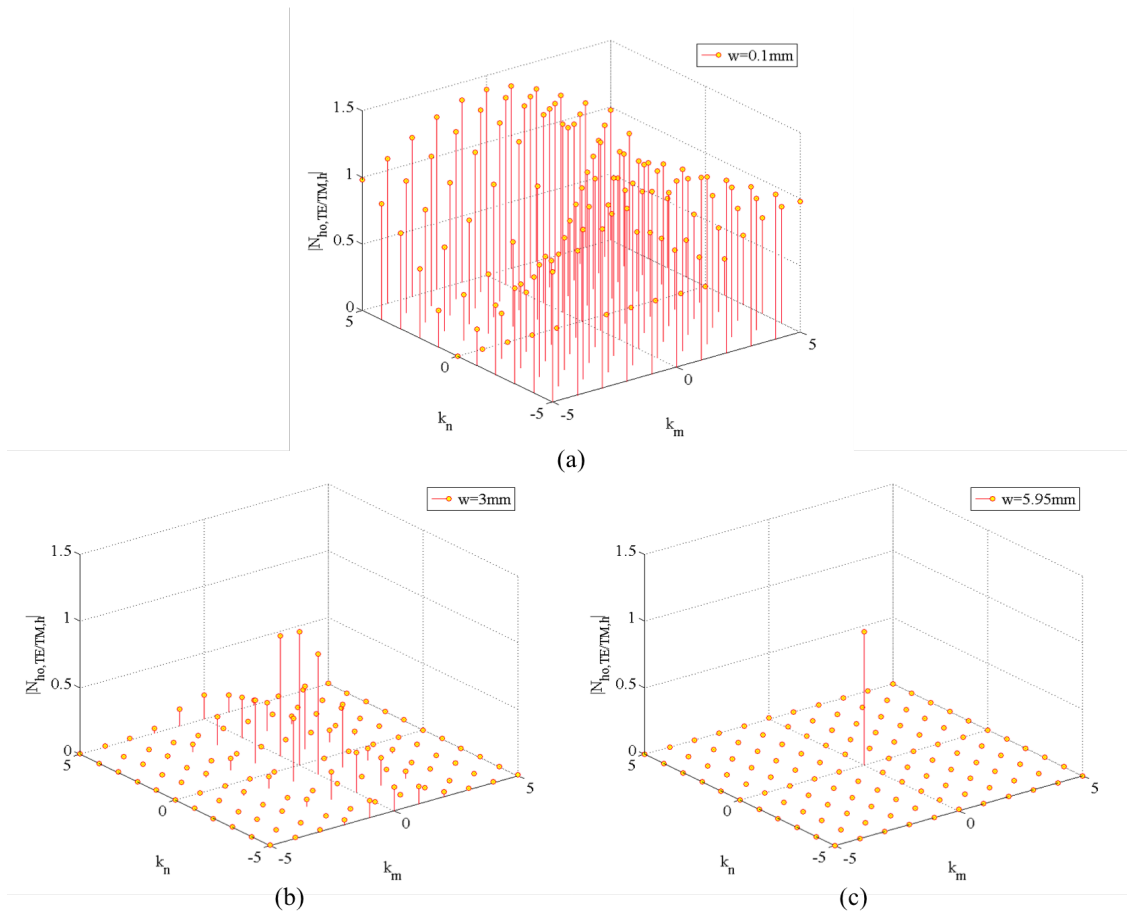


FIGURE 3.14 – Cartographie des coefficients d’excitations pour une grille carrée dont l’ouverture fait (a) $w = 0,1\text{mm}$, (b) $w = 3\text{mm}$ et (c) $w = 5,95\text{mm}$. Ici, $m = [-5, 5]$ et $n = [-5, 5]$.

3.2.5 Dimensionnement des cellules unitaires

Les cellules unitaires sont modélisées à la fréquence de fonctionnement $f_0 = 12,5\text{GHz}$, soit une longueur d’onde $\lambda_0 = 24\text{mm}$. La périodicité des cellules unitaires est identique dans les directions x et y . Elles sont fixées à la valeur suivante.

$$P_x = P_y = P = \frac{\lambda_0}{4} \quad \text{soit } 6 \text{ mm}$$

Avec ces valeurs, la fréquence de coupure du premier harmonique d’ordre supérieur $(m, n) = (1, 0)$ dans les milieux (1) et (2) est $f_{c, m=1, n=0} = 37,5\text{GHz}$. La condition du régime quasi-statique est donc respectée (3.11).

Les deux motifs métalliques, la grille et le *patch*, sont carrés, c’est-à-dire que la largeur et la longueur sont identiques. L’intérêt que suscite cette forme est le rapprochement avec les motifs des familles capacitive et inductive du premier ordre de la cellule Phœnix [54]. Les deux motifs peuvent varier dans la plage de dimension

suivante :

$$w_x = w_y = w$$

$$w \in [0, 1\text{mm}; 5, 95\text{mm}]$$

Le pas entre chaque point est fixé à 0,1mm. Le milieu (2) est composé d'une couche d'air ($\epsilon_r^{(2)} = 1$) d'épaisseur $d_1 = \frac{\lambda_0}{4}$.

3.2.6 Calcul des éléments des circuits équivalents

Il est temps maintenant de calculer les éléments quasi-statiques qui composent les circuits équivalents des motifs grille et *patch*. Le nombre d'harmonique d'ordre supérieur pris en compte pour le calcul des éléments est de $(m, n) = (200, 200)$.

Pour la grille métallique, le calcul des éléments s'effectue à partir des équations (3.18) et (3.19). La Figure 3.15 montre l'évolution de l'inductance L_{ho} et de la capacité C_{ho} en fonction de l'ouverture w de la grille métallique. Ici, l'inductance devient prépondérante devant la capacité à mesure que l'ouverture de la grille s'élargit.

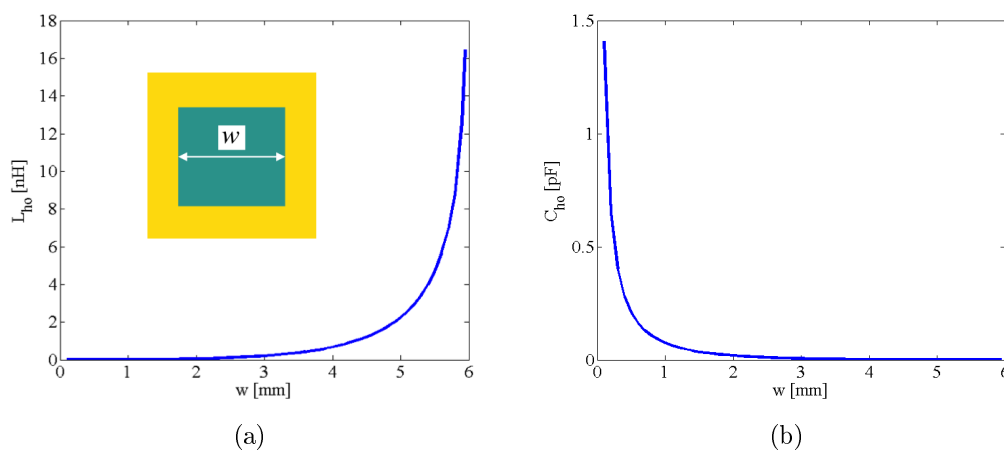


FIGURE 3.15 – Evolution de (a) l'inductance et de (b) la capacité équivalente de la grille en fonction de w .

Pour le *patch* métallique, le calcul des éléments s'effectue à partir des équations (3.20) et (3.21). La Figure 3.16 montre l'évolution de l'inductance L_{ho} et de la capacité C_{ho} en fonction de la largeur w du *patch*. La capacité devient prépondérante devant l'inductance à mesure que le *patch* grandit.

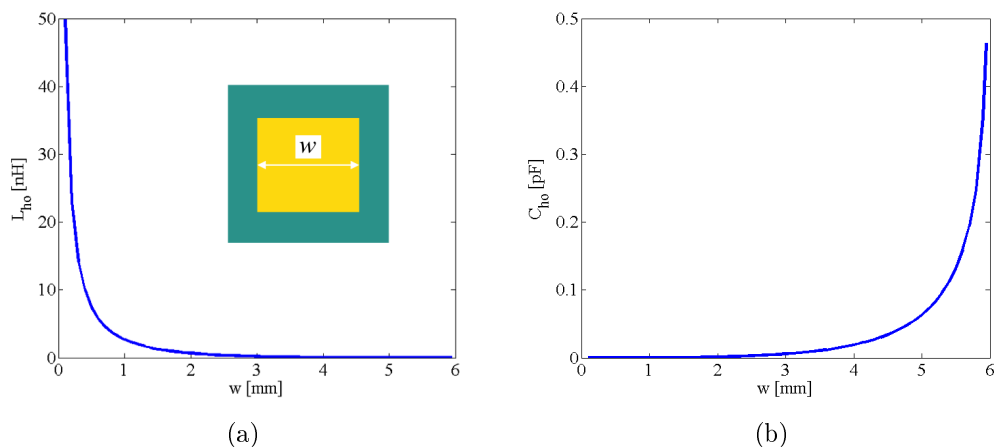


FIGURE 3.16 – Evolution de (a) l'inductance et de (b) la capacité équivalente du *patch* en fonction de w .

3.2.7 Réponses en phase des cellules

La Figure 3.17 montre la réponse en phase des cellules unitaires à motif grille et *patch* à la fréquence de fonctionnement $f_0 = 12,5\text{GHz}$.

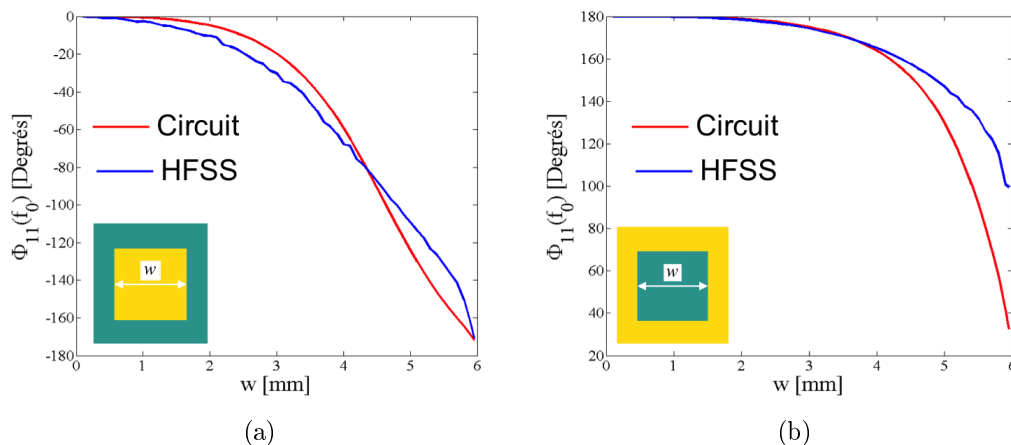


FIGURE 3.17 – Réponse en phase de la cellule unitaire. (a) Motif grille. (b) Motif *patch*.

L'une des données importante à prendre en compte dans la synthèse d'un réseau réflecteur est la gamme de phase réalisable par les cellules unitaires. Dans la majorité des cas, une gamme de phase complète de 360° est recherchée. Dans notre cas, la gamme de phase réalisable obtenue avec les modèles analytiques est la suivante :

$$\Phi_{11}(f_0) \in [180^\circ; 32^\circ] \quad \text{pour la grille}$$

$$\Phi_{11}(f_0) \in [0^\circ; -180^\circ] \quad \text{pour le } patch$$

La gamme de phase $]0^\circ; 32^\circ[$ est donc irréalizable ; on appelle cette zone un "trou de phase".

Afin d'évaluer la précision de chaque modèle, nous comparons la gamme de phase réalisée par le modèle (courbe en rouge) avec celle simulée avec HFSS (courbe en bleu)⁷. Pour information, la gamme de phase réellement réalisable (c'est-à-dire celle simulée sous HFSS) est la suivante :

$$\Phi_{11}(f_0) \in [180^\circ; 99^\circ] \quad \text{pour la grille}$$

$$\Phi_{11}(f_0) \in [0^\circ; -180^\circ] \quad \text{pour le } patch$$

Pour quantifier cette précision, on calcule l'erreur entre la phase réalisée par le modèle Φ_{11}^{mod} et la phase de référence simulée sous HFSS $\Phi_{11}^{réf}$. On écrit cette erreur comme suit :

$$\text{Erreur} = |\Phi_{11}^{mod} - \Phi_{11}^{réf}| \quad (3.31)$$

La Figure 3.18 montre l'erreur générée par les deux modèles analytiques. En considérant un seuil d'erreur raisonnable de 10° , on constate de façon remarquable que le modèle de la grille génère une très faible erreur pour des grilles dont l'ouverture w est comprise entre 0 et 4,7mm. En revanche, cette erreur augmente à mesure que l'ouverture croît. Toutefois, il est important de remarquer que pour de grandes ouvertures (grille fine), HFSS peut également se trouver en difficulté. L'erreur maximale de 67° obtenue pour $w = 5,95\text{mm}$ est donc à nuancer.

En ce qui concerne le modèle du *patch*, on constate que l'erreur reste sous le seuil des 10° pour des largeurs allant de 0 à 4,8mm, soit à peu près la même plage de dimension que celle de la grille. En revanche, l'erreur maximale culmine à $19,8^\circ$ et est atteinte pour une largeur $w = 5,4\text{mm}$.

7. En l'absence de résultat de mesure, on considère les résultats fournis par HFSS comme étant les résultats de référence.

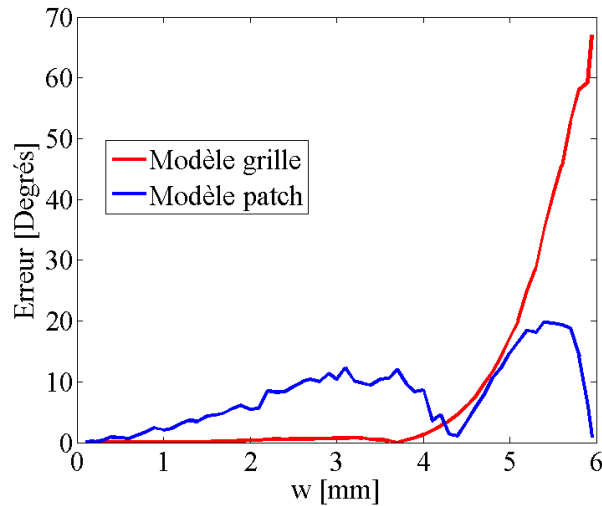


FIGURE 3.18 – Erreur générée par les deux modèles analytiques.

3.3 Synthèse de réseaux réflecteurs

Dans cette partie, nous synthétisons trois réseaux réflecteurs à partir de trois spécifications sur le diagramme de rayonnement. Dans un premier temps, chaque réseau réflecteur sera synthétisé analytiquement à partir des circuits équivalents associés aux cellules unitaires avec des motifs patch et grille. Puis, le réseau réflecteur sera de nouveau synthétisé mais en utilisant une méthode dite classique. En effet, le réseau réflecteur sera synthétisé à partir des phases simulées sous le logiciel de simulation électromagnétique ANSYS HFSS. La comparaison des deux diagrammes de rayonnement par rapport à la spécification permettra en outre de mettre en évidence la précision de la synthèse analytique et de ce fait la précision des circuits équivalents développés avec la méthode multimodale [49].

3.3.1 Réseau réflecteur 1

Ce réseau réflecteur est défini par un ensemble de N par N cellules unitaires disposées telles que :

$$\begin{aligned}x_{m,n}^0 &= (m-1)P \\y_{m,n}^0 &= (n-1)P \\z_{m,n}^0 &= 0\end{aligned}$$

avec $1 \leq m \leq N$ et $1 \leq n \leq N$. Les indices m et n repèrent les cellules unitaires suivant les directions x et y respectivement. Le pas du réseau P est identique dans ces deux directions. Ce dernier est fixé à $P = \lambda_0/4$.

3.3.1.1 Spécifications

Soit le système de coordonnées présenté sur la Figure 3.19. Ce premier réseau réflecteur doit produire un diagramme de rayonnement directif avec un lobe principal orienté dans le plan $\phi_{max} = \phi_x = 90^\circ$ avec une inclinaison $\theta_{max} = \theta_z = -10^\circ$ (ou $\theta_{max} = \theta_y = 100^\circ$, selon l'axe y). L'ouverture du lobe principal à -3dB , noté $\Delta\theta_{-3\text{dB}}$, est fixée à 10° .

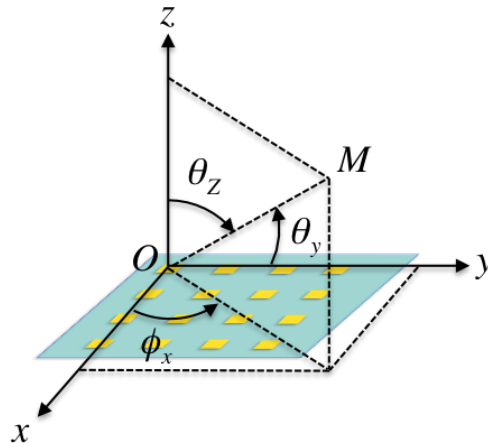


FIGURE 3.19 – Système de coordonnées du réseau réflecteur.

Le réseau réflecteur est illuminé en incidence normale par une onde incidente plane à la fréquence de fonctionnement f_0 fixée à 12,5 GHz (Figure 3.20).

Afin d'orienter le maximum de rayonnement dans la direction souhaitée $(\theta_{max}, \phi_{max})$ une loi de phase linéaire doit être appliquée sur les sous-réseaux suivant les axes x et y . On note α_x le pas de phase, c'est-à-dire la différence de phase entre deux cellules adjacentes, suivant x , et α_y suivant y . Ces pas de phases sont définis comme suit :

$$\alpha_x = k_0 P \sin \theta_{max} \cos \phi_{max} \quad (3.32)$$

$$\alpha_y = k_0 P \sin \theta_{max} \sin \phi_{max} \quad (3.33)$$

En appliquant ces deux relations pour une direction $(-10^\circ, 90^\circ)$, nous obtenons :

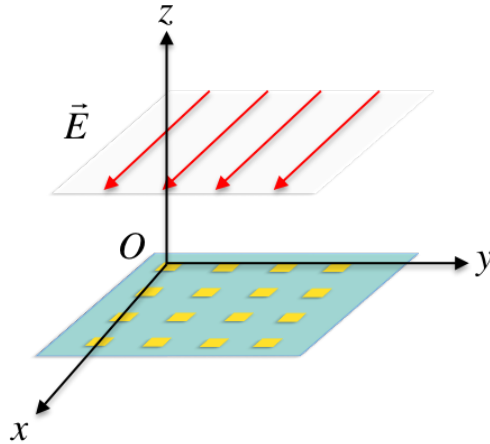


FIGURE 3.20 – Illumination du réseau réflecteur.

$$\begin{aligned}\alpha_x &= 0^\circ \\ \alpha_y &= -15,62^\circ\end{aligned}$$

L'ouverture à -3dB est donnée dans le cas d'un réseau quasi-transversal, par :

$$\Delta\theta_{-3\text{dB}} \approx \frac{0,886\lambda_0}{NP \sin \theta_{\text{max}}} \quad (3.34)$$

avec dans ce cas $\theta_{\text{max}} = \theta_y$.

Calculons à présent le nombre de cellules unitaires, N , permettant de garantir une ouverture du lobe principal à -3dB de 10° dans le cas d'une inclinaison $\theta_{\text{max}} = \theta_y = 100^\circ$. De l'équation (3.34), nous pouvons écrire :

$$N \approx \frac{0,886\lambda_0}{\Delta\theta_{-3\text{dB}} P \sin \theta_{\text{max}}} \quad (3.35)$$

En arrondissant à l'entier inférieur, $N = 20$ cellules unitaires sont nécessaires.

La loi de phase à réaliser par chaque cellule unitaire du réseau réflecteur est la suivante :

$$\Phi_{mn}^{\text{Spéc}} = -n\alpha_y \quad \forall m \quad (3.36)$$

En sachant que la variation de phase dans la direction x est nulle ($\alpha_x = 0$) la loi de phase, présentée sur la Figure 3.21, doit être appliquée sur les $N = 20$ lignes que compte le réseau réflecteur.

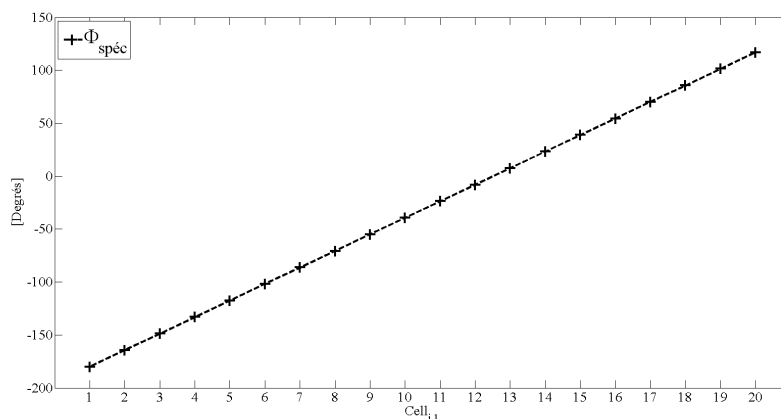


FIGURE 3.21 – Loi de phase à appliquer sur les 20 lignes du réseau réflecteur.

Finalement, le diagramme de rayonnement à synthétiser est présenté sur la Figure 3.22 dans le plan yOz .

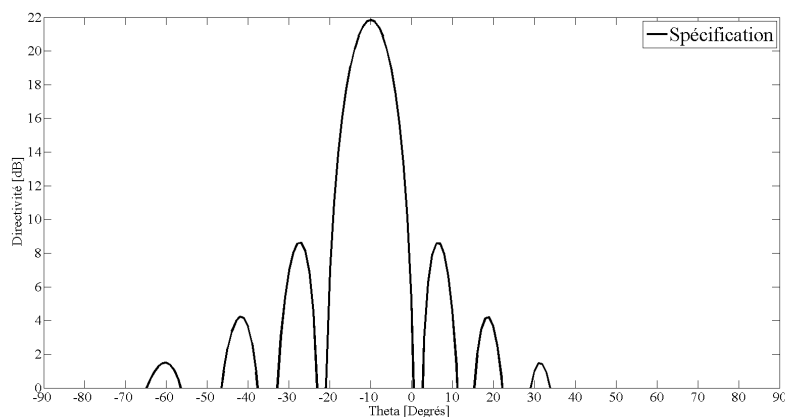


FIGURE 3.22 – Diagramme de rayonnement dans le plan yOz .

3.3.1.2 Synthèse analytique

A présent, l'objectif est de déterminer la forme du motif (*patch* ou grille) ainsi que la dimension du motif de chaque cellule unitaire permettant de produire la loi de phase spécifiée (Figure 3.21).

Ici les caractéristiques de la cellule unitaire (motif et dimension) permettant de réaliser la loi de phase désirée sont déduites à partir des réponses en phase générées respectivement par les modèles analytiques du *patch* et de la grille (Figure 3.17)⁸.

⁸ Le passage par la spécification sur l'admittance équivalente, comme vu dans la synthèse du panneau réflecteur du chapitre 2, n'est pas réalisé dans cette synthèse.

Il est important de noter que dans le cas où une phase requise se trouve dans le trou de phase $]0^\circ; 32^\circ[$ (section 3.2.7), le choix de la dimension consiste à choisir la dimension permettant de s'approcher au mieux de la valeur spécifiée.

La Figure 3.23 illustre le réseau réflecteur synthétisé. Ce dernier fait $5\lambda_0$ par $5\lambda_0$, soit 120 mm par 120 mm. La Table 3.1 référence pour chacune des 20 cellules d'une ligne du réseau réflecteur la nature (*patch* ou grille) ainsi que la dimension ($w_{modèle}$) de son motif.

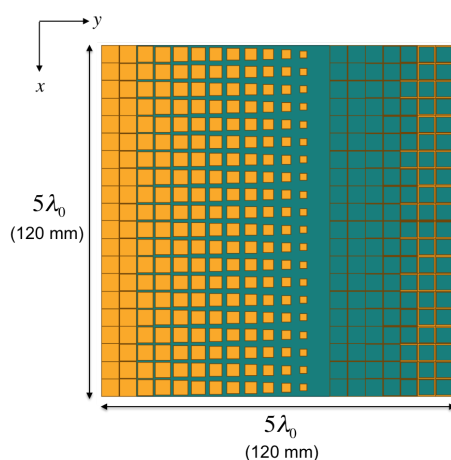


FIGURE 3.23 – Conception du réseau réflecteur à l'issue de la synthèse analytique.

Cellule	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Motif	P	P	P	P	P	P	P	P	P	P
$w_{modèle}$ (mm)	6	5,8	5,4	5,2	4,9	4,7	4,4	4,2	3,9	3,6
Cellule	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Motif	P	P	V	G	G	G	G	G	G	G
$w_{modèle}$ (mm)	3,1	2,4	0	5,95	5,9	5,8	5,7	5,6	5,4	5,2

TABLE 3.1 – Motifs (P : *patch*, G : grille, V : vide) et dimensions des cellules de la première ligne.

Pour la simulation du réseau réflecteur, ce dernier est placé à l'intérieur d'une boîte d'air (Figure 3.24.a). Les parois de la boîte d'air sont tapissées d'une condition aux limites de type *PML* pour *Perfety Matched Layer Boundary* (Figure 3.24.b). Cette condition a comme intérêt d'éviter que les ondes rayonnées par la structure rayonnante ne viennent se réfléchir sur les parois de la boîte d'air et donc perturbent le calcul.

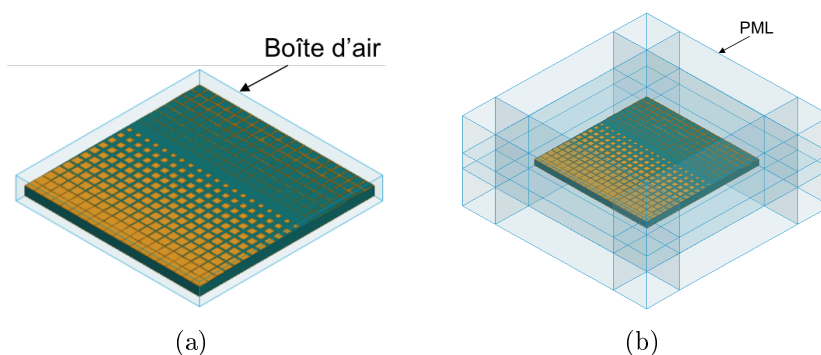


FIGURE 3.24 – Configuration de la simulation du réseau réflecteur. (a) Le réseau réflecteur est encapsulé dans une boîte d'air. (b) Définition des conditions aux limites *PML*.

La Figure 3.25 montre des vues en 3D du diagramme de rayonnement obtenu après simulation.

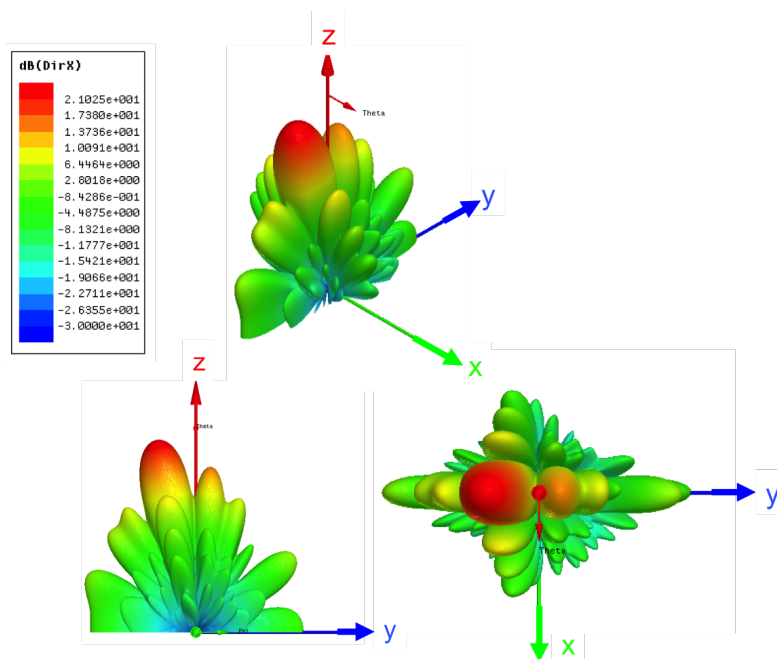


FIGURE 3.25 – Vues en 3D du diagramme de rayonnement.

Le plan auquel nous nous intéressons du diagramme de rayonnement est le plan yOz . En le comparant au diagramme de rayonnement spécifié, nous pouvons remarquer que lobe principal présente bien une ouverture à -3dB de 10° . Cependant, deux non-conformités sont présentes. La première se situe au niveau du lobe principal. Ce dernier présente un maximum de rayonnement ($D_{max} = 20,66\text{ dB}$) à $\theta_z = -12^\circ$, soit une déviation de -2° par rapport à la spécification. La deuxième est visible sur les lobes secondaires de chaque côté le lobe principal. En effet, nous remarquons un

net déséquilibre sur le niveau des lobes secondaires (*SLL* : *Side Lobe Level*). Celui qui est situé à $\theta_z = 5^\circ$ présente un *SLL* de 13dB contre un *SLL* de 7 dB pour celui situé à $\theta_z = -30^\circ$.

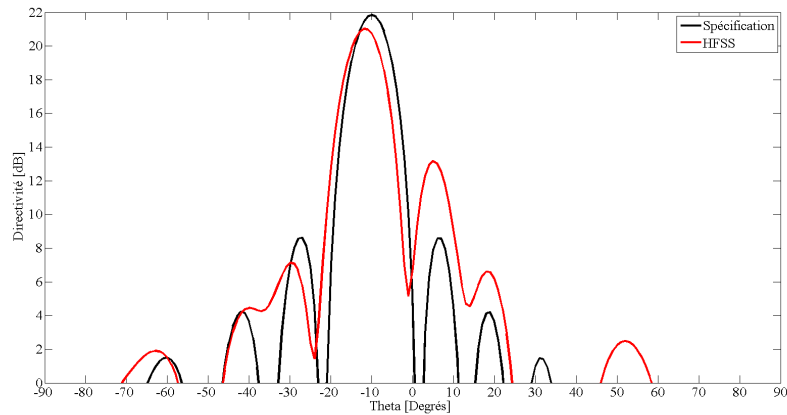


FIGURE 3.26 – Comparaison entre le diagramme de rayonnement simulé et celui spécifié.

Dans le but de déterminer l'origine de ces perturbations, un examen de la loi de phase réalisée est maintenant mené. La Figure 3.27 présente un jeu de trois courbes.

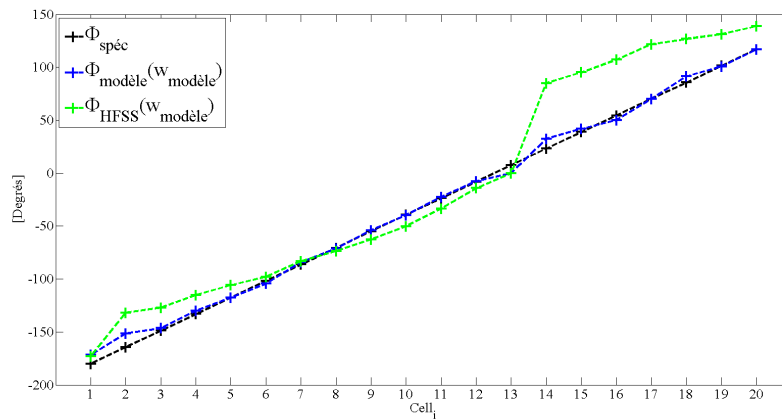


FIGURE 3.27 – Comparaison entre la loi de phase spécifiée, la loi de phase synthétisée par les modèles analytiques et la loi de phase réellement produite.

La courbe $\Phi_{Spéc}$ désigne la loi de phase spécifiée. La courbe $\Phi_{modèle}(w_{modèle})$ désigne la loi de phase réalisée par les deux modèles en considérant les largeurs $w_{modèle}$ obtenues par la synthèse analytique. Enfin la courbe $\Phi_{HFSS}(w_{modèle})$ désigne la loi de phase réalisée par HFSS en considérant les mêmes largeurs $w_{modèle}$.

Bien évidemment, on s'attend à ce que cette dernière suive parfaitement la loi de phase spécifiée⁹. Mais en réalité, la phase réellement produite¹⁰ par certaines cellules se trouve être différente de celle réalisée par le modèle analytique. C'est ce que montre clairement la troisième courbe $\Phi_{\text{HFSS}}(w_{\text{modèle}})$. Les cellules à bases de motif de type grille (cellules 15 à 20) présentent l'écart le plus important. Ce résultat est attendu puisque la gamme de phase à couvrir se situe dans la zone où le modèle perd en précision (Figure 3.17(a)).

Afin de vérifier que la perturbation observée sur le diagramme est bien due à cette erreur de phase, on compare le diagramme obtenu (HFSS) avec un simple calcul de facteur de réseau dans lequel la loi de phase est celle correspondant à la phase réelle $\Phi_{\text{HFSS}}(w_{\text{modèle}})$. L'accord est excellent (Figure 3.28).

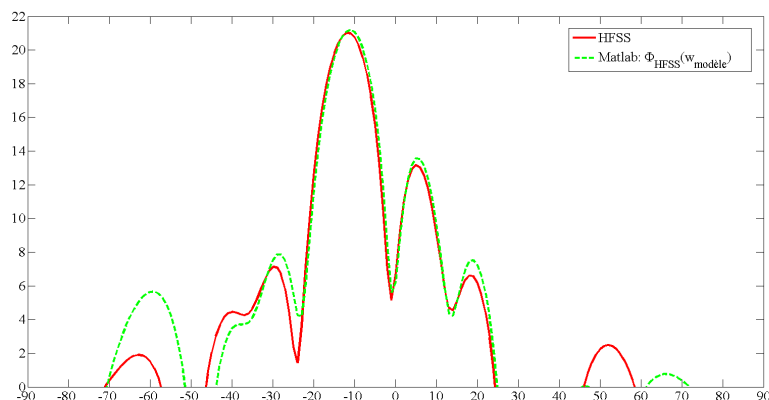


FIGURE 3.28 – Tracé du facteur de réseau avec la loi de phase réellement réalisée.

De ce constat, nous pouvons conclure que l'écart de phase présent sur les cellules à motif grille (cellule 14 à 20) est à l'origine de la dissymétrie du diagramme de rayonnement au niveau de ses lobes secondaires.

3.3.1.3 Synthèse avec HFSS

A ce stade, le réseau réflecteur a été synthétisé de manière purement analytique. Le diagramme de rayonnement synthétisé présente deux non conformités ; l'une sur l'inclinaison du lobe principal (erreur de 2°) ; l'autre sur le niveau des lobes secondaires (dissymétrie).

Il serait maintenant intéressant de synthétiser le réseau réflecteur à partir d'une

9. La précision du modèle dépend du pas géométrique du motif (largeur du ruban et largeur du *patch*) utilisé par le modèle respectif pour générer la base de donnée.

10. On considère dans cette étude que la phase réelle est celle calculée par le logiciel de simulation électromagnétique.

base de données contenant uniquement les valeurs des phases du *patch* et de la grille fournies par HFSS.

A partir des réponses en phase de la grille et du *patch* simulées par HFSS (Figure 3.17) nous obtenons la loi de phase synthétisée présentée sur la Figure 3.29. Notons ici que le trou de phase est défini par l'intervalle $[0^\circ ; 99^\circ]$. Dans le cas où la phase demandée est comprise dans le trou de phase, nous sélectionnons la cellule dont la phase réalisée est la plus proche de celle demandée. Les approximations ainsi pratiquées concernent les cellules 13 à 19.

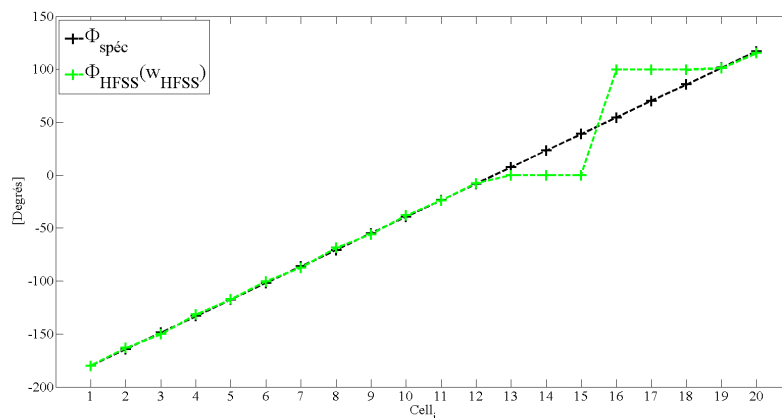


FIGURE 3.29 – Loi de phase synthétisée avec les valeurs de phases simulées par HFSS.

Le réseau réflecteur permettant de générer cette loi de phase est présenté sur la Figure 3.30. On observe clairement la zone dans laquelle les phases sont approximées. Elle correspond à des cellules consécutives identiques.

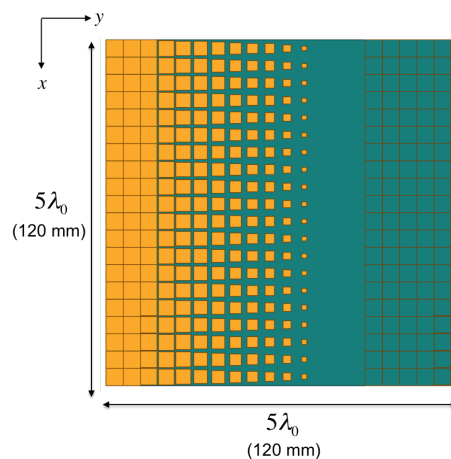


FIGURE 3.30 – Conception du réseau réflecteur à l'issue de la synthèse classique.

Le diagramme de rayonnement produit en simulation est présenté sur la Figure 3.31. Nous constatons que ce dernier suit précisément la spécification.

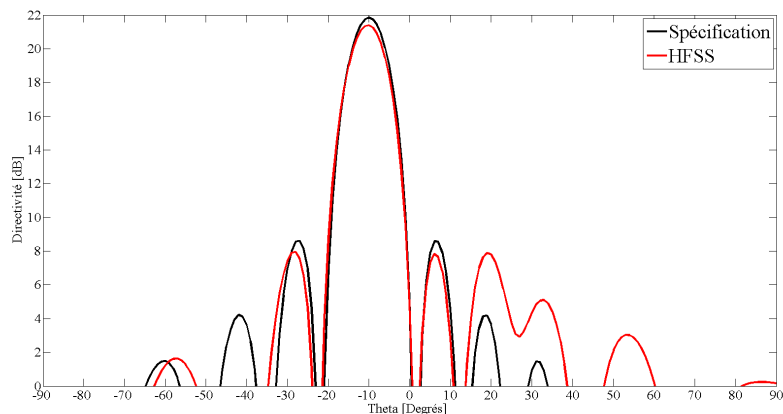


FIGURE 3.31 – Comparaison entre le diagramme de rayonnement simulé et celui spécifiée.

3.3.1.4 Bilan

La Figure 3.32 dresse un premier état de la précision de la synthèse analytique par rapport à une synthèse par HFSS.

Dans le cas d'une spécification exigeant un lobe principal faiblement incliné dans la direction $(\theta_{max}, \Phi_{max}) = (-10^\circ, 90^\circ)$, le réseau réflecteur synthétisé analytiquement révèle deux non-conformités sur le diagramme de rayonnement. Comme nous l'avons vu, le lobe principal présente une déviation de -2° par rapport à l'inclinaison demandée ainsi qu'une dissymétrie des deux lobes secondaires situés respectivement de chaque côté du lobe principal.

La cause de ces non-conformités tient au fait que la loi de phase spécifiée implique notamment de réaliser des phases comprises entre 23° (cellule 14) et 116° (cellule 20). Or, ces phases nécessitent un motif grille et se situent dans une zone où le modèle analytique perd en précision. Nous nous retrouvons alors dans la situation où la loi de phase réellement appliquée ne correspond pas à celle qui a été prédite par le modèle analytique du motif grille.

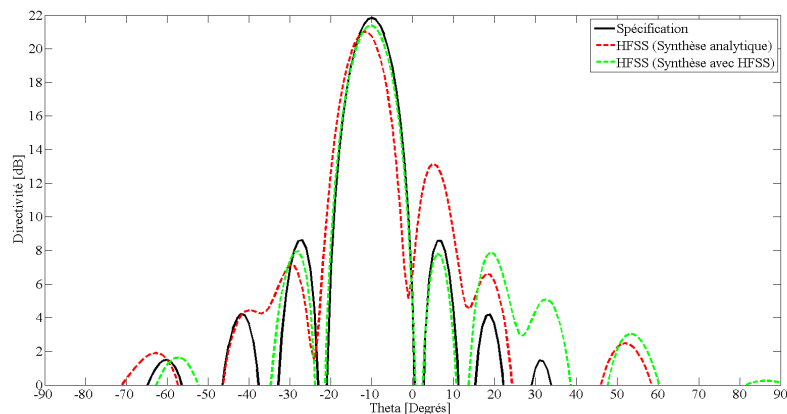


FIGURE 3.32 – Précision de la synthèse analytique par rapport à une synthèse classique.

3.3.2 Réseau réflecteur 2

3.3.2.1 Spécifications

Dans cette partie, nous souhaitons évaluer la précision de la synthèse analytique dans le cas où le lobe principal présente une inclinaison plus élevée : $(\theta_{max}, \Phi_{max}) = (-45^\circ, 90^\circ)$. Pour ce faire, un pas de phase α_y (3.33) de $63,6^\circ$ doit être appliqué dans la direction y , et un pas de phase α_x (3.32) nul dans la direction x .

Ce second réseau réflecteur sera composé de $N \times N$ cellules avec $N = 20$. Dans ce cas, l'ouverture à -3dB (3.34) à garantir est choisie égale à 15° .

La Figure 3.33 présente la loi de phase à répéter sur les 20 lignes du réseau réflecteur. De cette loi de phase, nous obtenons le diagramme de rayonnement à synthétiser (Figure 3.34).

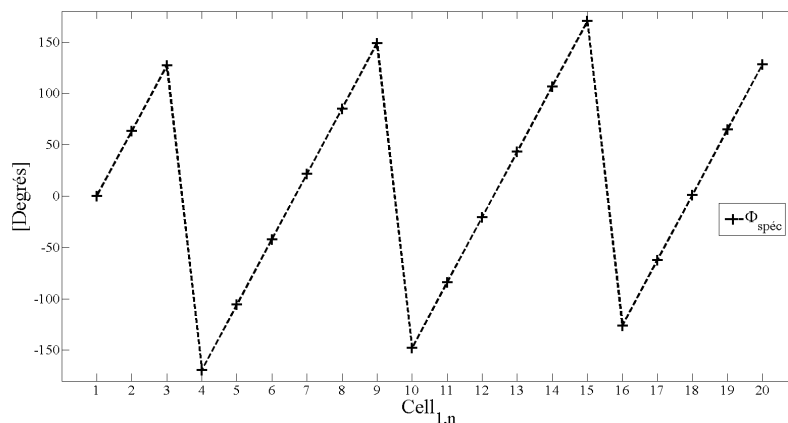


FIGURE 3.33 – Loi de phase définie sur les 20 cellules de la première ligne du réseau réflecteur.

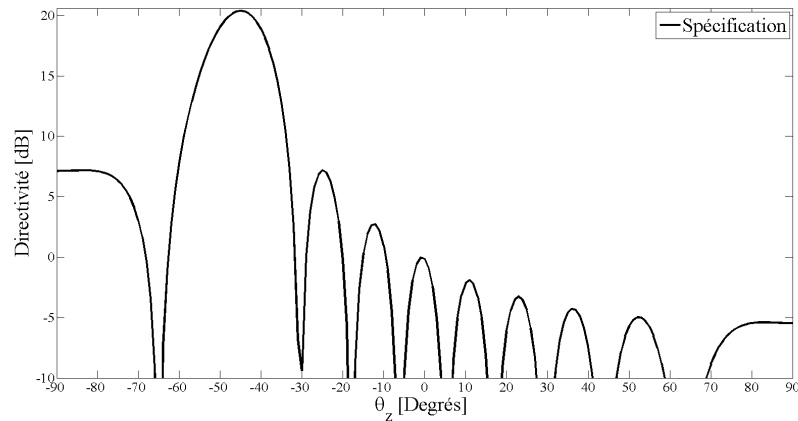


FIGURE 3.34 – Spécification sur le diagramme de rayonnement dans le plan yOz . (Le diagramme est identique dans le plan xOz .)

3.3.2.2 Synthèse analytique

Les dimensions des grilles et *patches* sont obtenues en synthétisant la loi de phase à partir des réponses en phases produites par les circuits équivalents (Figure 3.17). Le réseau réflecteur résultant est présenté sur la Figure 3.35.

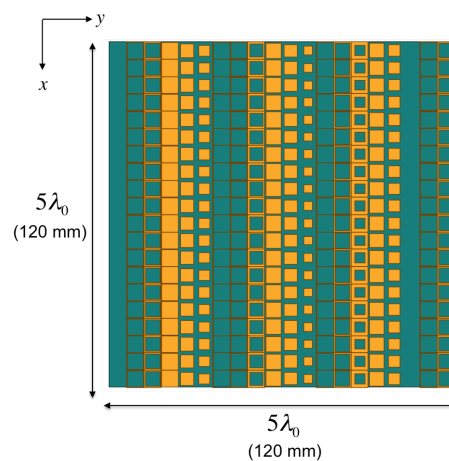


FIGURE 3.35 – Réseau réflecteur obtenu à l'issue de la synthèse analytique.

La Figure 3.36 présente des vues en 3D du diagramme de rayonnement obtenu après simulation.

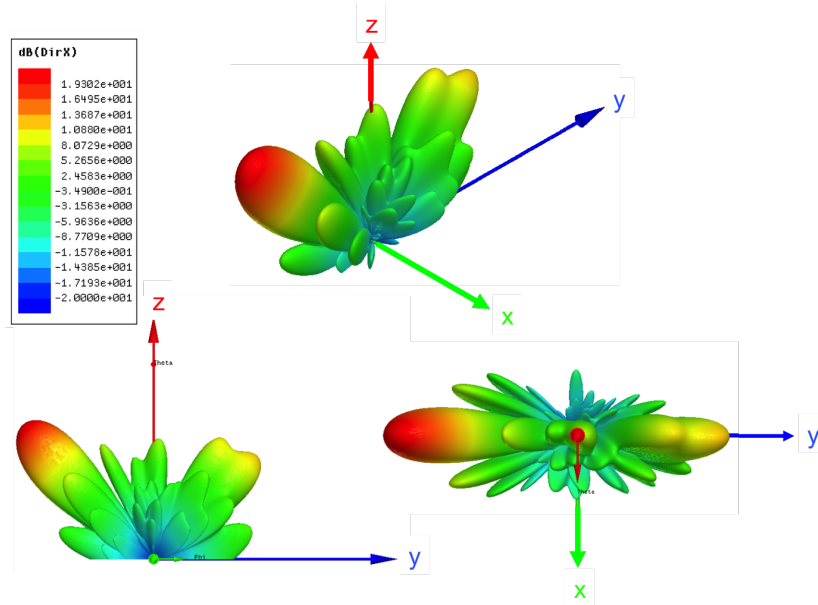


FIGURE 3.36 – Vues en 3D du diagramme de rayonnement.

Le plan auquel nous nous intéressons pour visualiser le diagramme de rayonnement est le plan yOz présenté sur la Figure 3.37.

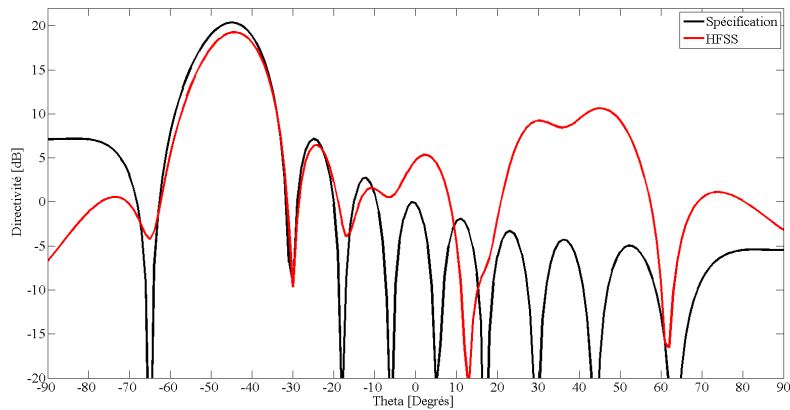


FIGURE 3.37 – Comparaison entre le diagramme de rayonnement simulé et celui spécifié.

Concernant le lobe principal, le maximum de rayonnement ($D_{max} = 19,3$ dB) est localisé à $\theta_z = -44^\circ$; soit une déviation de 1° . L'ouverture à -3 dB est de 14° . Concernant les lobes secondaires, une forte remontée de leur amplitude est visible dans les directions $\theta_z = 2^\circ$ et $\theta_z = +45^\circ$ (direction à l'opposée du lobe principal).

L'apparition de ces lobes de réseau aux directions spéculaires remarquables est causée par la périodicité de l'erreur entre la loi de phase réalisée, $\Phi_{\text{HFSS}}(w_{\text{modèle}})$, et celle spécifiée (Figure 3.38).

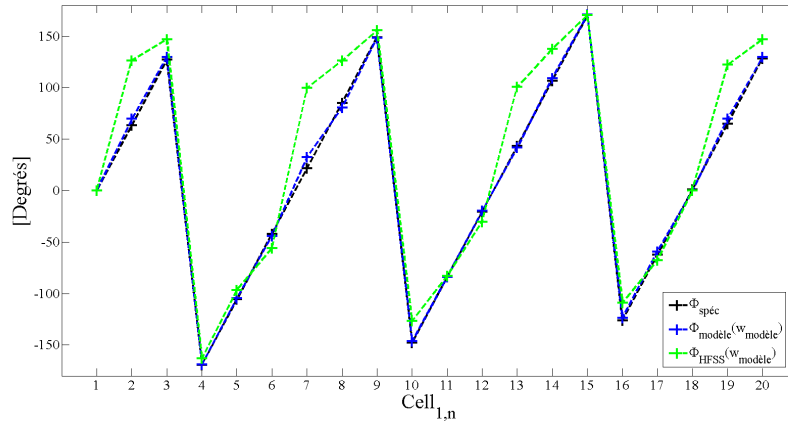


FIGURE 3.38 – Comparaison entre la loi de phase spécifiée, la loi de phase synthétisée par les modèles analytiques et la loi de phase réellement produite.

Pour confirmer cette hypothèse, le facteur de réseau a été calculé théoriquement avec cette loi de phase. Sur la Figure 3.39, nous observons en effet la présence de deux lobes de réseau dans les directions spéculaires $\theta_z = 0^\circ$ et $\theta_z = -45^\circ$.

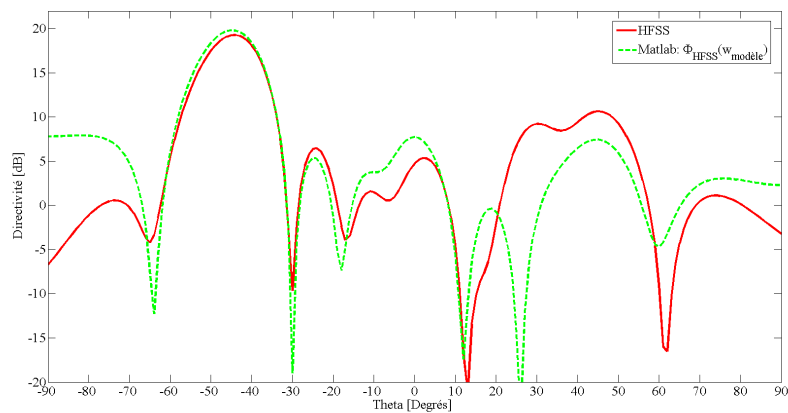


FIGURE 3.39 – Comparaison entre le diagramme simulé et le facteur de réseau calculé avec la loi de phase réellement réalisée $\Phi_{\text{HFSS}}(w_{\text{modèle}})$.

3.3.2.3 Synthèse avec HFSS

Comparons maintenant les résultats de la synthèse analytique par rapport à une synthèse par HFSS.

A partir des réponses en phases simulées sous HFSS de la grille et du *patch* (Figure 3.17) la loi de phase synthétisée est présentée sur la Figure 3.40. Remarquons que les erreurs les plus élevées sont situées dans le cas où la phase à réaliser est située dans le trou de phase $]0^\circ ; 99^\circ[$.

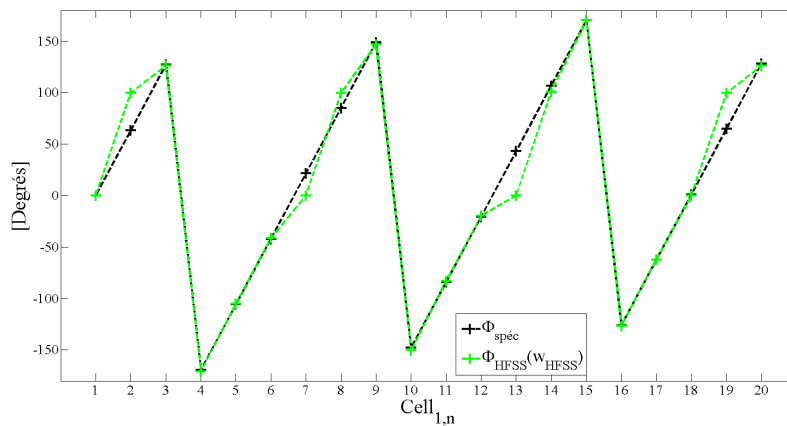


FIGURE 3.40 – Loi de phase synthétisée avec les phases simulées par HFSS.

Le réseau réflecteur produisant cette loi de phase est présenté sur la Figure 3.41.

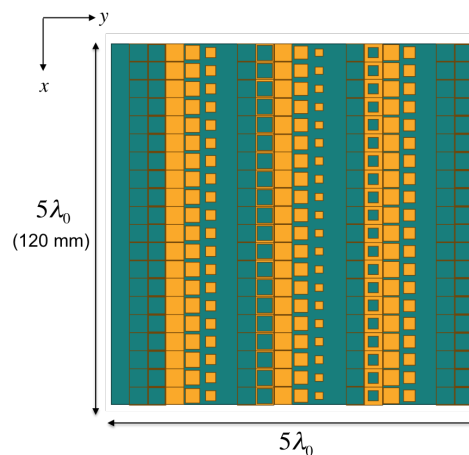


FIGURE 3.41 – Réseau réflecteur obtenu à l'issue de la synthèse analytique.

Les vues en 3D du diagramme de rayonnement obtenu en simulation sont présentées sur la Figure 3.42.

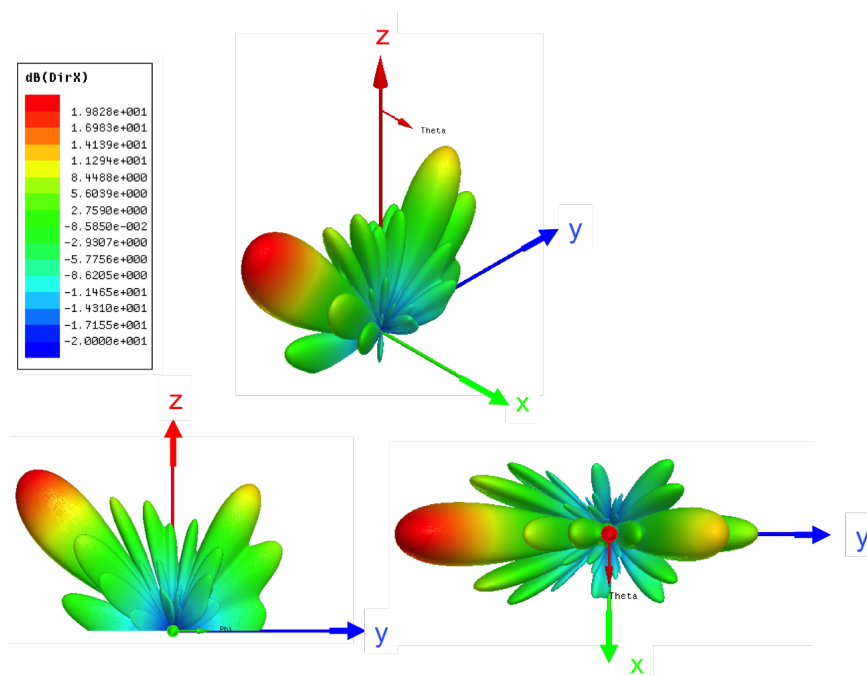


FIGURE 3.42 – Vues en 3D du diagramme de rayonnement.

La Figure 3.43 présente le diagramme de rayonnement dans le plan yOz .

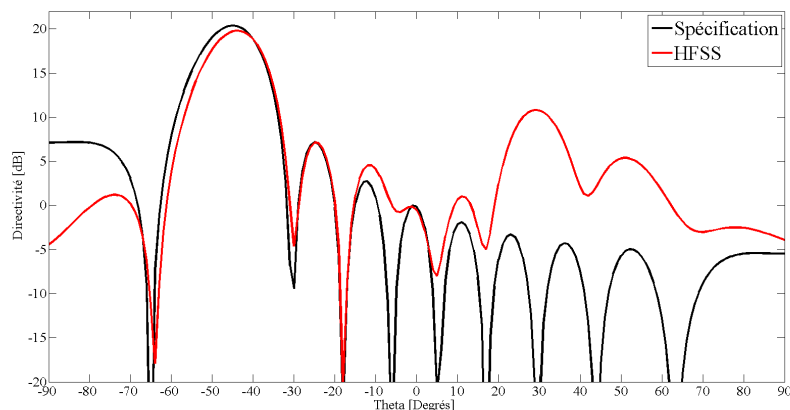


FIGURE 3.43 – Comparaison entre le diagramme de rayonnement simulé celui spécifié.

Le diagramme simulé présente un lobe principal avec un maximum de rayonnement de ($D_{max} = 19,83$ dB) dirigé à $\theta_z = -44^\circ$; soit une erreur de -1° par rapport à la spécification. L'ouverture à -3 dB est de 14° . Une remontée du lobe secondaire à $D = 10,85$ dB est visible dans la direction $\theta_z = 20^\circ$.

D'ailleurs, il est étonnant de voir que l'analyse "facteur de réseau" ne prédit pas correctement ces lobes parasites comme l'illustre la Figure 3.44.

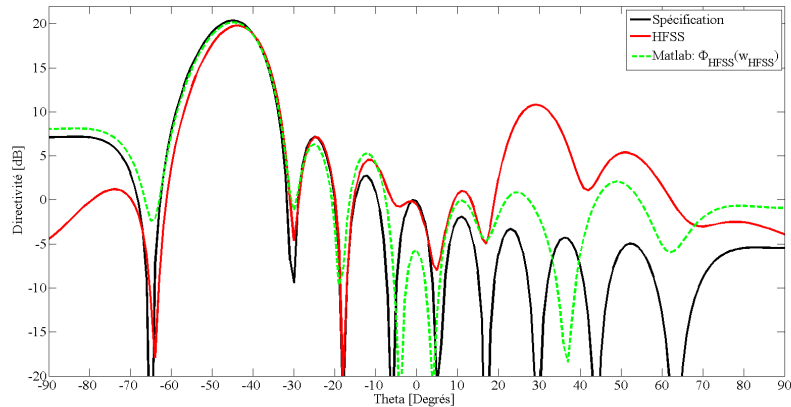


FIGURE 3.44 – Comparaison entre le diagramme de rayonnement simulé, le diagramme de rayonnement spécifié, et le facteur de réseau théorique calculé avec la loi de phase $\Phi_{\text{HFSS}}(w_{\text{HFSS}})$.

3.3.2.4 Bilan

La Figure 3.45 dresse un second état de la précision de la synthèse analytique dans le cas d'une spécification exigeant un lobe principal plus incliné dans la direction $(\theta_{\text{max}}, \Phi_{\text{max}}) = (-45^\circ, 90^\circ)$.

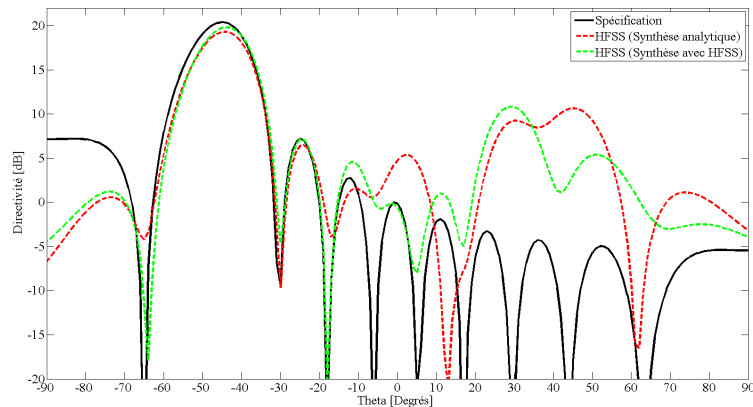


FIGURE 3.45 – Précision de la synthèse analytique par rapport à une synthèse avec HFSS.

Dans le cas de la synthèse analytique, le lobe principal dévie de -1° par rapport à la spécification. C'est également le cas avec une synthèse avec HFSS. Une différence notable est visible au niveau des lobes secondaires. Avec une synthèse analytique, deux remontées sont générées dans les directions spéculaires $\theta_z = 2^\circ$ (proche du zénith) et $\theta_z = +45^\circ$ (à l'opposée du lobe principal). Ces remontées s'expliquent

par la loi de phase qui est réellement appliquée sur le réseau réflecteur. Une erreur supérieure à 30° est présente sur les cellules dont le motif est une grille. En effet, à ces endroits, la phase désirée se situe dans la zone où le modèle perd en précision. C'est bien la périodicité de cette erreur qui a pour effet de générer la remontée des deux lobes secondaires ; comme l'atteste le facteur de réseau calculé avec cette loi de phase.

Dans le cas de la synthèse avec HFSS, le niveau des lobes secondaires est moins élevé que ceux générés par la synthèse analytique mais reste tout de même visible ($D_{max} = 10,85$ dB à $\theta_z = 29^\circ$). Néanmoins, il est intéressant de remarquer que l'erreur sur la loi de phase n'a pas été améliorée significativement. En fait, on a supprimé l'erreur due à l'imprécision du modèle analytique mais on l'a remplacée par une erreur presque aussi importante liée au trou de phase. Cette fois, la perturbation du diagramme est donc due aux limitations de la cellule elle-même (incapacité à couvrir une gamme de 360°) plutôt qu'à celle de la méthode de synthèse.

3.3.3 Réseau réflecteur 3

3.3.3.1 Spécifications

Pour ce troisième et dernier cas, nous proposons de synthétiser un réseau réflecteur afin de rayonner un diagramme directif dont le lobe principal est orienté dans deux plans ; à savoir dans la direction $(\theta_{max}, \Phi_{max}) = (-10^\circ, 45^\circ)$. Comme précédemment, le réseau réflecteur est composé par $N \times N$ cellules, avec $N = 20$. L'ouverture à -3 dB produite avec cette inclinaison θ_{max} est choisie égale à 10° .

L'orientation du lobe principal est définie par les deux équations suivantes.

$$\tan \Phi_{max} = \frac{\alpha_y}{\alpha_x} \quad (3.37)$$

$$(\sin \theta_{max})^2 = \left(\frac{\alpha_x}{k_0 P} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_y}{k_0 P} \right)^2 \quad (3.38)$$

Pour la direction souhaitée, la loi de phase à appliquer dans les directions x et y est identique et vaut :

$$\alpha_x = \alpha_y = 11,05^\circ$$

La Figure 3.46 présente la loi de phase à synthétiser sur la surface du réseau réflecteur.

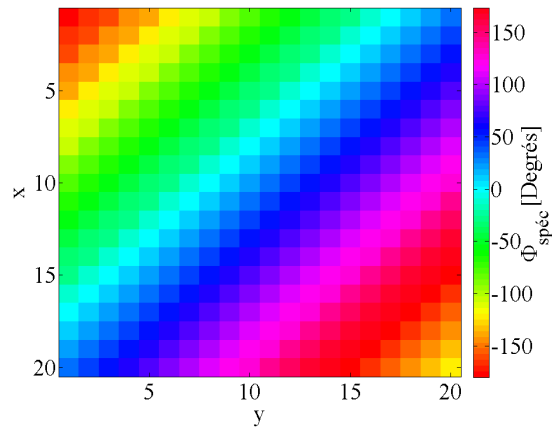


FIGURE 3.46 – Loi de phase à synthétiser sur l’ouverture du réseau réflecteur.

3.3.3.2 Synthèse analytique

La géométrie de chaque cellule permettant de réaliser la loi de phase est sélectionnée à partir des réponses en phase produites par les modèles analytiques du *patch* et de la grille. Le réseau réflecteur ainsi obtenu est présenté sur la Figure 3.47.

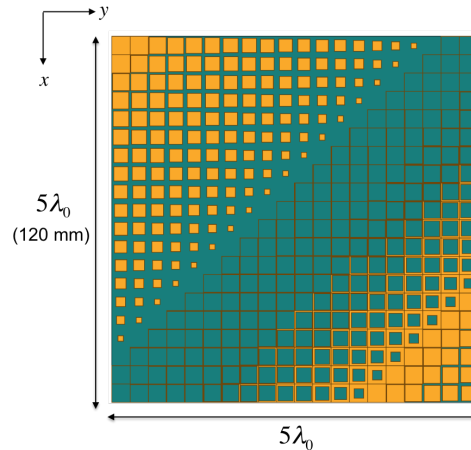


FIGURE 3.47 – Réseau réflecteur obtenu à l’issue de la synthèse analytique.

La Figure 3.48 présente trois vues en 3D du diagramme de rayonnement simulé. La vue dans le plan xOy (en bas à droite) montre clairement que le maximum de rayonnement est contenu dans le plan $\Phi = 45^\circ$. La Figure 3.49 montre une coupe du diagramme de rayonnement dans ce même plan.

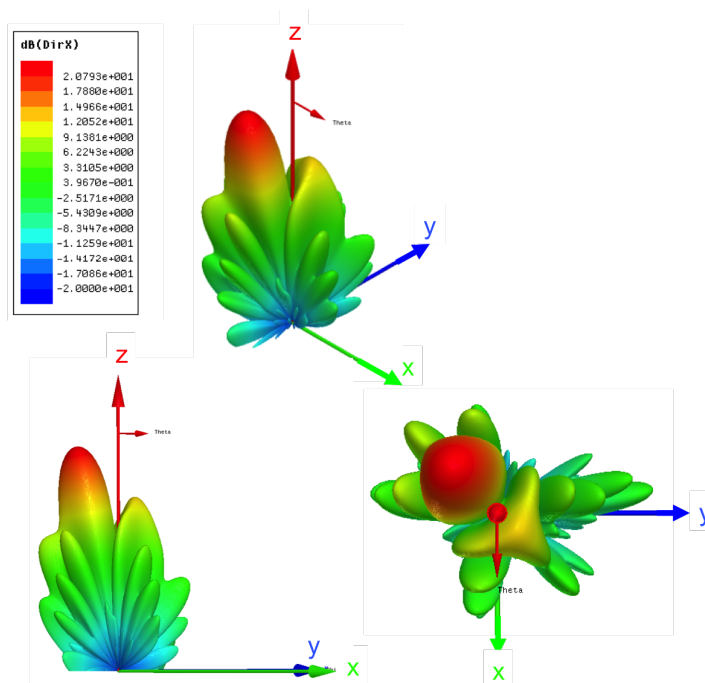
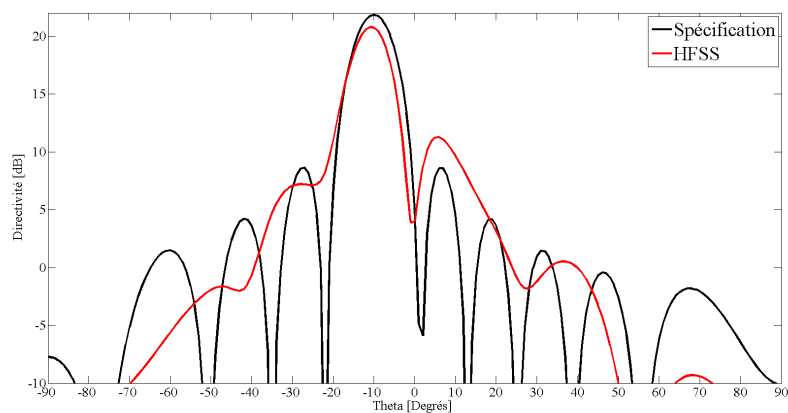


FIGURE 3.48 – Vues en 3D du diagramme de rayonnement.

FIGURE 3.49 – Comparaison entre le diagramme de rayonnement simulé et celui spécifié dans le plan $\Phi = 45^\circ$.

Le diagramme de rayonnement présente une allure proche de celle attendue. Cependant, le lobe principal montre une déviation de -1° et une directivité, dans cette direction, légèrement plus faible (écart de 1dB). Une remontée du lobe secondaire est également visible dans la direction $\theta_z = 6^\circ$.

3.3.3.3 Synthèse avec HFSS

De la même manière, nous comparons le résultat obtenu précédemment à celui obtenu avec une synthèse avec HFSS. Le réseau réflecteur résultant est présenté sur la Figure 3.50.

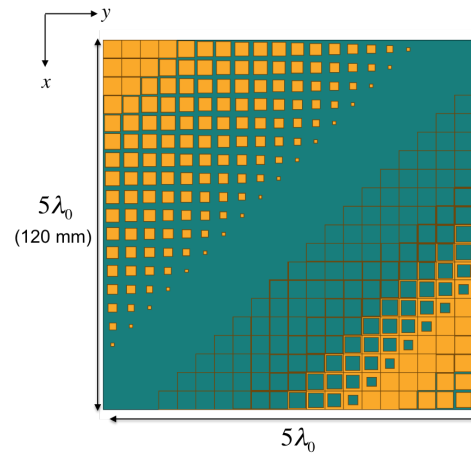


FIGURE 3.50 – Réseau réflecteur obtenu à l'issue de la synthèse classique.

Les vues en 3-D du diagramme de rayonnement simulé sont présentés sur la Figure 3.51.

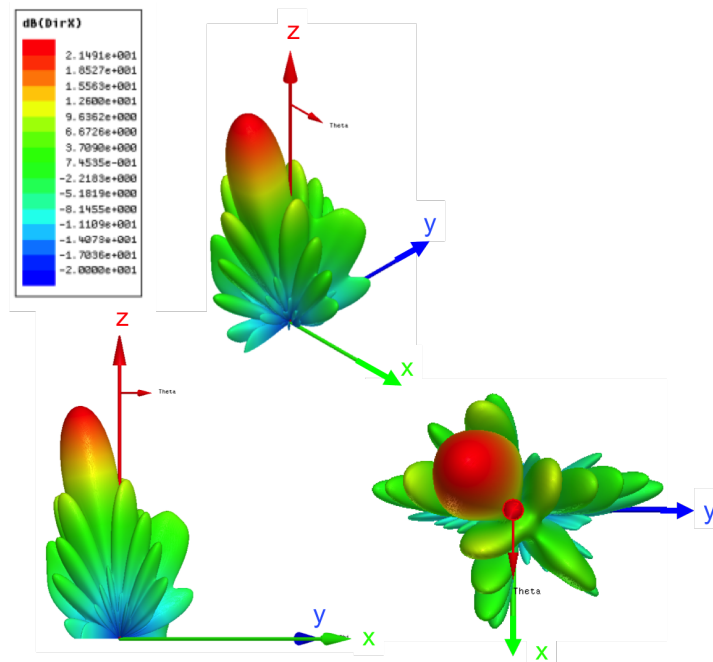


FIGURE 3.51 – Vues 3D du diagramme de rayonnement dans différents plans.

La vue du diagramme de rayonnement dans le plan xOy nous montre clairement que le maximum de rayonnement du lobe principal est contenu dans le plan $\Phi = 45^\circ$. La Figure 3.52 présente le diagramme de rayonnement dans ce même plan.

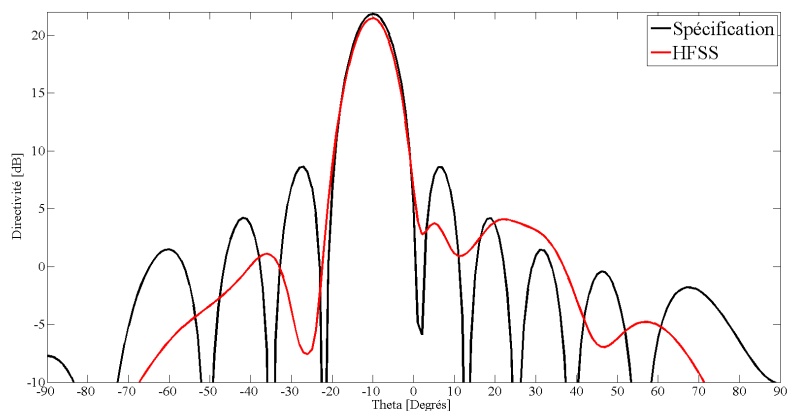


FIGURE 3.52 – Comparaison entre le diagramme de rayonnement simulé et celui spécifié dans le plan $\Phi = 45^\circ$.

Ici, le diagramme de rayonnement synthétisé avec HFSS montre de très bons résultats. En premier lieu, le lobe principal est parfaitement corrélé à la spécification. L'orientation et l'ouverture sont donc respectées. Les lobes secondaires présentent des niveaux de directivité en-dessous de ceux spécifiés.

3.3.3.4 Bilan

Dressons maintenant un bilan sur la précision de la synthèse analytique. En guise de support, nous proposons de calculer l'erreur, pour chaque méthode de synthèse, entre la phase proprement réalisée $\Phi_{réalisée}$ et celle spécifiée $\Phi_{Spéc}$. Nous notons respectivement $\epsilon_{analytique}$ comme étant l'erreur sur la loi de phase synthétisée analytiquement et $\epsilon_{classique}$, l'erreur sur la loi de phase synthétisée par une méthode plus classique utilisant HFSS.

$$\epsilon_{analytique/classique} = |\Phi_{modèle} - \Phi_{Spéc}| \quad (3.39)$$

Les Figures 3.53 et 3.54 présentent les cartographies de l'erreur absolue générée respectivement par la synthèse analytique $|\epsilon_{analytique}|$ et par la synthèse classique $|\epsilon_{classique}|$.

Dans le cas de la synthèse analytique, nous remarquons que l'erreur est inférieure à 30° pour les cellules composées d'un *patch*. Cette erreur augmente subitement à 90° lorsque que la cellule présente une grille très fine. L'erreur diminue ensuite

progressivement à mesure que la grille s'élargit. Cette erreur est liée à la perte de précision du modèle pour des grilles fines.

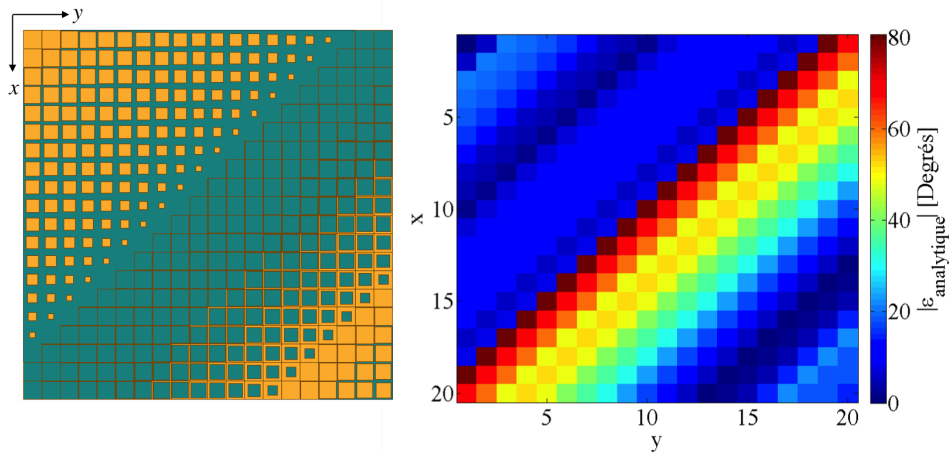


FIGURE 3.53 – Erreur absolue sur la loi de phase synthétisée analytiquement.

La loi de phase synthétisée par HFSS génère quant à elle une erreur maximale bien plus faible avoisinant 50° . Ces erreurs sont cette fois liées à l'incapacité de la cellule à couvrir la gamme de phase complète. Elles sont donc situées dans les zones où la phase désirée se trouve dans le trou de phase.

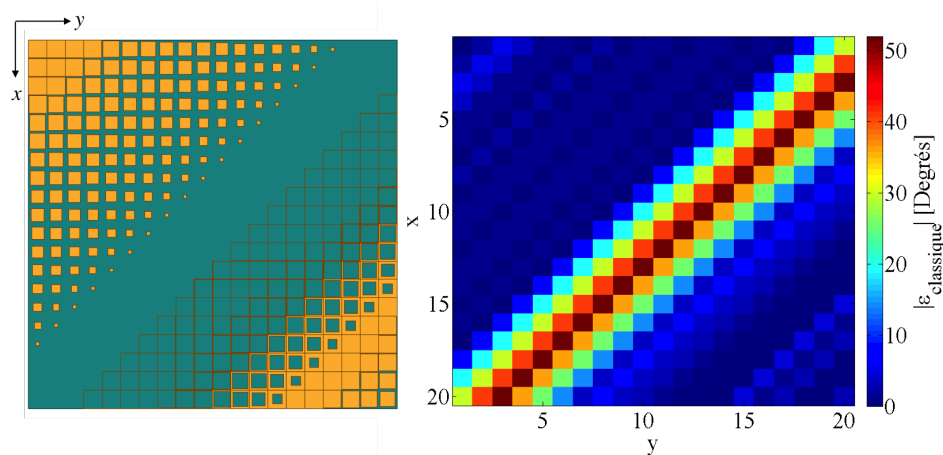


FIGURE 3.54 – Erreur absolue sur la loi de phase synthétisée classiquement.

La Figure 3.55 présente une comparaison entre les diagrammes de rayonnement produit par chaque synthèse.

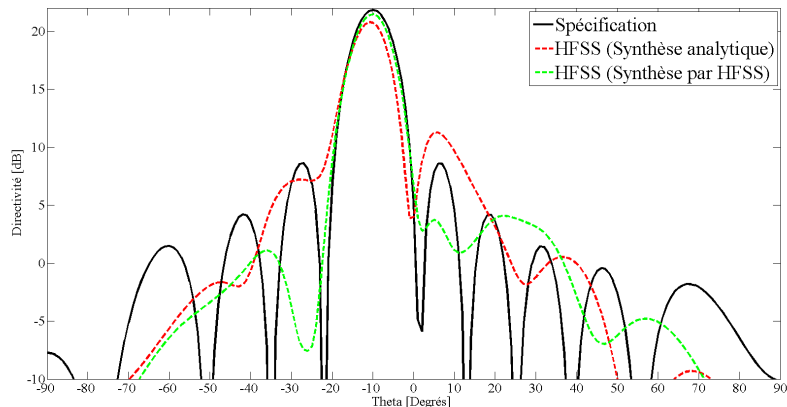


FIGURE 3.55 – Précision de la synthèse analytique par rapport à une synthèse classique.

On observe clairement que la synthèse avec HFSS produit de meilleurs résultats par rapport à la synthèse avec les modèles analytiques. En effet, le lobe principal respecte parfaitement les spécifications sur l'orientation et sur l'ouverture à -3 dB du lobe principal.

Toutefois, le diagramme produit par la synthèse analytique n'est pas si éloigné de la spécification. Le lobe principal présente une légère déviation de -1° et respecte l'ouverture à -3 dB de 10° . La différence la plus notable se situe sur la remontée du lobe secondaire.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en oeuvre une technique de synthèse analytique de réseaux réflecteurs composés de cellules à bases de motifs métalliques à 2-D de types grille et *patch* carrés. Cette technique repose sur l'utilisation des circuits équivalents analytiques développés par le *GMUS* dans [49].

Il ressort de ces résultats que le modèle analytique est prometteur mais que sa précision doit encore être améliorée pour permettre une synthèse complète. Il est toutefois à noter que les configurations testées étaient particulièrement délicates : le fait d'avoir un panneau avec une répétition parfaitement périodique de motifs rend en effet le résultat très sensible à la moindre erreur sur la phase puisque celle-ci se répète alors périodiquement.

Chapitre 4

Synthèse des éléments du circuit équivalent d'une cellule unitaire de réseau réflecteur par synthèse de filtre

4.1 Introduction

Dans ce dernier chapitre, nous proposons une méthode permettant de synthétiser les éléments du circuit équivalent d'une cellule unitaire de réseau réflecteur. L'idée est d'utiliser des techniques de synthèses de filtres passifs.

Ce type de solutions de synthèse a déjà été utilisé dans [25] pour des FSS multicouches d'ordre N . La méthode consiste à travailler à partir du schéma équivalent de la *FSS*. Les patches et les grilles qui composent les couches de la FSS sont modélisés par des capacités et des inductances. Les couches de diélectriques sont modélisées par des lignes de transmission.

Cependant, du fait de la très faible épaisseur de la structure ($h = (N - 1)\lambda_0/30$), l'auteur émet l'hypothèse que les lignes de transmissions sont indépendantes de la fréquence. De cette hypothèse, la ligne de transmission est désormais représentable par une simple inductance [25, Fig. 2]. Après quelques manipulations, le schéma équivalent de la *FSS* fait alors apparaître une mise en cascade de N résonateurs parallèles. Sous cette forme, le schéma équivalent est alors vu comme un filtre dont le gabarit doit être optimisée (fréquence centrale, bande-passante).

Cette méthode a ensuite été appliquée pour la synthèse de deux types de transmitarrays : le *TTD* (True Time Delay) [19] et le *SPS* (Spatial Phase Shifters) [27]. Dans les deux cas, la cellule unitaire est identique à celle de la FSS décrite dans [25].

La seule différence réside dans la façon dont elles sont utilisées.

Dans notre étude, la cellule unitaire retenue est la cellule Phoenix du second ordre. Elle se caractérise par un motif fente annulaire pour la base inductive et par un motif métallique en anneau pour la base capacitive. Ces motifs offrent l'avantage de présenter des schémas équivalents simples faisant apparaître respectivement des résonateurs série et parallèle connectés en parallèles sur des lignes de transmission représentant la couche de substrat. Nous verrons que cette configuration se prête bien à la synthèse de filtre.

En outre, notre méthode nous permettra de nous démarquer des travaux de la littérature en considérant que l'épaisseur de la cellule avoisine $h = \lambda_0/4$. La réponse de la ligne dépend alors fortement de la fréquence.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons le concept de la méthode de synthèse¹.

Puis dans la deuxième partie, nous testons notre méthode de synthèse en synthétisant les cellules inductive et capacitive avec trois familles de spécifications sur la phase en réflexion.

Enfin dans la troisième partie, nous dressons un bilan sur la précision de la méthode de synthèse.

4.2 Concept de la synthèse

Dans cette partie, nous présentons le concept développé pour synthétiser les éléments du circuit équivalent d'une cellule unitaire de réseau réflecteur.

4.2.1 Conversion d'une loi de phase en un gabarit d'amplitude

On considère une cellule de réseau réflecteur représentable par une admittance imaginaire pure Y en parallèle sur un tronçon de ligne court-circuité de longueur h et d'impédance caractéristique égale à celle du vide (ligne à air) (Figure 4.1).

1. Au cours de cette étude, en 2016, des travaux relatifs à la synthèse des réseaux réflecteurs par les techniques classiques de filtrage ont été publiés dans [28] par Sean Victor Hum. L'auteur synthétise une cellule unitaire en utilisant un filtre de Bessel. Or, la méthode présentée repose sur une hypothèse selon laquelle le motif réfléchissant est situé à une distance $h = \lambda_0/4$ du plan de masse indépendamment de la fréquence.

On note $S_{11} = e^{j\Phi_{11}}$ le coefficient de réflexion à l'entrée de la cellule, Φ_{11} étant la phase à synthétiser.

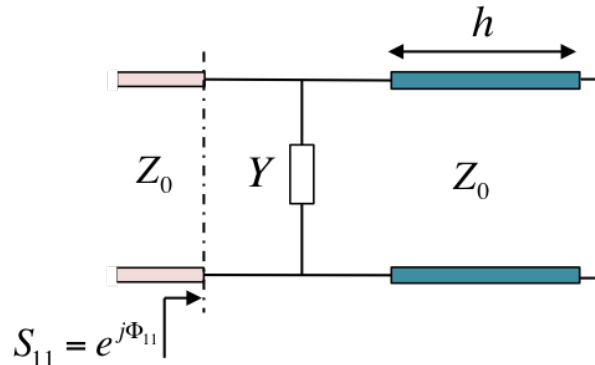


FIGURE 4.1 – Dipôle équivalent d'une cellule unitaire mono-couche de réseau réflecteur.

On cherche maintenant à relier cette loi de phase au paramètre S_{21} (et uniquement à celui-ci) d'un circuit symétrique à deux accès. On choisit le circuit constitué par deux cellules montées tête-bêche (Figure 4.2).

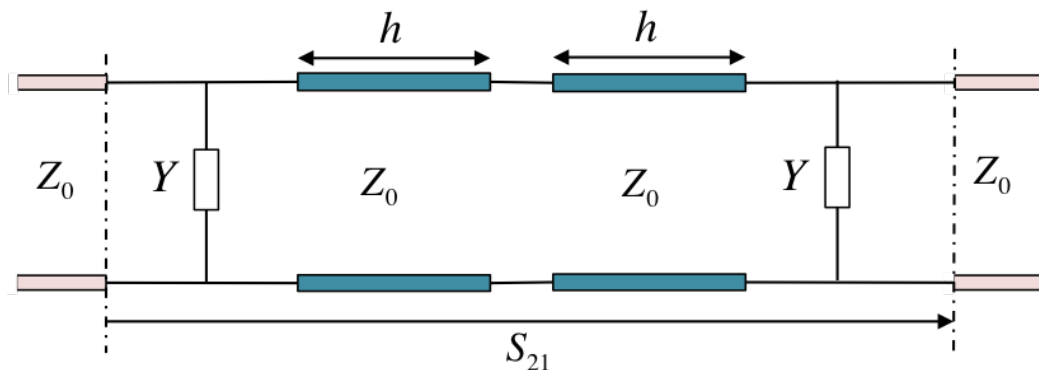


FIGURE 4.2 – Quadripôle équivalent.

En utilisant la méthode paire/impair, on montre que le module de S_{21} est directement lié à Φ_{11} , la phase à synthétiser par la relation :

$$|S_{21}(f)| = \left| \sin \left\{ \frac{2 \arctan \left[\tan \left(\frac{\Phi_{11}(f)}{2} \right) - \frac{2}{\sin(2\beta h)} \right] - \Phi_{11}(f)}{2} \right\} \right| \quad (4.1)$$

En d'autres termes, si on spécifie une certaine évolution pour la phase Φ_{11} (par exemple une évolution en fréquence $\Phi_{11}(f)$), la loi d'amplitude équivalente à appliquer sur S_{21} est donnée par (4.1).

La loi de phase initiale est donc transposée en un gabarit en amplitude par cette relation. C'est le gabarit en amplitude que nous allons utiliser pour déterminer Y .

4.2.2 Allures des gabarits en transmission

4.2.2.1 Définition de la variation de phase

On considère ici et pour la suite du chapitre une évolution linéaire de la phase Φ_{11} en fonction de la fréquence. Cette évolution est décrite par la relation suivante :

$$\Phi_{11}(f) = \Delta\Phi_{11}(f - f_0) + \Phi_{11}(f_0) \quad (4.2)$$

où $\Phi_{11}(f_0)$ est la valeur de la phase à la fréquence f_0 et $\Delta\Phi_{11} = \frac{d\Phi_{11}(f)}{df}$ la dispersion de la phase (en $^\circ/\text{GHz}$).

4.2.2.2 Caractéristiques propres du gabarit

On considère la loi de phase illustrée sur la Figure 4.3 définie par le couple phase-dispersion $(\Phi_{11}(f_0), \Delta\Phi_{11}) = (0^\circ, 30^\circ/\text{GHz})$ avec $f_0 = 12,5 \text{ GHz}$.

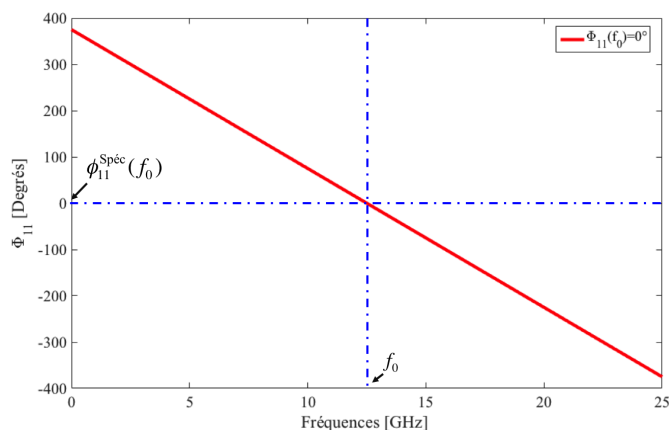


FIGURE 4.3 – Loi de phase.

La loi équivalente sur l'amplitude du S_{21} est présentée sur la Figure 4.4 pour une longueur de la ligne fixée à $h=\lambda_0/4$ à f_0 .

Le gabarit est caractérisé par deux zéros de transmission situés de part et d'autre d'une bande-passante (Figure 4.4(a)). Dans cette dernière (Figure 4.4(b)), le gabarit présente trois pôles et une ondulation d'amplitude 0,43 dB. Le gabarit a donc une allure de type passe-bande du troisième ordre.

4.2.2.3 Evolution du gabarit

A présent nous allons étudier l'évolution des paramètres du gabarit (bande-passante, pôles, zéros de transmission) en fonction d'une évolution linéaire des paramètres de la loi de phase $(\Phi_{11}(f_0), \Delta\Phi_{11})$. Nous regarderons ensuite l'allure du

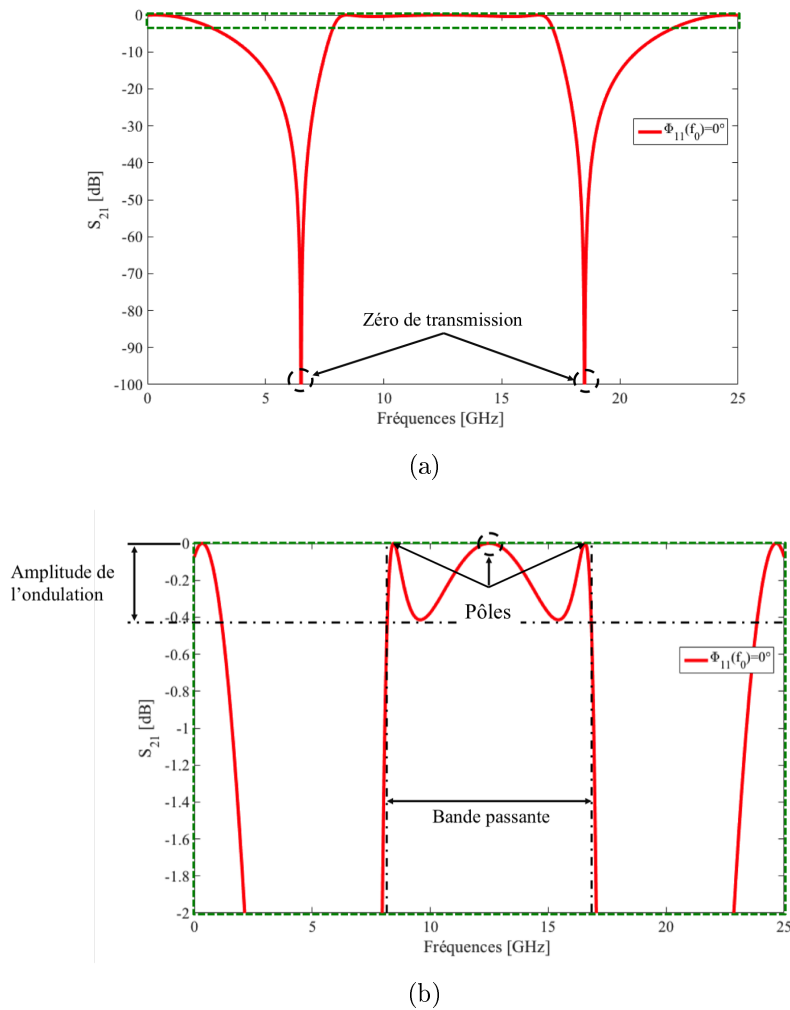


FIGURE 4.4 – Caractéristiques du gabarit en transmission. (a) Zéros de transmission. (b) Pôles.

gabarit dans la bande d'intérêt [10,5-14,5] GHz.

La Figure 4.5 présente l'évolution du gabarit lorsque $\Phi_{11}(f_0)$ varie de 0° à 180° avec une dispersion constante $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$. Cela a pour effet de décaler le gabarit vers les hautes fréquences. La bande passante se décale vers les hautes fréquences tout en se déformant. Progressivement le zéro de transmission qui précède la bande se rapproche de la zone d'intérêt jusqu'à y entrer.

La Figure 4.6 présente l'évolution du gabarit lorsque $\Phi_{11}(f_0)$ varie de 0° à -180° avec une dispersion $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$. L'effet dans ce cas est inversé. Le gabarit se décale désormais vers les basses fréquences. La bande passante s'éloigne de la bande d'intérêt et c'est maintenant le second zéro de transmission qui s'en rapproche.

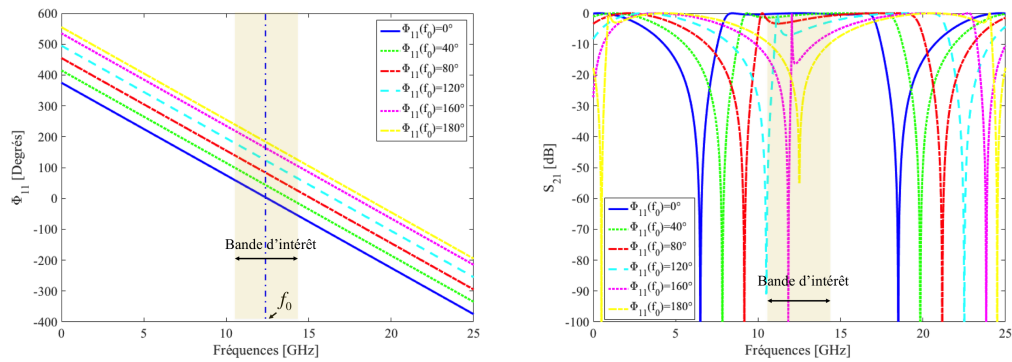


FIGURE 4.5 – Evolution du gabarit pour une variation positive de $\Phi_{11}(f_0)$ à dispersion constante.

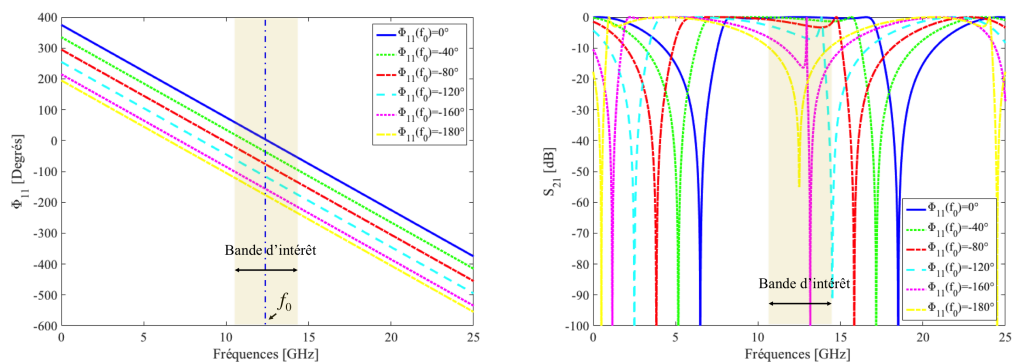


FIGURE 4.6 – Evolution du gabarit pour une variation négative de $\Phi_{11}(f_0)$ à dispersion constante.

La Figure 4.7 présente l'évolution du gabarit lorsque la dispersion $\Delta\Phi_{11}$ varie avec $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$. Etant donné que la phase à f_0 ne varie pas, la bande passante

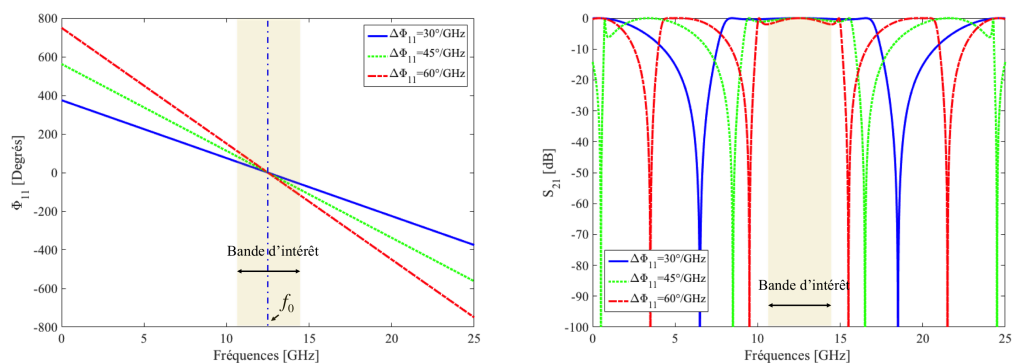


FIGURE 4.7 – Evolution du gabarit pour une variation de la dispersion pour $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$.

reste centrée à la même fréquence. En revanche sa largeur diminue à mesure que la dispersion augmente et les zéros basse et haute fréquences se rapprochent de la zone

d'intérêt.

4.2.2.4 Constat

En se concentrant sur la bande d'intérêt, la réponse de l'amplitude en transmission s'apparente suivant la valeur de $\Phi_{11}(f_0)$ à une réponse de filtre de type passe-bande ou de type coupe-bande.

Dans le cas passe-bande, en particulier, l'ondulation dans la bande et la présence de zéros de transmission nous fait penser à des filtres elliptiques (ou au moins de type Tchebycheff si on ne prend pas la présence des zéros en compte).

Ainsi la synthèse de l'admittance Y peut dès lors s'opérer comme une synthèse de filtre classique. Si le pôle de la bande-passante se trouve dans la bande d'intérêt, ce dernier sera synthétisé avec une synthèse de type passe-bande. Dans le cas où un des deux zéros de transmission se trouve dans la bande d'intérêt, ce dernier sera synthétisé avec une synthèse de type coupe-bande.

4.3 Application à la synthèse d'une cellule inductive

On considère le motif d'une cellule inductive de type Phoenix d'ordre 2 illustré sur la Figure 4.8.

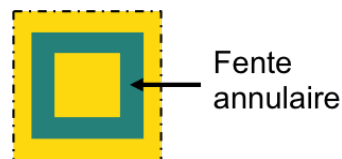


FIGURE 4.8 – Motif d'une cellule inductive de type Phoenix d'ordre 2 : la fente annulaire.

4.3.1 Circuits équivalents

L'admittance équivalente de ce motif est un résonateur parallèle (Figure 4.9) composé par l'inductance L_1 et la capacité C_1 .

L'objectif consiste à synthétiser ce résonateur à partir d'une spécification sur la loi de phase en réflexion $\Phi_{11}(f)$ en passant par le gabarit en amplitude équivalent présenté en section 4.2.

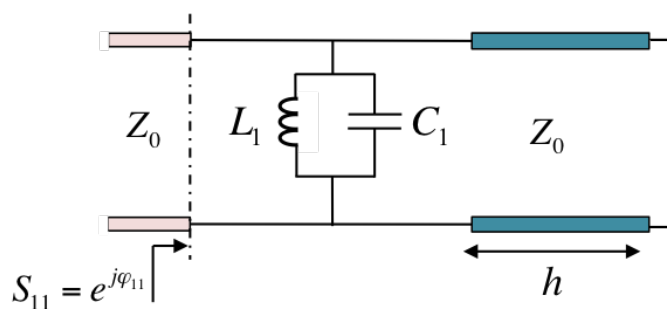


FIGURE 4.9 – Dipôle équivalent du motif Phoenix d'ordre 2 de type inductif.

Ce dipôle équivalent est transposé en un quadripôle équivalent présenté à la Figure 4.10.

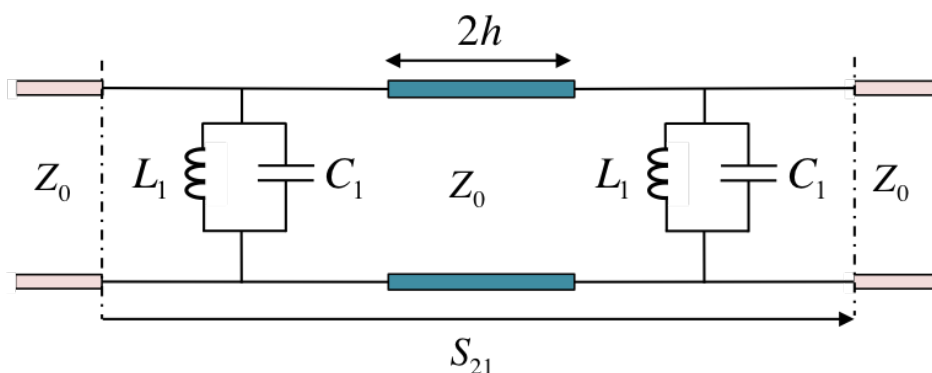


FIGURE 4.10 – Quadripôle équivalent du motif Phoenix d'ordre 2.

Nous allons donc chercher à obtenir les valeurs de L_1 et C_1 en synthétisant un filtre se rapprochant au mieux du gabarit en transmission donné par l'équation (4.1).

4.3.2 Procédure de la synthèse

Dans la suite, nous présentons la procédure permettant de synthétiser les éléments de ce résonateur parallèle à partir du gabarit en transmission.

4.3.2.1 Spécifications

La première étape de la synthèse consiste à définir une loi sur la phase en réflexion $\Phi_{11}(f)$ en entrée du dipôle équivalent. La loi de phase est définie par sa valeur à la fréquence centrale f_0 , notée Φ_{11} , et sa dispersion, notée $\Delta\Phi_{11}$.

A titre d'exemple on considère les lois de phase illustrées sur la Figure 4.11 dans le cas où la phase à f_0 est positive $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$ (Figure 4.11(a)) et dans le cas où elle est négative $\Phi_{11}(f_0) = -20^\circ$ (Figure 4.11(b)). Ces dernières ont une dispersion

identique $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$ et sont étudiées dans la bande d'intérêt $[10,5; 14,5]\text{GHz}$ avec $f_0 = 12,5\text{GHz}$.

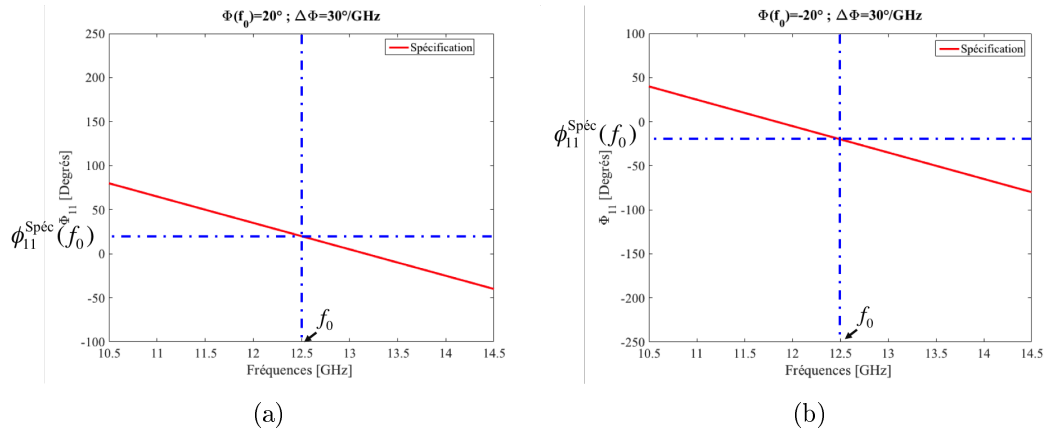


FIGURE 4.11 – Exemples de lois de phase à synthétiser dans la bande d'intérêt $[10,5; 14,5]\text{GHz}$. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = -20^\circ$.

En utilisant l'équation (4.1), ces lois sur la phase en réflexion peuvent désormais se traduire en une loi sur l'amplitude en transmission entre les deux accès du quadri-pôle équivalent (Figure 4.2). Les Figures 4.12(a) et 4.12(b) présentent les gabarits en transmission associés aux lois de phase des Figures 4.11(a) et 4.11(b) respectivement.

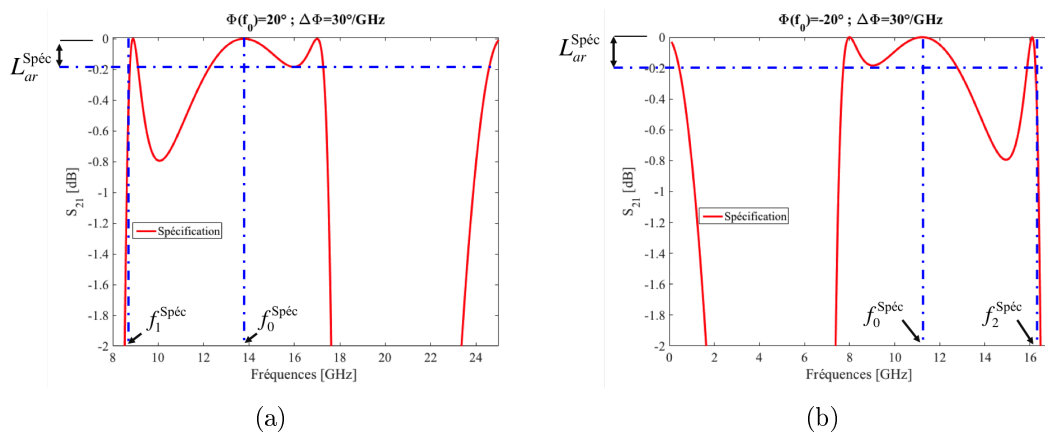


FIGURE 4.12 – Gabarits en transmission associés aux lois sur la phase en réflexion de la Figure 4.11. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = -20^\circ$

La zone qui nous intéresse est la zone dans laquelle le gabarit a une réponse de type passe-bande. Les paragraphes suivants expliquent les grandeurs à relever sur le gabarit en transmission dans les cas où la valeur de la phase à f_0 est d'une part positive et d'autre part négative.

Le premier paramètre à relever est la fréquence centrale $f_0^{\text{Spéc}}$ de la bande passante. La déformation de la bande passante avec la variation de $\Phi_{11}(f_0)$ créant une dissymétrie, on prendra comme fréquence centrale du filtre, la fréquence du second pôle. Le deuxième est l'amplitude de l'ondulation dans la bande-passante $L_{ar}^{\text{Spéc}}$. On prendra ici l'amplitude la plus faible². Le troisième paramètre à relever est la fréquence de coupure. On note $f_1^{\text{Spéc}}$ et $f_2^{\text{Spéc}}$ les fréquences de coupures délimitant respectivement le bas et le haut de la bande-passante. Ces fréquences de coupures sont définies au niveau de $S_{21} = L_{ar}^{\text{Spéc}}$.

A une spécification donnée, nous ne relèverons qu'une seule fréquence de coupure. Dans le cas où la valeur de la phase à f_0 est positive, nous relevons $f_1^{\text{Spéc}}$ (Figure 4.12(a)). En effet, nous avons vu que dans le cas où la valeur de la phase à f_0 est positive et que cette dernière augmente, la réponse en transmission se décale vers les hautes fréquences (Section 4.2). La fréquence centrale de la bande passante s'éloigne alors de la bande d'intérêt. *De facto* le haut de la bande-passante s'éloigne de la bande d'intérêt tandis le bas s'en rapproche. En gardant toujours à l'esprit qu'on cherche à approximer essentiellement le gabarit dans la bande d'intérêt, nous choisissons la fréquence de coupure se situant au plus proche de la bande d'intérêt. Ici, c'est $f_1^{\text{Spéc}}$.

Dans le cas où la phase à f_0 est négative, c'est l'inverse, nous relevons $f_2^{\text{Spéc}}$ (Figure 4.12(b)). En effet, lorsque la valeur de la phase à f_0 diminue (lorsqu'elle tend vers -180°), la réponse en transmission se décale vers les basses fréquences. Ici c'est le bas de la bande qui s'éloigne de la bande d'intérêt tandis que le haut s'en rapproche. La fréquence de coupure se situant au plus proche de la bande d'intérêt est donc $f_2^{\text{Spéc}}$.

La Table 4.1 présente la valeur des paramètres relevés sur les gabarits en transmission de la Figure 4.12.

$\Delta\Phi_{11}$ (°/GHz)	$\Phi_{11}(f_0)$ (°)	$L_{ar}^{\text{Spéc}}$ (dB)	$f_0^{\text{Spéc}}$ (GHz)	$f_1^{\text{Spéc}}$ (GHz)	$f_2^{\text{Spéc}}$ (GHz)
30	20	0,183	13,67	8,76	-
30	-20	0,183	11,22	-	16,3

TABLE 4.1 – Valeurs des paramètres du gabarit à synthétiser.

Ces paramètres servent ensuite à paramétrer la réponse du prototype passe-bande. On note : f_0^{PB} la fréquence du pôle ; L_{ar}^{PB} l'ondulation dans la bande-passante.

2. En prenant l'amplitude la plus forte, les résultats de la synthèse se dégradent.

Ces paramètres sont définis comme suit.

$$\begin{aligned} f_0^{PB} &= f_0^{\text{Spéc}} \\ L_{ar}^{PB} &= L_{ar}^{\text{Spéc}} \end{aligned}$$

Les fréquences f_1^{PB} , f_2^{PB} sont les fréquences de coupures, définies à L_{ar}^{PB} , et délimitent la bande passante du gabarit du prototype passe-bande³. Ces dernières sont initialisées comme suit.

$$f_1^{\text{PB}} = \begin{cases} f_1^{\text{Spéc}} & \text{si } \Phi_{11}(f_0) > 0^\circ \\ \frac{f_0^{\text{Spéc}^2}}{f_2^{\text{Spéc}}} & \text{si } \Phi_{11}(f_0) < 0^\circ \end{cases}$$

$$f_2^{\text{PB}} = \begin{cases} \frac{f_0^{\text{Spéc}^2}}{f_2^{\text{Spéc}}} & \text{si } \Phi_{11}(f_0) > 0^\circ \\ f_2^{\text{Spéc}} & \text{si } \Phi_{11}(f_0) < 0^\circ \end{cases}$$

La Table 4.2 donne les valeurs des paramètres de la réponse du prototype passe-bande.

$\Delta\Phi_{11}$ (°/GHz)	$\Phi_{11}(f_0)$ (°)	L_{ar}^{PB} (dB)	f_0^{PB} (GHz)	f_1^{PB} (GHz)	f_2^{PB} (GHz)
30	20	0,183	13,67	8,76	21,33
30	-20	0,183	11,22	7,73	16,3

TABLE 4.2 – Valeurs des paramètres de la réponse du prototype passe-bande.

4.3.2.2 Prototype du filtre

On considère le prototype d'un filtre passe-bande d'ordre $n = 3$ illustré sur la Figure 4.13. Ce prototype de filtre est composé par deux résonateurs parallèles (L_1^{P} , C_1^{P})⁴ séparés par le résonateur série (L_2^{P} , C_2^{P}). Les accès du filtre sont respectivement fermés par les résistances R_0 et R_4 .

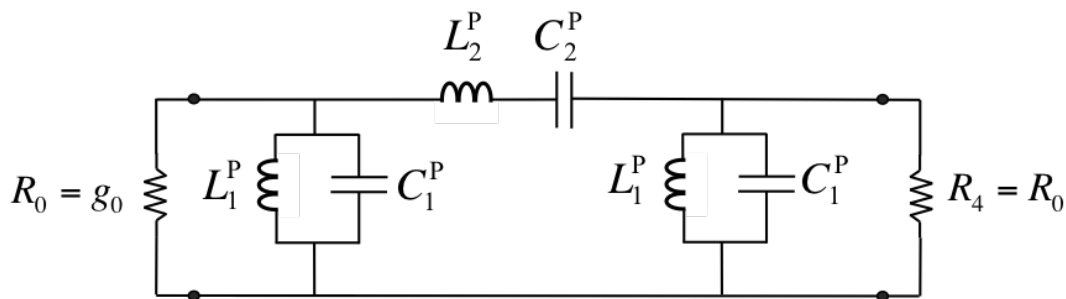
L'ordre du prototype de filtre a été choisi de façon à faire apparaître les deux résonateurs parallèles (L_1^{P} , C_1^{P}). L'idée consiste en fait à identifier ces deux résonateurs à ceux du quadripôle équivalent (Figure 4.10).

4.3.2.3 Synthèse du prototype du filtre

Dans ce paragraphe, nous allons synthétiser le prototype de filtre passe-bande à partir des spécifications relevées sur le gabarit en transmission (Table 4.2). On

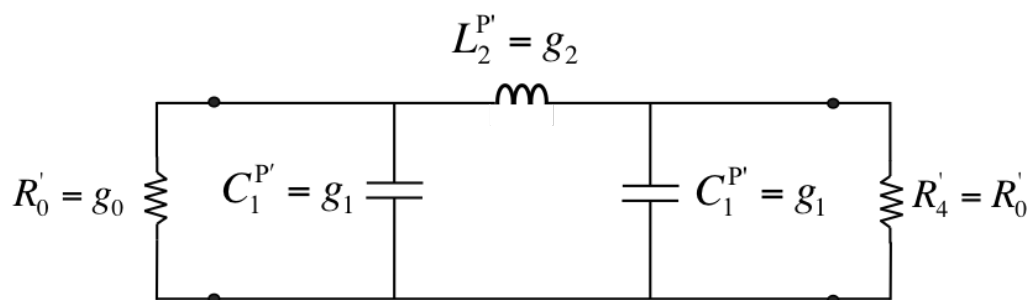
3. L'exposant PB fait référence aux paramètres du prototype passe-bande.

4. L'exposant "P" signifie que les éléments étudiés sont associés au prototype du filtre.

FIGURE 4.13 – Prototype d'un filtre passe-bande d'ordre $n = 3$.

utilisera pour ce faire la procédure décrite dans le Matthaei [57, p. 428]; l'ouvrage de référence dans le domaine du filtrage.

En filtrage, la synthèse d'un filtre passe-bande d'ordre n (ou coupe-bande comme nous le verrons par la suite) débute par la définition du prototype de filtre passe-bas d'ordre n . La Figure 4.14 illustre la configuration du prototype de filtre passe-bas d'ordre $n = 3$ utilisé.

FIGURE 4.14 – Prototype du filtre passe-bas d'ordre $n = 3$.

Les coefficients g_0 , g_1 et g_2 sont associés respectivement aux éléments localisés R'_0 , $C_1^{P'}$ et $L_2^{P'}$. Ils définissent la forme de la réponse du filtre dans sa bande-passante. Dans notre cas, nous souhaitons faire apparaître une ondulation dans la bande-passante (Figure 4.12). Dans ce cas, le filtre que nous allons synthétiser est un filtre de Tchebyscheff.

Les éléments du filtre passe-bas de Tchebyscheff peuvent dès lors être calculés [57,

p. 95] en calculant en premier

$$\beta = \ln \left(\coth \left(\frac{L_{ar}}{17,37} \right) \right) \quad (4.3)$$

$$\gamma = \sinh \left(\frac{\beta}{2^n} \right) \quad (4.4)$$

$$a_k = \sin \left[\frac{(2^k - 1)\pi}{2^n} \right] \quad k = 1, 2, 3, \dots, n \quad (4.5)$$

$$b_k = \gamma^2 + \sin^2 \left(\frac{k\pi}{n} \right) \quad k = 1, 2, 3, \dots, n \quad (4.6)$$

puis en calculant

$$g_1 = \frac{2a_1}{\gamma} \quad (4.7)$$

$$g_k = \frac{4a_{k-1}a_k}{b_{k-1}g_{k-1}} \quad k = 2, 3, \dots, n \quad (4.8)$$

$$g_{n+1} = 1 \quad \text{pour } n \text{ impair} \quad (4.9)$$

La Table 4.3 donne les valeurs des coefficients pour un filtre passe-bas d'ordre $n = 3$ et une ondulation dans la bande-passante $L_{ar} = 0,183\text{dB}$.

$\Delta\Phi_{11}$ (°/GHz)	$\Phi_{11}(f_0)$ (°)	g_0	g_1	g_2
30	20	1	1,199	1,154
30	-20	1	1,199	1,154

TABLE 4.3 – Valeurs des coefficients du filtre passe-bas.

L'étape suivante consiste à transformer le prototype du filtre passe-bas en un prototype de filtre passe-bande [57, p. 428]. En appliquant les transformations illustrées sur la Figure 4.15, nous retrouvons le prototype de filtre passe-bande d'ordre $n = 3$ de la Figure 4.13.

Les éléments du résonateur parallèle (L_i^P, C_i^P) sont calculés en utilisant l'équation (4.10) .

$$\frac{1}{\omega_0 L_i^P} = \omega_0 C_i^P = \frac{\omega_1 g_i}{w} \quad (4.10)$$

Les éléments du résonateur série (L_j^P, C_j^P) sont calculés en appliquant l'équation

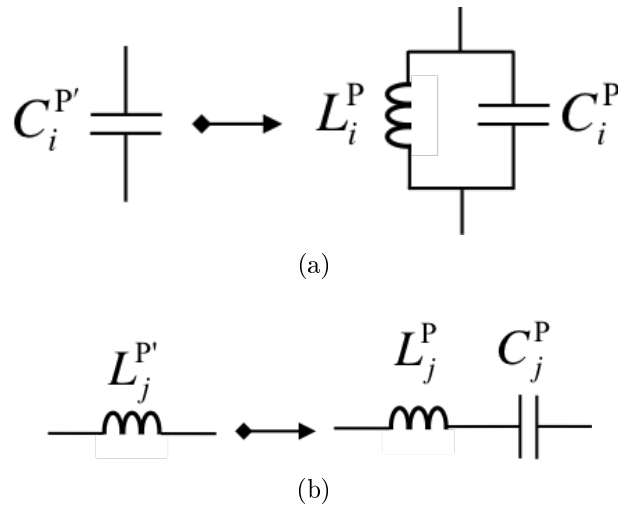


FIGURE 4.15 – Opérations de transformation d'un filtre passe-bas en un filtre passe-bande.

(4.11) .

$$\frac{1}{\omega_0 C_j^P} = \omega_0 L_j^P = \frac{\omega_1' g_j}{w} \quad (4.11)$$

Où $w = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}$ représente la bande-passante fractionnée. ω_0 représente la pulsation à la fréquence du pôle f_0 , ω_1 et ω_2 représentent les pulsations de coupures aux fréquences f_1 et f_2 . Enfin, le terme ω_1' représente la pulsation de coupure normalisée du prototype passe-bas ; cette dernière est égale à 1.

La Table 4.4 fournit les valeurs des éléments localisés du prototype de filtre passe-bande.

$\Delta\Phi_{11}$ (°/GHz)	$\Phi_{11}(f_0)$ (°)	L_1^P (nH)	C_1^P (fF)	L_2^P (nH)	C_2^P (fF)
30	20	3,36	40,2	5,5	24,61
30	-20	3,4	59,18	8,09	24,87

TABLE 4.4 – Valeurs des éléments du prototype de filtre.

Les réponses réalisées par les prototypes passe-bande de Tchebyscheff d'ordre $n = 3$ sont présentées sur la Figure 4.16.

4.3.2.4 Synthèse du quadripôle équivalent

Les valeurs des éléments du résonateur parallèle du quadripôle équivalent sont obtenues par simple identification avec les éléments du résonateur parallèle du pro-

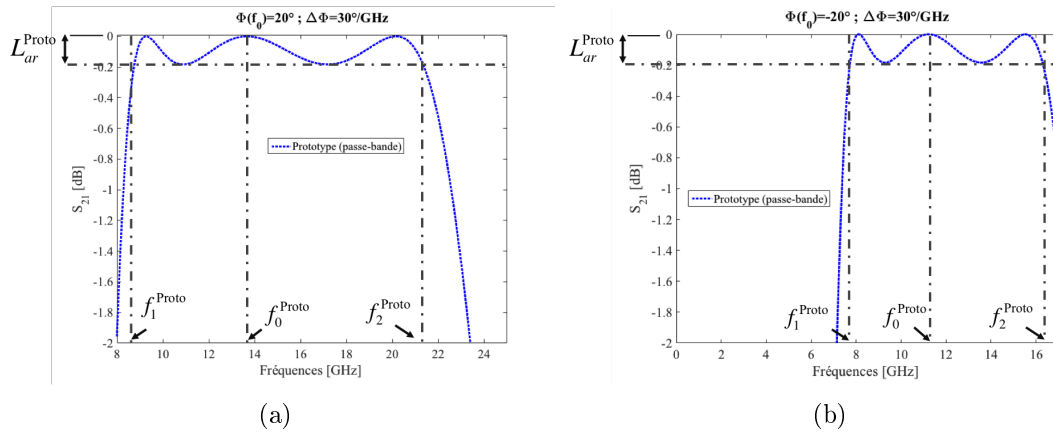


FIGURE 4.16 – Réponse en transmission du prototype de filtre passe-bande de Tchebyscheff d'ordre $n = 3$ dans le cas d'une spécification (a) positive $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$ et (b) négative $\Phi_{11}(f_0) = -20^\circ$.

prototype passe-bande d'ordre $n = 3$.

$$L_1 = L_1^P \quad (4.12)$$

$$C_1 = C_1^P \quad (4.13)$$

4.3.2.5 Résultats de la synthèse

La Figure 4.17 présente les résultats de la synthèse pour la loi de phase définie avec $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$ et $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$.

La Figure 4.17(a) montre une comparaison entre le gabarit à synthétiser et la réponse en transmission du quadripôle équivalent. La réponse du quadripôle présente une allure similaire à celle du gabarit. Elle présente une réponse de type passe-bande avec dans sa bande-passante une ondulation dissymétrique.

L'objectif premier de la synthèse est d'approximer le pôle situé dans la bande-passante à la fréquence $f_0^{\text{Spéc}} = 13,67 \text{ GHz}$. Cet objectif est atteint puisque le quadripôle présente un pôle à cette même fréquence. En revanche, la réponse du quadripôle présente une bande passante un peu plus large.

Le deuxième objectif de la synthèse est d'approximer au mieux la réponse du gabarit se trouvant dans la bande d'intérêt $[10,5 - 14,5] \text{ GHz}$. Ici, le quadripôle approxime précisément le gabarit autour du pôle. La réponse du quadripôle diverge légèrement du gabarit vers le bas de la bande. Cette variation de la précision se

retrouve immédiatement sur la réponse en phase réalisée par le dipôle équivalent. La Figure 4.17(b) montre une comparaison entre la loi de phase et la phase réalisée par le dipôle équivalent dans la bande d'intérêt. On constate en effet une parfaite corrélation à la fréquence du pôle et une légère divergence vers le bas de la bande.

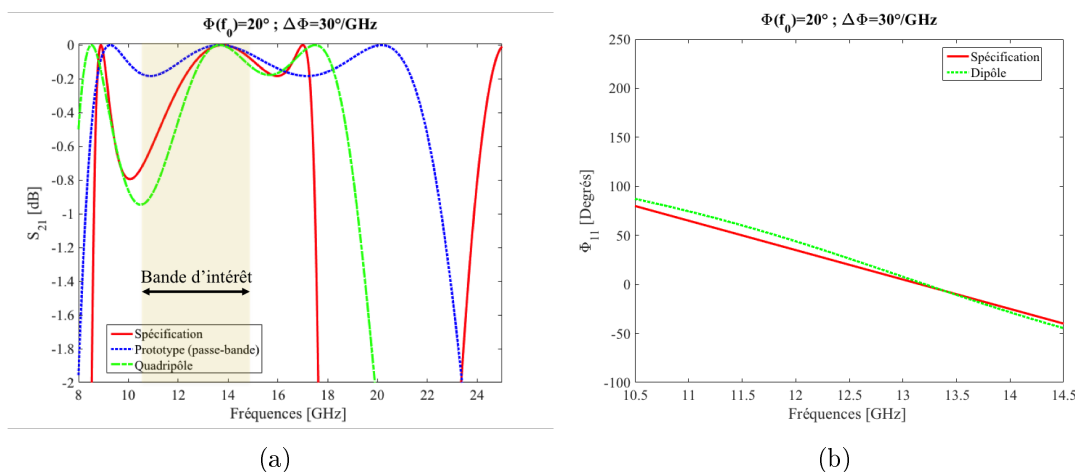


FIGURE 4.17 – Approximation du gabarit (a) en amplitude (b) en phase.

La Figure 4.18 présente les résultats de la synthèse pour la loi de phase définie avec $\Phi_{11}(f_0) = -20^\circ$ et $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$.

Sur la Figure 4.18(a), on remarque que le quadripôle approxime précisément le pôle localisé désormais à la fréquence $f_0^{\text{Spéc}} = 11,22 \text{ GHz}$. La réponse du quadripôle diverge du gabarit vers le haut de la bande d'intérêt. Notons que, par rapport à la spécification précédente, l'écart entre la réponse du quadripôle et le gabarit est davantage plus marqué. Cette augmentation a une répercussion immédiate sur la phase réalisée par le dipôle comme le montre la Figure 4.18(b).

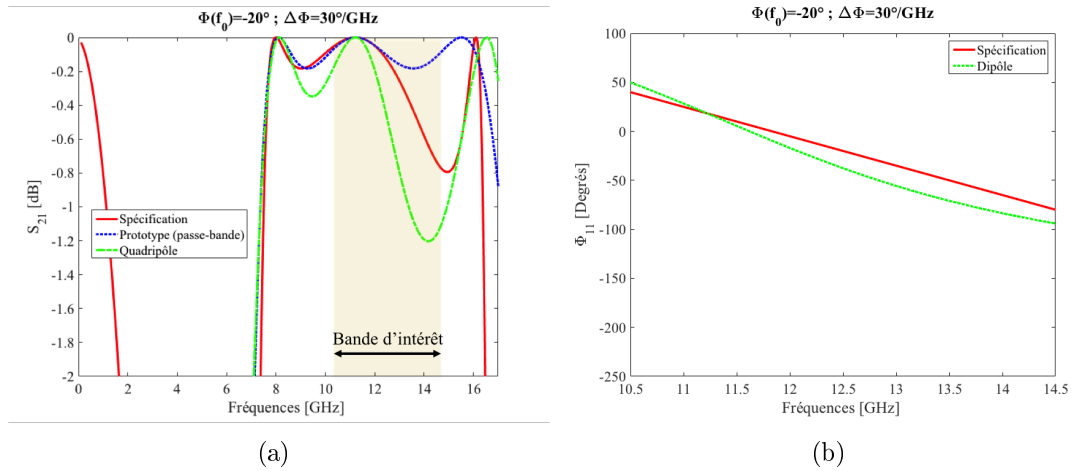


FIGURE 4.18 – Approximation du gabarit (a) en amplitude (b) en phase.

4.3.3 Synthèse de lois sur la phase en réflexion

Dans cette partie, nous allons évaluer la précision de la procédure de synthèse décrite précédemment. Pour ce faire, nous considérons trois familles de spécifications sur la loi de phase en réflexion.

Les lois de phases sont toutes linéaires. On rappelle que la loi sur la phase en réflexion est définie par sa valeur à la fréquence f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, et par sa dispersion $\Delta\Phi_{11}$.

Dans la première famille, nous allons faire varier $\Phi_{11}(f_0)$ de 0° à 180° avec une dispersion constante fixée à $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$. Dans la deuxième famille, toujours avec la même dispersion, nous ferons varier $\Phi_{11}(f_0)$ 0° à -180° . Enfin, dans la troisième famille, nous ferons varier la dispersion $\Delta\Phi_{11}$ avec une phase à f_0 fixée à 20° .

Pour chaque spécification, nous appliquons la procédure de synthèse décrite dans la section 4.3.2.

A l'issue de la présentation des résultats de chaque famille, nous présenterons les performances de la synthèse passe-bande en termes de précision dans la bande d'intérêt $[10,5; 14,5]$ GHz. Pour quantifier cette précision, nous calculerons, pour chaque spécification, l'erreur moyenne entre la loi de phase spécifiée $\Phi_{11}^{\text{Spéc}}$ et la phase réalisée par le dipôle équivalent Φ_{11}^{Dip} . Cette quantité est définie par l'équation suivante :

$$\epsilon = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\Phi_{11}^{\text{Spéc}}(f_i) - \Phi_{11}^{\text{Dip}}(f_i)| \quad (4.14)$$

où N représente le nombre de points fréquentiels définis dans la bande d'intérêt.

4.3.3.1 Première famille de spécification : $\Phi_{11}(f_0) > 0^\circ$

Dans cette famille, la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, varie de 0° à 180° avec un pas de 20° . La dispersion $\Delta\Phi_{11}$ est fixée à $30^\circ/\text{GHz}$.

Les résultats de la synthèse pour cette famille sont présentés au travers des Figures 4.19 à 4.22.

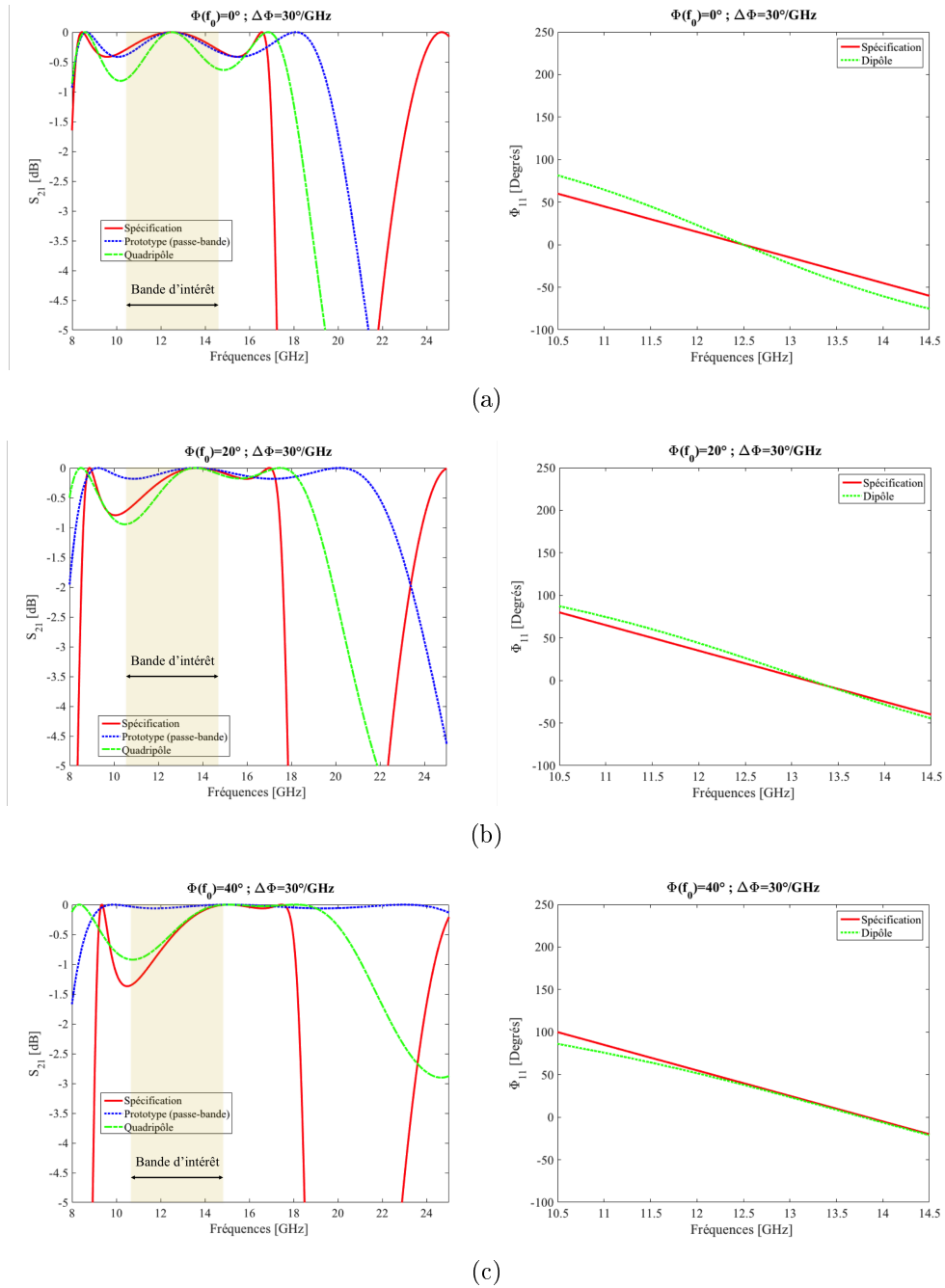


FIGURE 4.19 – Première famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 40^\circ$.

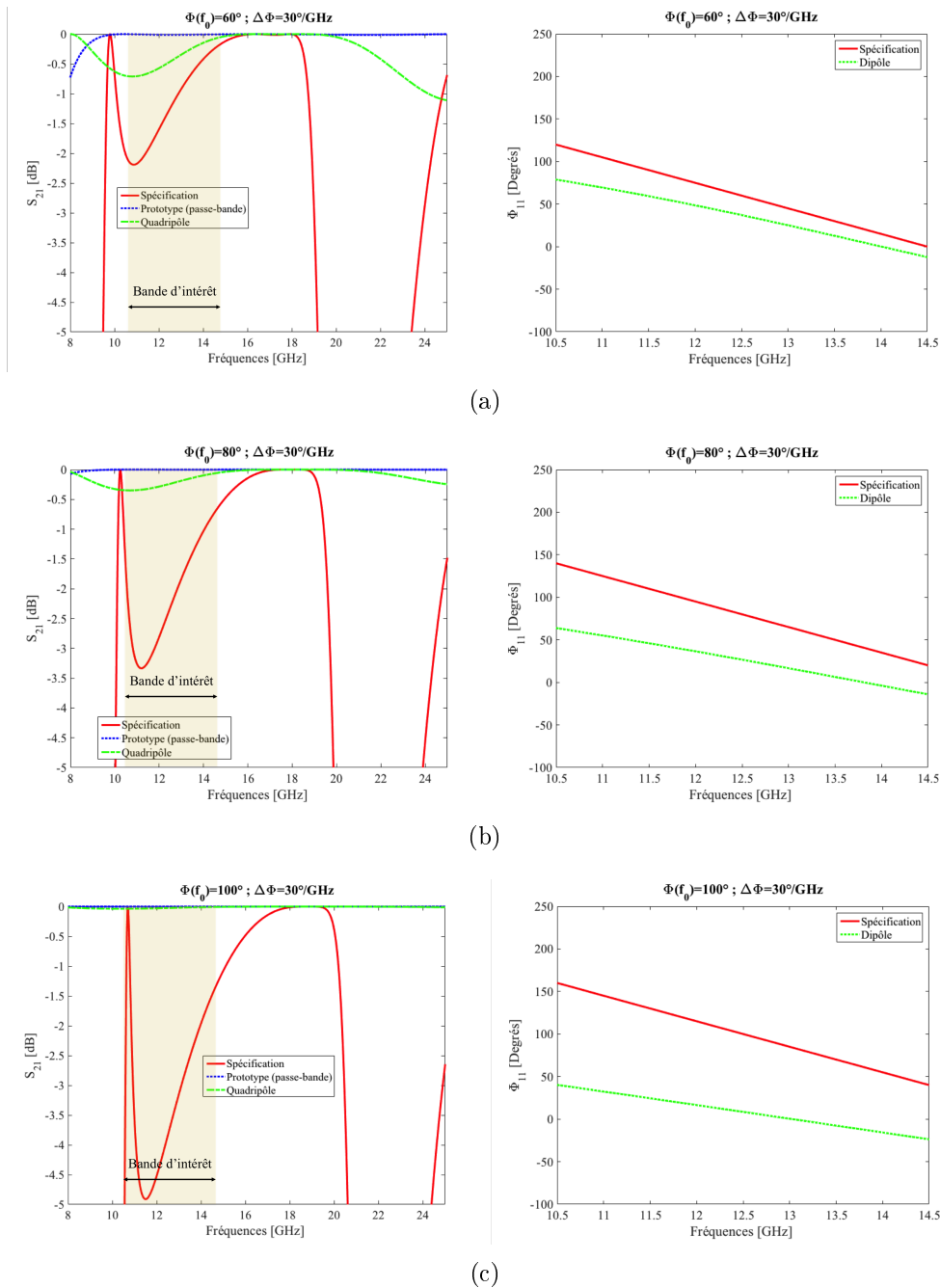


FIGURE 4.20 – Première famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 60^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 80^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 100^\circ$.

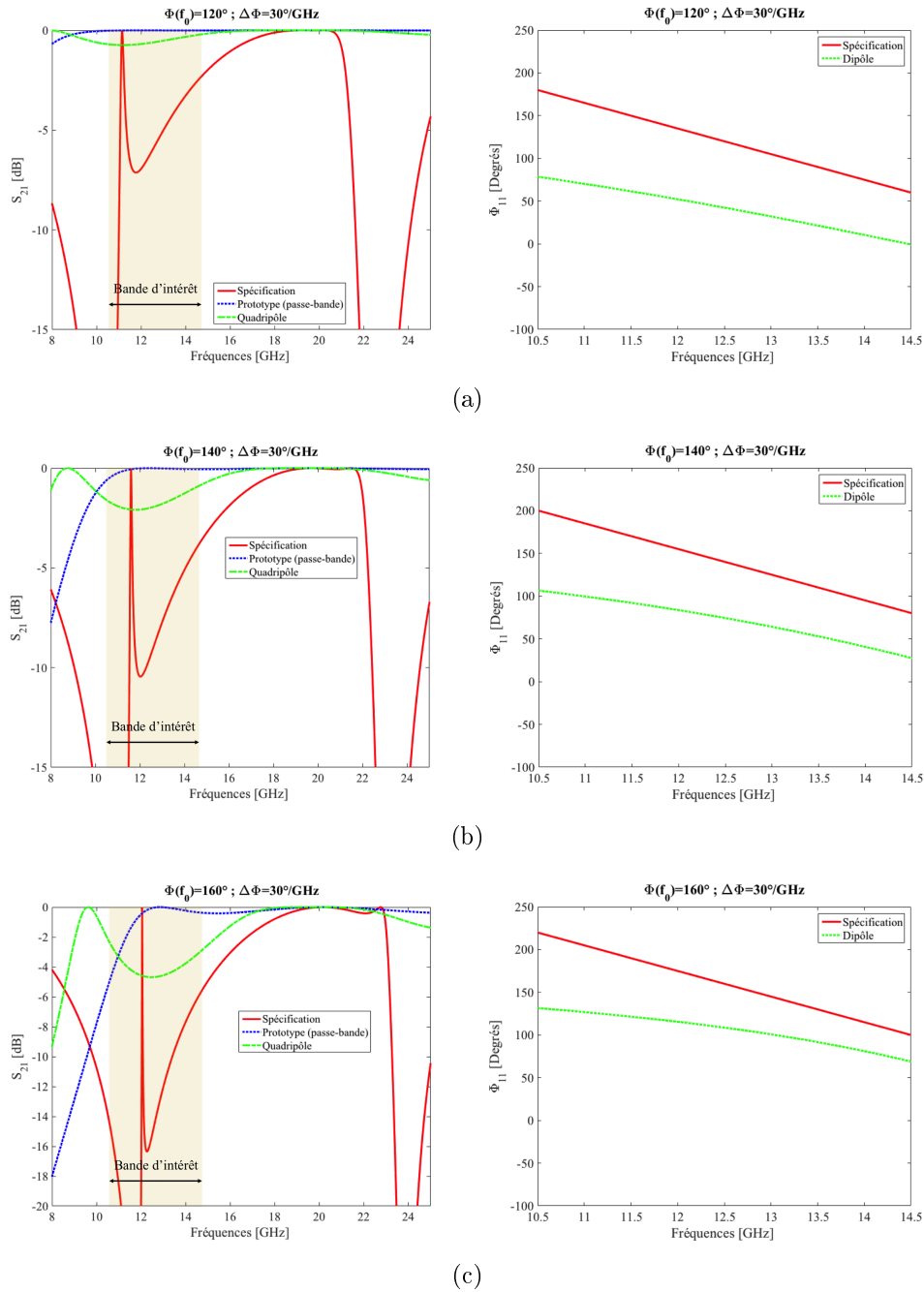


FIGURE 4.21 – Première famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 120^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 140^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 160^\circ$.

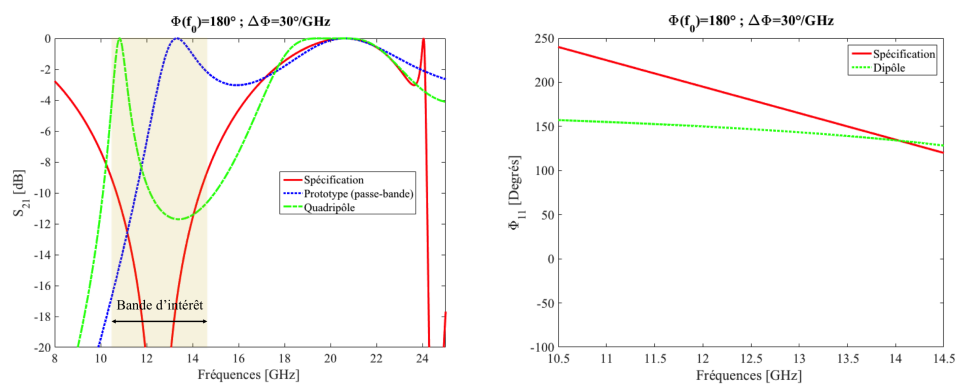


FIGURE 4.22 – Première famille de spécifications. $\Phi_{11}(f_0) = 180^\circ$.

La Figure 4.23 présente l'erreur moyenne. Pour une spécification fixée à $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$, l'erreur moyenne entre la loi de phase et la phase réalisée par le dipôle est de 12° . Cette erreur diminue jusqu'à $\Phi_{11}(f_0) = 40^\circ$. Au delà, l'erreur augmente fortement. En effet, lorsque $\Phi_{11}(f_0)$ augmente, le pôle du gabarit se déplace vers les hautes fréquences et s'éloigne ainsi de la bande d'intérêt. De ce fait, l'approximation du gabarit dans la bande d'intérêt perd en précision.

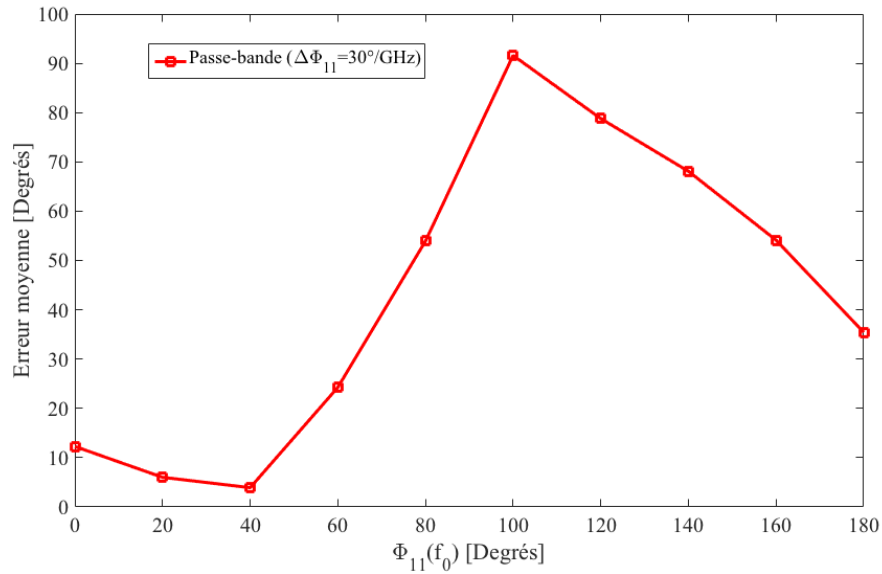


FIGURE 4.23 – Erreur moyenne pour la première famille de spécifications.

4.3.3.2 Deuxième famille de spécification : $\Phi_{11}(f_0) < 0^\circ$

Dans cette famille la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, est négative et varie désormais de 0° à -180° avec un pas de 20° . La dispersion $\Delta\Phi_{11}$ est fixée à $= 30^\circ/\text{GHz}$.

Les résultats de la synthèse pour cette famille sont présentés au travers des Figures 4.24 à 4.34.

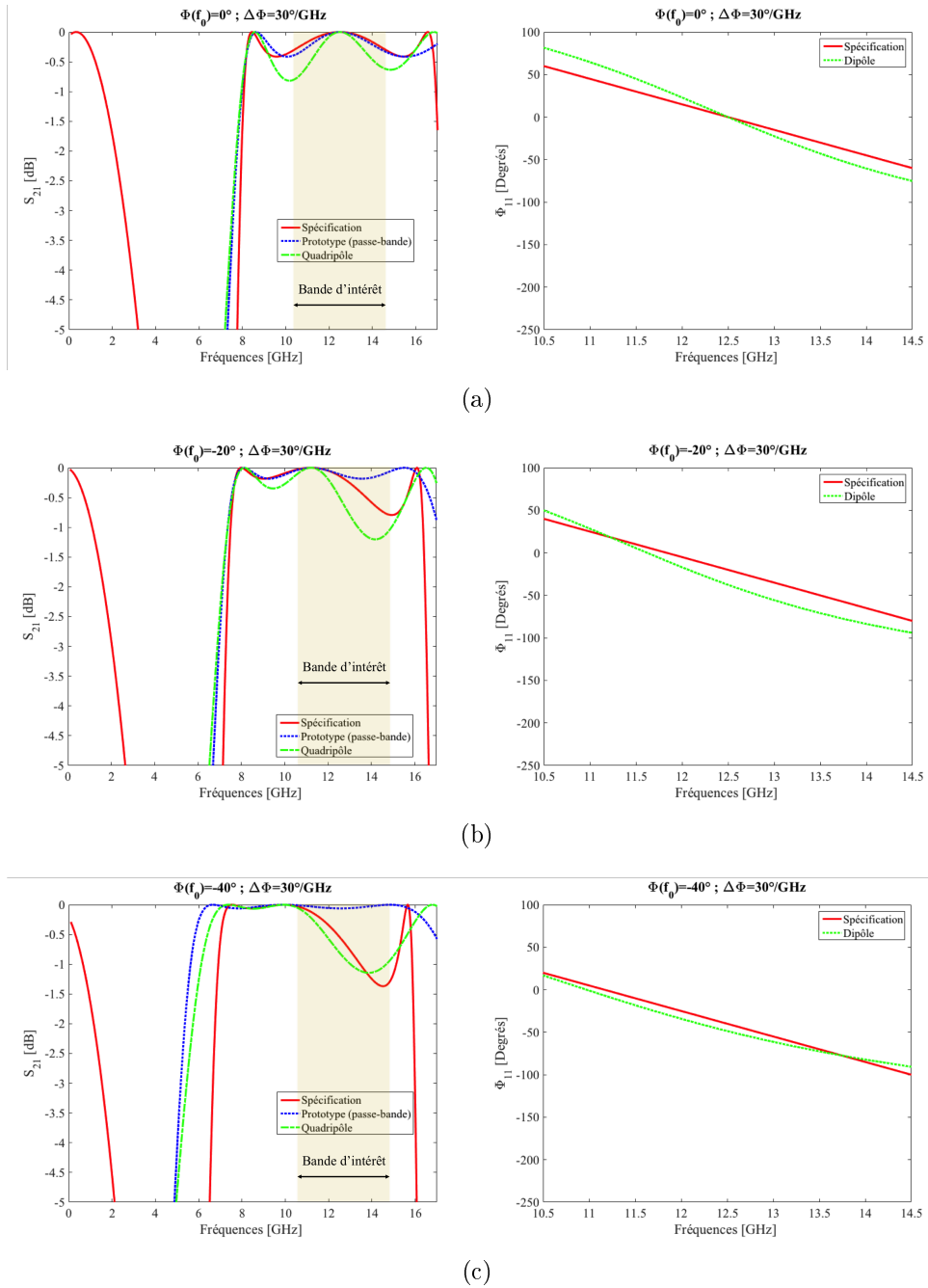
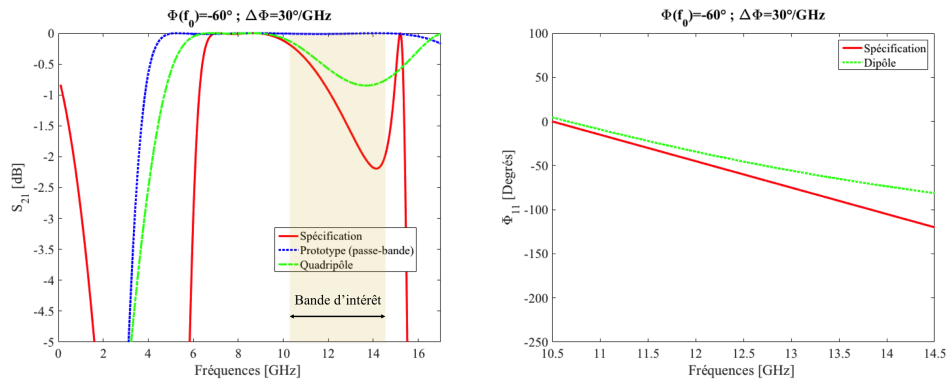
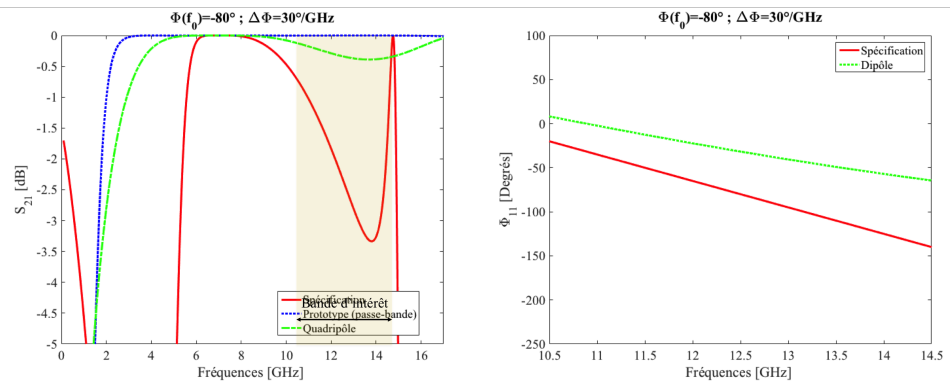


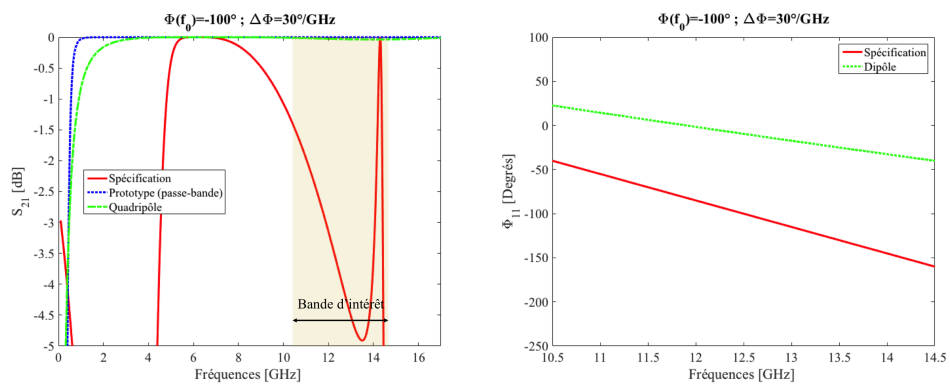
FIGURE 4.24 – Deuxième famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 40^\circ$.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.25 – Deuxième famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 60^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 80^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 100^\circ$.

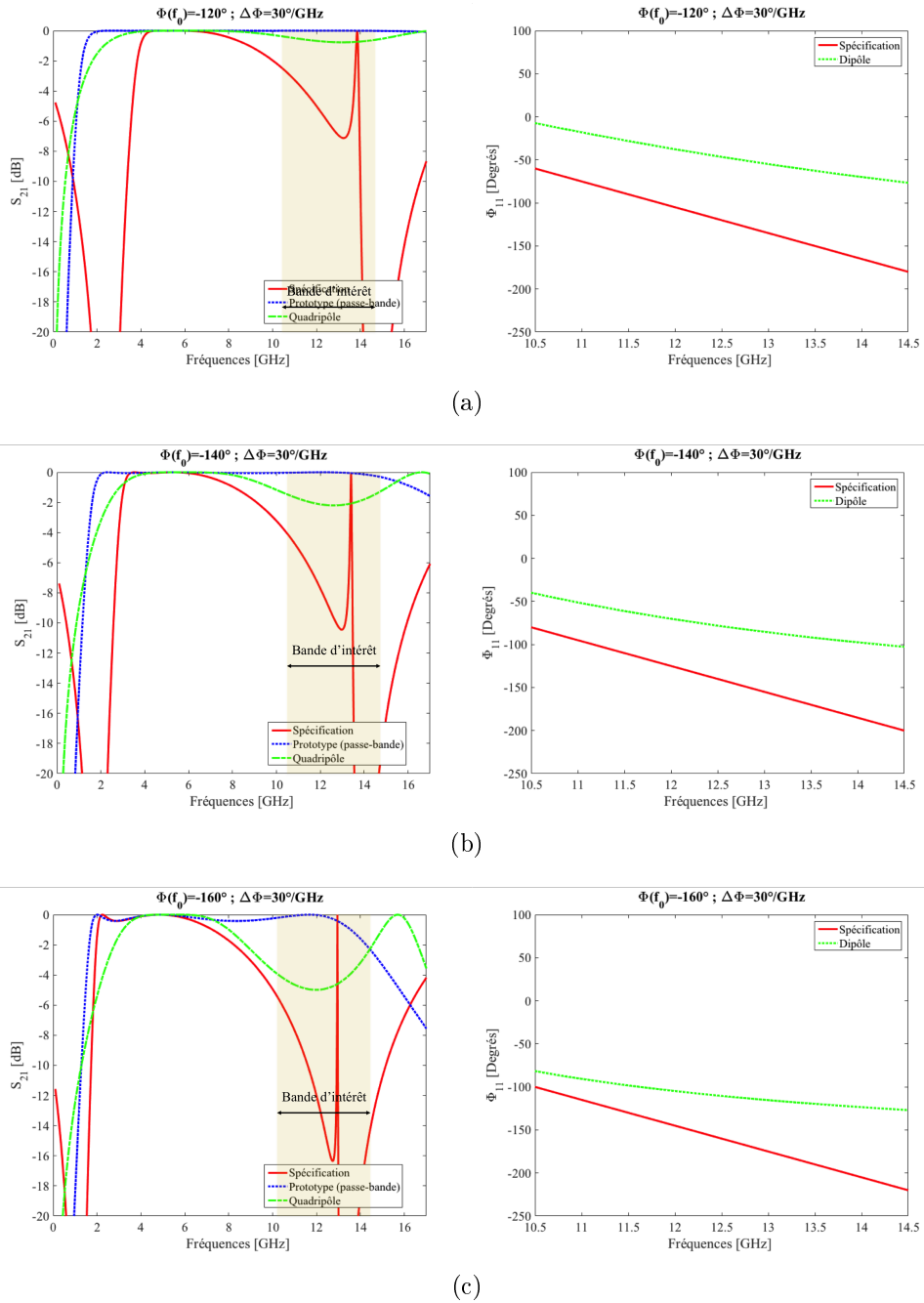
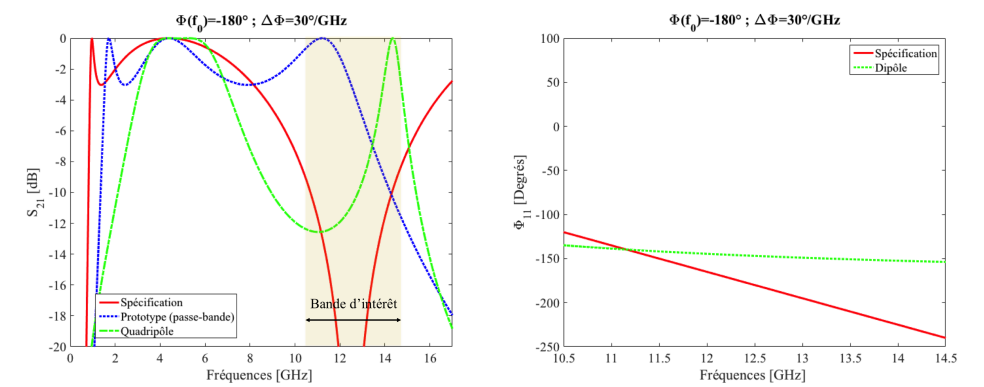


FIGURE 4.26 – Deuxième famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 120^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 140^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 160^\circ$.

FIGURE 4.27 – Deuxième famille de spécifications. $\Phi_{11}(f_0) = 180^\circ$.

La Figure 4.28 présente l'erreur moyenne. L'erreur moyenne présente une symétrie par rapport à $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$. Pour des spécifications négative, l'erreur moyenne évolue de la même façon que pour des spécifications positives. Entre $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$ et -40° l'erreur est de 12° . Au-delà, l'erreur augmente fortement. Le même mécanisme rentre en jeu. Lorsque $\Phi_{11}(f_0)$ diminue, le pôle du gabarit se déplace maintenant vers les basses fréquences et s'éloigne évidemment de la bande d'intérêt. L'approximation du gabarit dans la bande d'intérêt devient alors moins précise.

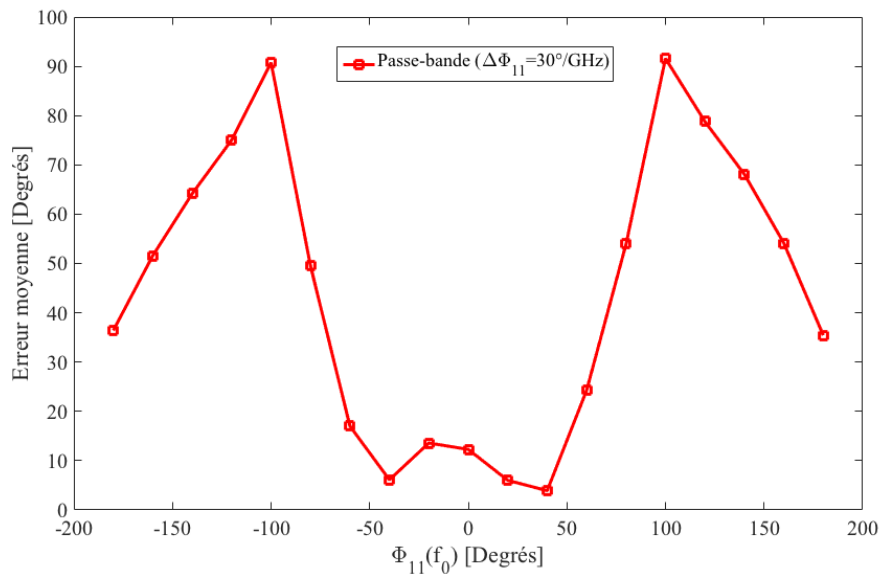


FIGURE 4.28 – Erreur moyenne pour la deuxième famille de spécifications.

4.3.3.3 Troisième famille de spécification : variation de $\Delta\Phi_{11}$

Pour cette famille, la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, est fixée à 20° . C'est à présent la dispersion $\Delta\Phi_{11}$ qui varie. Cette dernière prend trois valeurs : $30^\circ/\text{GHz}$, $45^\circ/\text{GHz}$ et $60^\circ/\text{GHz}$. La Figure 4.29 illustre les résultats de la synthèse. Nous remarquons que l'erreur augmente à mesure que la dispersion augmente.

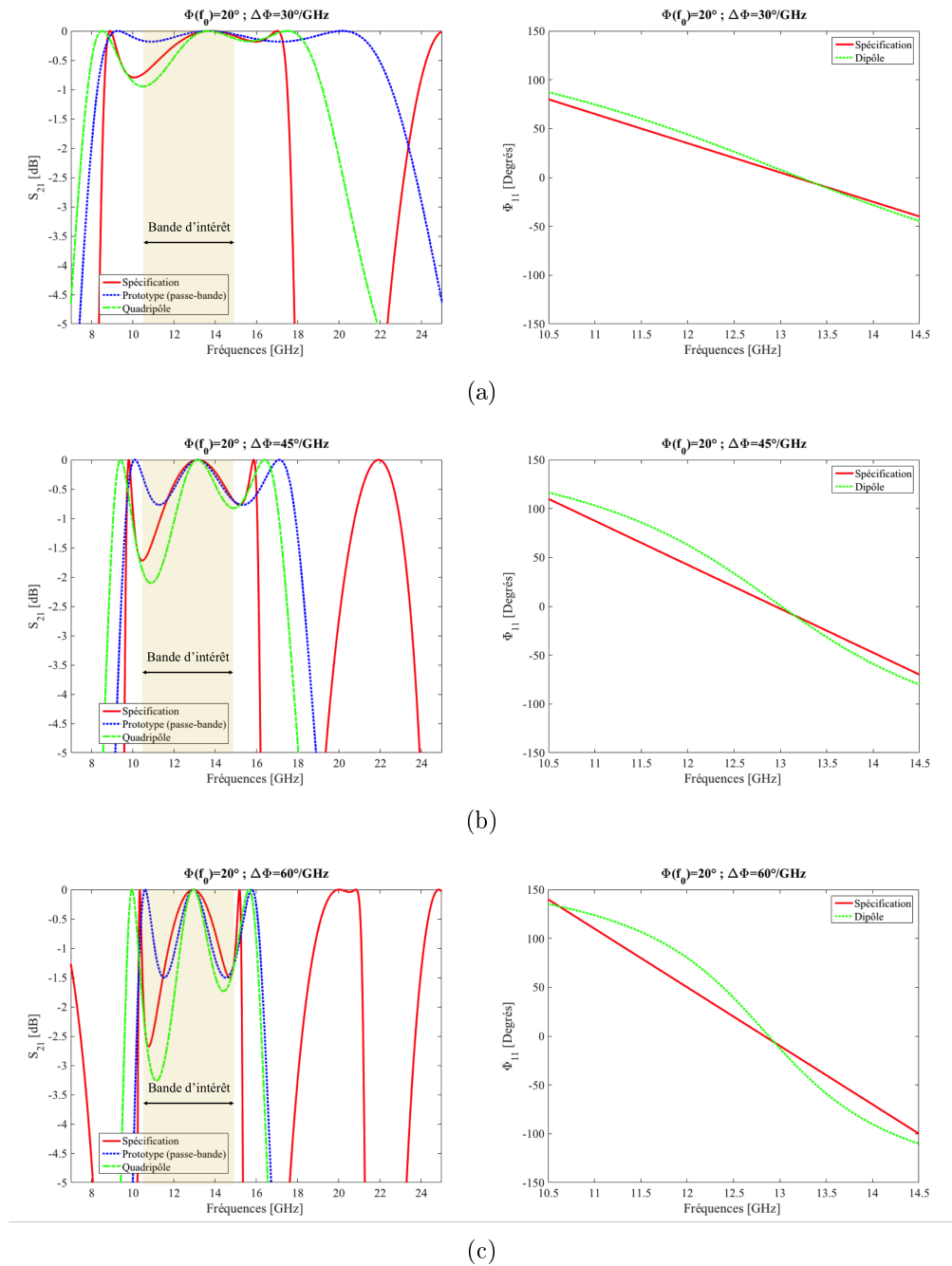


FIGURE 4.29 – Troisième famille de spécifications. (a) $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$. (b) $\Delta\Phi_{11} = 45^\circ/\text{GHz}$. (c) $\Delta\Phi_{11} = 60^\circ/\text{GHz}$.

4.3.4 Limites de la synthèse

La Figure 4.30 présente l'évolution de l'erreur moyenne en fonction de $\Phi_{11}(f_0)$ pour les trois dispersions $\Delta\Phi_{11}(f_0) = \{30; 45; 60\}^\circ/\text{GHz}$.

Pour des valeurs de $\Phi_{11}(f_0)$ comprises entre -40° et 40° , l'erreur augmente for-

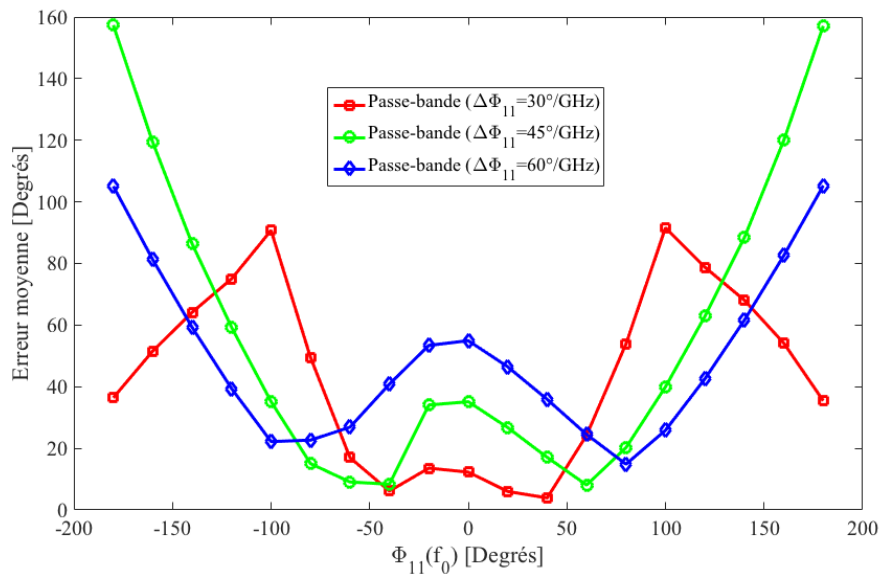


FIGURE 4.30 – Bilan sur la précision de la synthèse par l'utilisation d'une synthèse de type passe-bande.

tement à mesure que la dispersion augmente. Bien que cette zone soit idéale, dans le sens où le pôle du gabarit se trouve dans la bande d'intérêt, l'erreur moyenne atteint une valeur maximale de 55° pour $(\Phi_{11}(f_0), \Delta\Phi_{11}) = (0^\circ; 60^\circ \text{ GHz})$. Au-delà de cette zone, l'erreur évolue de façon non-linéaire.

Pour conclure, les résultats obtenus par l'utilisation d'une synthèse de type passe-bande ne sont pas satisfaisants.

4.4 Amélioration de la synthèse d'une cellule inductive

Dans cette section, nous montrons comment améliorer de manière significative la précision de la synthèse de type passe-bande.

4.4.1 Modification de la procédure de synthèse

La modification intervient au cours de la synthèse du prototype du filtre. La fréquence du pôle ainsi que les fréquences de coupure, relevées sur le gabarit en transmission, restent inchangées. Le paramètre qui va nous intéresser est l'amplitude de l'ondulation dans la bande-passante de la réponse du prototype : L_{ar}^P .

Une étude empirique a montré que le fait de diminuer la valeur de $L_{ar}^{\text{Spéc}}$ permettait d'améliorer nettement les résultats de la synthèse passe-bande.

4.4.2 Répercussion sur la précision des résultats de la synthèse

4.4.2.1 Première famille de spécification : $\Phi_{11}(f_0) > 0^\circ$

Dans cette famille, la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, varie de 0° à 180° avec un pas de 20° . La dispersion $\Delta\Phi_{11}$ est fixée à $= 30^\circ/\text{GHz}$.

Les Figures 4.31 à 4.35 présentent les résultats de synthèse avec l'optimisation.

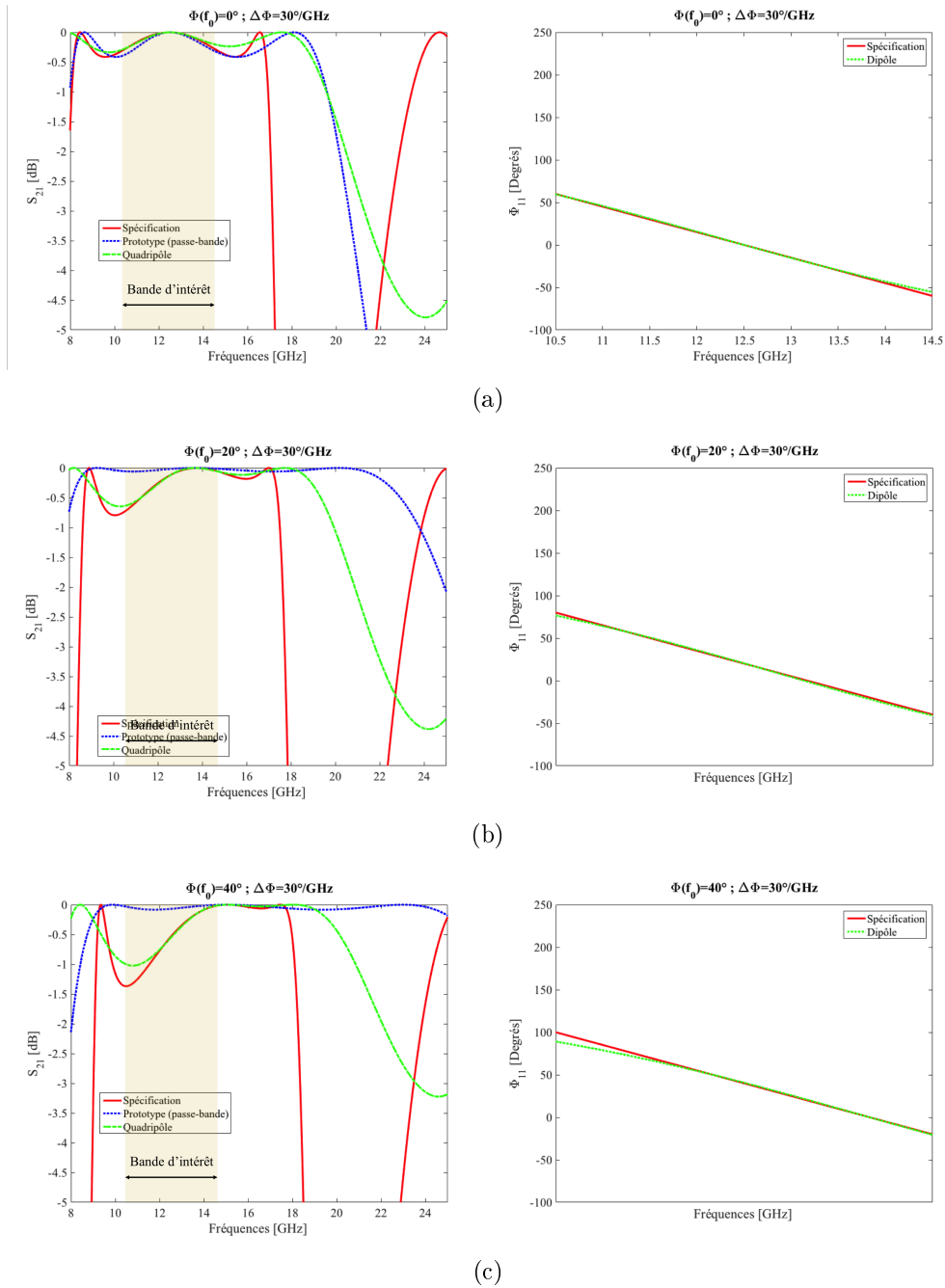
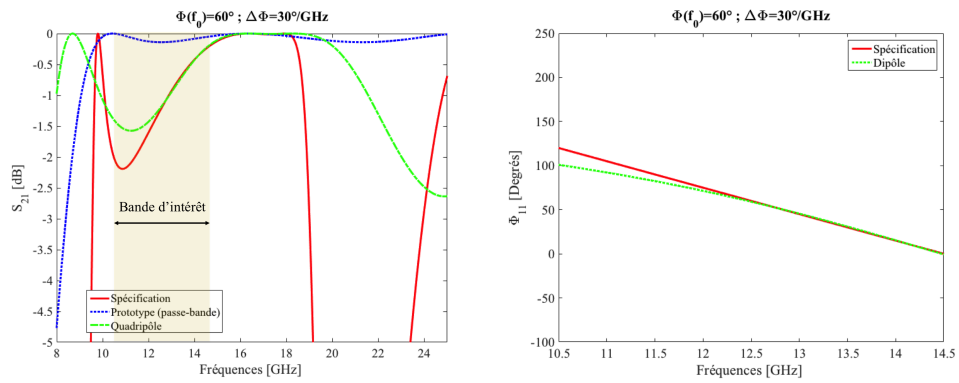
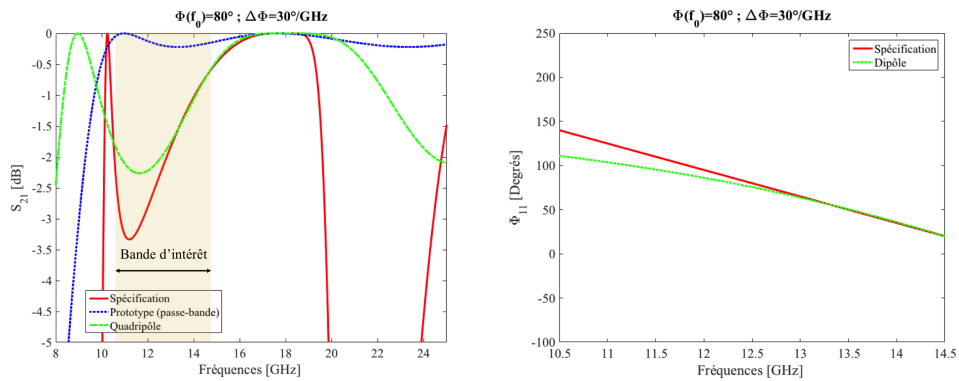


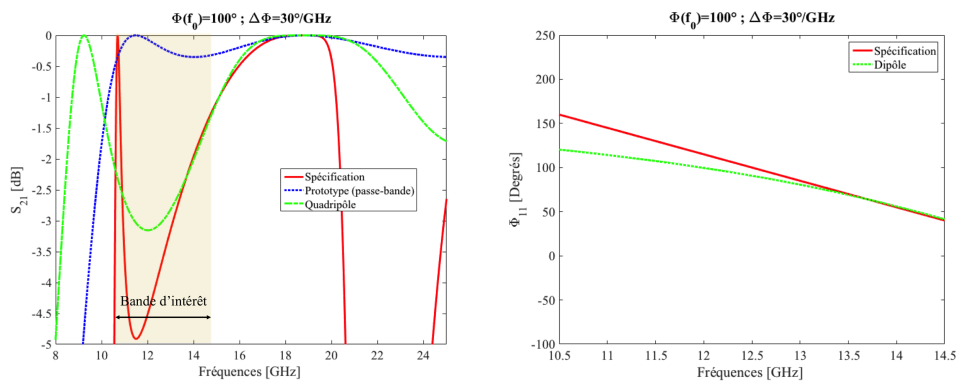
FIGURE 4.31 – Résultats de la synthèse passe-bande. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 40^\circ$.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.32 – Résultats de la synthèse passe-bande. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 60^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 80^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 100^\circ$.

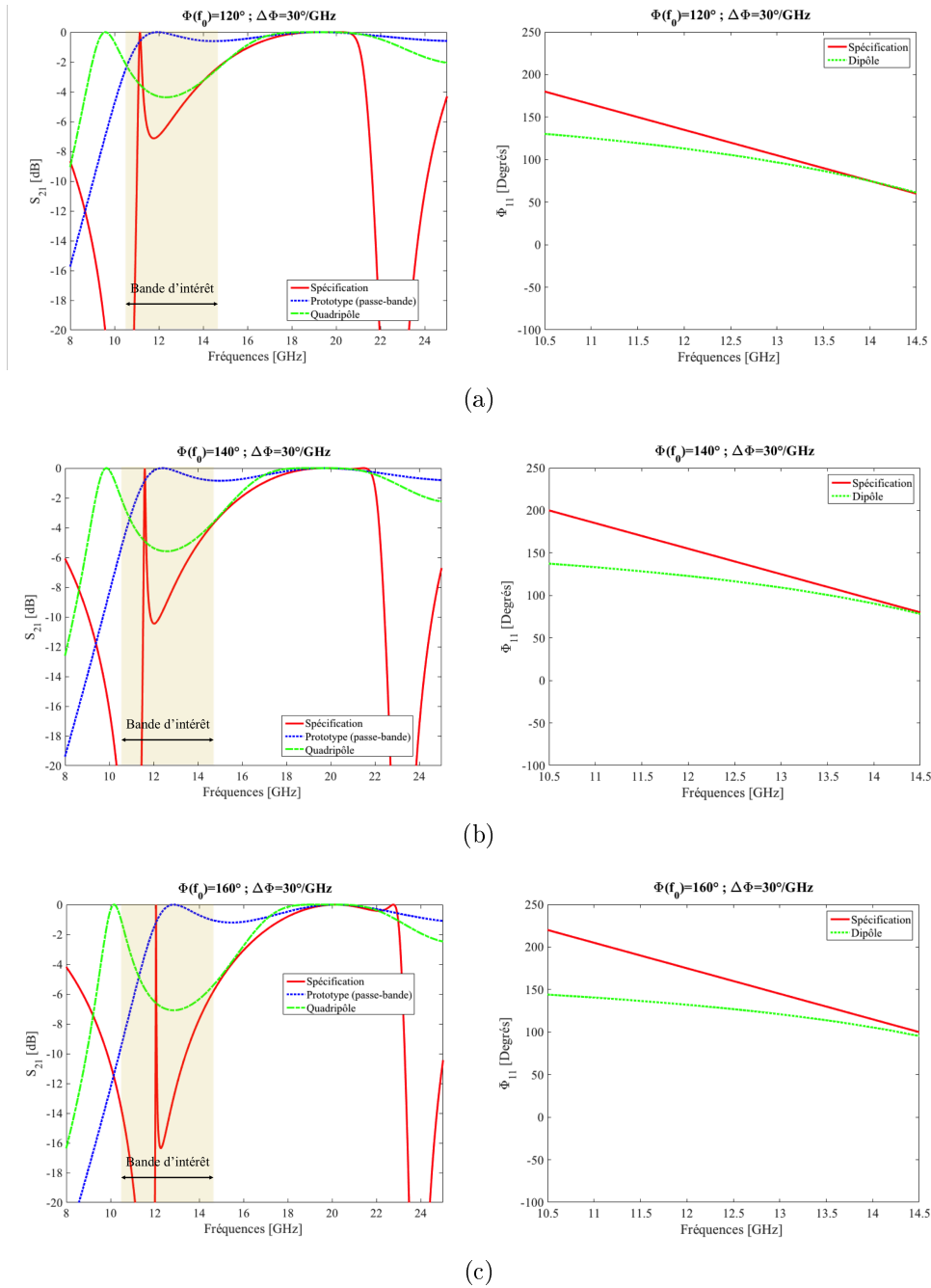


FIGURE 4.33 – Résultats de la synthèse passe-bande. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 120^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 140^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 160^\circ$.

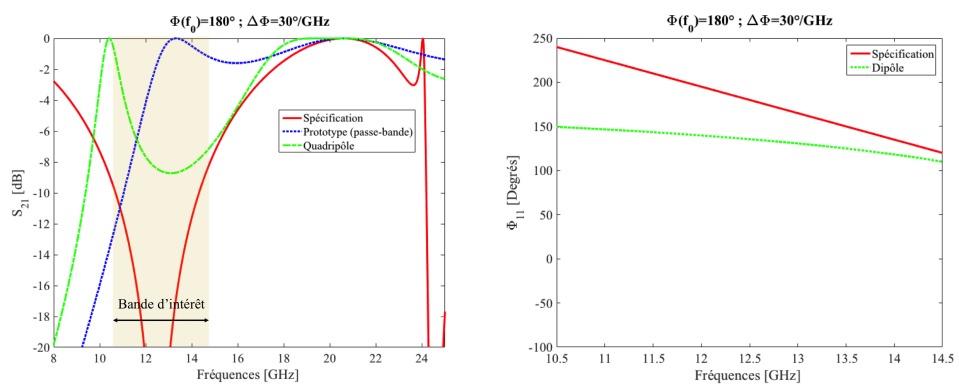


FIGURE 4.34 – Résultats de la synthèse passe-bande. $\Phi_{11}(f_0) = 180^\circ$.

La Figure 4.35 présente l'erreur moyenne. L'erreur moyenne a fortement diminué. Ici l'erreur augmente à mesure que $\Phi_{11}(f_0)$ augmente.

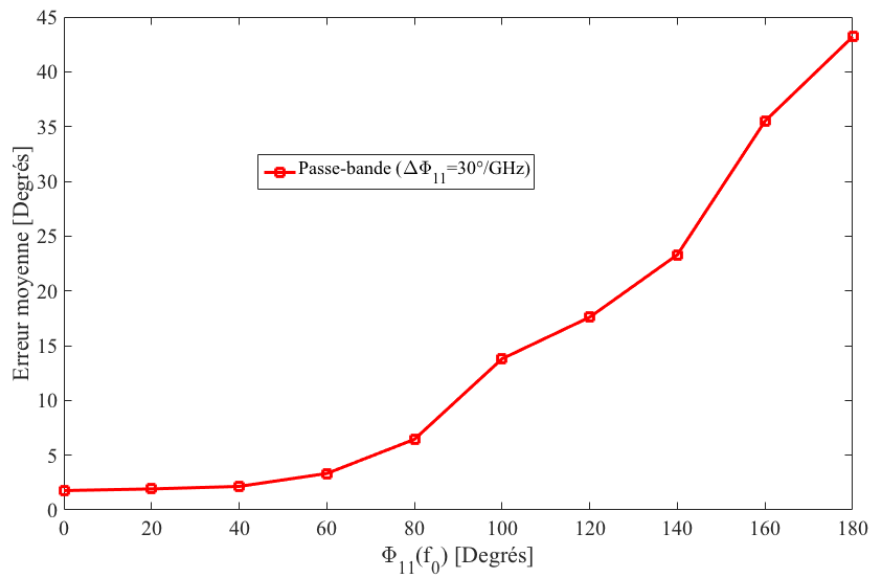


FIGURE 4.35 – Erreur moyenne obtenue avec l'optimisation de la procédure de synthèse. $\Phi_{11}(f_0)$ varie de 0° à 180° ($\Delta\Phi = 30^\circ/\text{GHz}$).

4.4.2.2 Deuxième famille de spécification : $\Phi_{11} < 0^\circ$

Dans cette famille, la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$ est négative et varie désormais de 0° à -180° avec un pas de 20° . La dispersion $\Delta\Phi_{11}$ est fixée à $= 30^\circ/\text{GHz}$.

Les résultats de la synthèse pour cette famille y sont présentés au travers des Figures 4.36 à 4.39 avec la nouvelle procédure de synthèse.

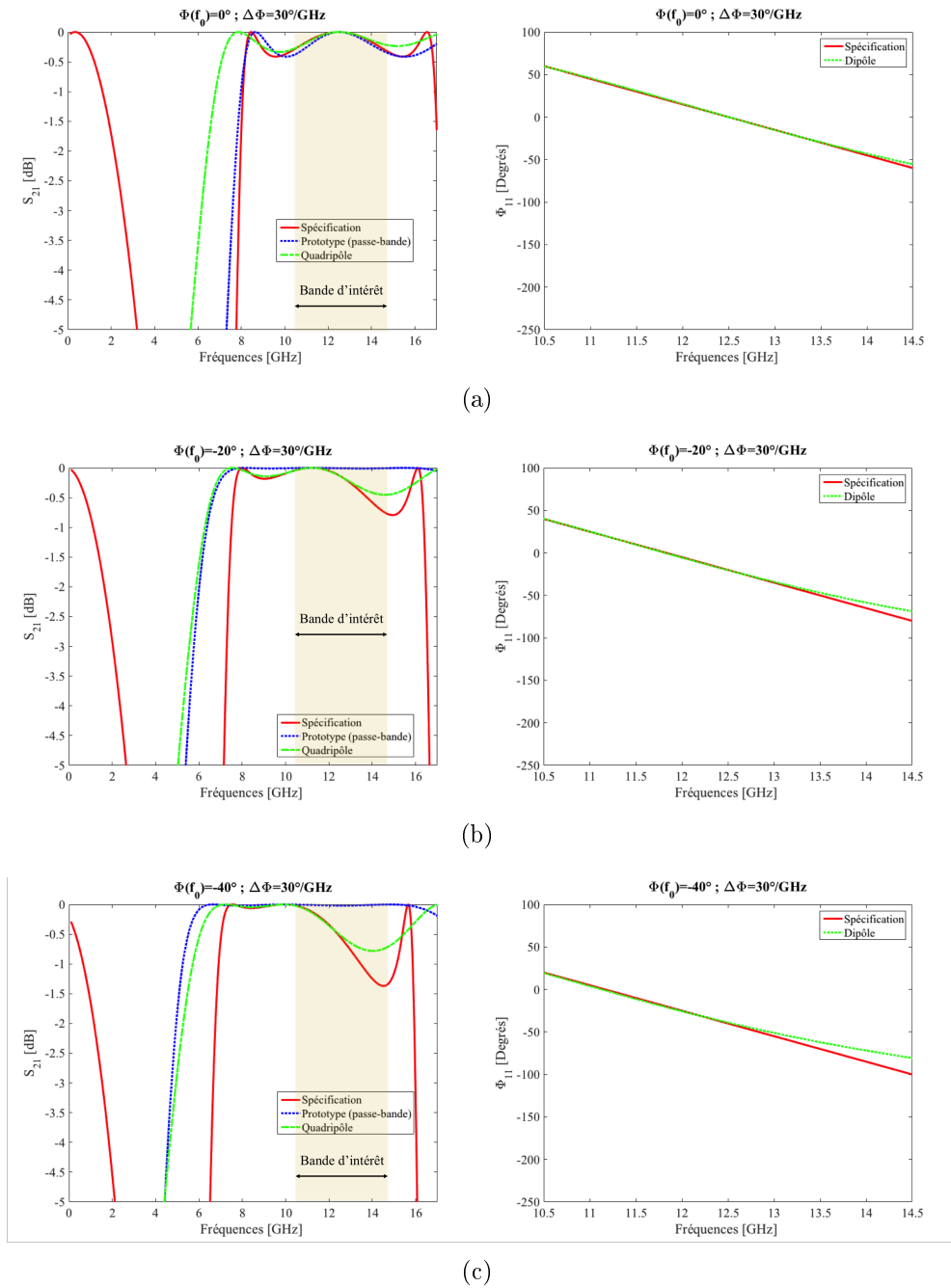


FIGURE 4.36 – Résultats de la synthèse passe-bande. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = -20^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = -40^\circ$.

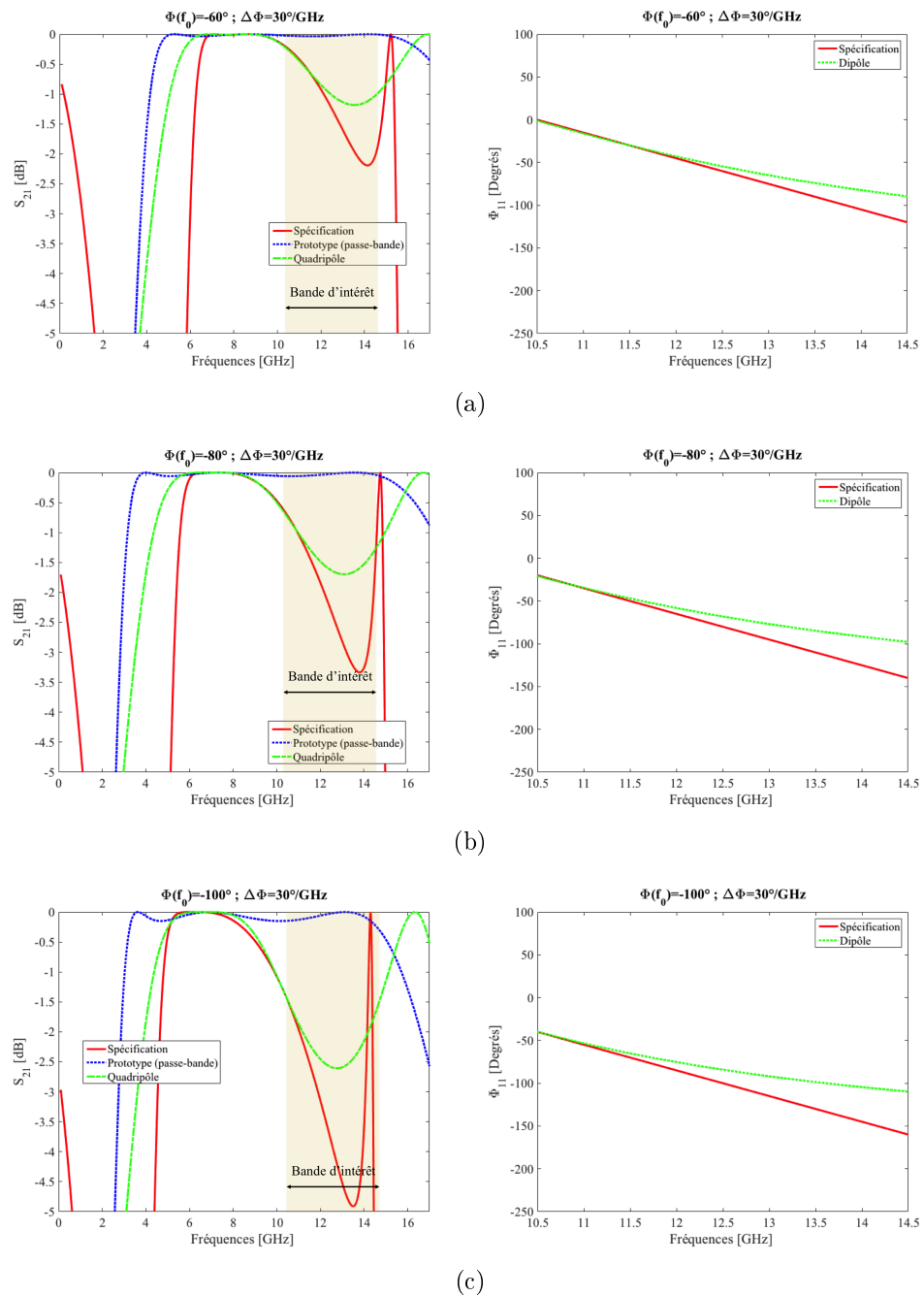
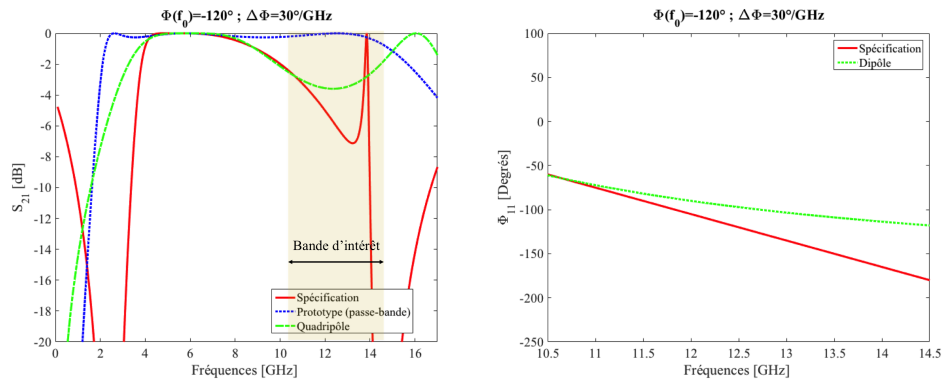
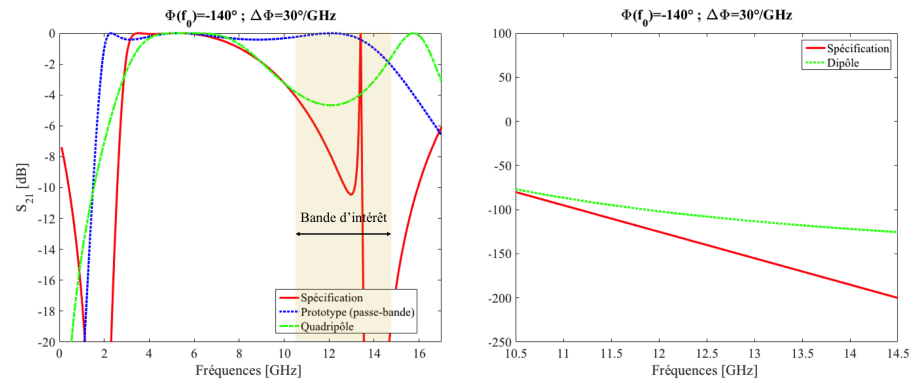


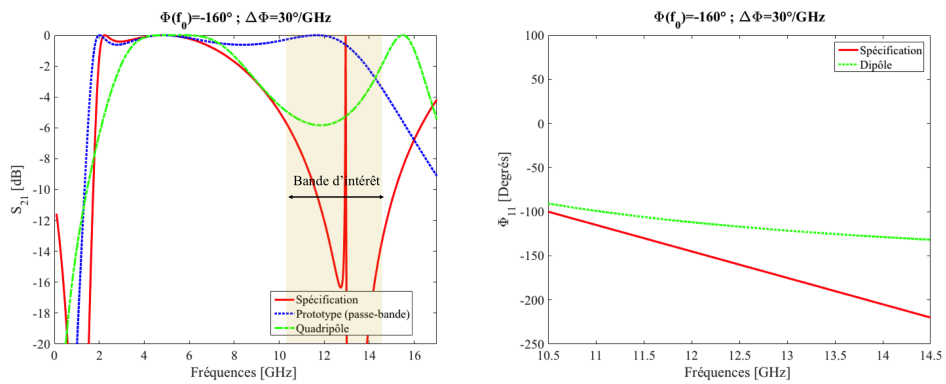
FIGURE 4.37 – Résultats de la synthèse passe-bande. (a) $\Phi_{11}(f_0) = -60^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = -80^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = -100^\circ$.



(a)

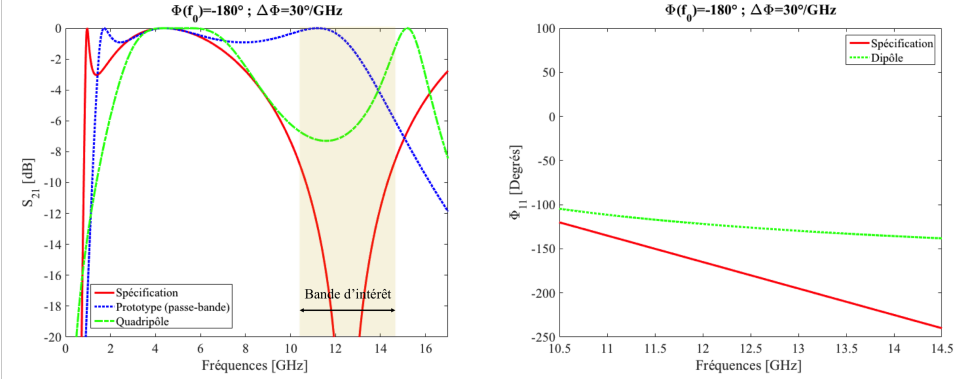


(b)



(c)

FIGURE 4.38 – Résultats de la synthèse passe-bande. ?? $\Phi_{11}(f_0) = -120^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = -140^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = -160^\circ$.



(a)

FIGURE 4.39 – Résultats de la synthèse passe-bande. $\Phi_{11}(f_0) = -180^\circ$.

La Figure 4.35 présente l'erreur moyenne obtenue. On constate également une nette diminution de l'erreur moyenne.

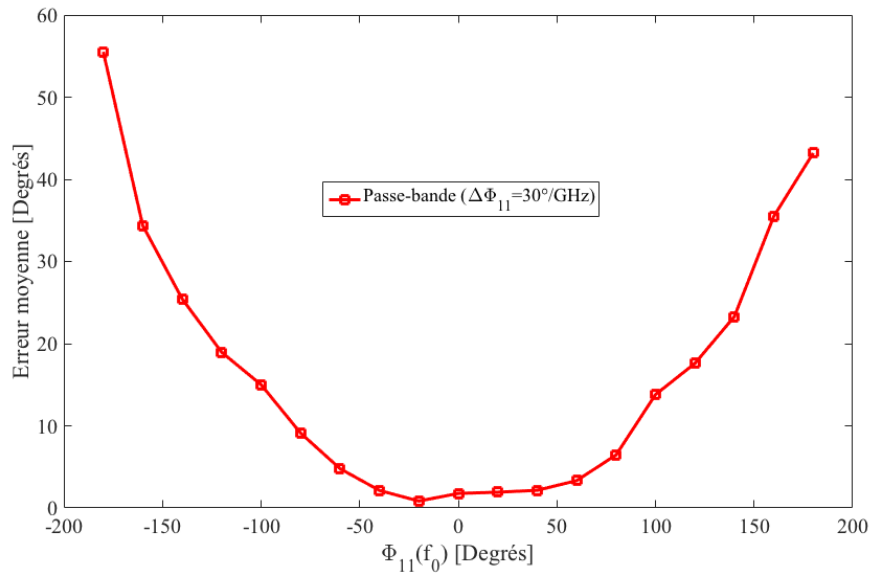


FIGURE 4.40 – Erreur moyenne obtenue avec l'optimisation de la procédure de synthèse. $\Phi_{11}(f_0)$ varie de 0° à -180° avec $\Delta\Phi = 30^\circ/\text{GHz}$.

4.4.2.3 Troisième famille de spécification : variation de $\Delta\Phi_{11}$

Pour cette famille, la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, est fixée à 20° . C'est à présent la dispersion $\Delta\Phi_{11}$ qui varie. Cette dernière prend trois valeurs : $30^\circ/\text{GHz}$, $45^\circ/\text{GHz}$ et $60^\circ/\text{GHz}$. La Figure 4.41 illustre les résultats de la synthèse. Nous remarquons que l'erreur augmente à mesure que la dispersion augmente.

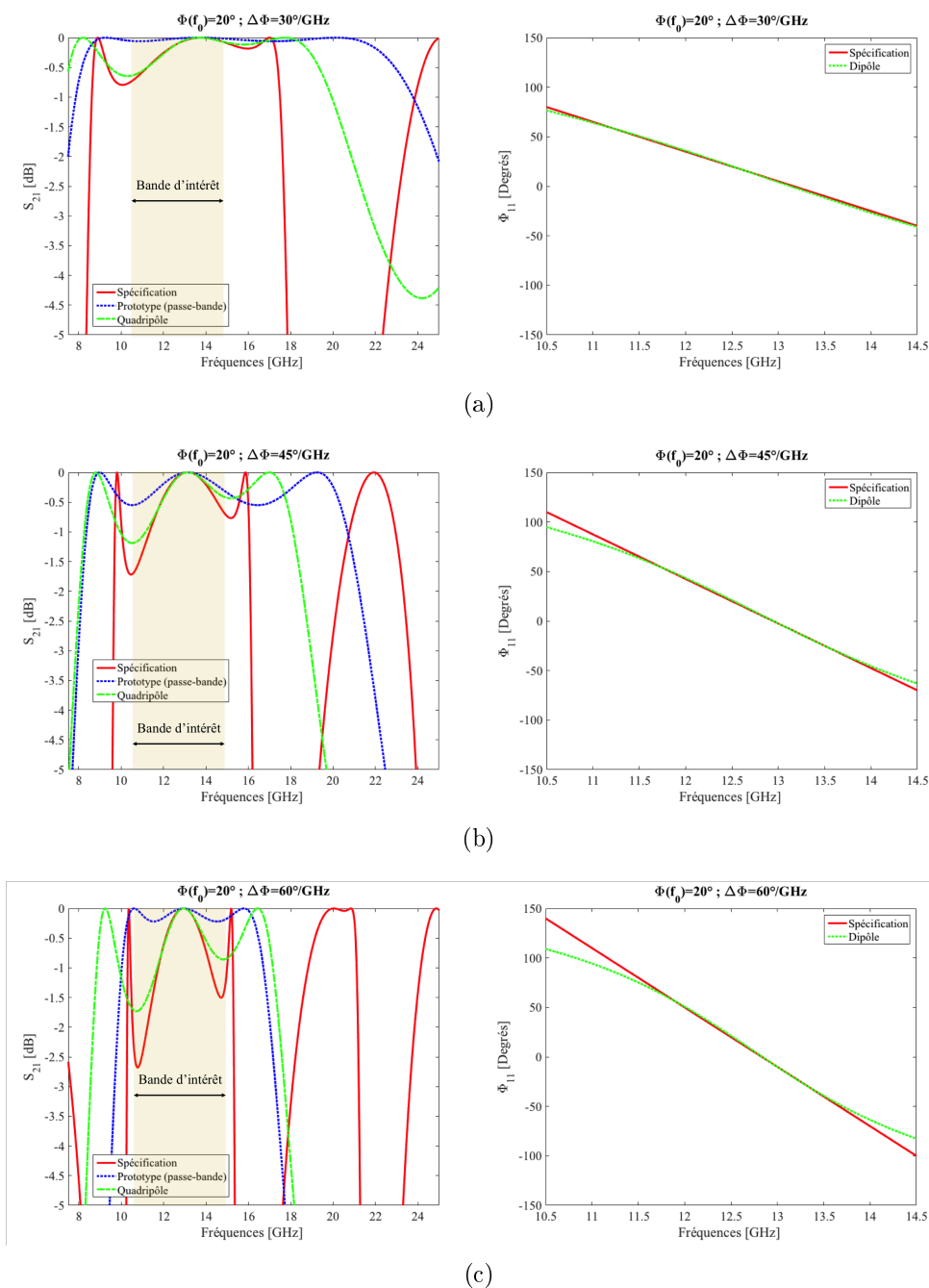


FIGURE 4.41 – Résultats de la synthèse passe-bande pour une variation de la dispersion $\Delta\Phi_{11}$ avec $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$. (a) $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$. (b) $\Delta\Phi_{11} = 45^\circ/\text{GHz}$. (c) $\Delta\Phi_{11} = 60^\circ/\text{GHz}$.

4.4.3 Limites de la synthèse

La Figure 4.42 montre l'évolution de l'erreur moyenne pour les trois dispersions. La synthèse passe-bande offre une très bonne précision pour des spécifications proches de $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$. La précision se dégrade ensuite à mesure que l'on s'en éloigne. On observe également que, pour une spécification donnée sur $\Phi_{11}(f_0)$, l'er-

reur augmente à mesure que la dispersion augmente.

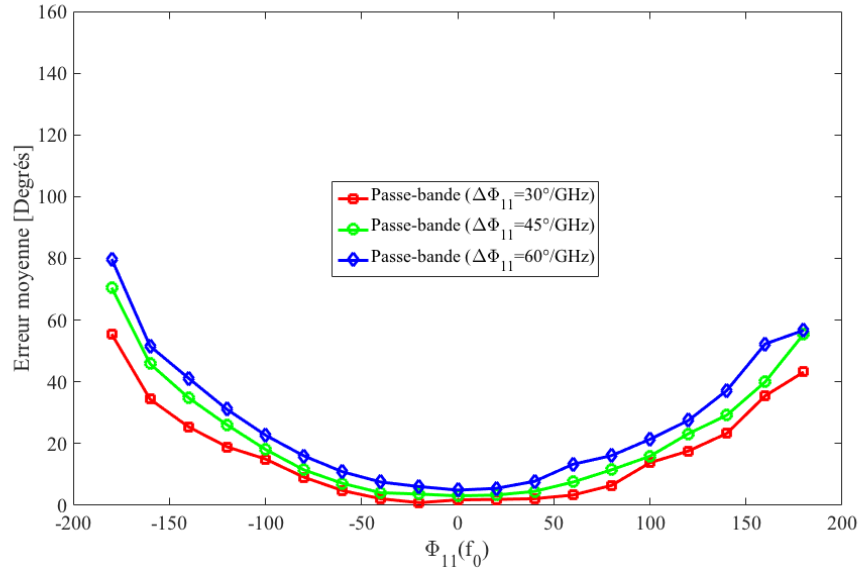


FIGURE 4.42 – Bilan sur la précision de la synthèse par l'utilisation d'une synthèse de type passe-bande avec optimisation.

On va maintenant montrer que lorsque $\Phi_{11}(f_0)$ s'éloigne de 0, il est plus judicieux de s'appuyer sur une synthèse coupe-bande.

4.5 Application à la synthèse d'une cellule capacitive

On considère le motif d'une cellule capacitive de type Phoenix d'ordre 2 illustré sur la Figure 4.43.

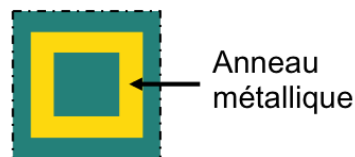


FIGURE 4.43 – Motif d'une cellule capacitive de type Phoenix d'ordre 2 : l'anneau métallique.

4.5.1 Circuits équivalents

L'admittance équivalente d'un motif capacitif Phoenix d'ordre 2 est un résonateur série. Elle se compose par la mise en série de l'inductance L_1 et de la capacité C_1 (Figure 4.44).

L'objectif reste le même que pour le motif inductif Phoenix d'ordre 2, on cherche à synthétiser ce résonateur série. En d'autres termes, on cherche à déterminer les valeurs des éléments du résonateur qui permettent de réaliser une spécification donnée sur la phase en réflexion $\Phi_{11}(f)$ en entrée du dipôle.

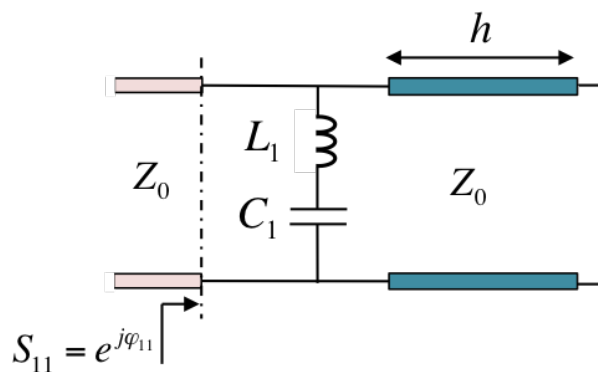


FIGURE 4.44 – Dipôle équivalent à synthétiser composé par un résonateur série.

Le quadripôle équivalent est présenté sur la Figure 4.45. Ici, l'objectif est de déterminer la valeur des éléments du résonateur série de façon à respecter une loi sur l'amplitude en transmission entre les deux ports du quadripôle $|S_{21}(f)|$.

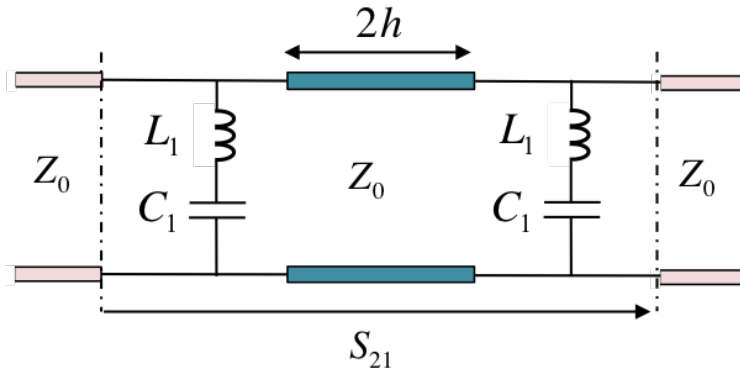


FIGURE 4.45 – Quadripôle équivalent.

4.5.2 Procédure de la synthèse

Cette partie traite de la procédure à appliquer pour la synthèse du résonateur série. Nous traiterons le cas où la loi sur la phase en réflexion à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$ est positive et le cas où $\Phi_{11}(f_0)$ est négative.

4.5.2.1 Spécifications

La Figure 4.46 présente les lois de phases à synthétiser dans la bande d'intérêt $[10,5 - 14,5]$ GHz avec $f_0 = 12,5$ GHz. Les deux lois de phases sont linéaires et présentent une dispersion identique fixée à $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$. La première est définie par une valeur à f_0 positive $\Phi_{11}(f_0) = 160^\circ$ (Figure 4.46(a)). La deuxième est définie par une valeur à f_0 négative $\Phi_{11}(f_0) = -160^\circ$ (Figure 4.46(b)).

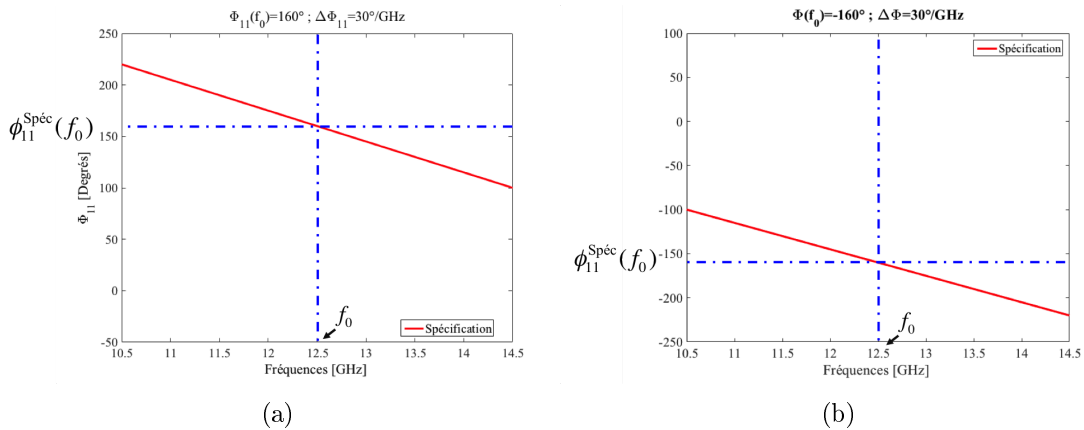


FIGURE 4.46 – Lois sur la phase en réflexion à synthétiser. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 160^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = -160^\circ$. Avec $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$.

La première étape consiste à convertir la loi de phase en réflexion en une loi

sur l'amplitude en transmission avec l'équation (4.1). Les gabarits résultant sont présentés sur la Figure 4.47.

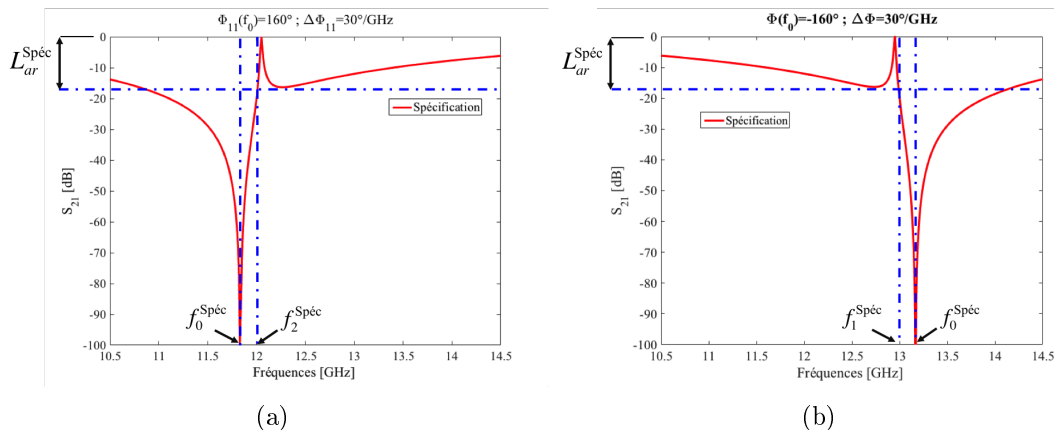


FIGURE 4.47 – Gabarits en transmission.

La zone remarquable que nous allons maintenant approximer est celle contenant le zéro de transmission. Contrairement au cas d'une cellule inductive pour laquelle la zone remarquable était celle contenant le deuxième pôle du gabarit.

La seconde étape consiste à relever les paramètres décrivant le zéro de transmission à savoir : $f_0^{\text{Spéc}}$ la fréquence du zéro de transmission ; $L_{ar}^{\text{Spéc}}$ l'ondulation à l'extérieur de la bande rejetée ; $f_1^{\text{Spéc}}$ et $f_2^{\text{Spéc}}$ les fréquences de coupures définies au niveau de l'ondulation $L_{ar}^{\text{Spéc}}$.

De la même manière que pour la cellule inductive, on définit deux procédures distinctes suivant le signe de $\Phi_{11}(f_0)$. Pour une phase positive (Figure 4.47(a)), l'ondulation est située à droite du zéro de transmission ; on relève alors la fréquence de coupure haute $f_2^{\text{Spéc}}$. À l'inverse pour une phase négative (Figure 4.47(b)), l'ondulation se situe à gauche du zéro de transmission ; on relève alors la fréquence de coupure basse $f_1^{\text{Spéc}}$. La Table 4.5 donne la valeur de chaque paramètre.

$\Delta\Phi_{11}$ (°/GHz)	$\Phi_{11}(f_0)$ (°)	$L_{ar}^{\text{Spéc}}$ (dB)	$f_0^{\text{Spéc}}$ (GHz)	$f_1^{\text{Spéc}}$ (GHz)	$f_2^{\text{Spéc}}$ (GHz)
30	160	16,3	11,83	-	12,01
30	-160	16,3	13,17	12,98	-

TABLE 4.5 – Valeurs des paramètres du gabarit à synthétiser.

Ces paramètres servent ensuite à paramétrer la réponse du prototype coupe-bande. On note : f_0^{CB} la fréquence du zéro de transmission ; L_{ar}^{CB} l'ondulation à

l'extérieur de la bande rejetée c'est-à-dire dans la bande-passante⁵. Ces paramètres sont définis comme suit.

$$\begin{aligned} f_0^{CB} &= f_0^{\text{Spéc}} \\ L_{ar}^{CB} &= L_{ar}^{\text{Spéc}} \end{aligned}$$

Les fréquences f_1^{CB} , f_2^{CB} sont les fréquences de coupures, définies à L_{ar}^{CB} , et délimitent la bande rejetée du gabarit du prototype coupe-bande. Ces dernières sont initialisées comme suit.

$$\begin{aligned} f_1^{CB} &= \begin{cases} \frac{f_0^{\text{Spéc}^2}}{f_2^{\text{Spéc}}} & \text{si } \Phi_{11}(f_0) > 0^\circ \\ f_1^{\text{Spéc}} & \text{si } \Phi_{11}(f_0) < 0^\circ \end{cases} \\ f_2^{CB} &= \begin{cases} f_2^{\text{Spéc}} & \text{si } \Phi_{11}(f_0) > 0^\circ \\ \frac{f_0^{\text{Spéc}^2}}{f_1^{\text{Spéc}}} & \text{si } \Phi_{11}(f_0) < 0^\circ \end{cases} \end{aligned}$$

La Table 4.6 donne les valeurs des paramètres de la réponse du prototype passe-bande.

$\Delta\Phi_{11}$ (°/GHz)	$\Phi_{11}(f_0)$ (°)	L_{ar}^{CB} (dB)	f_0^{CB} (GHz)	f_1^{CB} (GHz)	f_2^{CB} (GHz)
30	160	16,3	11,83	11,65	12,01
30	-160	16,3	13,17	12,98	13,36

TABLE 4.6 – Valeurs des paramètres de la réponse du prototype coupe-bande.

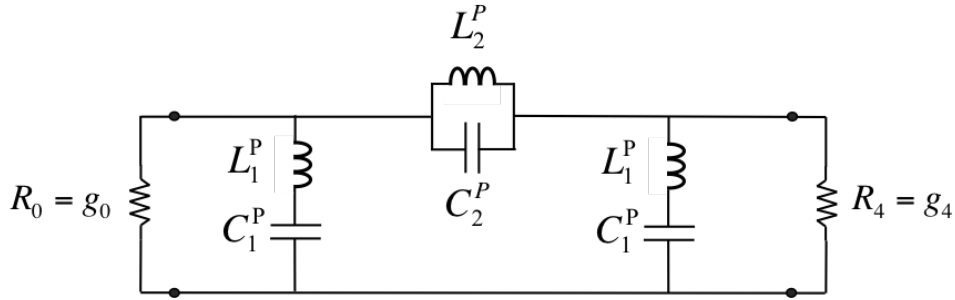
4.5.2.2 Prototype du filtre

On considère le prototype d'un filtre coupe-bande d'ordre $n = 3$ [57, p. 727] illustré sur la Figure 4.48. Ce prototype de filtre est composé par deux résonateurs séries (L_1^P , C_1^P) connectés en série avec le résonateur parallèle (L_2^P , C_2^P). Les accès du filtre sont respectivement fermés par les résistances R_0 et R_4 .

4.5.2.3 Synthèse du prototype du filtre

Dans ce paragraphe, nous allons synthétiser le prototype de filtre coupe-bande à partir des spécifications relevées sur le gabarit en transmission (Table 4.6).

5. L'exposant CB fait référence aux paramètres du prototype coupe-bande.

FIGURE 4.48 – Prototype d'un filtre coupe-bande d'ordre $n = 3$.

La première étape pour synthétiser le prototype de filtre coupe-bande consiste à synthétiser le filtre passe-bas généralisé d'ordre $n = 3$ (Figure 4.14). Etant donné que le gabarit présente une ondulation dans sa bande-passante (Figure 4.47) la réponse du prototype coupe-bande devra faire apparaître une ondulation dans sa bande-passante. Pour ce faire, les éléments du prototype passe-bas sont calculés avec les coefficients de Tchebyscheff. La procédure permettant de calculer ces coefficients (g_0 à g_2) est décrite dans la section 4.3.2.3. La Table 4.7 donne les valeurs des coefficients pour un filtre passe-bas d'ordre $n = 3$ et une ondulation dans la bande-passante $L_{ar} = 16,3\text{dB}$.

$\Delta\Phi_{11}$ ($^\circ/\text{GHz}$)	$\Phi_{11}(f_0)$ ($^\circ$)	g_0	g_1	g_2
30	160	1	19,54	0,136
30	-160	1	19,54	0,136

TABLE 4.7 – Valeurs des coefficients pour un filtre passe-bas d'ordre $n = 3$ et une ondulation dans la bande-passante de $L_{ar} = 16,3\text{dB}$.

L'étape suivante consiste à transformer le prototype du filtre passe-bas en un prototype de filtre coupe-bande [57, p. 727]. En appliquant les transformations illustrées sur la Figure 4.49, nous retrouvons le prototype de filtre coupe-bande d'ordre $n = 3$ de la Figure 4.48.

Les éléments du résonateur série (L_i^P, C_i^P) sont calculés en utilisant l'équation suivante.

$$\omega_0 L_i^P = \frac{1}{\omega_0 C_i^P} = \frac{1}{w\omega'_1 g_i} \quad (4.15)$$

Les éléments du résonateur parallèle (L_j^P, C_j^P) sont calculés en appliquant l'équation (4.16) [57, p. 727].

$$\omega_0 C_j^P = \frac{1}{\omega_0 L_j^P} = \frac{1}{w\omega'_1 g_j} \quad (4.16)$$

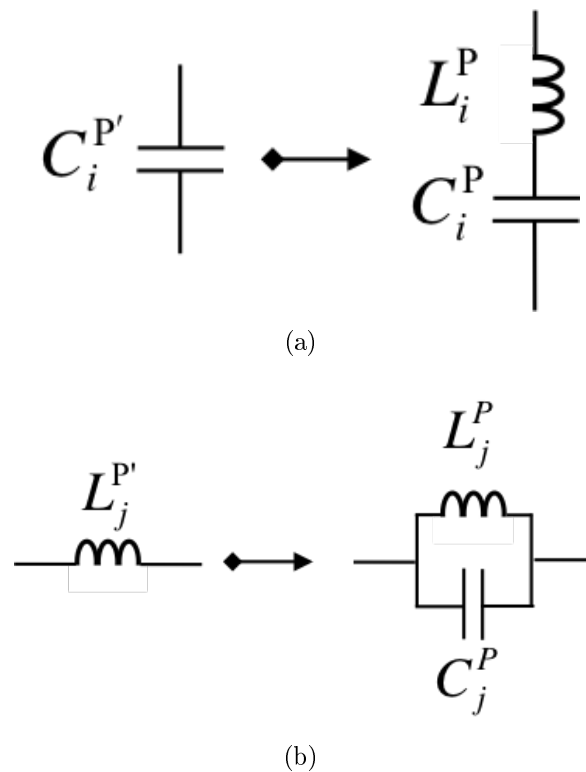


FIGURE 4.49 – Opérations de transformation d'un filtre passe-bas en un filtre coupe-bande [57, p. 727]. (a) Les capacités deviennent des résonateurs séries. (b) Les inductances deviennent des résonateurs parallèles.

Où $w = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}$ représente la bande-passante fractionnée, ω_0 représente la pulsation à la fréquence du pôle f_0 , ω_1 et ω_2 représentent les pulsations de coupures aux fréquences f_1 et f_2 . Enfin, le terme ω_1' représente la pulsation de coupure normalisée du prototype passe-bas ; cette dernière est égale à 1. La Table 4.8 fournit les valeurs des éléments localisés du prototype de filtre coupe-bande.

$\Delta\Phi_{11}$ (°/GHz)	$\Phi_{11}(f_0)$ (°)	L_1^P (nH)	C_1^P (fF)	L_2^P (nH)	C_2^P (fF)
30	160	8,6	21	0,02	8688
30	-160	8,4	17,2	0,01	8564

TABLE 4.8 – Valeurs des éléments du prototype de filtre de Tchebyscheff coupe-bande d'ordre $n = 3$ (Figure 4.48).

Les réponses réalisées par les prototypes coupe-bande de Tchebyscheff d'ordre $n = 3$ sont présentées sur la Figure 4.50.

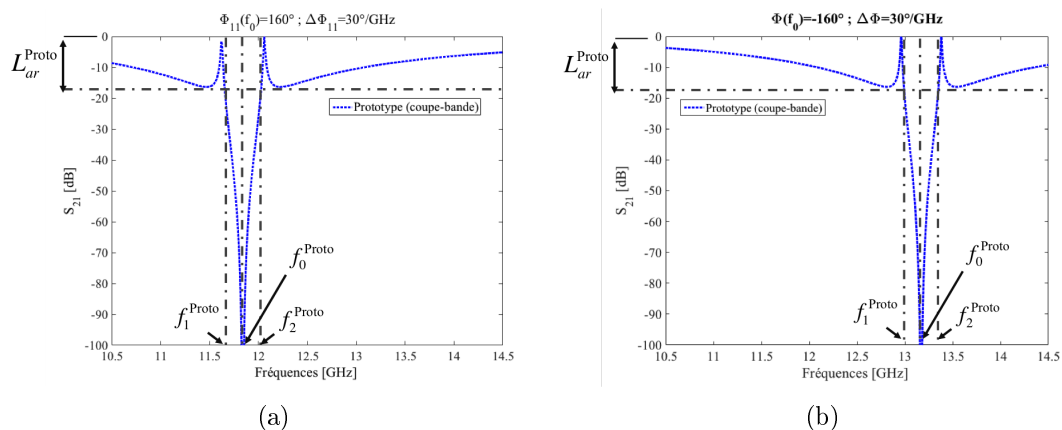


FIGURE 4.50 – Réponse en transmission du prototype de filtre coupe-bande de Tchebyscheff d'ordre $n = 3$ dans le cas d'une spécification (a) positive $\Phi_{11}(f_0) = 160^\circ$ et (b) négative $\Phi_{11}(f_0) = -160^\circ$.

4.5.2.4 Synthèse du dipôle équivalent

À présent, l'objectif consiste à déduire la valeur de l'inductance L_1 et de la capacité C_1 qui composent le résonateur série du dipôle équivalent (Figure 4.44).

4.5.2.5 Résultats de la synthèse

La Figure 4.51 illustre les résultats de la synthèse pour la première loi de phase définie par $(\Phi_{11}(f_0), \Delta\Phi_{11}) = (160^\circ, 30^\circ/\text{GHz})$.

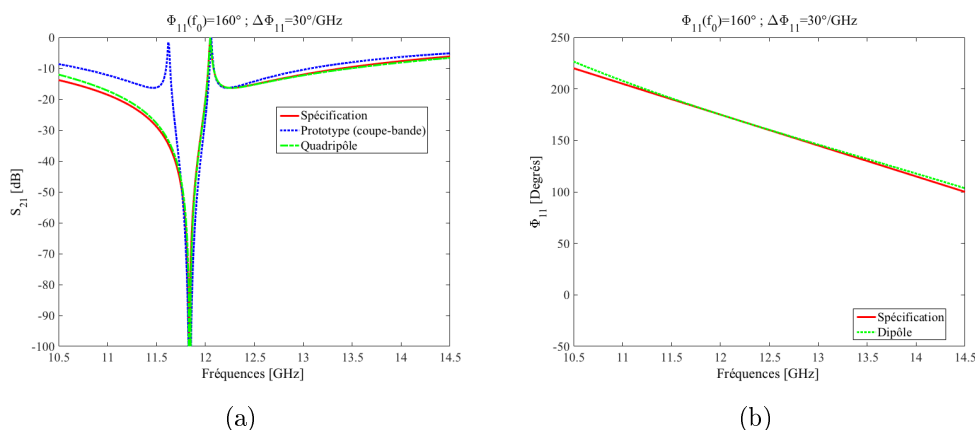


FIGURE 4.51 – Résultat de la synthèse pour $(\Phi_{11}(f_0), \Delta\Phi_{11}) = (160^\circ, 30^\circ/\text{GHz})$.

Le prototype du filtre coupe-bande présente une réponse dont les caractéristiques répondent aux spécifications (Figure 4.51(a)). Le zéro de transmission est localisé

à la fréquence du zéro de transmission du gabarit $f_0^{\text{Spéc}} = 11,83\text{GHz}$ et le haut de sa bande rejetée coupe à la fréquence de coupure du gabarit $f_2^{\text{Spéc}} = 12,01\text{GHz}$. La réponse présente une ondulation dans sa bande-passante dont l'amplitude est égale à celle spécifiée $L_{ar}^{\text{Spéc}} = 16,3\text{dB}$.

Avec les valeurs synthétisées des éléments du résonateur série du prototype coupe-bande, le quadripôle équivalent exhibe une réponse qui approxime de façon remarquable le gabarit dans la bande d'intérêt. De ce fait, le dipôle réalise une phase répondant parfaitement à la loi de phase spécifiée (Figure 4.51(b)).

La Figure 4.52 illustre les résultats de la synthèse pour la seconde loi de phase définie par $(\Phi_{11}(f_0), \Delta\Phi_{11}) = (-160^\circ, 30^\circ/\text{GHz})$.

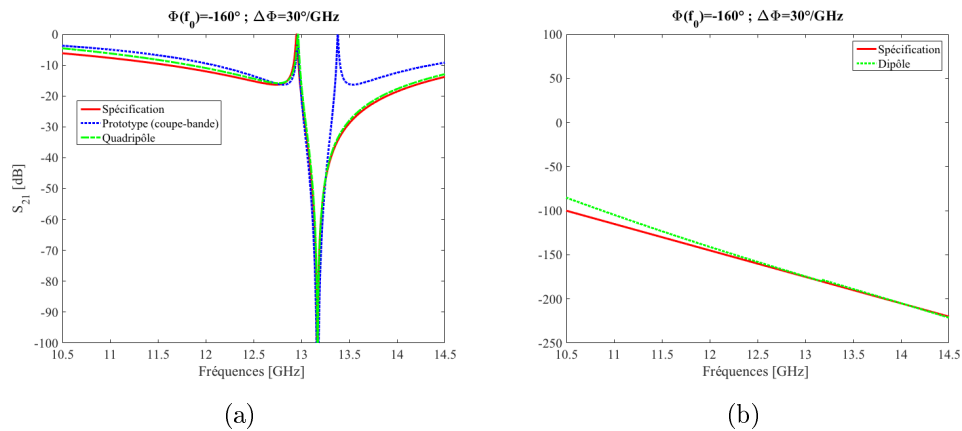


FIGURE 4.52 – Résultat de la synthèse pour $(\Phi_{11}(f_0), \Delta\Phi_{11}) = (-160^\circ, 30^\circ/\text{GHz})$.

Les résultats sont également très satisfaisants. Au niveau de la réponse du prototype coupe-bande, cette dernière répond parfaitement aux spécifications. Le zéro de transmission est localisé à la fréquence $f_0^{\text{Spéc}} = 13,17\text{GHz}$ et le bas de sa bande rejetée coupe à la fréquence de coupure du gabarit $f_1^{\text{Spéc}} = 12,98\text{GHz}$. La réponse présente une ondulation dans sa bande-passante dont l'amplitude est égale à celle spécifiée $L_{ar}^{\text{Spéc}} = 16,342\text{dB}$.

Avec les valeurs synthétisées des éléments du résonateur série du prototype coupe-bande, le quadripôle équivalent exhibe une réponse qui approxime remarquablement bien le gabarit dans la bande d'intérêt. La loi de phase en réflexion est donc parfaitement approximée (Figure 4.52(b)).

4.5.3 Synthèse de lois sur la phase en réflexion

Dans cette partie, nous allons évaluer la précision de la procédure de synthèse décrite précédemment. Pour ce faire, nous considérons à nouveau les trois familles de spécifications sur la loi de phase en réflexion.

On rappelle que dans la première famille, la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, est positive et varie de 0° à 180° avec une dispersion constante fixée à $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$. Dans la deuxième famille, la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, est désormais négative et varie de 0° à -180° . Enfin, dans la troisième famille, nous ferons varier la dispersion $\Delta\Phi_{11}$ avec une phase à f_0 fixée à 160° .

A l'issue de cette partie, nous présenterons les performances de la synthèse coupe-bande en termes de précision dans la bande d'intérêt $[10,5; 14,5]$ GHz.

4.5.3.1 Première famille de spécification : $\Phi_{11}(f_0) > 0^\circ$

Dans cette famille, la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, varie de 0° à 180° avec un pas de 20° . La dispersion $\Delta\Phi_{11}$ est fixée à $30^\circ/\text{GHz}$.

Les résultats de la synthèse pour cette famille sont présentés au travers des Figures 4.53 à 4.56.

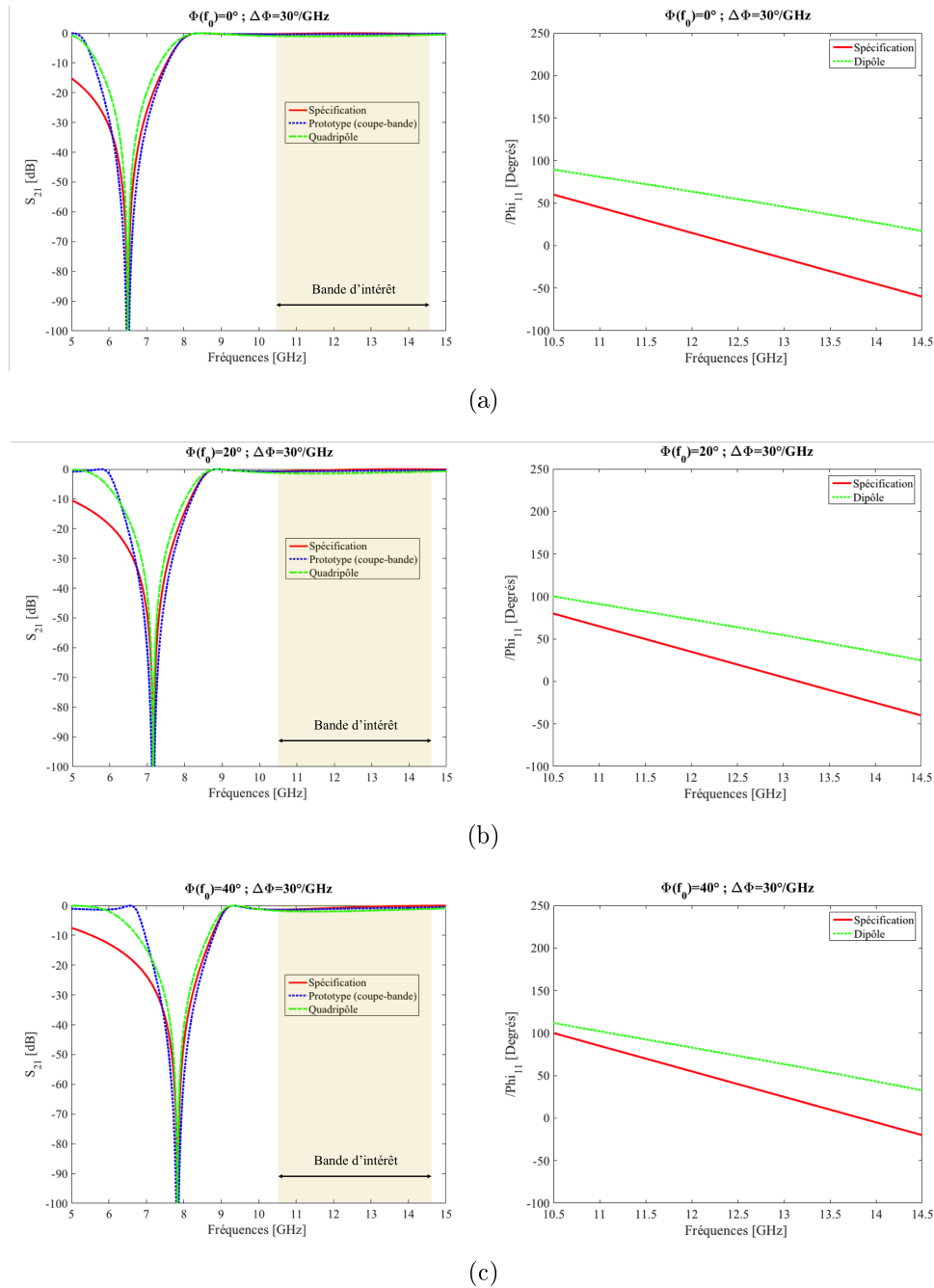


FIGURE 4.53 – Résultats de la synthèse coupe-bande de la première famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 20^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 40^\circ$.

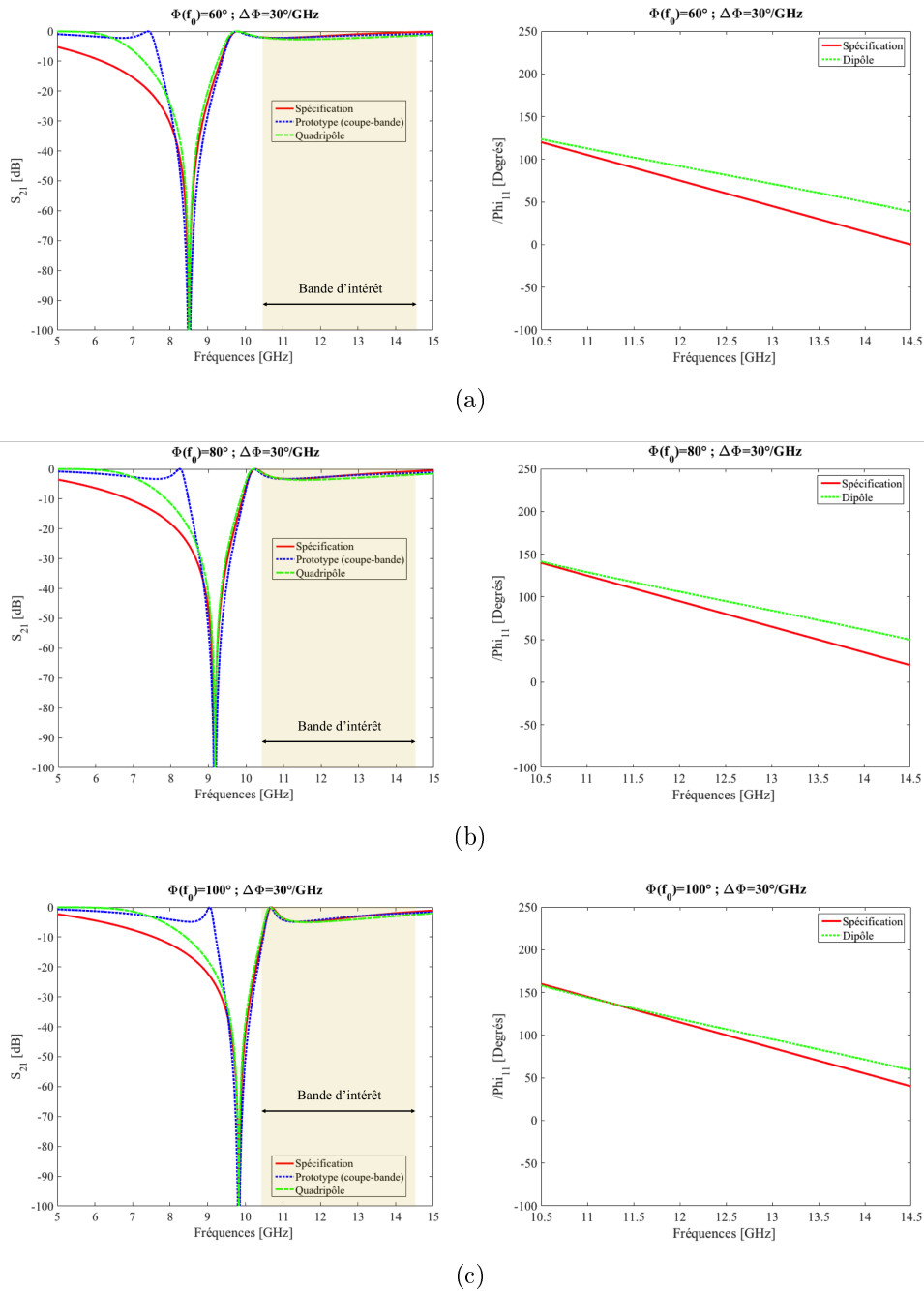


FIGURE 4.54 – Résultats de la synthèse coupe-bande de la première famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 60^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 80^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 100^\circ$.

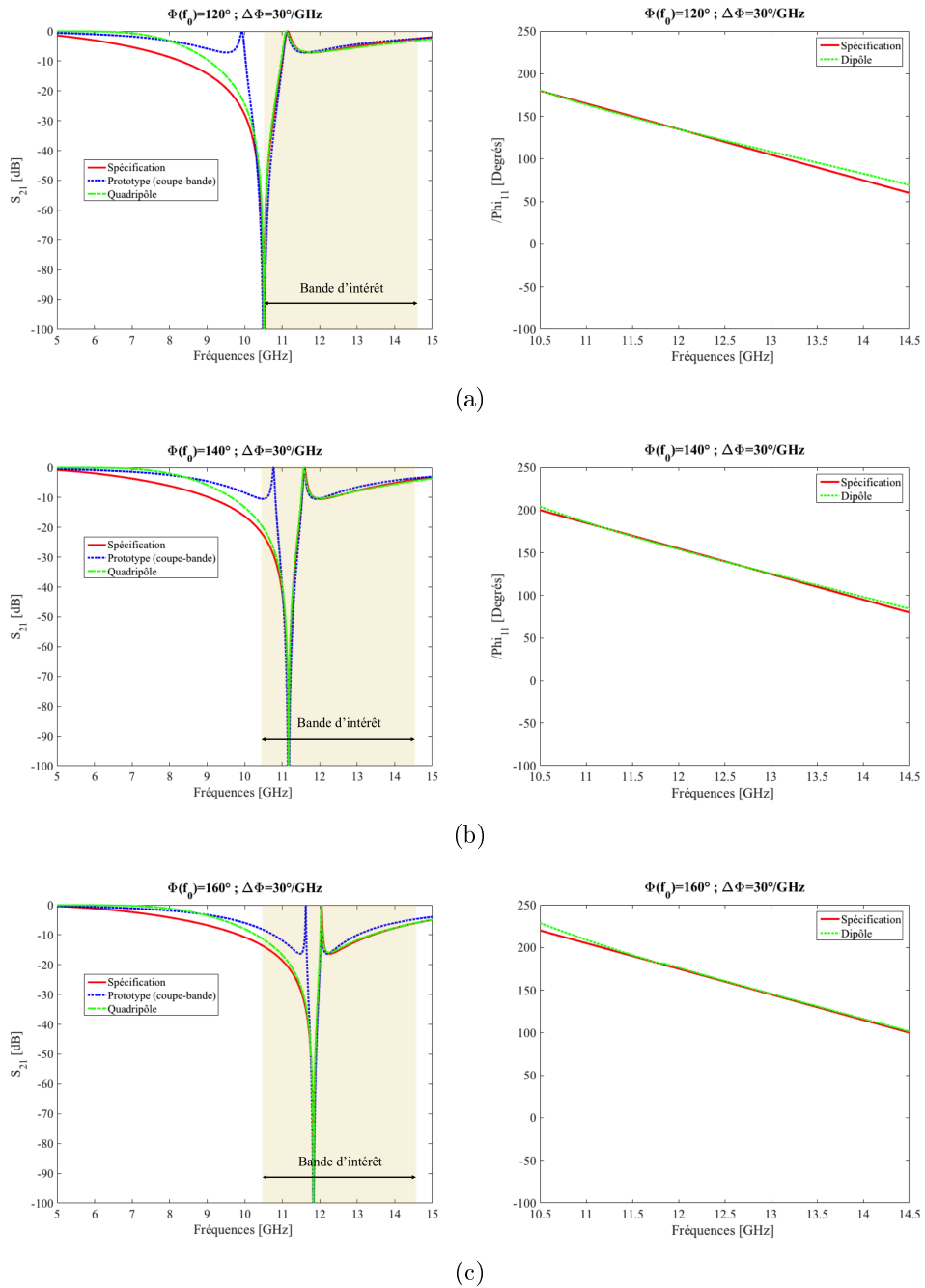
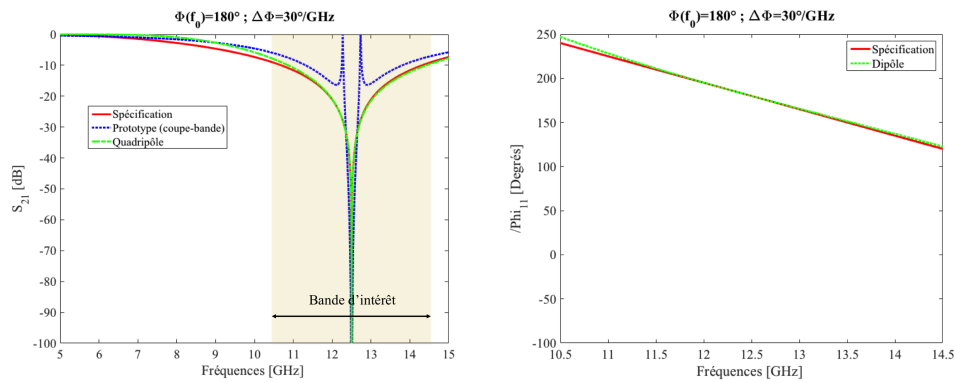


FIGURE 4.55 – Résultats de la synthèse coupe-bande de la première famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 120^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = 140^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = 160^\circ$.



(a)

FIGURE 4.56 – Résultats de la synthèse passe-bande de la première famille de spécifications. $\Phi_{11}(f_0) = 180^\circ$.

La Figure 4.57 présente l'erreur moyenne réalisée par la synthèse coupe-bande pour la première famille de spécifications. L'erreur décroît à mesure que la phase $\Phi_{11}(f_0)$ augmente. En effet, si on se reporte aux réponses en transmission, on remarque que le zéro de transmission se déplace vers les hautes fréquences à mesure que $\Phi_{11}(f_0)$ augmente. C'est à partir de $\Phi_{11}(f_0) = -120^\circ$ que le zéro de transmission "rentre" dans la bande d'intérêt (Figure 4.55(a)).

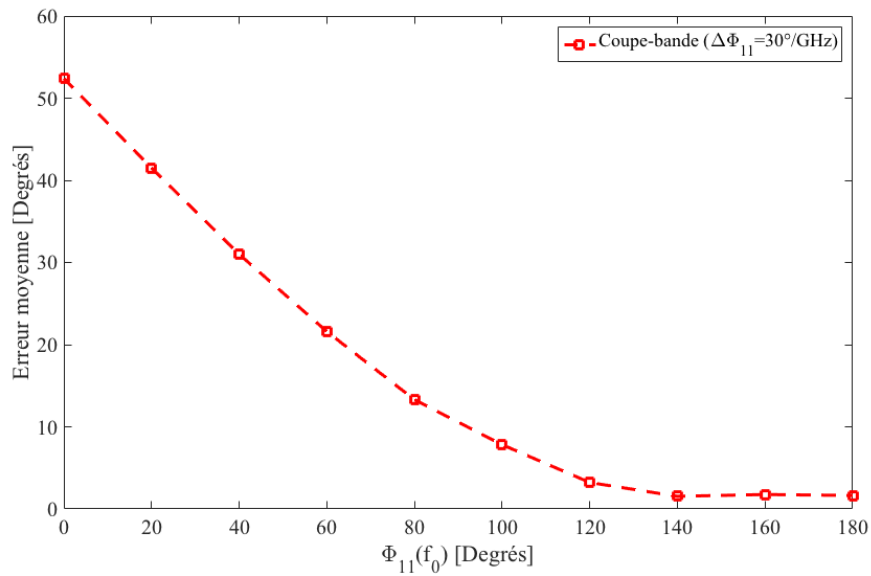


FIGURE 4.57 – Erreur moyenne réalisée par la synthèse coupe-bande pour la première famille de spécifications.

4.5.3.2 Deuxième famille de spécification : $\Phi_{11} < 0^\circ$

Dans cette famille, la phase à f_0 , $\Phi_{11}(f_0)$, varie de 0° à -180° avec un pas de 20° . La dispersion $\Delta\Phi_{11}$ est fixée à $= 30^\circ/\text{GHz}$.

Les résultats de la synthèse pour cette famille sont présentés au travers des Figures 4.58 à 4.61.

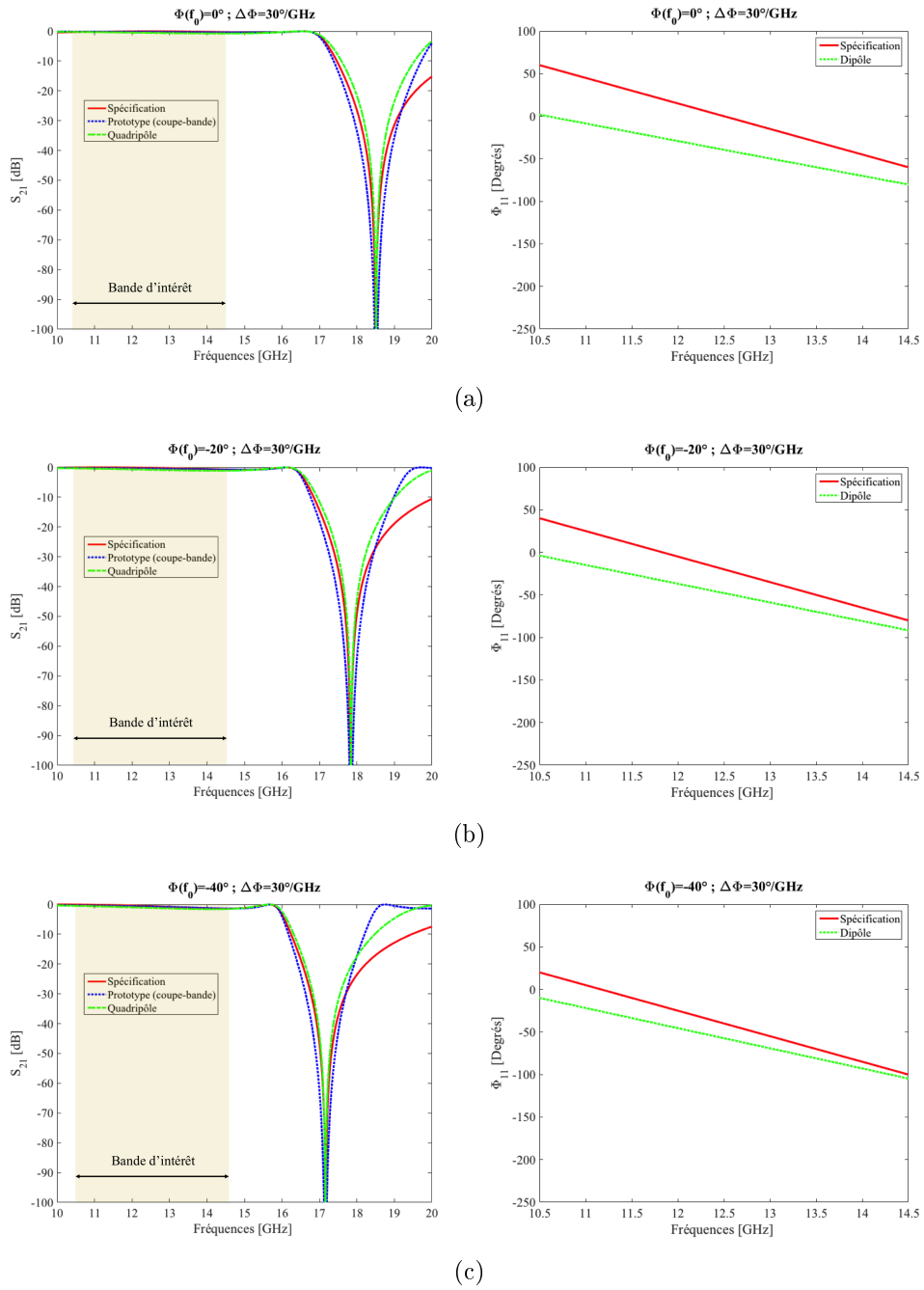


FIGURE 4.58 – Résultats de la synthèse coupe-bande de la deuxième famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = -20^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = -40^\circ$.

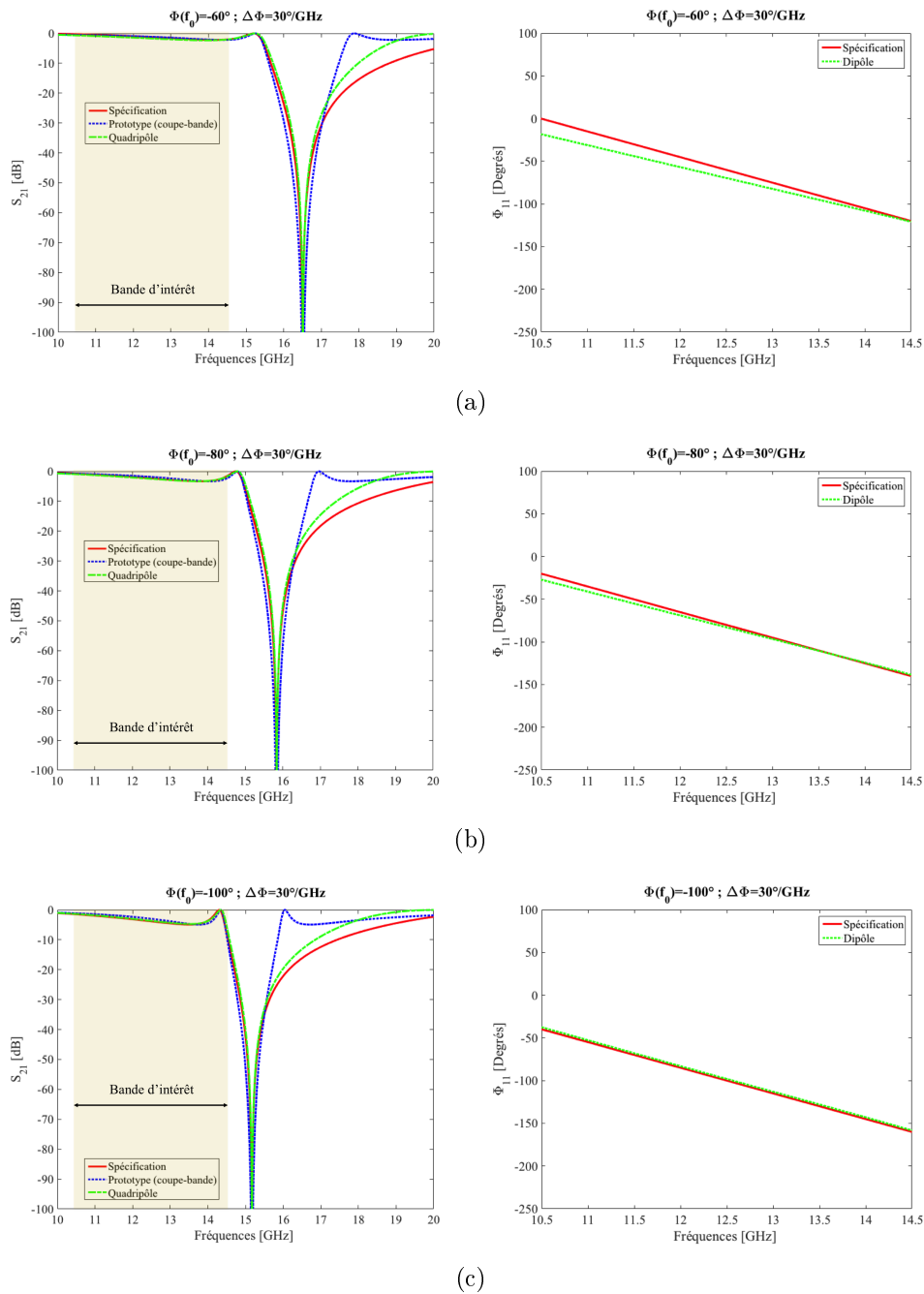


FIGURE 4.59 – Résultats de la synthèse coupe-bande de la deuxième famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = -60^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = -80^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = -100^\circ$.

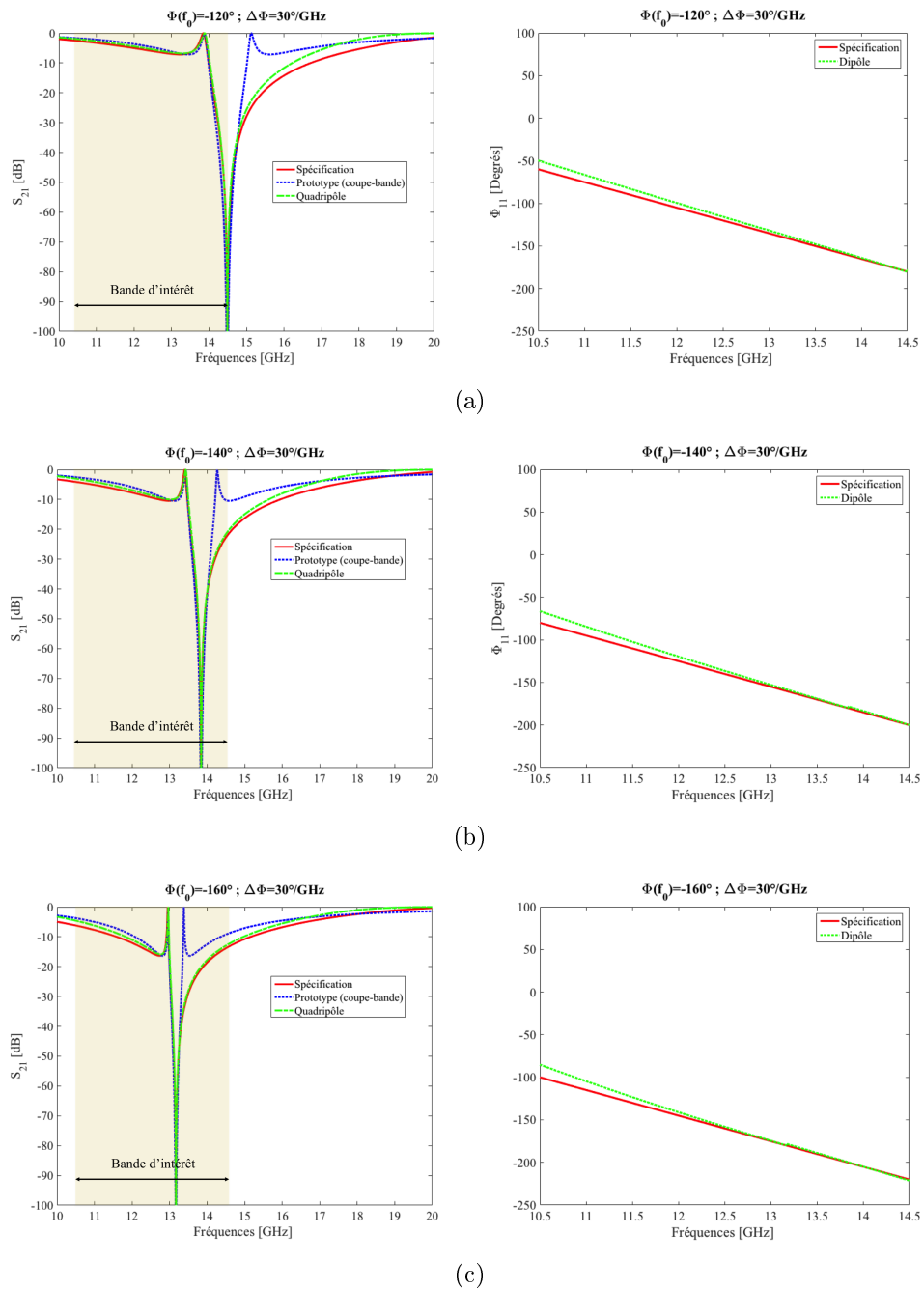
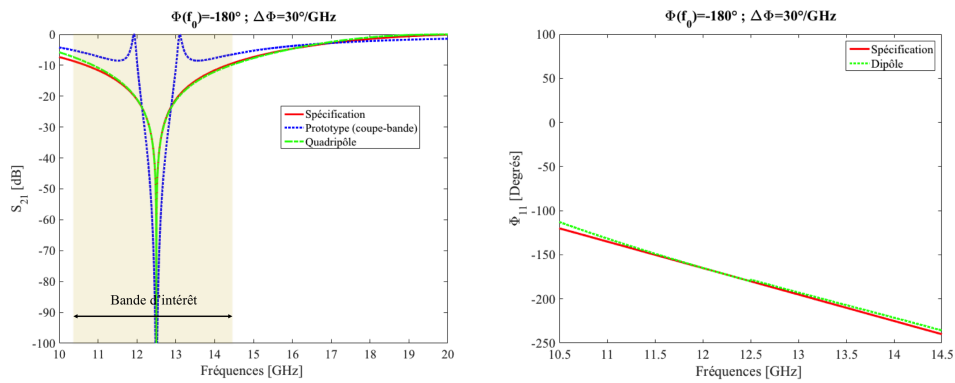


FIGURE 4.60 – Résultats de la synthèse coupe-bande de la deuxième famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = -120^\circ$. (b) $\Phi_{11}(f_0) = -140^\circ$. (c) $\Phi_{11}(f_0) = -160^\circ$.



(a)

FIGURE 4.61 – Résultats de la synthèse coupe-bande de la deuxième famille de spécifications. (a) $\Phi_{11}(f_0) = -180^\circ$.

La Figure 4.62 présente l'erreur réalisée par la synthèse coupe-bande pour la deuxième famille de spécifications. Pour les phases négatives, l'erreur présente une évolution identique à celle obtenue pour la première famille. L'erreur décroît à mesure que la phase $\Phi_{11}(f_0)$ tend vers -180° . En effet, lorsque la phase tend vers cette valeur, cela a pour effet de ramener le zéro de transmission vers les basses fréquences et donc vers la bande d'intérêt. On remarque ainsi que pour $\Phi_{11}(f_0) = 120^\circ$ le zéro de transmission "rentre" dans la bande d'intérêt (Figure 4.60(a)).

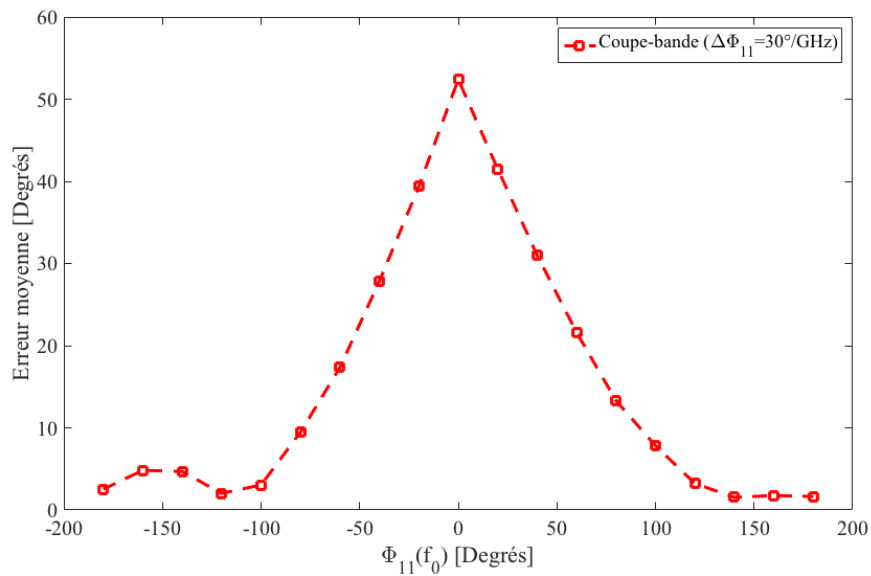


FIGURE 4.62 – Erreur moyenne réalisée par la synthèse coupe-bande pour la deuxième famille de spécification.

4.5.3.3 Troisième famille de spécification : variation de $\Delta\Phi_{11}$

Observons maintenant la précision de la synthèse lorsque la dispersion $\Delta\Phi_{11}$ augmente en prenant respectivement les valeurs suivantes : $30^\circ/\text{GHz}$, $45^\circ/\text{GHz}$ et $60^\circ/\text{GHz}$ avec une valeur de phase $\Phi_{11}(f_0) = 160^\circ$.

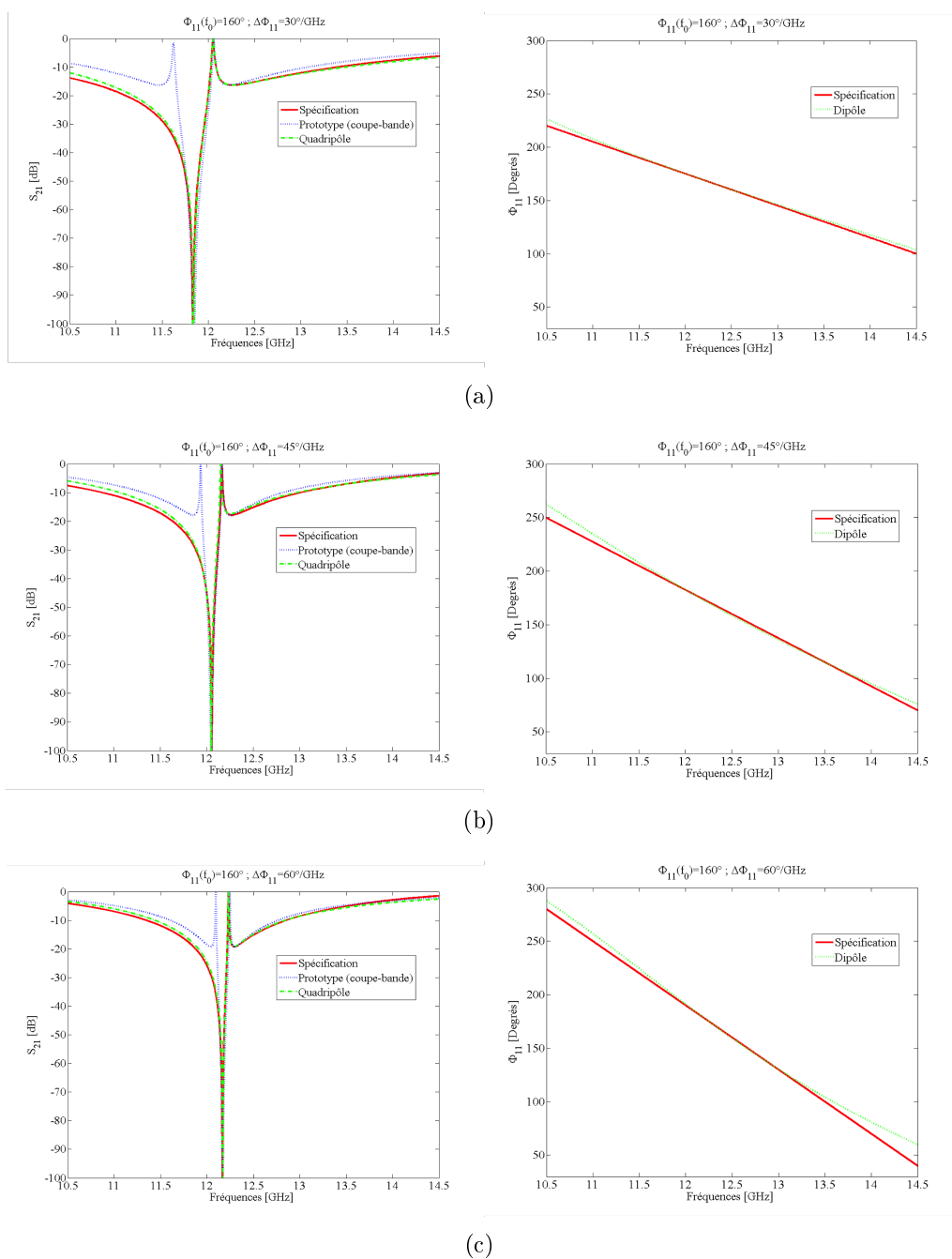


FIGURE 4.63 – Résultats de la synthèse passe-bande pour une variation de la dispersion $\Delta\Phi_{11}$ avec $\Phi_{11}(f_0) = 160^\circ$. (a) $\Delta\Phi_{11} = 30^\circ/\text{GHz}$. (b) $\Delta\Phi_{11} = 45^\circ/\text{GHz}$. (c) $\Delta\Phi_{11} = 60^\circ/\text{GHz}$.

4.5.4 Limites de la synthèse

La Figure 4.64 présente l'évolution de l'erreur moyenne pour les trois dispersions étudiées dans la troisième famille. L'évolution reste parfaitement symétrique par rapport à $\Phi_{11}(f_0) = 0^\circ$ et ce pour les trois dispersions étudiées.

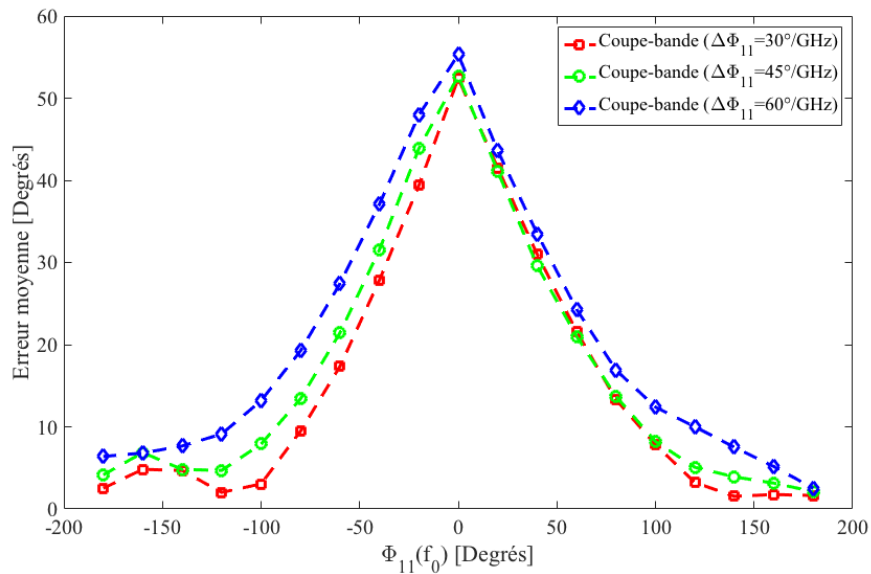


FIGURE 4.64 – Evolution de l'erreur moyenne réalisée par la synthèse coupe-bande.

4.6 Conclusion

La Figure 4.65 présente la superposition des erreurs moyennes réalisées par les synthèses de types passe-bande et coupe-bande en fonction de la phase $\Phi_{11}(f_0)$ et de la dispersion $\Delta\Phi_{11}$. Elle montre clairement que les deux synthèses sont complémentaires et permettent conjointement de couvrir toute la gamme de phase nécessaire.

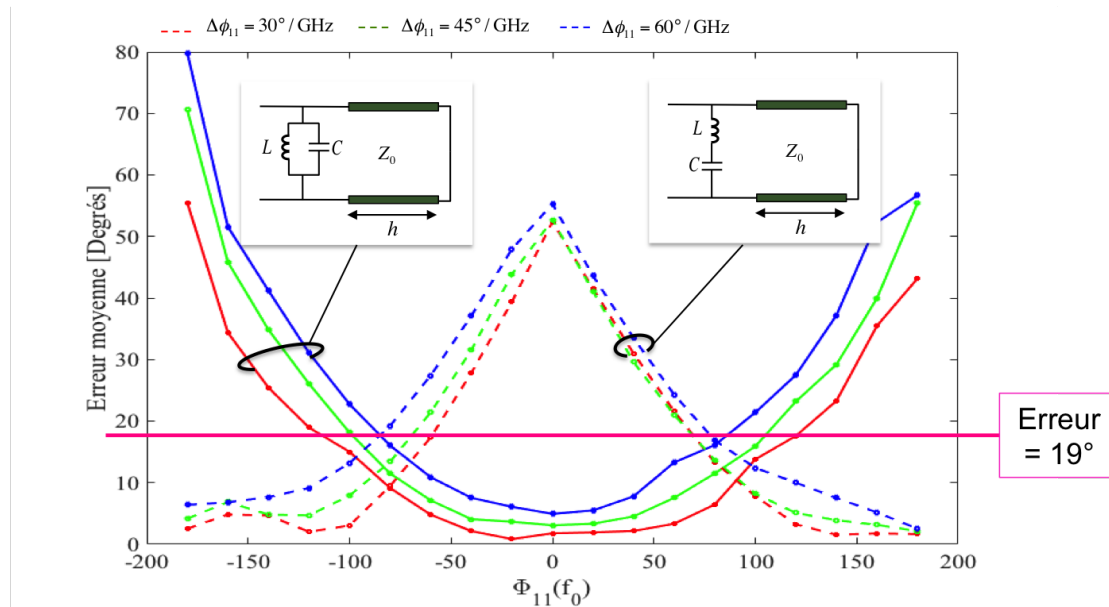


FIGURE 4.65 – Superposition des erreurs moyennes réalisées par les synthèses passe-bande et coupe-bande.

Par exemple, pour une dispersion $\Delta\Phi_{11}$ fixée à $60^\circ/\text{GHz}$, il sera plus judicieux d'utiliser une synthèse de type passe-bande si la phase souhaitée, $\Phi_{11}(f_0)$, est comprise dans la plage angulaire $[-80^\circ; 80^\circ]$. Le reste pourra être couverte par l'utilisation d'une synthèse coupe-bande. La gamme de phase de 360° pourra être synthétiser par l'une ou l'autre des synthèses avec une erreur moyenne maximale pouvant atteindre 19° .

Pour terminer, cette méthode de synthèse pourrait être couplée avec la technique des circuits équivalents évoquée dans les chapitres précédents pour dimensionner les cellules d'un réseau composé de cellules unitaires de types Phoenix d'ordre 2.

Conclusion générale

Conclusion

L'objectif de cette thèse était de répondre à la question : est-il possible de synthétiser de manière purement analytique un réseau réflecteur ?

Nous avons tenté d'y répondre en exploitant la méthode de modélisation multimodale. Elle consiste à représenter la cellule unitaire d'une structure périodique par un circuit équivalent analytique. Ses propriétés remarquables permettent de prédire analytiquement la phase en réflexion en fonction des dimensions de la cellule unitaire.

Dans le deuxième chapitre, nous avons tout d'abord étudié et évalué un réflecteur composé de cellules unitaires à motif 1D de type ruban métallique dans le cadre de la synthèse analytique d'une structure simple. De cette étude, nous avons montré que la méthode de modélisation était capable de synthétiser analytiquement la loi de phase spécifiée sur l'ouverture rayonnante du réflecteur. Ce résultat a permis de valider cette méthode en vue de son utilisation dans la synthèse analytique de réseaux réflecteurs.

Dans le troisième chapitre, nous l'avons exploitée dans le cadre de la synthèse analytique de réseaux réflecteurs composés de cellules unitaires de type Phoenix d'ordre 1 (motifs non résonants 2D : *patch* et grille). Trois réseaux réflecteurs ont été synthétisés sur la base de trois spécifications différentes, ceci afin de tester la synthèse analytique dans des configurations de plus en plus contraignantes. Finalement, il ressort de ces résultats que la méthode de modélisation est prometteuse mais que sa précision doit encore être améliorée pour permettre une synthèse complète. En effet, les circuits équivalents montrent une perte de précision pour une certaine gamme de dimensions des motifs notamment dans le cas d'un *patch* large et d'une grille mince.

Dans le quatrième chapitre, nous avons proposé une méthodologie de synthèse

des éléments du circuit équivalent d'une cellule unitaire de réseau réflecteur en utilisant des outils de synthèse de filtre. Cette méthode a été utilisée afin de synthétiser les éléments du circuit équivalent d'une cellule unitaire de type Phoenix d'ordre 2. Ces cellules sont parfaitement adaptées puisque leurs motifs sont équivalents à des résonateurs LC série (anneau métallique) et LC parallèle (fente annulaire). Cette méthode a été développée dans le but d'étendre le caractère analytique de la synthèse d'une cellule unitaire. L'idée centrale étant de synthétiser les éléments du circuit équivalent de la cellule unitaire à partir d'une loi de phase puis de remonter aux dimensions géométriques des cellules en utilisant la méthode de modélisation multimodale présentée dans les chapitres précédents.

Nous terminerons par une note plus générale. Le défi de synthétiser un réseau réflecteur en utilisant uniquement des modèles analytiques est un projet ambitieux surtout pour des motifs plus complexes dont les propriétés sont plus difficiles à modéliser (mono et multi-résonances par exemples). Les logiciels de simulation électromagnétique restent des outils fiables et indispensables. Il n'empêche que le développement des modèles équivalents doit être maintenu. Leur utilisation est primordiale. Ils permettent d'appréhender à moindre coût l'impact qu'aura la modification d'un paramètre donné (périodicité, épaisseur du substrat, dimensions des motifs, etc.) sur les paramètres de réflexion de la cellule unitaire. Cette compréhension physique qu'offrent ces modèles entrainera une utilisation plus raisonnée des logiciels de simulation électromagnétique et conduira naturellement à une diminution du temps de calcul en convergeant plus rapidement vers une solution optimale.

Perspectives

A l'issue de ces travaux nous proposons les perspectives à court et à long terme suivantes.

La première perspective, à court terme, est d'affiner les modèles équivalents associés aux motifs *patch* et grille. En effet, nous avons constaté que pour des *patch* larges et des grilles minces, les circuits équivalents perdaient en précision. Une hypothèse consiste à dire que le profil spatial de la distribution du courant électrique et du champ électrique ne sont plus valables à ces dimensions. Il serait donc intéressant d'évaluer la précision des modèles avec d'autres distributions. Dans le même esprit, il conviendrait maintenant de prendre en compte l'effet de l'incidence.

La deuxième perspective, à long terme, consiste à synthétiser analytiquement un réseau réflecteur composé de cellules unitaires de types Phoenix du deuxième ordre (anneau métallique, fente annulaire).

La troisième perspective, à plus long terme, est d'utiliser la méthode de synthèse des éléments du circuit équivalent de cellules unitaires par la synthèse de filtre pour synthétiser des lois de phases plus élaborées. On peut par exemple penser à une synthèse bi-fréquence qui permettrait de définir la géométrie des cellules satisfaisant des lois de phase différentes dans deux bandes distinctes.

Bibliographie

- [1] J. HUANG et J. A. ENCINAR, *Reflectarray Antennas*. Wiley Inter-Science, 2007.
- [2] T. MAKDISSY, *Nouvelles topologies de cellules déphaseuses à coût et complexité réduits pour les antennes réseaux réflecteurs large bande*. Thèse doctorat, INSA Rennes, Novembre 2013.
- [3] J. HUANG, « Microstrip reflectarray », *IEEE AP-S/URSI symposium*, p. 612–615, June 1991.
- [4] D. M. POZAR et T. METZLER, « Analysis of a reflectarray antenna using microstrip patches of variable size. », *Electronic Letters*, p. 657–658, April 1993.
- [5] J. ENCINAR, « Design of two-layer printed reflectarray using patches of variable size. », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 49, p. 1403–1410, October 2001.
- [6] D. CADORET, A. LAISNE, R. GILLARD et H. LEGAY, « A new reflectarray cell using microstrip patches loaded with slots. », *Microwave and optical technology letters*, vol. 44, no. 3, p. 270–272, 2005.
- [7] M. R. CHAHARMIR, J. SHAKER, M. CUHACI et A. ITTIPIBOON, « Broadband reflectarray antenna with double cross loops », *Electronic Letters*, January 2006.
- [8] L. MOUSTAFA, R. GILLARD, F. PERIS, R. LOISON, H. LEGAY et E. GIRARD, « The phoenix cell: A new reflectarray cell with large bandwidth and rebirth capabilities », *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 10, p. 71–74, 2011.
- [9] M. KHARBECH, *Cellules à fentes pour réseaux réflecteurs imprimés - Amélioration de la stabilité du diagramme unitaire et extension à la reconfigurabilité*. Thèse doctorat, INSA de Rennes, Octobre 2011.
- [10] J. HUANG, « Bandwidth study of microstrip reflectarray and a novel phased reflectarray concept », *IEEE APS/URSI Symposium, Newport Beach, California*, p. 582–585, June 1995.
- [11] D. M. POZAR, « Bandwidth of reflectarrays », *Electronic Letters*, vol. 39, p. 1490–1491, Oct 2003.

- [12] M. A. MILLON, R. GILLARD et H. LEGAY, « Rigorous analysis of the reflectarray radiating elements: Characterization of the specular reflection effect and the mutual coupling effect », *29th ESA Antenna Workshop Multiple Beams Reconfig. Antennas, Noordwijk, The Netherlands*, April 2007.
- [13] S. MENER, « Développement du circuit équivalent de la cellule phoenix », rap. tech., Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes (IETR), 20 avenue des Buttes de Coësmes. 35000 Rennes. France, Novembre 2014.
- [14] J. A. ENCINAR, M. ARREBOLA, L. F. de la FUENTE et G. TOSO, « A transmit-receive reflectarray antenna for direct broadcast satellite applications », *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, vol. 59, p. 3255–3264, September 2011.
- [15] P. ROBUSTILLO, J. ZAPATA, J. A. ENCINAR et J. RUBIO, « Ann characterization of multi-layer reflectarray elements for contoured-beam space antennas in the ku-band », *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, vol. 60, p. 3205–3214, July 2012.
- [16] V. RICHARD, R. LOISON, R. GILLARD, H. LEGAY et M. ROMIER, « Optimized artificial neural network for reflectarray cell modelling », *Antennas and Propagation Symposium (APSURSI)*, p. 1211–1212, 2016.
- [17] V. RICHARD, R. LOISON, R. GILLARD, H. LEGAY et M. ROMIER, « Loss analysis of a reflectarray cell using anns with accurate magnitude prediction », *11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, p. 2396–2399, 2017.
- [18] K. SARABANDI et N. BEHDAD, « A frequency selective surface with miniaturized elements », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 55, p. 1239–1245, May 2007.
- [19] M. LI, M. AL-JOUMAYLY et N. BEHDAD, « Broadband true-time-delay microwave lenses based on miniaturized element frequency selective surfaces », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 61, p. 1166–1179, March 2013.
- [20] M. H. ABADI et N. BEHDAD, « Ultra-wideband, true-time-delay reflectarray antennas using ground-plane backed, miniaturized-element frequency selective surfaces », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 63, p. 534–542, February 2015.
- [21] M. AL-JOUMAYLY et N. BEHDAD, « A new technique for design of low profile, second order, bandpass frequency selective surfaces », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 57, p. 452–459, February 2009.

- [22] N. BEHDAD, M. AL-JOUMAYLY et M. SALEHI, « A low-profile third-order bandpass frequency selective surface », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 57, p. 460–466, Feb 2009.
- [23] N. BEHDAD et M. AL-JOUMAYLY, « A generalized synthesis procedure for low-profile, frequency selective surfaces with odd-order bandpass responses », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 58, p. 2460–2464, July 2010.
- [24] M. LI et N. BEHDAD, « A third-order band-pass frequency selective surface with a tunable transmission null », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 60, p. 2109–2113, April 2012.
- [25] M. AL-JOUMAYLY et N. BEHDAD, « A generalized method for synthesizing low-profile, band-pass frequency selective surfaces with non-resonant constituting elements », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 58, p. 4033–4041, December 2010.
- [26] O. LUUKKONEN, C. SIMOVSKI, G. GRANET, G. GOUSSETIS, D. LIOUBTCHENKO, A. RÄISÄNEN et S. TRETJAKOV, « Simple and accurate analytical model of planar grids and high-impedance surfaces comprising metal strips or patches », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 56, p. 1624–1632, June 2008.
- [27] M. AL-JOUMAYLY et N. BEHDAD, « Wideband planar microwave lenses using sub-wavelength spatial phase shifters », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 59, p. 4542–4552, December 2011.
- [28] L. LIANG et S. V. HUM, « Design of a uwb reflectarray as a impedance surface using bessel filters », *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, vol. 64, p. 4242–4255, October 2016.
- [29] G. MACFARLANE, « Surface impedance of an infinite wire grid, at oblique angles of incidence », *IEE*, vol. 93, p. 1523–1527, December 1946.
- [30] W. WESSEL, « On the passage of electromagnetic waves through a wire grid », *Hochfrequenztechnik*, vol. 54, January 1939.
- [31] R. HORNEJAGER, « Electromagnetic properties of wire grids », *Ann der Physik*, vol. 4, p. 25–35, January 1948.
- [32] G. von TRENTINI, « Gratings as circuit elements of electric waves in space », *Zeit. angew. Phy.*, vol. 5, p. 221–231, June 1953.
- [33] J. WAIT, « The impedance of wire grid parallel to a dielectric interface », *IRE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. MTT-5, p. 99–102, April 1957.

- [34] J. YOUNG et J. WAIT, « Note on the impedance of a wire grid parallel to a homogeneous interface », *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. 37, p. 1136–1138, July 1989.
- [35] R. ULRICH, F. RENK et L. GENZEL, « Tunable submillimeter interferometers of the fabry-perot type », *IRE Trans. Microw. Theory and Tech.*, vol. 11, no. 5, p. 363–371, 1963.
- [36] S. LEE, G. ZARILLO et C. LAW, « Simple formulas for transmission through periodic metal grids or plates », *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, vol. AP-30, no. 5, p. 904–909, 1982.
- [37] M. I. KONTOROVICH, V. Y. PETRUNKIN, N. A. YESEPKINA et M. I. ASTRAKHAN, « The coefficient of reflection of a plane electromagnetic wave from a plane wire mesh », *Radio Eng. Electron Phys*, no. 7, p. 222–231, 1962.
- [38] M. I. ASTRAKHAN, « Averaged boundary conditions on the surface of a lattice with rectangular cells », *Radio Eng. Electron Phys*, no. 9, p. 1239–1241, 1964.
- [39] V. V. YATSENKO, S. A. TRETAYAKOV, S. I. MASLOVSKI et A. A. SOCHAVA, « Higher order impedance boundary conditions for sparse wire grids », *IEEE Trans. Antennas Propagation*, vol. 48, no. 5, p. 720–727, 2000.
- [40] R. LANGLEY et A. DRINKWATER, « An improved empirical model for the jerusalem cross », *IEE Proc. H, Microw. Optics and Antennas*, vol. 129, no. 1, p. 1–6, 1982.
- [41] R. LANGLEY et E. PARKER, « Equivalent circuit model for arrays of square loops », *Electronic Letters*, vol. 18, p. 2294–296, April 1982.
- [42] R. LANGLEY et E. PARKER, « Double square frequency selective surfaces and their equivalent circuit », *Electronic Letters*, vol. 19, p. 675–677, August 1983.
- [43] C. LEE et R. LANGLEY, « Equivalent-circuit models for frequency selective surfaces at oblique angles of incidence », *IEE Proc. H, Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 132, p. 395–399, October 1985.
- [44] F. COSTA, A. MONORCHIO et G. MANARA, « Efficient analysis of frequency-selective surfaces by a simple equivalent-circuit model », *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 54, no. 4, p. 35–48, 2012.
- [45] S. MONNI, G. GERINI, A. NETO et A. TIJHUIS, « Multimode equivalent networks for the design and analysis of frequency selective surfaces », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 55, p. 2824–2835, 2007.
- [46] M. GARCIA-VIGUERAS, F. MESA, F. MEDINA, R. RODRIGUEZ-BERRAL et J. L. GOMEZ-TORNERO, « Simplified circuit model for arrays of metallic dipoles

- sandwiched between dielectric slabs under arbitrary incidence », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 60, p. 4637–4649, October 2012.
- [47] R. RODRIGUEZ-BERRAL, C. MOLERO, F. MEDINA et F. MESA, « Analytical wideband model for strip/slit gratings loaded with dielectrics slabs », *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. 60, p. 3908–3918, December 2012.
- [48] M. J. CARLOS, *Circuit modeling of periodic structure*. Thèse doctorat, Universidad de Sevilla, 2017.
- [49] R. RODRIGUEZ-BERRAL, F. MESA et F. MEDINA, « Analytical multimodal network approach for 2-d arrays of planar patches/apertures embedded in a layered medium », *IEEE Trans. Antennas Propagation*, vol. 63, p. 1969–1984, May 2015.
- [50] F. MESA, M. GARCIA-VIGUERAS, F. MEDINA, R. RODRIGUEZ-BERRAL et J. R. MOSIG, « Circuit-model analysis of frequency selective surfaces with scatterers of arbitrary geometry », *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 14, p. 135–138, 2015.
- [51] F. MESA, R. RODRIGUEZ-BERRAL, M. GARCIA-VIGUERAS, F. MEDINA et J. R. MOSIG, « Simplified modal expansion to analyse frequency-selective surfaces: An equivalent circuit approach », *IEEE Trans on Antennas and Propag.*, vol. 64, p. 1106–1111, March 2016.
- [52] R. W. WOOD, « On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum », *Philos. Mag*, vol. 4, p. 396–402, 1902.
- [53] L. RAYLEIGH, « Note on the remarkable case of diffraction spectra discribed by prof. wood », *Philos. Mag*, vol. 14, p. 60–65, 1907.
- [54] N. NACHABE, R. GILLARD et E. FOURN, « Antenne reflectarray pour applications spatiales », projet de fin d'étude, Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes, 20 avenue des Buttes de Coësmes. 35000 Rennes. France, 2015.
- [55] I. GRADSHTEYN et I. RYZHIK, *Table of integrals, series, and products*. Academic Press, seventh éd., 2007.
- [56] S. R. RENGARAJAN, « Choice of basis functions for accurate characterization of infinite array of microstrip reflectarray elements », *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 4, p. 47–50, 2005.
- [57] G. MATTHAEI, L. YOUNG et E. JONES, *Microwave Filters, Impedance-Matching Network, and Coupling Structures*. Artech House Inc, 1980.

AVIS DU JURY SUR LA REPRODUCTION DE LA THESE SOUTENUE

Titre de la thèse:

Synthèse analytique de panneaux réflecteurs imprimés - Utilisation de circuits équivalents et de techniques de synthèse de filtres

Nom Prénom de l'auteur : GROSSETETE ALEXANDRE

Membres du jury :

- Monsieur GILLARD Raphaël
- Monsieur FOURN Erwan
- Monsieur AUBERT Hervé
- Madame LETROU Christine
- Monsieur MEDINA MENA Francisco
- Monsieur CAPET Nicolas

Président du jury : *Prof. Francisco MEDINA*

Date de la soutenance : 19 Juin 2018

Reproduction de la these soutenue

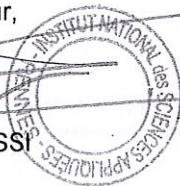
- Thèse pouvant être reproduite en l'état
 Thèse pouvant être reproduite après corrections suggérées

Fait à Rennes, le 19 Juin 2018

Signature du président de jury

Le Directeur,

M'hamed DRISSI



Titre : Synthèse analytique de panneaux réflecteurs imprimés – Utilisation de circuits équivalents et de techniques de synthèse de filtres

Mots clés : Antennes à réseau réflecteur, synthèse analytique, circuit équivalent, synthèse de filtre

Résumé : Les antennes à réseau réflecteur sont une alternative prometteuse aux antennes à réflecteurs pour la réalisation de diagrammes de rayonnement directifs ou de couvertures formées, notamment dans le spatial ou dans l'aéronautique. Constitués d'un grand nombre de cellules unitaires dont il faut optimiser la géométrie individuellement, ils restent toutefois difficiles à concevoir. Cette thèse traite de la synthèse des antennes à réseau réflecteur. Aujourd'hui les méthodes utilisées pour les concevoir exploitent, pour la majorité, les logiciels de simulation électromagnétique. Elles sont très coûteuses en temps de calcul et requièrent au final des hypothèses simplificatrices. L'objectif de cette thèse est de répondre à la question suivante : est-il possible de synthétiser de manière purement analytique un réseau réflecteur ? Nous avons répondu à cette question en exploitant la méthode de modélisation multimodale. Elle consiste à représenter la cellule unitaire sous la forme d'un circuit équivalent.

Ses propriétés remarquables permettent de prédire analytiquement la phase en réflexion en fonction des dimensions de la cellule unitaire. Un réflecteur composé de cellules unitaires à motif 1D de type ruban métallique a tout d'abord été étudié et évalué dans le cadre de la synthèse analytique d'une structure simple. Cette étude a permis de valider la méthode de modélisation en vue de son utilisation dans la synthèse analytique de réseaux réflecteurs. Trois réseaux réflecteurs composés de cellules unitaires 2D de types patch et grille ont ensuite été synthétisés sur la base de trois spécifications différentes, ceci afin de tester la synthèse analytique dans des configurations de plus en plus contraignantes. Finalement il s'est révélé que la méthode de modélisation multimodale est prometteuse mais que sa précision doit encore être améliorée pour permettre une synthèse complète de réseau réflecteur.

Title : Analytical synthesis of printed array panels – Using equivalent circuits and filters synthesis techniques

Keywords : Reflectarray antennas, analytical synthesis, equivalent circuit, filter synthesis

Abstract: Reflectarray antennas are a promising alternative to reflector antennas in order to produce focused and contoured beams especially for aeronautics and space applications. A reflectarray antenna is made up of an array of unit cells that provide a pre-adjusted phasing to form the desired beam. The synthesis of a reflectarray consists in fixing the geometrical dimensions of each unit cell to generate the desired phase law. This thesis focuses on the synthesis of reflectarray. The current methods are mostly based on full-wave analysis and so they are time consuming. The purpose of this thesis is to answer at the following question: a reflectarray can be fully analytically synthesized?

We answer it by using the multimodal method. The unit cell is then represented by an equivalent circuit. Using its remarkable properties, the reflected phase can be analytically predicted according to the geometrical dimensions of the unit cell. We used it firstly to synthesize a reflector where the unit cell is composed of a metallic strip. This study has validated this method in order to synthesize reflectarray. Then three reflectarrays have been synthesized based on three specifications. Finally, the multimodal method is promising but the precision has to be improved in order to fully synthesize a reflectarray.