PolyPublie
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Title:	Étude d'un déphaseur large bande en technologie de guide d'ondes intégré au substrat
Auteur: Author:	Israël Boudreau
Date:	2012
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence: Citation:	Boudreau, I. (2012). Étude d'un déphaseur large bande en technologie de guide d'ondes intégré au substrat [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/822/

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: PolyPublie URL:	https://publications.polymtl.ca/822/
Directeurs de recherche: Advisors:	Ke Wu, & Dominic Deslandes
Programme: Program:	génie électrique

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal

https://publications.polymtl.ca

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE D'UN DÉPHASEUR LARGE BANDE EN TECHNOLOGIE DE GUIDE D'ONDES INTÉGRÉ AU SUBSTRAT

ISRAËL BOUDREAU

DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION

DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES (M.Sc.A)

(GÉNIE ÉLECTRIQUE)

AVRIL 2012

© Israël Boudreau, 2012.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

ÉTUDE D'UN DÉPHASEUR LARGE BANDE EN TECHNOLOGIE DE GUIDE D'ONDES INTÉGRÉ AU SUBSTRAT

Présenté par : BOUDREAU Israël

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. FRIGON Jean-François. Ph.D., président

M. WU Ke. Ph.D., membre et directeur de recherche

M. DESLANDES Dominic. Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. LAURIN Jean-Jacques. Ph.D., membre

DÉDICACE

À Dominic Cummings,

Ma plus grande source d'inspiration

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier en premier lieu mon codirecteur Pr. Dominic Deslandes, qui a su être énormément présent lorsque j'en ressentais le besoin et qui m'a encadré durant ces deux années. Sans lui, je n'aurais pu accomplir qu'une infime partie de ces recherches.

Un énorme merci aussi au Pr. Ke Wu, qui a orienté avec brio mes recherches et m'a fait voir ce merveilleux domaine d'un autre angle avec ses nombreux conseils.

Un merci particulier à l'équipe technique du poly-GRAMES et plus particulièrement à Jules Gauthier, David Dousset, Steve Dubé et Trian Antonescu. Sans leurs conseils et leur savoir-faire technique, je n'aurais pu avoir aucun de mes résultats empiriques.

Merci aussi à Jean-Sébastien Décarie, qui m'a aidé avec mes nombreuses questions informatiques et à Ginette Desparois pour tout le côté administratif.

RÉSUMÉ

L'électronique est un domaine en émergence depuis plus de 60 ans. En effet, depuis que le premier transistor a vu le jour un peu avant les années 50, la complexité des circuits n'a cessé d'augmenter. Cependant, il n'y a pas que les circuits intégrés qui se complexifient et évoluent dans ce domaine. Les supports des circuits intégrés, soit les « PCBs » ce qui signifie « Printed Circuits Boards » ou en français « circuits imprimés » sont tout aussi importants lors de la conception d'un système électronique. Ils font bien sûr l'interconnexion entre les circuits intégrés, mais aussi souvent une bonne partie du traitement hyperfréquence (filtres, déphaseurs, antennes).

Lorsqu'un grand facteur de qualité est requis, il n'est plus possible d'utiliser des lignes de transmission. Il faut alors utiliser des guides d'ondes. Ces guides sont généralement très performants, mais sont aussi coûteux et difficiles à intégrer. Une nouvelle classe de ces guides, les guides d'ondes intégrés au substrat (ou en anglais « Substrate Integrated Waveguide »), a vu le jour il y a un peu plus de dix ans. Ces derniers ont l'avantage, comme leur nom l'indique, d'être intégrés directement dans le substrat, ou le circuit imprimé. L'utilisation de ceux-ci permet de diminuer les coûts de production et le poids. Du même coup, nous augmentons la densité de composants tout en obtenant un excellent facteur de qualité. Il est alors très intéressant de concevoir le plus de circuits possible en utilisant ce guide d'ondes.

Le présent document détaille l'analyse complète d'un nouveau type de déphaseur large bande utilisant la technologie de guides d'ondes intégrés au substrat. La méthode de déphasage proposée consiste à placer une tranche d'un diélectrique au centre de la structure. Ainsi, en comparant avec un guide de même dimension, mais sans cette perturbation, il est possible de mesurer une différence de phase. L'objectif de ce mémoire est de développer les outils nécessaires à l'étude de différentes configurations de déphaseurs. L'objectif final est d'étudier plusieurs formes de tranche afin de trouver celle qui donne les meilleurs résultats en termes de pertes d'insertion et de déphasage.

Il a été prouvé qu'un GIS peut être modélisé par un guide d'ondes rectangulaire équivalent. Ce modèle sera appliqué tout au long de ce mémoire. Dans le chapitre 2, une méthode de calcul de la constante de propagation pour un guide rectangulaire possédant une tranche de diélectrique en son centre est détaillée. À partir de cette constante de propagation, les champs électriques et magnétiques complets sont calculés.

Dans le chapitre 3, la théorie du raccordement modal est utilisée pour calculer la matrice S d'un guide possédant une discontinuité dans la tranche. Une cascade de matrices est ensuite appliquée dans le but d'évaluer la matrice S globale d'une cascade de discontinuités. Les travaux présentés dans ce chapitre ont permis de développer les outils nécessaires à l'étude des déphaseurs discutés dans les prochains chapitres.

Nous avons ensuite étudié plusieurs topologies de déphaseurs. Le polynôme de Tchebychev est souvent adapté pour ce genre de problème. Un développement mathématique nous a permis de prouver qu'il n'est pas possible d'appliquer la théorie des petites réflexions pour concevoir un déphaseur large bande.

La méthode la plus simple pour introduire un déphasage est de percer des trous circulaires au centre de la structure. Il est également possible d'obtenir de grandes valeurs de déphasages en cascadant plusieurs trous. Un tel déphaseur a été fabriqué pour une différence de phase de 42° et les résultats concordent très bien avec les simulations. En effet, les deux résultats ont une oscillation atteignant 55° au début de la bande, mais se stabilisent ensuite à 41±2.5° entre 30 et 40 GHz.

Dans le but de trouver un déphaseur fournissant une meilleure adaptation, nous avons étudié d'autres topologies. Nous nous sommes alors intéressés aux déphaseurs constitués d'une tranche continue. La première topologie que nous avons étudiée est la tranche rectangulaire. Nous avons ensuite étudié plusieurs autres topologies : le triangle, la forme exponentielle, et celle qui est optimale, la distribution de Hecken. Afin de calculer la matrice S de ces structures, nous les

avons discrétisées et nous avons appliqué la méthode du raccordement modale. Les résultats concordent avec ceux obtenus en utilisant HFSS. Bien sûr, ces résultats ne tiennent compte d'aucune perte. La fonction de Hecken donne les meilleurs résultats avec des pertes de retour inférieures à -60 dB entre 30.5 et 40 GHz (la bande Ka est utilisée) et inférieures à -23.7 dB sur toute la bande. Notons que sur cette même bande, le déphasage est de 130±3°.

Nous avons ensuite fabriqué et mesuré plusieurs circuits. Ainsi les déphaseurs rectangulaire, triangle et de Hecken ont été mesurés. Entre 30.5 et 40 GHz, le déphaseur de Hecken possède une adaptation inférieure à -14 dB et un déphasage de 175.4±5.6°. L'écart de 45° avec la valeur théorique provient de différentes erreurs de fabrication. En outre, tous les circuits fabriqués possèdent une augmentation de leur déphasage comparativement à la valeur prédite.

ABSTRACT

Electronic is an emerging field since the 60's. Indeed, from the day that the first transistor has been manufactured, a little bit before the 50's, the complexity of electronic circuits didn't stop increasing. Nevertheless, there are others fields than integrated circuits that become more complex in this area. The «PCB» or «Printed Circuit Board», the component that supports the ICs, is as important as the integrated circuits during the fabrication process of an electronic system. It interconnects the integrated circuits together but also has to process a great part of the microwave signals (filters, phase shifters, antennas).

When a large quality factor is required, it is not possible to use transmission lines. Waveguides have to be used. These guides are usually very efficient but are very expensive and difficult to integrate. A new class of waveguides, the Substrate Integrated Waveguides (SIW), was proposed more than ten years ago. As seen in their name, these guides have the advantage to be integrated directly into the substrate, or into the PCBs. This technology reduces the production costs and the weight. At the same time, it increases the components density while providing an excellent quality factor. It is then interesting to use a lot of SIW in the integration of microwave systems.

This document presents the complete analysis of a new kind of broadband phase shifters designed with the SIW. The proposed method to realize the phase shift consists of a dielectric slab placed in the middle of the structure. Thus, by comparing the phase shift of this waveguide with another having the same dimensions but without this perturbation, a phase difference can be observed. The objective of this project is to develop the required tools to study different phase shifter configurations. The final goal is to study some forms of slot to find the optimal which gives the best results in term of insertion loss and phase shift.

To simplify the theoretical analysis, a SIW can be replaced by an equivalent rectangular waveguide. This model will be applied in the whole project. In chapter 2, a method to evaluate the propagation constant of a rectangular waveguide with a dielectric slab in the middle is

developed. From this propagation constant, the complete electric and magnetic field are calculated.

In chapter 3, the mode matching theory is used to calculate the S matrix for a waveguide having a slab discontinuity. A cascade of matrices is then applied to calculate the global S matrix of several discontinuities cascaded. This chapter covers all the tools required to study the phase shifters discussed in the next chapters.

Afterwards, we studied several topologies of phase shifters. The Tchebychev polynomial is sometimes chosen to solve this kind of problems. So, a mathematical development allowed us to prove that it is not possible to apply the small reflection theory to the conception of a wideband phase shifter.

The simplest method to have a phase shift in a structure like this is to drill circular holes in the middle. To obtain a higher phase shift, it is also possible to cascade several holes. Such a phase shifter was manufactured for a phase shift of 42° and the results were similar to those from the simulations. Indeed, both results have an oscillation up to 55° at the beginning of the band, but stabilized afterwards to 41±2.5° between 30 and 40 GHz.

To find the phase shifter providing the lower return loss, we studied others topologies. We were interested in phase shifter having a continuous slot. The topology that we first studied is the rectangular slot. Then we studied several others topologies such as the triangle, the exponential form, and the optimal solution, the Hecken distribution. In order to calculate the S matrix of these structures, we have discretized the slot and applied the mode matching theory. The results obtained match very well with simulations results in HFSS. Of course, all these results do not take into account any losses. The Hecken function gives the optimal results with a return loss lower than -60 dB between 30.5 and 40 GHz (the Ka band is used) and lower than -23.7 dB over the whole band. For the Ka band, the phase shift is 130±3°.

Then we manufactured and tested some circuits. Thereby, the rectangular, the triangle and the Hecken phase shifters have been measures. Between 30.5 and 40 GHz, the Hecken phase shifter has return loss less than -14 dB and a phase shift of 175.4±5.6°. The phase shift difference of 45° with the theoretical value come from some errors in the manufacture. Furthermore, all the circuits have an increase of their phase shift compared to the predicted value.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE III

REMERCIEMENTS IV

RÉSUMÉ V

ABSTRACT VIII

TABLE DES MATIÈRES XI

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS XVI

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 LES GUIDES D'ONDES INTÉGRÉS AU SUBSTRAT (GIS) 6

1.1 Historique des guides d'ondes intégrés au substrat 6

1.2 Paramètres des guides d'ondes intégrés au substrat 6

1.3 Transition des lignes microrubans aux guides d'ondes intégrés au substrat 8

CHAPITRE 2 ANALYSE TRANSVERSALE D'UN GUIDE D'ONDES RECTANGULAIRE CONSTITUÉ D'UNE TRANCHE D'UNE PERMITTIVITÉ ÉLECTRIQUE DIFFÉRENTE 11

2.1 Calcul de la constante de propagation 11

2.2 Calcul des champs électromagnétiques transversaux 20

2.3 Normalisation par rapport à la puissance 23

CHAPITRE 3 ANALYSE D'UNE STRUCTURE 26

3.1 Analyse d'une discontinuité simple 26

3.1.1 Calcul des champs électromagnétiques transmis et réfléchis 26

3.1.2 Calcul de la matrice S par traitement matriciel numérique 31

3.1.3 Calcul de la matrice S pour une structure sans transition 36

3.2 Analyse d'une structure complète 37

3.2.1 Cascade de matrice S....37
3.2.2 Test de convergence....38
CHAPITRE 4 THÉORIE SUR LES MÉTHODES DE SYNTHÈSE....40
4.1 Méthode à saut discret....40
4.1.1 Théorie des petites réflexions....40
4.1.2 Méthode de Tchebychev....43
4.2 Méthode à trous circulaires....48
4.3 Méthode à sauts continus....48
4.3.1 La tranche....49
4.3.2 La fonction triangle....49
4.3.3 La fonction exponentielle....52
4.3.4 La fonction Klopfenstein....56
4.3.5 La fonction Hecken....56
4.4 Déphaseur en GIS....58
4.4.1 La référence....58
4.4.2 La simple tranche....59
4.4.3 La fonction Hecken....59
CHAPITRE 5 RÉSULTATS THÉORIQUES ET DE SIMULATIONS....61
5.1 Considérations de simulations....61
5.2 Les trous circulaires....62
5.3 La simple tranche....65
5.3.1 Test de convergence pour le nombre de modes....65
5.3.2 Résultats....66
5.4 La fonction triangle....67

5.4.1 Test de convergence pour la discrétisation 67
5.4.2 Résultat 68
5.5 La fonction exponentielle 69
5.6 La fonction de Hecken 71
5.6.1 Calcul de l'impédance 71
5.6.2 Résultats 71
5.7 Récapitulatifs des résultats 73
5.7.1 Récapitulatif théorique 73
5.7.2 Récapitulatif des simulations 74
5.8 Résultats pour les structures implantées en GIS 75
5.8.1 Considérations pour le GIS 75
5.8.2 Résultats obtenus 76
CHAPITRE 6 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX 77
6.1 Paramètres de fabrication 77
6.2 Test du prototype 78
6.3 Résultats obtenus 80
6.3.1 Déphaseur à trous circulaires 80
6.3.2 Déphaseurs à méthode continue 81
CONCLUSION 84
BIBLIOGRAPHIE 87

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1: GIS avec ses paramètres. 7

Figure 1.2: Transition d'un GIS vers un microruban avec ses paramètres. 9

Figure 2.1: Guide d'ondes avec une tranche de diélectrique. 11

Figure 2.2: Constante de propagation par rapport à la fréquence pour différents modes avec : a = 0.0048 m, c = 0.48 mm, d = 2.16 mm, ε_{r1}=2.2 et ε_{r2} = 1. 20

Figure 2.3: E_y normalisé pour une fréquence de 33 GHz.....21

Figure 2.4: E_y pour une fréquence de 33 GHz et b = 0.254 mm. 25

Figure 3.1: Discontinuité des largeurs de tranches. 26

Figure 3.2 : Transmission et réflexion de l'onde à une interface. 27

Figure 3.3: Cascade des matrices. 38

Figure 4.1: Multiple réflexions.....40

Figure 4.2: Diagramme temporel d'une réflexion 42

Figure 4.3: Représentation graphique du polynôme de Tchebychev. 44

Figure 4.4: Allure d'un déphaseur Tchebychev.....47

Figure 4.5: Déphaseur avec une seule tranche. 49

Figure 4.6: Déphaseur suivant la fonction triangle. 50

Figure 4.7: Discrétisation dans la direction de propagation de la fonction triangle.....51

Figure 4.8: Calcul de la discrétisation de la fonction triangle.....52

Figure 4.9: Déphaseur suivant la fonction exponentielle. 53

Figure 4.10: Paramètres de la fonction exponentielle. 54

Figure 4.11: Déphaseur suivant la fonction Hecken. 57

Figure 4.12: Référence en GIS avec les transitions en microrubans. 59

Figure 4.13: Déphaseur tranche en GIS avec les transitions en microrubans. 59

Figure 4.14: Déphaseur Hecken en GIS avec les transitions en microrubans.....59

Figure 5.1: Déphasage supplémentaire pour des trous de différents rayons. 63

Figure 5.2: Lien entre le déphasage et le rayon d'un trou. 63

Figure 5.3: Comparaison entre le déphasage simulé et l'addition de l'apport en déphasage de chacun des trous. 64

Figure 5.4: Résultats des paramètres S pour un déphasage par trous. 64

Figure 5.5: Convergence pour le nombre de modes.....66

Figure 5.6: Résultats pour le déphaseur de type tranche. 67

Figure 5.7: Convergence pour le nombre de points de discrétisation de chaque côté de la structure. 68

Figure 5.8: Résultats du déphaseur suivant la fonction triangle. 69

Figure 5.9: Résultats du déphaseur suivant la fonction exponentielle. 70

Figure 5.10: Impédance caractéristique par rapport à la largeur de la fente. 71

Figure 5.11: Résultat du déphaseur suivant la fonction Hecken. 72

Figure 5.12: Récapitulatif des résultats théoriques. 73

Figure 5.13: Récapitulatif des résultats de simulations. 74

Figure 5.14: Résultat de la simulation pour une structure en GIS. 76

Figure 6.1: Déphaseur à trous circulaires et sa référence manufacturé. 79

Figure 6.2: Déphaseurs continus et leur référence. 79

Figure 6.3: Résultats de la référence à trous circulaires. 80

Figure 6.4 : Résultats du déphaseur à trous circulaires. 81

Figure 6.5: Résultat de fabrication avec calibration coaxiale et ruban conducteur.....82

Figure 6.6: Signal transmis pour les déphaseurs à méthode continue. 83

Figure 6.7: Exemple d'un déphaseur reconfigurable. 85

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

GIS	Guide Intégré au Substrat
MEMS	« Microelectromecanical system » ou système électromécanique
PCB	« Printed Circuit Board » ou circuit imprimé

INTRODUCTION

L'industrie de l'électronique tente de réduire au maximum les coûts de fabrication des circuits pour satisfaire le consommateur ainsi que pour être plus concurrentielle. Les circuits hautes fréquences, qui sont utilisés dans toutes les sphères des télécommunications, sont parfois lourds et imposants selon les technologies utilisées ce qui n'est pas intéressant pour l'intégration de systèmes portables (cellulaires, lecteurs mp3, etc.). Les guides d'ondes rectangulaires sont un bel exemple de composants ayant de très hautes performances, mais encombrants. Une technologie de remplacement a vu le jour il y a quelques années pour pallier à ce problème : le guide d'ondes intégré au substrat (GIS). En effet, ce guide accomplit les mêmes fonctions que les guides d'ondes conventionnels. Ils ont cependant une bien meilleure densité d'intégration et leurs coûts sont moindres. Par contre, leur facteur de qualité est plus petit. Comme leur nom l'indique, ils sont directement intégrés dans le substrat (ou PCB) ce qui les rend beaucoup plus compacts. Ils tentent du même coup d'intégrer les différents composants en utilisant un seul procédé de fabrication, plutôt que de les fabriquer séparément et de les assembler par la suite. Par exemple, les filtres, déphaseurs et antennes peuvent tous être fabriqués en GIS ce qui a pour effet de diminuer les dimensions du système total et aussi les coûts de fabrication et d'assemblage.

Comme cette technologie est relativement récente, elle n'est pas encore mature. En effet, de nombreux projets de recherches sont présentement en cours dans le but de développer des filtres, des coupleurs, etc. Effectivement, pour que cette technologie soit intéressante, une importante librairie de composants doit être disponible. Plusieurs filtres, coupleurs et antennes à fentes ont déjà été réalisés dans cette technologie. Toutefois, un type de composant requiert encore du développement : le déphaseur. Un déphaseur est un composant essentiel dans les réseaux d'antennes. Ce composant permet de façonner la forme du patron de radiation et d'augmenter le gain de l'antenne. C'est pourquoi la mise au point d'un tel composant est importante pour la technologie des GIS.

De nombreux types de déphaseurs en guides rectangulaires existent présentement et sont utilisés dans l'industrie pour maintes applications. Un déphaseur réciproque, adapté et sans perte (parfait) possède la matrice S suivante [1]:

$$S = \begin{pmatrix} 0 & e^{j\varphi} \\ e^{j\varphi} & 0 \end{pmatrix}.$$

Comme il est parfaitement adapté, il est également symétrique ($S_{11} = S_{22} = 0$). De plus, s'il ne possède pas de perte, alors $|S_{11}|^2+|S_{21}|^2=1$, ce qui nous conduit à $S_{21} = S_{12}$. En d'autres mots, si une structure est réciproque et symétrique, une onde électromagnétique s'y propageant subit les mêmes perturbations, peu importe de quel côté elle provient. Il existe également des déphaseurs non réciproques, par exemple des « Gyrators » où la matrice S est donnée par :

$$S = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Dans cette structure, l'onde subit un déphasage de π radians dans un sens et de zéro radian dans l'autre. Ce type de déphaseur ne sera pas étudié dans ce mémoire.

Dans un déphaseur conventionnel, on recherche à obtenir la meilleure adaptation possible et à minimiser les pertes de transmission. La structure doit également fournir un déphasage constant en fréquence. Elle doit aussi être réciproque et symétrique puisque, dans un réseau d'antennes, le déphaseur est utilisé en émission et en réception. Notons que beaucoup de déphaseurs peuvent être fabriqués avec des ferrites, mais ceux-ci ne sont pas nécessairement réciproques et ont un niveau élevé de pertes.

Plusieurs méthodes de conception de déphaseur en guide d'ondes rectangulaire ont été proposées. Ceux-ci possèdent peu de perte, ils sont réciproques et assez bien adaptés. L'introduction de métaux sur les parois du guide, par exemple, est une méthode bien connue pour

créer un déphasage. Que ce soit en ajoutant une plaque de métal sur chacun des côtés (réaction inductive) ou en haut et en bas (réaction capacitive) ou les deux, ceux-ci créent un déphasage. Cependant, l'inconvénient de ces structures, bien qu'elles soient réciproques, est qu'elles ne sont pas très bien adaptées. En effet, lorsqu'une onde électromagnétique frappe ces plaques de métal, une partie de l'onde est directement réfléchie et les pertes de retour augmentent considérablement. De plus, ce genre de topologie est difficile à adapter à la technologie GIS.

Une autre méthode de déphasage proposée pour le guide d'ondes rectangulaire est le « Fox rotative phase shifter » [1]. Cette structure consiste en une double transition d'un guide rectangulaire à un guide circulaire avec l'ajout de plaques de diélectrique. Ainsi, le mode dominant du guide rectangulaire TE_{10} est transformé en mode TE_{11} dans le guide circulaire et retourne à un mode TE_{10} par la suite. Toutes ces transitions sont effectuées en utilisant des tronçons de guides de longueur $\lambda/4$, un seul tronçon $\lambda/2$ est utilisé pour le guide circulaire. Les composantes de champs subissent une rotation, ce qui crée le déphasage. Ce type de déphaseur fonctionne très bien, mais nécessite des transitions en guides circulaires, ce qui est assez compliqué à fabriquer en grand volume.

Une méthode qui s'applique un peu mieux aux GIS consiste à placer une tranche de diélectrique au centre du guide dans le plan E ou dans le plan H. Bien entendu, cette perturbation crée quelques pertes de retour, mais elles sont généralement moindres que celles engendrées par des plaques métalliques. Comme le mode dominant dans le GIS est le mode TE_{10}, il est plus intéressant d'utiliser une tranche de diélectrique dans le plan E. Cette structure est également facile à construire en GIS. En traversant cette tranche de permittivité différente, l'onde subit un retard de phase [2]. Comme les GIS sont déjà constitués de diélectrique par définition, il est possible de faire directement l'inverse (une fente) ce qui produit automatiquement une avance de

phase plutôt qu'un retard. Ces retards et avances de phase sont bien sûr obtenus en comparant la phase du déphaseur avec celle d'un guide de mêmes dimensions, mais qui ne possède aucune perturbation en son centre.

Il existe déjà quelques déphaseurs en GIS dans la littérature. Ceux mentionnés dans [3], par exemple, sont assez simples à fabriquer. Des petits cylindres de métal placés de part et d'autre du guide (un à l'entrée et un à la sortie) produisent le déphasage. Cette structure possède cependant des pertes de retour significatives et sa bande passante est étroite. De plus, le déphasage n'est pas constant en fréquence ce qui va à l'encontre des objectifs précédemment fixés spécifiant qu'il doit être le plus plat possible sur toute la bande utilisée. L'article [4] démontre un autre type de déphaseur utilisant des ferrites en leur centre, mais celui-ci possède également une bande très étroite. L'article [5] propose un déphaseur muni de plaques capacitives capables de changer le déphasage, mais ici encore, la bande d'intérêt est beaucoup trop étroite. Un déphaseur large bande en GIS est proposé dans [6], mais la conception de ce dernier nécessite une technologie multicouche. D'autres articles, [7-9], utilisent des composants externes (varactors) pour effectuer le déphasage. Les articles [10-14] utilisent une variation de largeur de guide pour obtenir le déphasage voulu. Une telle variation possède ainsi un impact considérable sur la constante de propagation. Cet impact se traduit généralement par, encore une fois, une bande étroite ainsi que d'assez grandes pertes de retour qui dépendent du saut d'impédance que produit ce changement abrupt de largeur.

Ainsi, le présent document détaille l'étude d'un déphaseur en technologie de guides d'ondes intégrés au substrat. La structure est composée d'une fente de forme quelconque au centre du GIS. Le chapitre 1 introduit le GIS. Les calculs théoriques de la constante de propagation ainsi que les différents champs électriques et magnétiques sont développés au

chapitre 2. La matrice S d'une discontinuité quelconque entre deux largeurs de tranches dans le sens de propagation est calculée au chapitre 3 en utilisant la méthode du raccordement modale. Le calcul de la matrice S totale d'une structure comportant plusieurs discontinuités est discuté au chapitre 4. Plusieurs méthodes de synthèse sont démontrées et simulées dans le chapitre 5. Finalement, le chapitre 6 présente les résultats expérimentaux des circuits fabriqués.

CHAPITRE 1 LES GUIDES D'ONDES INTÉGRÉS AU SUBSTRAT (GIS)

Les premiers guides d'ondes intégrés au substrat furent rapportés par Shigeki dans [15] en 1994. Le but premier de l'utilisation de ce nouveau type de structure est, comme mentionné précédemment, d'augmenter la densité d'intégration tout en diminuant les coûts de production. Shigeki a démontré que deux rangées de cylindres entre des plaques métalliques peuvent confiner les champs électromagnétiques aussi bien qu'un guide d'ondes rectangulaire (voir figure 1.1). Comme les techniques standards de photolithographie se prêtent très bien à ce genre de circuit, les structures obtenues sont peu couteuses à produire.

1.1 Historique des guides d'ondes intégrés au substrat

En près de quinze ans d'existence, les méthodes de fabrication de cette nouvelle technologie n'ont cessé d'évoluer. Certains critères de design ont, du même coup, été suggérés dans le but d'en augmenter la performance. Cette technologie est d'ailleurs de plus en plus étudiée par les chercheurs. La section qui suit décrit certains critères de fabrication ainsi que différents paramètres importants lors de la conception de circuits en GIS.

1.2 Paramètres des guides d'ondes intégrés au substrat

Bien sûr, le choix des dimensions du GIS doit être judicieux pour obtenir un système performant. La figure 1.1 montre les principaux paramètres du GIS.

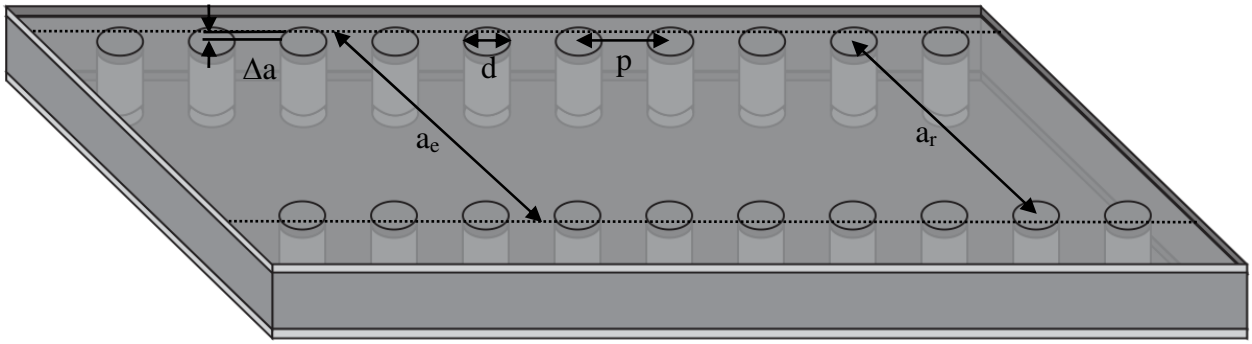

Figure 1.1: GIS avec ses paramètres.

En remplaçant les cylindres par deux simples murs conducteurs parfaits, on retrouve un guide rectangulaire. Les cylindres doivent donc être le plus rapprochés possibles pour tendre vers un guide rectangulaire. Cependant, le circuit devient alors très vulnérable aux bris mécaniques lorsque ces cylindres sont trop près les uns des autres. Si, à l'inverse, ils sont trop éloignés, les pertes par radiation peuvent rapidement devenir trop élevées. Le ratio entre le rayon des cylindres et la distance entre deux cylindres consécutifs est le paramètre le plus important pour contrôler les pertes. D'après Deslandes [16], si p = 2*d, les pertes par radiation sont alors négligeables par rapport aux autres pertes. Notons que de nombreuses autres combinaisons peuvent très bien fonctionner. Pour les cas extrêmes, il rapporte que $0.05 * \lambda_c < p < 0.25 * \lambda_c$ (où $\lambda_c = \frac{1}{f_c \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r}}$) évite en premier lieu que la structure soit trop perforée et deuxièmement d'avoir une bande interdite dans la bande passante. De plus, nous devons toujours avoir p > d, sinon les cylindres se chevauchent. Ainsi, avec ces cas limites, il est possible de trouver un p et un d qui conviennent pour le design d'un GIS.

Un autre paramètre important est la distance entre les deux rangées de cylindres, ce qui définit la largeur du guide. Cette distance est représentée par le paramètre a_r dans la figure 1.1. Dans un guide d'ondes rectangulaire conventionnel, la largeur du guide est calculée à partir de la fréquence de coupure désirée [17] :

$$f_{cmn} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r}}\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a_e}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (1.1)$$

Pour le mode TE_{10}, si l'on isole le paramètre a_e, on obtient :

$$a_e = \frac{1}{2f_{c10}\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r}} \quad (1.2)$$

Dans le GIS, on utilise une largeur équivalente a_e. Celle-ci est la largeur d'un guide rectangulaire qui fournirait la même fréquence de coupure. En regardant la Figure 1.1, nous remarquons que la distance entre les deux rangées de cylindres (centre à centre) $a_r = a_e - 2\Delta a$ où Δa est ici encore inconnu. D'après [16], ce paramètre est trouvé de la façon suivante (où $k_c = 2\pi/\lambda_c$) :

$$\Delta a = \frac{\tan^{-1}(B)}{k_c} \quad (1.3)$$

La variable B est une solution du polynôme suivant :

$$B^2(r_L + x_L) + B(1 - r_L^2 - x_L^2) + (r_L - x_L) = 0 \quad (1.4)$$

où $z_L = r_L + jx_L$ est l'impédance de chacune des rangées. Comme le stipule [16], il est possible de calculer cette impédance et ainsi d'évaluer la largeur a_e.

1.3 Transition des lignes microrubans aux guides d'ondes intégrés au substrat

Une fois le GIS fabriqué, on doit le tester. Il faut donc obligatoirement avoir une transition vers une ligne de transmission qui est reliée à un analyseur de réseau. La ligne microruban est une des lignes de transmission les plus utilisées dans la conception de systèmes micro-ondes. Une transition du GIS vers une ligne microruban a été proposée par Deslandes dans [18]. La topologie de la structure est donnée à la figure 1.2.

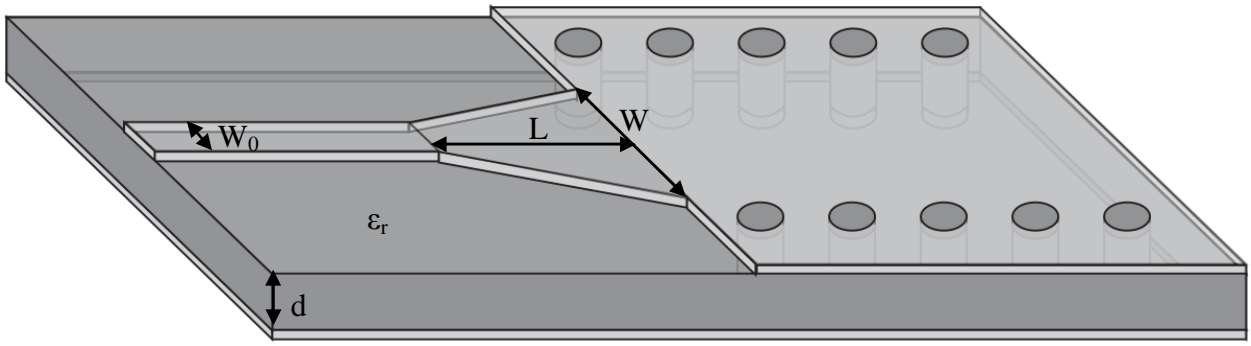

Figure 1.2: Transition d'un GIS vers un microruban avec ses paramètres.

Cette transition contient trois principaux paramètres, soit la largeur initiale W_0, la largeur finale W ainsi que la longueur L de la ligne profilée. La largeur initiale de la ligne microruban W_0 doit être calculée pour obtenir l'impédance caractéristique désirée. Cette largeur est généralement choisie pour obtenir une impédance caractéristique de 50 Ω. D'après [17], on calcul le ratio W_0/d par la formule suivante :

$$\frac{W_0}{d} = \begin{cases} \dfrac{8e^A}{e^{2A}-2} & pour \quad W/d < 2 \\ \dfrac{2}{\pi}\left[B - 1 - \ln(2B-1) + \dfrac{\varepsilon_r - 1}{2\varepsilon_r}\left\{ \ln(B-1) + 0.39 - \dfrac{0.61}{\varepsilon_r} \right\} \right] & pour \quad W/d > 2 \end{cases} \tag{1.5}$$

Où $A = \dfrac{Z_0}{60}\sqrt{\dfrac{\varepsilon_r + 1}{2}} + \dfrac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1}\left(0.23 + \dfrac{0.11}{\varepsilon_r} \right)$ et $B = \dfrac{377\pi}{2Z_0\sqrt{\varepsilon_r}}$.

Ainsi, comme d est connu, il devient facile de calculer la valeur de W_0. Il reste maintenant la valeur des deux autres paramètres de la transition à calculer. Le W doit être calculé selon [18] en égalant les deux parties de droite des équations suivantes et en itérant sur le W (W_e est la largeur d'un guide équivalent qui modélise le microruban) :

$$\frac{1}{W_e} = \begin{cases} \dfrac{60}{\eta d}\ln\left(8\dfrac{d}{w} + 0.25\dfrac{w}{d}\right) \\ \dfrac{120\pi}{\eta d\left[w/d + 1.393 + 0.667\ln\left(w/d + 1.444\right)\right]} \end{cases} \tag{1.6}$$

$$\frac{1}{W_e} = \frac{4.38}{a_e} e^{-0.627 \frac{\varepsilon_r}{\frac{\varepsilon_r+1}{2} + \frac{\varepsilon_r-1}{2}\frac{1}{\sqrt{1+12\frac{d}{w}}}}} . \tag{1.7}$$

Pour ce qui est du paramètre L, la longueur optimum peut être obtenue d'après [19], mais une méthode plus simple peut être utilisée. En choisissant la largeur médiane entre la ligne microruban et la fin de la transition, donc en prenant un $W_{milieu} = (W+W_0)/2$, il suffit de calculer la longueur d'onde pour cette largeur et de fixer la longueur à un quart de longueur d'onde. Il faut commencer par trouver la constante diélectrique effective pour cette largeur de ligne microruban :

$$\varepsilon_e = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2}\frac{1}{\sqrt{1+12d/W_{milieu}}} . \tag{1.8}$$

Il faut calculer par la suite le λ_c avec l'équation suivante :

$$\lambda_c = \frac{1}{f_c\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_e}} . \tag{1.9}$$

Finalement, ce tronçon quart d'onde peut aussi être optimisé avec un logiciel à onde complète afin de minimiser les pertes de retour.

CHAPITRE 2 ANALYSE TRANSVERSALE D'UN GUIDE D'ONDES RECTANGULAIRE CONSTITUÉ D'UNE TRANCHE D'UNE PERMITTIVITÉ ÉLECTRIQUE DIFFÉRENTE

La structure présentée dans le présent document est un GIS avec des fentes en son centre. Une telle structure peut être analysée, dans un premier temps, en estimant des pertes nulles. Il est possible de calculer la largeur d'un guide rectangulaire équivalent à un guide d'ondes intégré au substrat. Il suffit d'utiliser un tel guide d'ondes rectangulaire ayant cette largeur équivalente pour en simplifier l'analyse et ainsi obtenir des résultats représentatifs. Un plan transversal de cette structure est analysé dans la prochaine section.

2.1 Calcul de la constante de propagation

Dans cette section, nous allons calculer la constante de propagation (γ) de la structure donnée à la figure 2.1. Prenons le plan xy de cette structure qui est un guide d'onde rectangulaire rempli d'un diélectrique avec une tranche d'un diélectrique différent en son centre. Notons que les quatre côtés du guide d'ondes sont constitués d'un conducteur électrique parfait.

Figure 2.1: Guide d'ondes avec une tranche de diélectrique.

Cette structure est analysée de façon tout à fait générale. La fente est constituée d'un matériau qui n'est pas nécessairement de l'air. Selon [17], on établit les équations suivantes

directement à partir des équations de Maxwell. Nous allons débuter par la première équation de Maxwell :

$$\nabla \times \overline{E} = -j\omega\mu \overline{H} \,. \tag{2.1}$$

Comme le mode TEM ne se propage pas dans un tel guide d'ondes intégré, et que les modes TE_{mn} pour n différent de zéro et TM_{mn} ne peuvent pas être excités lorsque l'excitation est un mode TE_{10}, seuls les modes TE_{m0} sont pris en compte. Notons également qu'il est possible de ne pas considérer les modes pairs (les modes TE_{20}, TE_{40}, TE_{60}, etc.), car ils sont orthogonaux avec les modes impairs et que, la structure étant symétrique, il n'y a pas d'échange d'énergie entre ces modes. En considérant les modes TE_{m0} impairs, le champ électrique s'écrit comme suit :

$$\overline{E} = 0\hat{x} + E_y\hat{y} + 0\hat{z} \,. \tag{2.2}$$

Il n'y a aucune composante de champ électrique en x et en z. Sachant que la propagation se fait en z et qu'il n'y a que la phase qui change dans cette direction, l'équation dans le domaine spectral est la suivante :

$$\nabla \times \overline{E} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ 0 & E_y & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & -\gamma \\ 0 & E_y & 0 \end{vmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma E_y \hat{x} \\ -0\,\hat{y} \\ \dfrac{\partial E_y}{\partial x}\hat{z} \end{pmatrix} = -j\omega\mu\overline{H} = -j\omega\mu \begin{pmatrix} H_x\hat{x} \\ H_y\hat{y} \\ H_z\hat{z} \end{pmatrix} \,. \tag{2.3}$$

La variable γ est la constante de propagation complexe : $\gamma = \alpha + j\beta$. En appliquant le rotationnel, on retrouve les deux équations suivantes (notons aussi que $H_y = 0$):

$$E_y = -\frac{j\omega\mu_0}{\gamma} H_x \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_z \,. \tag{2.5}$$

L'équivalent existe pour le champ magnétique suivant :

$$\nabla \times \overline{H} = j\omega\varepsilon \overline{E} \,. \tag{2.6}$$

On obtient de cette équation, en appliquant le rotationnel sur ce champ magnétique que :

$$\nabla \times \overline{H} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & -\gamma \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} + \gamma H_y\right)\hat{x} \\ -\left(\frac{\partial H_z}{\partial x} + \gamma H_x\right)\hat{y} \\ \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_X}{\partial y}\right)\hat{z} \end{pmatrix} = j\omega\varepsilon\overline{E} = j\omega\varepsilon \begin{pmatrix} 0\hat{x} \\ E_y\hat{y} \\ 0\hat{z} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

,

et ainsi :

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} + \gamma H_x + j\omega\varepsilon E_y = 0 \quad (2.8)$$

.

Nous allons maintenant obtenir l'équation d'Helmholtz à partir des équations (2.4), (2.5) et (2.8). Donc, directement de (2.5) :

$$E_y = -j\omega\mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} H_z dx \quad (2.9)$$

,

et avec les équations (2.4) et (2.9), on trouve:

$$H_x = -\frac{\gamma}{j\omega\mu_0} E_y = -\frac{\gamma}{j\omega\mu_0}\left(-j\omega\mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} H_z dx\right) = \gamma \int_{-\infty}^{\infty} H_z dx \quad (2.10)$$

.

Maintenant, E_y et H_x sont connus en termes d'H_z. En insérant (2.9) et (2.10) dans (2.8), on obtient l'équation :

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} + \left(\gamma^2 + \varepsilon_r k^2\right)\int_{-\infty}^{\infty} H_z dx = 0 \quad (2.11)$$

.

En réécrivant le tout par rapport à x, on obtient l'équation d'Helmholtz :

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \left(\varepsilon_r k^2 + \gamma^2\right) H_z = 0 \quad (2.12)$$

où, par définition, $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ et le nombre d'ondes dans le vide au carré est $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0\mu_0$. Les équations (2.1) à (2.12) sont obtenues dans [2] et servent à calculer la constante de propagation de la section transversale du guide. Les équations dérivées jusqu'à maintenant sont celles d'un

guide d'ondes avec une section transversale quelconque ayant seulement une composante E_y comme champ électrique.

Il est possible de déduire une solution à l'équation (2.12). Cette dernière est une équation différentielle ordinaire d'ordre 2. Elle possède la forme suivante pour chacun des modes :

$$H_z = Ag(x)e^{j\omega t-\gamma z} \tag{2.13}$$

où A est une constante déterminant l'amplitude des champs électriques et magnétiques, $e^{j\omega t-\gamma z}$ détermine la phase selon l'endroit et le temps (le signe négatif représente simplement la direction de propagation dans le sens positif) et g(x) est définie de la façon suivante en tenant compte de la géométrie de la Figure 2.1 :

$$g(x) = \begin{cases} \cos\left(\dfrac{px}{d}\right) & 0 < x \le x_1 \\ B\sin\left(\dfrac{q}{s}\left(\dfrac{a}{2}-x\right)\right) & x_1 < x \le x_2 \\ -\cos\left(\dfrac{p}{d}(a-x)\right) & x_2 < x \le a \end{cases} . \tag{2.14}$$

Un cosinus doit être utilisé dans la première et dans la dernière partie puisque les côtés du guide d'ondes sont en métal et que les conditions aux frontières imposent $E_y = 0$ à ces endroits (à x = 0 et à x = a). B représente le ratio d'amplitude entre les cosinus et le sinus. Les variables p et q sont inconnues et s = c/2. La forme du champ électrique total est obtenue en utilisant (2.4) et (2.8). On obtient l'équation suivante pour tous les modes TE lorsqu'on insère (2.13) dans (2.12) :

$$\frac{\partial^2\left(Ag(x)e^{j\omega t-\gamma z}\right)}{\partial x^2} + \left(\varepsilon_r k^2 + \gamma^2\right)\left(Ag(x)e^{j\omega t-\gamma z}\right) = 0 . \tag{2.15}$$

Comme le A et l'exponentielle ne dépendent à aucun moment de x, en les isolant, on obtient :

$$\frac{\partial^2 g(x)}{\partial x^2} + \left(\varepsilon_r k^2 + \gamma^2\right)\left(g(x)\right) = 0 . \tag{2.16}$$

En mettant maintenant (2.14) dans cette dernière équation et en appliquant directement la dérivée seconde par rapport à x, l'équation suivante est obtenue :

$$\begin{bmatrix} -\left(\frac{p}{d}\right)^2 \cos\left(\frac{px}{d}\right) \\ -B\left(\frac{q}{s}\right)^2 \sin\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-x\right)\right) \\ \left(\frac{p}{d}\right)^2 \cos\left(\frac{p}{d}(a-x)\right) \end{bmatrix} = \left(\varepsilon_r k^2 + \gamma^2\right) \begin{bmatrix} -\cos\left(\frac{px}{d}\right) \\ -B\sin\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-x\right)\right) \\ \cos\left(\frac{p}{d}(a-x)\right) \end{bmatrix} \quad \begin{matrix} 0 < x \le x_1 \\ x_1 < x \le x_2 \\ x_2 < x \le a \end{matrix} \qquad (2.17)$$

.

En appliquant l'égalité pour chacun des segments du guide, les équations suivantes sont obtenues :

$$\begin{aligned} \left(\frac{p}{d}\right)^2 &= \left(\varepsilon_r k^2 + \gamma^2\right) && 0 < x \le x_1 \\ \left(\frac{q}{s}\right)^2 &= \left(\varepsilon_r k^2 + \gamma^2\right) && x_1 < x \le x_2 \\ \left(\frac{p}{d}\right)^2 &= \left(\varepsilon_r k^2 + \gamma^2\right) && x_2 < x \le a \end{aligned} \qquad (2.18)$$

.

Et ainsi, comme chacun des ε_r est connu pour chacun des segments, on peut les remplacer directement comme dans :

$$\begin{aligned} \left(\frac{p}{d}\right)^2 &= \left(\varepsilon_{r_1} k^2 + \gamma^2\right) && 0 < x \le x_1 \\ \left(\frac{q}{s}\right)^2 &= \left(\varepsilon_{r_2} k^2 + \gamma^2\right) && x_1 < x \le x_2 \\ \left(\frac{p}{d}\right)^2 &= \left(\varepsilon_{r_1} k^2 + \gamma^2\right) && x_2 < x \le a \end{aligned} \qquad (2.19)$$

.

On obtient les deux équations suivantes à partir de (2.19):

$$\left(\frac{p}{d}\right)^2 = \varepsilon_{r1} k^2 + \gamma^2 \qquad (2.20)$$

$$\left(\frac{q}{s}\right)^2 = \varepsilon_{r2} k^2 + \gamma^2 \qquad (2.21)$$

.

La valeur du champ électrique est obtenue à partir d'une seule composante de champ magnétique H_z en insérant l'équation (2.4) dans (2.8) :

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} - \left(\frac{\gamma^2}{j\omega\mu_0} E_y \right) + j\omega\varepsilon E_y = 0 \quad . \tag{2.22}$$

En multipliant des deux côtés par $j\omega\mu_0$, on obtient :

$$j\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} - \left(\gamma^2 + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0\right) E_y = 0 \quad . \tag{2.23}$$

Comme $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$, on le remplace directement dans l'équation précédente :

$$j\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} = \left(\varepsilon_r k^2 + \gamma^2\right) E_y \quad . \tag{2.24}$$

La composante de champ électrique E_y est maintenant isolée:

$$E_y = j\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} \frac{1}{\left(\varepsilon_r k^2 + \gamma^2\right)} \quad . \tag{2.25}$$

En adaptant chacun des milieux par rapport à sa constante diélectrique, la solution devient la suivante :

$$E_y = j\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} \begin{cases} \dfrac{1}{\left(\varepsilon_{r1} k^2 + \gamma^2\right)} & 0 < x \le x_1 \\ \dfrac{1}{\left(\varepsilon_{r2} k^2 + \gamma^2\right)} & x_1 < x \le x_2 \\ \dfrac{1}{\left(\varepsilon_{r1} k^2 + \gamma^2\right)} & x_2 < x \le a \end{cases} \quad . \tag{2.26}$$

Pour que les conditions aux frontières soient respectées à l'interface des matériaux 1 et 2, l'équation g(x) doit être continue pour qu'E_y et H_z le soient aussi. La constante B (l'amplitude de la fonction de la région centrale) peut donc être déterminée. L'exercice est réalisé à l'interface de la région 1 à 2, ce qui implique que dans g(x) (ou l'équation (2.14)), la première partie est équivalente à la deuxième lorsque x=d et s = c/2. L'équation suivante est obtenue :

$$\cos(p) = B \sin\left(\frac{q}{c}(a - 2d) \right) \quad . \tag{2.27}$$

Et d'après la Figure 2.1,

$$c = a - 2d \quad . \tag{2.28}$$

Avec les deux dernières équations :

$$B = \frac{\cos(p)}{\sin(q)} \quad . \tag{2.29}$$

Vérifions maintenant avec la deuxième interface (où x = d+c) pour être certain que l'équation g(x) est bien continue (ce qui est une évidence à cause de la symétrie). En égalant les deux dernières parties de l'équation (2.14), on a que :

$$B\sin\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2} - (d+c)\right)\right) = -\cos\left(\frac{p}{d}(a - (d+c))\right) \quad . \tag{2.30}$$

En remplaçant la constante *a* avec (2.28), on obtient :

$$B\sin\left(\frac{-qc}{2s}\right) = -\cos(p) \quad . \tag{2.31}$$

Comme s=c/2, on a :

$$B = \frac{-\cos(p)}{\sin(-q)} = \frac{\cos(p)}{\sin(q)} \quad . \tag{2.32}$$

On sait aussi que la composante de champ électrique E_y doit être continue aux interfaces. On fait donc l'affirmation suivante :

$$E_y^{milieu\,1}\Big|_{x=d} = E_y^{milieu\,2}\Big|_{x=d} \quad . \tag{2.33}$$

Et en remplaçant, on obtient :

$$j\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x}\frac{1}{\left(\varepsilon_{r_1}k^2 + \gamma^2\right)}\Bigg|_{x=d} = j\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x}\frac{1}{\left(\varepsilon_{r_2}k^2 + \gamma^2\right)}\Bigg|_{x=d} \quad . \tag{2.34}$$

Maintenant, en remplaçant H_z en utilisant (2.13) et (2.14) dans l'équation ci-dessus et en simplifiant :

$$\left.\frac{\partial\left(\cos\left(\frac{px}{d}\right)\right)}{\partial x}\frac{1}{\left(\varepsilon_{r_1}k^2+\gamma^2\right)}\right|_{x=d}=\left.\frac{\partial\left(B\sin\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-x\right)\right)\right)}{\partial x}\frac{1}{\left(\varepsilon_{r_2}k^2+\gamma^2\right)}\right|_{x=d}. \tag{2.35}$$

Maintenant, en appliquant les dérivées de chaque côté et en simplifiant, nous avons :

$$-\left(\frac{d}{p}\right)\sin(p)=-\frac{\cos(p)}{\sin(q)}\left(\frac{s}{q}\right)\cos\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-d\right)\right). \tag{2.36}$$

L'argument du dernier cosinus de gauche est développé pour le simplifier. Comme a = 2d+c par définition et que s = c/2 :

$$\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-d\right)=\frac{q}{s}\left(\frac{2d+c}{2}-d\right)=\frac{q}{s}\left(d+\frac{c}{2}-d\right)=\frac{q}{s}\left(\frac{c}{2}\right)=\frac{q\left(\frac{c}{2}\right)}{\left(\frac{c}{2}\right)}=q. \tag{2.37}$$

En remplaçant simplement dans l'équation (2.36), on a:

$$\frac{\tan(p)}{p}=\left(\frac{s}{d}\right)\frac{\cot(q)}{q}. \tag{2.38}$$

Si on pose r = s/d, l'équation suivante est obtenue :

$$\frac{\tan(p)}{p}=r\frac{\cot(q)}{q}. \tag{2.39}$$

Pour trouver la fréquence de coupure, on doit rechercher le nombre d'ondes k_c. C'est à cette fréquence que la constante de propagation est nulle, donc γ=0. Les deux équations suivantes sont obtenues directement à partir de (2.20) et (2.21) en posant $\gamma = 0$:

$$p=\sqrt{\varepsilon_{r1}}dk_c \tag{2.40}$$

$$q=\sqrt{\varepsilon_{r2}}sk_c. \tag{2.41}$$

En mettant (2.40) et (2.41) dans (2.39) on obtient :

$$\frac{\tan\left(\sqrt{\varepsilon_{r1}}dk_c\right)}{\sqrt{\varepsilon_{r1}}dk_c} = \frac{s}{d}\frac{\cot\left(\sqrt{\varepsilon_{r2}}sk_c\right)}{\sqrt{\varepsilon_{r2}}sk_c}, \tag{2.42}$$

et ainsi, en simplifiant de chaque côté :

$$\frac{\tan\left(\sqrt{\varepsilon_{r1}}dk_c\right)}{\sqrt{\varepsilon_{r1}}} = \frac{\cot\left(\sqrt{\varepsilon_{r2}}sk_c\right)}{\sqrt{\varepsilon_{r2}}}. \tag{2.43}$$

Bien que cette équation soit transcendantale, il est possible de la résoudre numériquement et ainsi trouver le nombre d'ondes. Du même coup, les fréquences de coupure de chacun des modes TE_{m0} sont aussi connues puisque les fonctions tan(x) et cot(x) se répètent à l'infinie. Ainsi, en déterminant k_c, f_c est obtenue avec l'équation suivante :

$$f_c = \frac{c_0 k_c}{2\pi} \tag{2.44}$$

où $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ et est la vitesse de la lumière dans le vide.

Maintenant que f_c est connue, il est possible de déterminer les constantes de propagation γ pour n'importe quel mode TE_{m0} par rapport à la fréquence. À partir des équations (2.20) et (2.21) et en tenant compte, cette fois-ci, de toutes les fréquences (la constante de propagation n'est pas nécessairement nulle), les deux équations suivantes peuvent être déduites:

$$p = d\sqrt{\varepsilon_{r1}k^2 + \gamma^2} \tag{2.45}$$

$$q = s\sqrt{\varepsilon_{r2}k^2 + \gamma^2}. \tag{2.46}$$

En combinant (2.45) et (2.46) avec (2.39), on obtient :

$$\frac{\tan\left(d\sqrt{\varepsilon_{r1}k^2 + \gamma^2}\right)}{d\sqrt{\varepsilon_{r1}k^2 + \gamma^2}} = r\frac{\cot\left(s\sqrt{\varepsilon_{r2}k^2 + \gamma^2}\right)}{s\sqrt{\varepsilon_{r2}k^2 + \gamma^2}} \tag{2.47}$$

où $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0\mu_0$.

Si on résout cette équation transcendantale en variant la fréquence d'opération, les valeurs des constantes de propagation γ sont trouvées pour chacun des modes TE_{m0} pour la structure proposée à la Figure 2.1. Le graphique obtenu en fonction de c, d, ε_{r1} et ε_{r2}, est montré à la Figure 2.2.

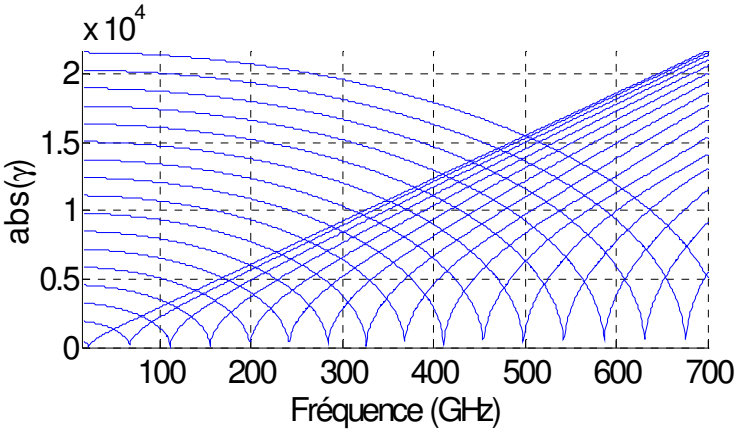

Figure 2.2: Constante de propagation par rapport à la fréquence pour différents modes avec : a = 0.0048 m, c = 0.48 mm, d = 2.16 mm, ε_{r1}=2.2 et ε_{r2} = 1.

2.2 Calcul des champs électromagnétiques transversaux

La connaissance de la constante de propagation permet de tracer E_y avec l'aide des équations (2.13), (2.14) et (2.26) directement et pour n'importe quelle fréquence. La figure 2.3 montre à quoi ressemble le champ E_y normalisé pour les 3 premiers modes impairs, soit TE_{10}, TE_{30} et TE_{50}. La fréquence est choisie arbitrairement à 33 GHz (car elle avoisine la fréquence centrale de la bande Ka).

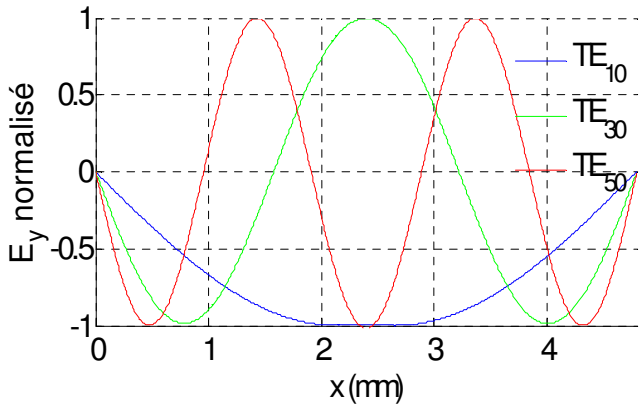

Figure 2.3: E_y normalisé pour une fréquence de 33 GHz.

L'amplitude du champ pour chacun des modes doit être normalisée puisqu'elle est toujours inconnue.

Il est adéquat de faire un petit rappel sur les équations des différentes composantes de champs électriques et magnétiques E_y, H_z et H_x pour pouvoir bien visualiser à quoi ils peuvent ressembler. Pour faire un petit résumé de ce qui a été développé jusqu'à maintenant à partir des équations (2.4), (2.13), (2.14) et (2.26), voici les équations qui régissent les champs E_y, H_z et H_x :

$$E_y = -j\omega\mu_0 A e^{j\omega t-\gamma z}\begin{cases}\left(\frac{p}{d}\right)\sin\left(\frac{px}{d}\right)\frac{1}{\left(\varepsilon_{r1}k^2+\gamma^2\right)} & 0<x\le x_1\\ B\left(\frac{q}{s}\right)\cos\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-x\right)\right)\frac{1}{\left(\varepsilon_{r2}k^2+\gamma^2\right)} & x_1<x\le x_2\\ \left(\frac{p}{d}\right)\sin\left(\frac{p}{d}(a-x)\right)\frac{1}{\left(\varepsilon_{r1}k^2+\gamma^2\right)} & x_2<x\le a\end{cases} \tag{2.48}$$

$$H_z = Ae^{j\omega t-\gamma z}\begin{cases}\cos\left(\frac{px}{d}\right) & 0<x\le x_1\\ B\sin\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-x\right)\right) & x_1<x\le x_2\\ -\cos\left(\frac{p}{d}(a-x)\right) & x_2<x\le a\end{cases} \tag{2.49}$$

$$H_x = \not{A} e^{j\omega t - \gamma z} \begin{cases} \left(\frac{p}{d}\right)\sin\left(\frac{px}{d}\right)\frac{1}{\left(\varepsilon_{r1}k^2+\gamma^2\right)} & 0 < x \le x_1 \\ B\left(\frac{q}{s}\right)\cos\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-x\right)\right)\frac{1}{\left(\varepsilon_{r2}k^2+\gamma^2\right)} & x_1 < x \le x_2 \\ \left(\frac{p}{d}\right)\sin\left(\frac{p}{d}(a-x)\right)\frac{1}{\left(\varepsilon_{r1}k^2+\gamma^2\right)} & x_2 < x \le a \end{cases} . \quad (2.50)$$

La constante B a été trouvé dans l'équation (2.29). Cette constante est calculée de sorte que g(x), et par le fait même H_z, soient continus. Ainsi, E_y est automatiquement continu puisqu'il dépend directement d'H_z et que la dérivée de ce dernier est aussi continue. Cependant, il peut y avoir quelques points singuliers puisque la partie où x1 < x < x2 dépend de cos(p). Ainsi, lorsque la constante p avoisine $\frac{n\pi}{2}\forall n$ impair, celui-ci tend vers 0 et une simple petite erreur numérique peut changer considérablement la fonction entière. Pour éviter ce problème, un second développement de B à partir de (2.48) est effectué pour qu'E_y soit continu. Dans le cas de x = d, par exemple, en égalant les deux premières parties de l'équation (2.48), l'équation suivante est obtenue :

$$\left(\frac{p}{d}\right)\sin\left(\frac{px}{d}\right)\frac{1}{\left(\varepsilon_{r1}k^2+\gamma^2\right)} = B\left(\frac{q}{s}\right)\cos\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-x\right)\right)\frac{1}{\left(\varepsilon_{r2}k^2+\gamma^2\right)} . \quad (2.51)$$

En remplaçant d par x et avec (2.20) et (2.21), on obtient l'équation suivante :

$$\sin(p)\frac{1}{\sqrt{\left(\varepsilon_{r1}k^2+\gamma^2\right)}} = B\cos\left(\frac{q}{s}\left(\frac{a}{2}-d\right)\right)\frac{1}{\sqrt{\left(\varepsilon_{r1}k^2+\gamma^2\right)}} . \quad (2.52)$$

En utilisant (2.37), on simplifie l'argument du cosinus ci-dessus, ce qui nous amène à l'équation suivante :

$$B = \frac{\sin(p)\sqrt{\left(\varepsilon_{r1}k^2+\gamma^2\right)}}{\cos(q)\sqrt{\left(\varepsilon_{r1}k^2+\gamma^2\right)}} . \quad (2.53)$$

Ce B est complètement équivalent à celui trouvé précédemment, mais est numériquement plus stable.

2.3 Normalisation par rapport à la puissance

L'amplitude des fonctions des champs calculés précédemment doit être déterminée. Une normalisation est faite pour ajuster la puissance de chacun des modes à 1 Watt pour ceux se propageant, et à 1j Watt pour ceux ne se propageant pas. Cette normalisation permet de comparer les valeurs obtenues théoriquement avec celles obtenues par le logiciel HFSS lors d'une simulation de la même structure. Bien qu'il puisse y avoir des erreurs numériques lors d'une simulation HFSS, ce logiciel donne de bons résultats. Ceux-ci ne sont cependant pas exacts. Nous pourrons quand même les utiliser à titre comparatif. Il faut simplement calculer la puissance de chacune des fonctions en les multipliant par un terme de normalisation et égaler le tout à 1 Watt ou à 1j Watt selon le cas. Ce terme sera utilisé pour calculer l'amplitude des champs électromagnétiques. Selon [17], la façon de calculer la puissance d'une onde électromagnétique quelconque en connaissant ses composantes de champs électriques E et magnétiques H est la suivante :

$$P = \iint_s \overline{E} \times \overline{H}^* \bullet \hat{n} ds \qquad (2.54)$$

.

En coordonnées cartésiennes, on obtient :

$$P = \int_{y=0}^{b} \int_{x=0}^{a} \overline{E} \times \overline{H}^* \Big|_{z=0^+} \bullet \hat{z} dx dy \qquad (2.55)$$

.

Dans le présent cas, $\overline{E} = E_y \hat{y}$. En appliquant le produit vectoriel et le produit scalaire, nous obtenons :

$$P = -\int_{y=0}^{b} \int_{x=0}^{a} E_y H_x^* dx dy \qquad (2.56)$$

.

Comme E_y et H_x ne varient pas en y :

$$P = -b \int_{x=0}^{a} E_y H_x^* dx \quad . \tag{2.57}$$

On retrouve H_x par rapport à E_y avec l'aide de l'équation (2.4) :

$$H_x = -\frac{\gamma}{j\omega\mu_0} E_y \quad . \tag{2.58}$$

En multipliant chaque champ par une constante de normalisation, l'équation suivante est obtenue (car A_{norm} ne dépend pas de x) :

$$-b \int_{x=0}^{a} A_{norm}^2 E_y \left(-\frac{\gamma}{j\omega\mu_0} E_y \right)^* dx = \begin{cases} 1 & \textit{Pour les champs qui se propagent} \\ j & \textit{Pour les champs qui ne se propagent pas} \end{cases}, \tag{2.59}$$

et comme (AB)* = A*B*, on a :

$$-bA_{norm}^2 \int_{x=0}^{a} E_y E_y^* \left(-\frac{\gamma}{j\omega\mu_0} \right)^* dx = -bA_{norm}^2 \int_{x=0}^{a} \left| E_y \right|^2 \left(\frac{j\gamma}{\omega\mu_0} \right)^* dx = \begin{cases} 1 \\ j \end{cases} . \tag{2.60}$$

Ce qui permet d'isoler A_{norm} de l'équation précédente :

$$A_{norm} = \begin{cases} \sqrt{\dfrac{1}{-b \displaystyle\int_{x=0}^{a} \left| E_y \right|^2 \left(\frac{j\gamma}{\omega\mu_0} \right)^* dx}} & \textit{Pour les champs qui se propagent} \\ \sqrt{\dfrac{j}{-b \displaystyle\int_{x=0}^{a} \left| E_y \right|^2 \left(\frac{j\gamma}{\omega\mu_0} \right)^* dx}} & \textit{Pour les champs qui ne se propagent pas} \end{cases} . \tag{2.61}$$

Une fois toutes ces constantes de normalisation d'amplitude calculées, la figure 2.4 montre à quoi ressemble le champ électrique E_y des différents modes de l'exemple précédent.

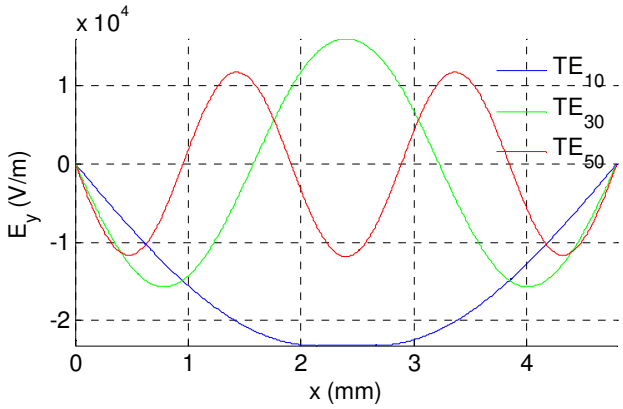

Figure 2.4: E_y pour une fréquence de 33 GHz et b = 0.254 mm.

CHAPITRE 3 ANALYSE D'UNE STRUCTURE

3.1 Analyse d'une discontinuité simple

Une fois le champ électromagnétique connu pour n'importe quelle largeur de tranche, il est intéressant de considérer une cascade de plusieurs tranches de largeurs différentes pour pouvoir ainsi concevoir des structures plus complexes. Ainsi, il faut tout d'abord connaître l'effet d'une transition entre deux largeurs de tranches différentes, donc sa matrice S. Dans une telle transition, le paramètre a (la largeur du guide) reste le même, mais les paramètres c et d changent abruptement (dans la direction de propagation). À cette discontinuité, la constante de propagation change instantanément. Ce changement produit une réflexion plus ou moins grande selon la variation de la largeur de la tranche. Les modes se propageant dans la structure subissent donc ce type de transformation, mais ceux ne se propageant pas restent autour de la transition créant un emmagasinage d'énergie. Cette transition amène une dégradation du S_{21} et une augmentation du S_{11} plus ou moins considérable. Un petit déphasage de l'onde est aussi perçu au niveau de la discontinuité. Il est important d'être en mesure de calculer les paramètres S d'une telle structure, illustrée à la figure 3.1.

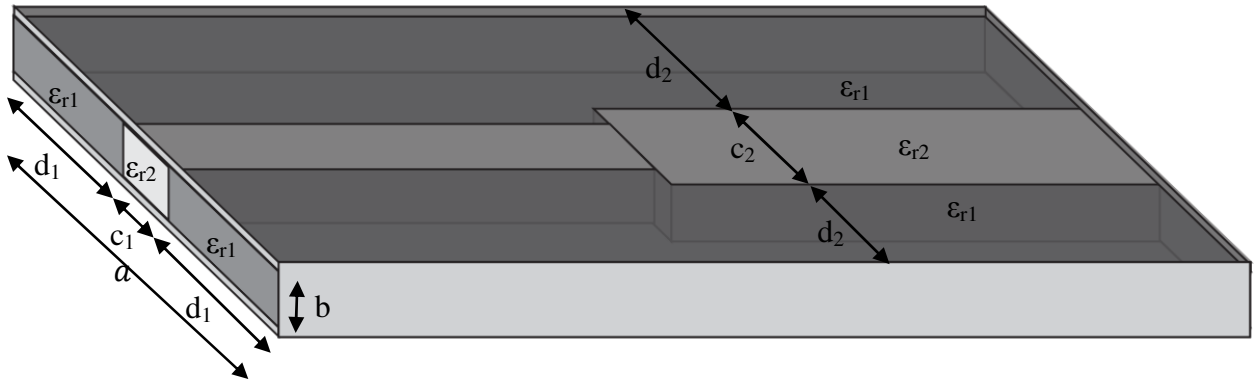

Figure 3.1: Discontinuité des largeurs de tranches.

3.1.1 Calcul des champs électromagnétiques transmis et réfléchis

Les équations dérivées au chapitre précédent peuvent être appliquées pour chacune des sections avant et après la transition. La constante de propagation ainsi que le champ électrique

pour chacune des sections sont maintenant connus. Les modes TE_{m0} impairs seulement sont impliqués, car la structure est symétrique. De ce fait, les modes pairs étant orthogonaux aux modes impairs, il n'y aura aucun transfert d'énergie vers ces modes étant donné la symétrie de la structure. Les dimensions du guide ainsi que la fréquence de l'onde incidente sont choisies pour que seul le premier mode (TE_{10}) propage. Comme les équations des champs de part et d'autre de l'interface sont connues, la théorie du raccordement modal sera employée. Les deux équations qui régissent le comportement des ondes électromagnétiques à cette interface, soit l'équation du seul champ électrique (en y) ainsi que celle du champ magnétique en x sont données par :

$$\sum_{m=0}^{\infty} a^{(1)}_{(1+2m)0} E_{y(1+2m)0}^{(1)+} + \sum_{m=0}^{\infty} b^{(1)}_{(1+2m)0} E_{y(1+2m)0}^{(1)-} = \sum_{m=0}^{\infty} a^{(2)}_{(1+2m)0} E_{y(1+2m)0}^{(2)+} + \sum_{m=0}^{\infty} b^{(2)}_{(1+2m)0} E_{y(1+2m)0}^{(2)-} \qquad (3.1)$$

et

$$\sum_{m=0}^{\infty} a^{(1)}_{(1+2m)0} H_{x(1+2m)0}^{(1)+} - \sum_{m=0}^{\infty} b^{(1)}_{(1+2m)0} H_{x(1+2m)0}^{(1)-} = -\sum_{m=0}^{\infty} a^{(2)}_{(1+2m)0} H_{x(1+2m)0}^{(2)+} + \sum_{m=0}^{\infty} b^{(2)}_{(1+2m)0} H_{x(1+2m)0}^{(2)-} \qquad (3.2)$$

.

Le signe négatif dans l'équation (3.2) provient du fait que le sens de propagation change lors du retour de l'onde. Comme on projette toujours $\vec{E}$ sur $\overrightarrow{H}$ et que $\vec{E}$ ne change pas d'orientation, il est nécessaire que H_x change de signe. On le voit plus explicitement dans la figure 3.2.

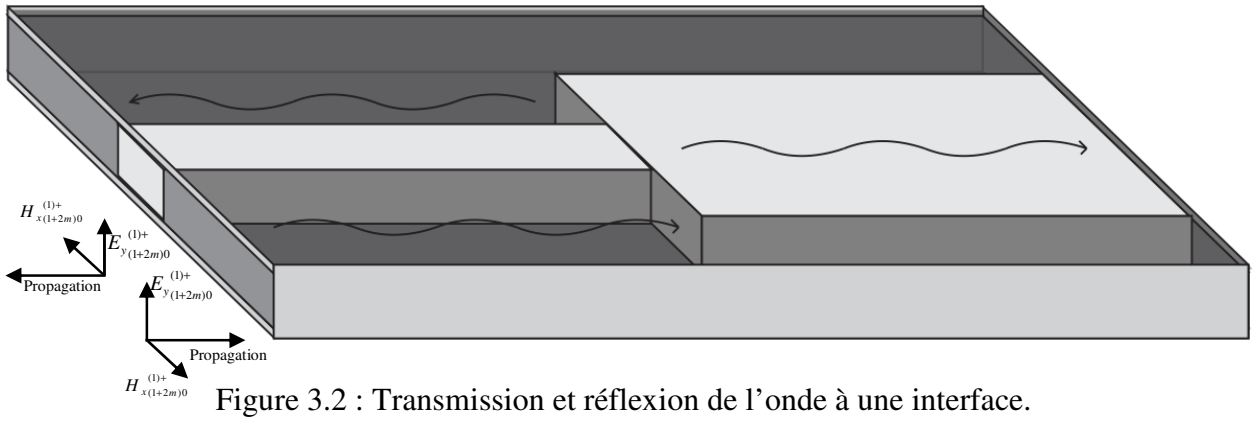

Figure 3.2 : Transmission et réflexion de l'onde à une interface.

Étant donné que les champs électromagnétiques sont totalement connus de part et d'autre de la transition, les constantes inconnues peuvent être calculées. Comme l'onde incidente ne contient que le mode TE_{10}, nous connaissons tous les $a^{(1)}$. Notons que l'onde incidente provient

seulement d'un côté ce qui implique que tous les $a^{(2)}$ sont nuls. Il est nécessaire de calculer tous les b pour y obtenir la matrice S à cette interface. Pour l'instant, seulement deux équations semblent connues pour une infinité d'inconnues, soit les $b^{(1)}_{(1+2m)0}$ et les $b^{(2)}_{(1+2m)0}$. Pour une analyse numérique, cette équation doit être tronquée à un m fini (qui peut être différent d'un côté et de l'autre) dans le but de limiter les inconnues à un nombre fini. Lorsqu'un nombre assez grand d'inconnues est choisi, la représentation est assez fiable, puisque les modes d'ordres supérieurs reçoivent une quantité de plus en plus négligeable d'énergie. Notons que dû à la structure symétrique en x, seuls les modes impairs sont pris en compte pour les raisons mentionnées plus haut. Chacun de ces modes, se propageant ou non, sont orthogonaux entre eux [17] ce qui permet d'utiliser un théorème dans le but de simplifier les équations (3.1) et (3.2). Voici ce théorème :

$$\begin{aligned}&\int_0^a \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right)\cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right)dx = \int_0^a \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right)\sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right)dx \\ &= \int_0^a \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right)\sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right)dx = 0\end{aligned} \qquad \forall m \neq n \,. \tag{3.3}$$

Dans le présent cas, les équations ne contiennent pas de simples sin(x) ou cos(x), mais des sommations de ceux-ci ce qui fait que ce théorème s'applique directement. Pour appliquer ce théorème, il suffit de multiplier les équations par les différents $E^{(1)}_{(1+2m)0}$ et $H^{(1)}_{(1+2m)0}$ pour chacun des modes et d'intégrer sur la largeur du guide. Cette méthode permet d'annuler une grande partie des sommations et ainsi de diviser les formules (3.1) et (3.2) en de nombreuses équations permettant d'obtenir un système d'équations. Voyons ce qu'il faut calculer dans chacun des côtés pour obtenir la moitié de la matrice S (chaque côté obtient la moitié de celle-ci). Pour le mode 1:

$$a_{10}^{(1)}\int_0^a E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{10}}^{(1)+}dx + b_{10}^{(1)}\int_0^a E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{10}}^{(1)-}dx + \sum_{m=1}^{\infty}\int_0^a a_{(1+2m)0}^{(1)}E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{(1+2m)0}}^{(1)+}dx$$
$$+\sum_{m=1}^{\infty}\int_0^a b_{(1+2m)0}^{(1)}E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{(1+2m)0}}^{(1)-}dx = \sum_{m=0}^{\infty}\int_0^a a_{(1+2m)0}^{(2)}E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{(1+2m)0}}^{(2)+}dx + \sum_{m=0}^{\infty}\int_0^a b_{(1+2m)0}^{(2)}E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{(1+2m)0}}^{(2)-}dx \qquad (3.4)$$

.

Et grâce au théorème de l'équation (3.3), on obtient :

$$\begin{aligned} &a_{10}^{(1)}\int_0^a E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{10}}^{(1)+}dx + b_{10}^{(1)}\int_0^a E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{10}}^{(1)-}dx \\ &= \sum_{m=0}^{\infty}\int_0^a a_{(1+2m)0}^{(2)}E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{(1+2m)0}}^{(2)+}dx + \sum_{m=0}^{\infty}\int_0^a b_{(1+2m)0}^{(2)}E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{(1+2m)0}}^{(2)-}dx \end{aligned} \qquad (3.5)$$

.

Cette équation est simplifiée comme suit :

$$\left(a_{10}^{(1)} + b_{10}^{(1)}\right)\int_0^a E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{10}}^{(1)}dx = \sum_{m=0}^{\infty}\left(a_{(1+2m)0}^{(2)} + b_{(1+2m)0}^{(2)}\right)\int_0^a E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{(1+2m)0}}^{(2)}dx \qquad (3.6)$$

.

Nous savons que $a_{(1+2m)0}^{(2)} = 0$ puisqu'il n'y a pas d'onde incidente du côté 2 et que $a_{(1+2m)0}^{(1)} = 0$ sauf $a_{10}^{(1)} = 1$ puisqu'une onde normalisée est incidente par la porte 1. Il est donc possible de simplifier au maximum cette équation et d'en déduire les autres (le présent exemple est fait pour 3 modes afin d'y voir la récurrence des équations). Voici cette équation simplifiée pour le premier mode (le mode où l'excitation est envoyée) :

(Mode TE_{10}) $$\left(b_{10}^{(1)} + 1\right)\int_0^a E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{10}}^{(1)}dx = \sum_{m=0}^{\infty}b_{(1+2m)0}^{(2)}\int_0^a E_{y_{10}}^{(1)+}E_{y_{(1+2m)0}}^{(2)-}dx \qquad (3.7)$$

.

Le même exercice est fait pour les modes suivants. Voici les équations pour les modes TE_{30} et TE_{50} :

(Mode TE_{30}) $$b_{30}^{(1)}\int_0^a E_{y_{30}}^{(1)+}E_{y_{30}}^{(1)-}dx = \sum_{m=0}^{\infty}b_{(1+2m)0}^{(2)}\int_0^a E_{y_{30}}^{(1)+}E_{y_{(1+2m)0}}^{(2)-}dx \qquad (3.8)$$

(Mode TE_{50})
$$b_{50}^{(1)}\int_0^a E_{y50}^{(1)+}E_{y50}^{(1)-}dx=\sum_{m=0}^{\infty}b_{(1+2m)0}^{(2)}\int_0^a E_{y50}^{(1)+}E_{y(1+2m)0}^{(2)-}dx \tag{3.9}$$

La composante de champ magnétique H_x doit obéir aux mêmes lois. L'onde incidente est en quelque sorte diffractée à l'interface en plusieurs ondes réfléchies et transmises. Le même traitement est appliqué à la composante de champ magnétique H_x qu'à celle du champ électrique E_y. Les mêmes constantes a et b servent à monter ces équations. L'équation de départ est la suivante :

$$\begin{aligned}&a_{10}^{(1)}\int_0^a H_{x10}^{(1)+}H_{x10}^{(1)+}dx-b_{10}^{(1)}\int_0^a H_{x10}^{(1)+}H_{x10}^{(1)-}dx+\sum_{m=1}^{\infty}\int_0^a a_{(1+2m)0}^{(1)}H_{x10}^{(1)+}H_{x(1+2m)0}^{(1)+}dx\\&-\sum_{m=1}^{\infty}\int_0^a b_{(1+2m)0}^{(1)}H_{x10}^{(1)+}H_{x(1+2m)0}^{(1)-}dx=\sum_{m=0}^{\infty}\int_0^a a_{(1+2m)0}^{(2)}H_{x10}^{(1)+}H_{x(1+2m)0}^{(2)+}dx+\sum_{m=0}^{\infty}\int_0^a b_{(1+2m)0}^{(2)}H_{x10}^{(1)+}H_{x(1+2m)0}^{(2)-}dx\end{aligned} \tag{3.10}$$

Le signe négatif apparaît à cause du changement de sens de propagation démontré dans la Figure 3.2. En appliquant, encore une fois, le théorème de l'équation (3.3), l'équation suivante est obtenue :

$$\begin{aligned}&a_{10}^{(1)}\int_0^a H_{x10}^{(1)+}H_{x10}^{(1)+}dx-b_{10}^{1}\int_0^a H_{x10}^{(1)+}H_{x10}^{(1)-}dx=\sum_{m=0}^{\infty}\int_0^a a_{(1+2m)0}^{(2)}H_{x10}^{(1)+}H_{x(1+2m)0}^{(2)+}dx\\&+\sum_{m=0}^{\infty}\int_0^a b_{(1+2m)0}^{(2)}H_{x10}^{(1)+}H_{x(1+2m)0}^{(2)-}dx\end{aligned} \tag{3.11}$$

En simplifiant, on obtient la première équation pour le champ magnétique H_x :

(Mode TE_{10})
$$\left(-b_{10}^{(1)}+1\right)\int_0^a H_{x10}^{(1)+}H_{x10}^{(1)}dx=\sum_{m=0}^{\infty}b_{(1+2m)0}^{(2)}\int_0^a H_{x10}^{(1)+}H_{x(1+2m)0}^{(2)-}dx \tag{3.12}$$

Lorsque le même traitement est appliqué aux autres modes, on obtient les équations pour les modes subséquents (rappelons que seulement trois modes apparaissent ici, mais une infinité peut être considérée) :

(Mode TE_{30})
$$-b_{30}^{(1)}\int_0^a H_{x30}^{(1)+}H_{x30}^{(1)-}dx=\sum_{m=0}^{\infty}b_{(1+2m)0}^{(2)}\int_0^a H_{x30}^{(1)+}H_{x(1+2m)0}^{(2)-}dx \tag{3.13}$$

(Mode TE_{50}) $$-b_{50}^{(1)}\int_0^a H_{x50}^{(1)+}H_{x50}^{(1)-}dx=\sum_{m=0}^{\infty}b_{(1+2m)0}^{(2)}\int_0^a H_{x50}^{(1)+}H_{x(1+2m)0}^{(2)-}dx \quad (3.14)$$

.

3.1.2 Calcul de la matrice S par traitement matriciel numérique

Avec les équations (3.5) à (3.15), nous sommes en mesure de calculer les trois premiers $b_{(1+2m)0}^{(1)}$ et $b_{(1+2m)0}^{(2)}$ en montant un simple système d'équations et en tronquant la sommation de 0 à 2. Notons que trois modes ont été choisis ici pour éviter la lourdeur des équations, mais qu'un nombre beaucoup plus grand peut être pris lors d'un calcul numérique. Procédons maintenant au calcul du système d'équations. Pour simplifier les équations, la notation suivante est adoptée pour le champ électrique :

$$E1E1\big((1+2m)\big)=\int_0^a E_{y(1+2m)0}^{(1)}E_{y(1+2m)0}^{(1)}dx \quad (3.15)$$

$$E1E2\big((1+2m),n\big)=\int_0^a E_{y(1+2m)0}^{(1)}E_{y(1+2n)0}^{(2)}dx \quad (3.16)$$

,

et pour le champ magnétique :

$$H1H1\big((1+2m)\big)=\int_0^a H_{x(1+2m)0}^{(1)}H_{x(1+2m)0}^{(1)}dx \quad (3.17)$$

$$H1H2\big((1+2m),n\big)=\int_0^a H_{x(1+2m)0}^{(1)}H_{x(1+2n)0}^{(2)}dx \quad (3.18)$$

.

Notons que les équations (3.15) et (3.17) sont des vecteurs, car on multiplie le champ d'un mode par lui-même. Par contre, les équations (3.16) et (3.18) sont des matrices, car pour chaque mode, on doit multiplier le champ par tous les autres modes. En prenant les équations (3.7) à (3.9) et (3.12) à (3.14) et en y insérant la nomenclature des équations (3.15) à (3.18), les six équations suivantes sont trouvées :

(Mode TE_{10}) $$\left(b_{10}^{(1)}+1\right)E1E1(1)=b_{10}^{(2)}E1E2(1,1)+b_{30}^{(2)}E1E2(1,3)+b_{50}^{(2)}E1E2(1,5) \tag{3.19}$$

(Mode TE_{30}) $$b_{30}^{(1)}E1E1(3)=b_{10}^{(2)}E1E2(3,1)+b_{30}^{(2)}E1E2(3,3)+b_{50}^{(2)}E1E2(3,5) \tag{3.20}$$

(Mode TE_{50}) $$b_{50}^{(1)}E1E1(5)=b_{10}^{(2)}E1E2(5,1)+b_{30}^{(2)}E1E2(5,3)+b_{50}^{(2)}E1E2(5,5) \tag{3.21}$$

(Mode TE_{10}) $$\left(-b_{10}^{(1)}+1\right)H1H1(1)=b_{10}^{(2)}H1H2(1,1)+b_{30}^{(2)}H1H2(1,3)+b_{50}^{(2)}H1H2(1,5) \tag{3.22}$$

(Mode TE_{30}) $$-b_{30}^{(1)}H1H1(3)=b_{10}^{(2)}H1H2(3,1)+b_{30}^{(2)}H1H2(3,3)+b_{50}^{(2)}H1H2(3,5) \tag{3.23}$$

(Mode TE_{50}) $$-b_{50}^{(1)}H1H1(5)=b_{10}^{(2)}H1H2(5,1)+b_{30}^{(2)}H1H2(5,3)+b_{50}^{(2)}H1H2(5,5). \tag{3.24}$$

Une première matrice est écrite pour les équations (3.19) à (3.21), soit, pour le champ électrique :

$$\begin{bmatrix}\left(b_{10}^{(1)}+1\right)E1E1(1)\\ b_{30}^{(1)}E1E1(3)\\ b_{50}^{(1)}E1E1(5)\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}E1E2(1,1) & E1E2(1,3) & E1E2(1,5)\\ E1E2(3,1) & E1E2(3,3) & E1E2(3,5)\\ E1E2(5,1) & E1E2(5,3) & E1E2(5,5)\end{bmatrix}\begin{bmatrix}b_{10}^{(2)}\\ b_{30}^{(2)}\\ b_{50}^{(2)}\end{bmatrix}, \tag{3.25}$$

et ainsi, en envoyant ce qui correspond à l'excitation dans la partie de droite de l'équation, la matrice suivante est obtenue :

$$\begin{bmatrix}b_{10}^{(1)}\\ b_{30}^{(1)}\\ b_{50}^{(1)}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\dfrac{E1E2(1,1)}{E1E1(1)} & \dfrac{E1E2(1,3)}{E1E1(1)} & \dfrac{E1E2(1,5)}{E1E1(1)} & -1\\ \dfrac{E1E2(3,1)}{E1E1(3)} & \dfrac{E1E2(3,3)}{E1E1(3)} & \dfrac{E1E2(3,5)}{E1E1(3)} & +0\\ \dfrac{E1E2(5,1)}{E1E1(5)} & \dfrac{E1E2(5,3)}{E1E1(5)} & \dfrac{E1E2(5,5)}{E1E1(5)} & +0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}b_{10}^{(2)}\\ b_{30}^{(2)}\\ b_{50}^{(2)}\\ 1\end{bmatrix}. \tag{3.26}$$

À ce point, $b^{(1)}$ est entièrement exprimé en termes de $b^{(2)}$. Il suffit de prendre les équations des champs magnétiques pour déterminer $b^{(2)}$. À partir des équations (3.22) à (3.24), la matrice suivante est écrite :

$$\begin{bmatrix}\left(-b_{10}^{(1)}+1\right)H1H1(1)\\ -b_{30}^{(1)}H1H1(3)\\ -b_{50}^{(1)}H1H1(5)\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}H1H2(1,1) & H1H2(1,3) & H1H2(1,5)\\ H1H2(3,1) & H1H2(3,3) & H1H2(3,5)\\ H1H2(5,1) & H1H2(5,3) & H1H2(5,5)\end{bmatrix}\begin{bmatrix}b_{10}^{(2)}\\ b_{30}^{(2)}\\ b_{50}^{(2)}\end{bmatrix}. \tag{3.27}$$

Ainsi, encore une fois, en envoyant l'excitation dans la partie de droite de l'équation, on obtient :

$$\begin{bmatrix} b_{10}^{(1)} \\ b_{30}^{(1)} \\ b_{50}^{(1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{H1H2(1,1)}{H1H1(1)} & -\frac{H1H2(1,3)}{H1H1(1)} & -\frac{H1H2(1,5)}{H1H1(1)} & +1 \\ -\frac{H1H2(3,1)}{H1H1(3)} & -\frac{H1H2(3,3)}{H1H1(3)} & -\frac{H1H2(3,5)}{H1H1(3)} & 0 \\ -\frac{H1H2(5,1)}{H1H1(5)} & -\frac{H1H2(5,3)}{H1H1(5)} & -\frac{H1H2(5,5)}{H1H1(5)} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{10}^{(2)} \\ b_{30}^{(2)} \\ b_{50}^{(2)} \\ 1 \end{bmatrix} . \tag{3.28}$$

Il est maintenant possible de dire que l'équation (3.26) égale l'équation (3.28) pour ainsi n'avoir que les $b^{(2)}$ comme inconnues :

$$\begin{bmatrix} -\frac{H1H2(1,1)}{H1H1(1)} & -\frac{H1H2(1,3)}{H1H1(1)} & -\frac{H1H2(1,5)}{H1H1(1)} & +1 \\ -\frac{H1H2(3,1)}{H1H1(3)} & -\frac{H1H2(3,3)}{H1H1(3)} & -\frac{H1H2(3,5)}{H1H1(3)} & 0 \\ -\frac{H1H2(5,1)}{H1H1(5)} & -\frac{H1H2(5,3)}{H1H1(5)} & -\frac{H1H2(5,5)}{H1H1(5)} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{10}^{(2)} \\ b_{30}^{(2)} \\ b_{50}^{(2)} \\ 1 \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} \frac{E1E2(1,1)}{E1E1(1)} & \frac{E1E2(1,3)}{E1E1(1)} & \frac{E1E2(1,5)}{E1E1(1)} & -1 \\ \frac{E1E2(3,1)}{E1E1(3)} & \frac{E1E2(3,3)}{E1E1(3)} & \frac{E1E2(3,5)}{E1E1(3)} & +0 \\ \frac{E1E2(5,1)}{E1E1(5)} & b_{30}^{(2)}\frac{E1E2(5,3)}{E1E1(5)} & \frac{E1E2(5,5)}{E1E1(5)} & +0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{10}^{(2)} \\ b_{30}^{(2)} \\ b_{50}^{(2)} \\ 1 \end{bmatrix} \tag{3.29}$$

.

En jumelant les termes qui possèdent les mêmes inconnues pour chacune des équations et en mettant les inconnues d'un côté et les constantes de l'autre, la matrice suivante est obtenue :

$$\begin{bmatrix} 2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left(\frac{E1E2(1,1)}{E1E1(1)} + \frac{H1H2(1,1)}{H1H1(1)}\right) & \left(\frac{E1E2(1,3)}{E1E1(1)} + \frac{H1H2(1,3)}{H1H1(1)}\right) & \cdots \\ \left(\frac{E1E2(3,1)}{E1E1(3)} + \frac{H1H2(3,1)}{H1H1(3)}\right) & \left(\frac{E1E2(3,3)}{E1E1(3)} + \frac{H1H2(3,3)}{H1H1(3)}\right) & \\ \left(\frac{E1E2(5,1)}{E1E1(5)} + \frac{H1H2(5,1)}{H1H1(5)}\right) & \left(\frac{E1E2(5,3)}{E1E1(5)} + \frac{H1H2(5,3)}{H1H1(5)}\right) & \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \left(\frac{E1E2(1,5)}{E1E1(1)} + \frac{H1H2(1,5)}{H1H1(1)}\right) \\ \left(\frac{E1E2(3,5)}{E1E1(3)} + \frac{H1H2(3,5)}{H1H1(3)}\right) \\ \left(\frac{E1E2(5,5)}{E1E1(5)} + \frac{H1H2(5,5)}{H1H1(5)}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{10}^{(2)} \\ b_{30}^{(2)} \\ b_{50}^{(2)} \end{bmatrix} \tag{3.30}$$

.

En résolvant cette matrice, les $b_{m0}^{(2)}$ sont obtenus, soit le vecteur de coefficients de la matrice S_{21} lorsque le mode 1 seulement, soit $a_{10}^{(1)} = 1$, est excité. Ces constantes correspondent à la première ligne du coefficient S_{21} puisque la matrice S est définie comme suit :

$$S_{21} = \begin{bmatrix} \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{10}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{10}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{10}^{(1)}} \\ \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{30}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{30}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{30}^{(1)}} \\ \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{50}^{(1)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{50}^{(1)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{50}^{(1)}} \end{bmatrix}. \tag{3.31}$$

Notons ici que $\frac{b_{i0}^{(1)}}{a_{j0}^{(1)}}$ sous-entend $\left.\frac{b_{i0}^{(1)}}{a_{j0}^{(1)}}\right|_{a_{m0}^{(1)}=0 \; sauf \; a_{j0}^{(1)}}$.

En remplaçant ces valeurs dans la matrice (3.26), les $b_{m0}^{(1)}$ sont aussi connus. Ceux-ci représentent la première ligne du coefficient S_{11} comme le démontre l'expression suivante :

$$S_{11} = \begin{bmatrix} \frac{b_{10}^{(1)}}{a_{10}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{10}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{10}^{(1)}} \\ \frac{b_{10}^{(1)}}{a_{30}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{30}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{30}^{(1)}} \\ \frac{b_{10}^{(1)}}{a_{50}^{(1)}} & \frac{b_{10}^{(1)}}{a_{50}^{(1)}} & \frac{b_{10}^{(1)}}{a_{50}^{(1)}} \end{bmatrix}. \tag{3.32}$$

Pour connaître les autres lignes des coefficients S_{21} et S_{11}, il suffit de prendre le dernier système d'équations (la matrice (3.30)) et de mettre l'excitation 2 de la partie de gauche à la deuxième équation, ce qui correspond à exciter le guide avec un mode $a_{30}^{(1)} = 1$, soit le TE_{30}. Cette manipulation permet de trouver la deuxième ligne des matrices S_{21} et S_{11} et ainsi de suite pour chacun des modes. Une fois les matrices S_{11} et S_{21} trouvées, il suffit de refaire tous ces développements avec l'onde d'excitation provenant du côté 2 pour obtenir les matrices des coefficients S_{12} et S_{22}. Numériquement, cette manipulation revient à faire la transposition suivante dans les équations (3.1) et (3.2) :

$$
\begin{aligned}
E_{y(1+2m)0}^{(1)+} &\leftrightarrow E_{y(1+2m)0}^{(2)+} \\
E_{y(1+2m)0}^{(1)-} &\leftrightarrow E_{y(1+2m)0}^{(2)-} \\
H_{y(1+2m)0}^{(1)+} &\leftrightarrow H_{y(1+2m)0}^{(2)+} \\
H_{y(1+2m)0}^{(1)-} &\leftrightarrow H_{y(1+2m)0}^{(2)-}
\end{aligned}
\qquad (3.33)
$$

Avec ces nouvelles équations, les coefficients S_{12} et S_{22} seront de la forme :

$$
S_{12} = \begin{bmatrix}
\frac{b_{10}^{(1)}}{a_{10}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{10}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{10}^{(2)}} \\
\frac{b_{10}^{(1)}}{a_{30}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{30}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{30}^{(2)}} \\
\frac{b_{10}^{(1)}}{a_{50}^{(2)}} & \frac{b_{10}^{(1)}}{a_{50}^{(2)}} & \frac{b_{10}^{(1)}}{a_{50}^{(2)}}
\end{bmatrix} \qquad (3.34)
$$

$$
S_{22} = \begin{bmatrix}
\frac{b_{10}^{(2)}}{a_{10}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{10}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{10}^{(2)}} \\
\frac{b_{10}^{(2)}}{a_{30}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{30}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{30}^{(2)}} \\
\frac{b_{10}^{(2)}}{a_{50}^{(2)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{50}^{(2)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{50}^{(2)}}
\end{bmatrix}. \qquad (3.35)
$$

La matrice S sera de la forme suivante :

$$
S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix} = \left[\begin{array}{ccc:ccc}
\frac{b_{10}^{(1)}}{a_{10}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{10}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{10}^{(1)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{10}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{10}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{10}^{(1)}} \\
\frac{b_{10}^{(1)}}{a_{30}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{30}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{30}^{(1)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{30}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{30}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{30}^{(1)}} \\
\frac{b_{10}^{(1)}}{a_{50}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{50}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{50}^{(1)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{50}^{(1)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{50}^{(1)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{50}^{(1)}} \\
\hdashline
\frac{b_{10}^{(1)}}{a_{10}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{10}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{10}^{(2)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{10}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{10}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{10}^{(2)}} \\
\frac{b_{10}^{(1)}}{a_{30}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{30}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{30}^{(2)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{30}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{30}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{30}^{(2)}} \\
\frac{b_{10}^{(1)}}{a_{50}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(1)}}{a_{50}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(1)}}{a_{50}^{(2)}} & \frac{b_{10}^{(2)}}{a_{50}^{(2)}} & \frac{b_{30}^{(2)}}{a_{50}^{(2)}} & \frac{b_{50}^{(2)}}{a_{50}^{(2)}}
\end{array}\right]. \qquad (3.36)
$$

Ce développement est exact pour l'obtention d'une matrice possédant trois modes. Cette matrice S représente tous les coefficients de réflexion entre les différents modes des deux milieux. Comme ces coefficients sont complexes, il est possible de calculer l'amplitude de la matrice S pour connaître précisément la fraction du signal qui sera réfléchie et celle qui sera transmise. Il est aussi possible d'en retirer le déphasage introduit par cette transition. C'est une information cruciale lorsqu'on veut connaître très précisément le déphasage d'une structure comportant plusieurs transitions. Comme cette structure est sans perte, il est possible de vérifier, et ceci pour chaque mode, que [17] :

$$\left|S_{11}\right|^2 + \left|S_{21}\right|^2 = 1 , \tag{3.37}$$

et

$$\left|S_{12}\right|^2 + \left|S_{22}\right|^2 = 1 . \tag{3.38}$$

3.1.3 Calcul de la matrice S pour une structure sans transition

Tous les coefficients de transmissions et de réflexions d'une matrice S sont maintenant connus pour une transition d'une certaine largeur de tranche à une autre. Il faut maintenant connaître la matrice S pour un guide sans transition d'une longueur définie. Comme les constantes de propagation γ sont connues, les matrices S de ces guides sont définies comme suit :

$$S = \left[\begin{array}{ccc:ccc} 0 & 0 & 0 & e^{-\gamma_1 \ell} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e^{-\gamma_2 \ell} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e^{-\gamma_3 \ell} \\ \hdashline e^{-\gamma_1 \ell} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_2 \ell} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\gamma_3 \ell} & 0 & 0 & 0 \end{array}\right] . \tag{3.39}$$

Comme il n'y a aucune transition et aucun changement dans le sens de propagation, l'amplitude doit être unitaire puisqu'il n'y a aucune raison pour qu'il y ait une réflexion ou une perte. Par contre, il y a un déphasage qui dépend de la longueur du guide, et celui-ci est important lors de la conception d'un déphaseur. Cette matrice S donne le déphasage d'un guide sans perte.

3.2 Analyse d'une structure complète

Toute la théorie vue jusqu'ici permet de calculer la matrice S d'une section de guide comme celle de la Figure 2.1 ou d'une transition comme celle qui est montrée dans la Figure 3.1. La présente section permettra de calculer la matrice S globale d'une structure constituée d'une cascade de tranches de différentes largeurs.

3.2.1 Cascade de matrice S

Une méthode doit être élaborée pour connaître l'apport de la matrice S d'une telle transition ou d'une tranche sur une structure plus complexe dont elle fait partie. Ainsi, plusieurs tranches de différentes largeurs pourront être mises les unes à la suite des autres et une matrice S globale pourra être calculée à partir des matrices de chacune des parties. Une fois cette matrice S globale connue, le déphasage de celle-ci doit être comparé à celui d'un guide de même largeur, mais sans tranche. Le but est de connaître la différence de phase entre ces deux structures. Un seul problème subsiste : cette matrice globale doit être calculée. Une méthode proposée dans [17] se fait en plusieurs étapes. La première étape est de transformer chaque matrice S en matrice ABCD. Ensuite, il faut cascader ces dernières en les multipliant entre elles. Il faut finalement retransformer la dernière matrice globale ABCD en une matrice S. Bien sûr, exécuter toutes ces transformations prend beaucoup de manipulations matricielles et de temps de calcul. Une méthode plus rapide est présentée dans [20] et dans [21]. Elle consiste à faire des itérations de cascades de deux matrices. Les deux premières matrices sont cascadées entre elles ce qui donne une première matrice globale. Cette matrice globale est cascadée avec la troisième matrice. Cette manipulation donne une deuxième matrice globale qui représente la cascade des trois premières matrices. On continue de cascader ces matrices jusqu'à la dernière. La Figure 3.3 exprime plus explicitement ces cascades.

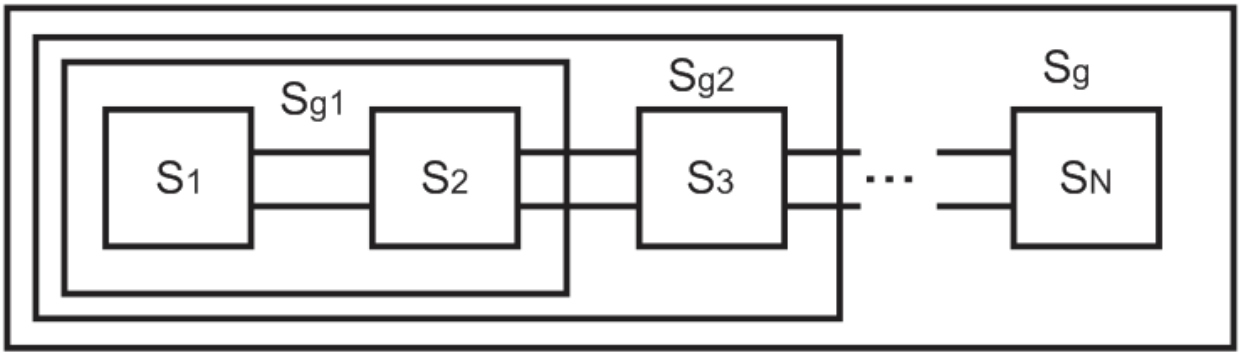

Figure 3.3: Cascade des matrices.

Les équations utilisées pour chacune des étapes de cascade pour une matrice A et B sont les suivantes [21] :

$$S_{global} = \left[\begin{array}{c|c} S_{A,11} + S_{A,12}S_{B,11}FS_{A,21} & S_{B,21}FS_{A,21} \\ \hline S_{A,12}\left(I + S_{B,11}FS_{A,22}\right)S_{B,12} & S_{B,22} + S_{B,21}FS_{A,22}S_{B,12} \end{array}\right], \tag{3.40}$$

où I est la matrice identité, par exemple $I = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ et $F = \left(I - S_{A,22}S_{B,11}\right)^{-1}$.

En faisant une telle boucle pour chaque bout de guide et chaque transition, la matrice $S_{globale}$ du déphaseur est enfin trouvée. Le déphasage du port 1 au port 2 est maintenant connu ainsi que le ratio du signal qui est transmis.

3.2.2 Test de convergence

Lors d'un tel calcul numérique, plusieurs approximations doivent être prises en compte. En effet, comme mentionné précédemment, une structure quelconque contient un nombre de modes infini. Lors du calcul numérique, le nombre de modes doit être tronqué à une valeur finie. Le résultat final est donc une approximation de la valeur réelle.

Un test de convergence doit être effectué pour vérifier si, effectivement, en augmentant le nombre de modes, le calcul converge. S'il y a convergence, une augmentation du nombre de modes permettra de réduire l'erreur. Notons qu'une simulation de la même structure peut être faite avec le logiciel HFSS pour avoir une approximation du résultat final, mais une erreur numérique subsiste dans ce logiciel ce qui fait que cette valeur ne peut pas être considérée comme une valeur parfaite à atteindre. Ce test doit être effectué avant toute simulation dans le but d'en valider les résultats obtenus. Ce test sera exécuté dans la section simulation.

CHAPITRE 4 THÉORIE SUR LES MÉTHODES DE SYNTHÈSE

La méthode développée dans le chapitre précédent permet de calculer la matrice S d'un guide d'ondes rectangulaire de largeur constante comportant une suite de tranches de différentes largeurs d'un diélectrique arbitraire. Il est maintenant nécessaire d'élaborer une méthode de synthèse dans le but de minimiser le S_{11} tout en obtenant le déphasage désiré. La présente section détaille les différentes méthodes étudiées.

4.1 Méthode à saut discret

La méthode élaborée ici a pour but de développer un déphaseur ayant le moins de pertes de retour possibles. En effet, plusieurs distributions sont à notre disposition pour créer un déphaseur avec la théorie développée précédemment. Cette approche est basée sur la méthode des transformateurs multi-sections [17].

4.1.1 Théorie des petites réflexions

La théorie des petites réflexions et une technique simple permettant d'évaluer le coefficient de réflexion d'une structure constituée d'une succession de sauts d'impédance. On obtient donc une équation pour le coefficient de réflexion qui peut être minimisée. Quelques conditions doivent être respectées pour minimiser le coefficient de réflexion. La structure est illustrée à la figure 4.1.

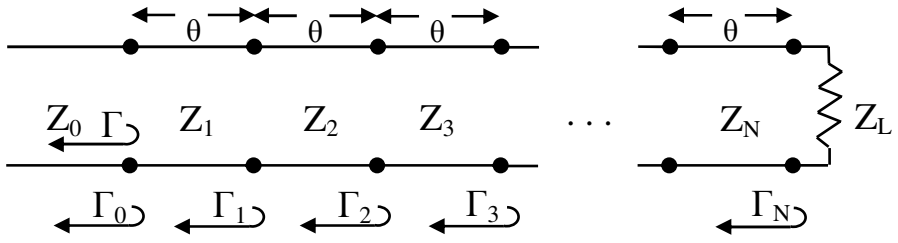

Figure 4.1: Multiple réflexions.

Un coefficient de réflexion est défini comme suit :

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \,. \tag{4.1}$$

Les coefficients individuels sont les suivants :

$$\Gamma_0 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \,, \tag{4.2}$$

$$\Gamma_n = \frac{Z_{n+1} - Z_n}{Z_{n+1} + Z_n} \,, \tag{4.3}$$

$$\Gamma_N = \frac{Z_L - Z_N}{Z_L + Z_N} \,. \tag{4.4}$$

Comme il n'y a pas de perte, tout ce qui n'est pas réfléchi est transmis. Pour la transmission, on a :

$$T_{21} = 1 + \Gamma_1 = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \,, \tag{4.5}$$

$$T_{12} = 1 - \Gamma_1 = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \,. \tag{4.6}$$

Il est maintenant nécessaire de regarder d'un peu plus près ce qui se passe dans l'une de ces sections. Le diagramme de réflexion d'une seule de ces sections est donné à la figure 4.2.

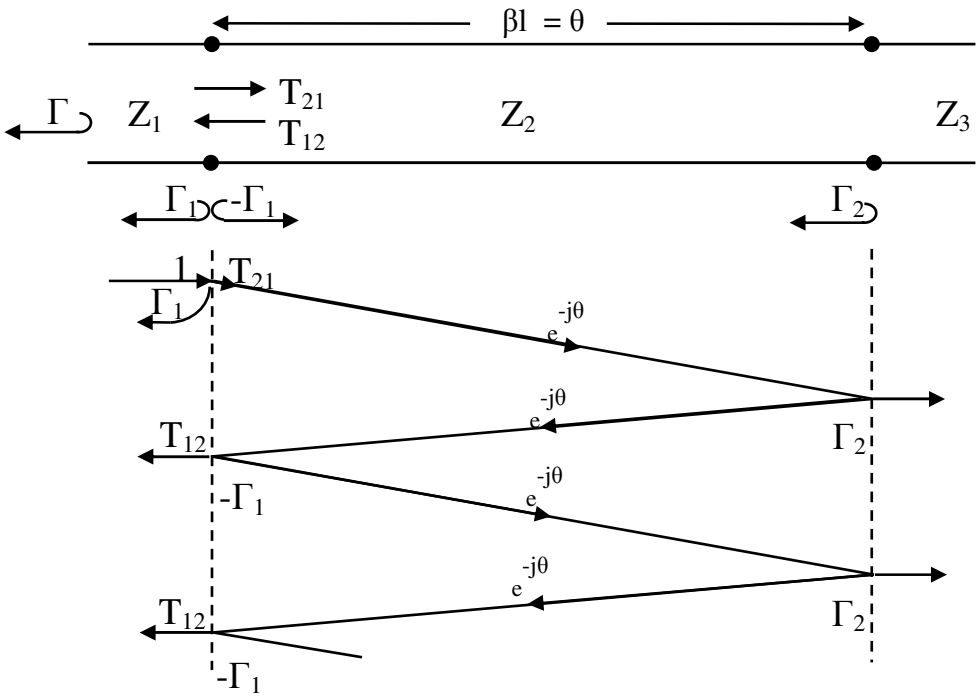

Figure 4.2: Diagramme temporel d'une réflexion

Le coefficient de réflexion est l'addition de toutes les parties de gauche de la ligne pointillée, donc :

$$\begin{aligned}\Gamma &= \Gamma_1 + T_{12}T_{21}\Gamma_2 e^{-2j\theta} + T_{12}T_{21}\Gamma_2^2(-\Gamma_1)e^{-4j\theta}, \ldots \\ &= \Gamma_1 + T_{12}T_{21}\Gamma_2 e^{-2j\theta}\sum_{n=0}^{\infty}(-\Gamma_1)^n\Gamma_2^n e^{-2jn\theta} \\ &= \Gamma_1 + T_{12}T_{21}\Gamma_2 e^{-2j\theta}\sum_{n=0}^{\infty}\left(-\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta}\right)^n\end{aligned} \qquad (4.7)$$

.

Et comme la série géométrique suivante est connue, on en déduit ce qui suit en remplaçant les T par leurs valeurs :

$$\sum_{n=0}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x} \quad \forall |x| < 1 \qquad (4.8)$$

.

Nous obtenons alors :

$$\begin{aligned}\Gamma(\theta) &= \Gamma_1 + \frac{(1+\Gamma_1)(1-\Gamma_1)\Gamma_2 e^{-2j\theta}}{1+\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta}} = \Gamma_1 + \frac{(1-\Gamma_1^2)\Gamma_2 e^{-2j\theta}}{1+\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta}} \\ &= \frac{(1+\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta})\Gamma_1}{1+\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta}} + \frac{\Gamma_2 e^{-2j\theta} - \Gamma_1^2\Gamma_2 e^{-2j\theta}}{1+\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta}} \\ &= \frac{\Gamma_1 + \Gamma_1^2\Gamma_2 e^{-2j\theta} + \Gamma_2 e^{-2j\theta} - \Gamma_1^2\Gamma_2 e^{-2j\theta}}{1+\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta}} = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2 e^{-2j\theta}}{1+\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta}}\end{aligned} \quad (4.9)$$

Maintenant, en assumant que $|\Gamma_1\Gamma_2| << 1$, il est possible de dire que $1+\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta} \approx 1$ ce qui donne l'approximation suivante :

$$\Gamma(\theta) = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2 e^{-2j\theta}}{1+\Gamma_1\Gamma_2 e^{-2j\theta}} \approx \Gamma_1 + \Gamma_2 e^{-2j\theta} \quad (4.10)$$

Revenons maintenant au diagramme multi-sections pour généraliser l'équation précédente. Le coefficient de réflexion total est:

$$\Gamma(\theta) \approx \Gamma_0 + \Gamma_1 e^{-2j\theta} + \Gamma_2 e^{-4j\theta},...,+\Gamma_N e^{-2jN\theta} \quad (4.11)$$

La structure choisie devra être symétrique dans la direction de propagation pour obtenir un déphaseur symétrique et réciproque ($S_{11} = S_{22}$ et un $S_{12} = S_{21}$). Nous devons alors avoir :

$$\Gamma_1 = -\Gamma_N, \Gamma_2 = -\Gamma_{N-1}, \Gamma_3 = -\Gamma_{N-2}, etc. \quad (4.12)$$

On simplifie donc l'équation (4.11):

$$\Gamma(\theta) \approx e^{-jN\theta}\left\{\Gamma_0\left[e^{jN\theta} - e^{-jN\theta}\right] + \Gamma_1\left[e^{j(N-2)\theta} - e^{-j(N-2)\theta}\right] + ...\right\}. \quad (4.13)$$

4.1.2 Méthode de Tchebychev

Le polynôme de Tchebychev est très connu en mathématique et en physique. Il est souvent utilisé dans la théorie des filtres ainsi que lors de la conception de certaines structures ayant pour but d'obtenir le moins de pertes de retour possible sur une large bande. Il se définit comme suit :

$$\begin{aligned} T_1(x) &= x \\ T_2(x) &= 2x^2 - 1 \\ T_3(x) &= 4x^3 - 3x \\ T_4(x) &= 8x^4 - 8x^2 + 1 \\ &\vdots \end{aligned} \quad . \tag{4.14}$$

On généralise cette fonction par la suivante :

$$T_n(x) = 2xT_{n-1}(x) - T_{n-2}(x) \quad \forall \quad n = 2,3,4,...,\infty \; . \tag{4.15}$$

Les 5 premiers polynômes de Tchebychev sont illustrés à la figure 4.3.

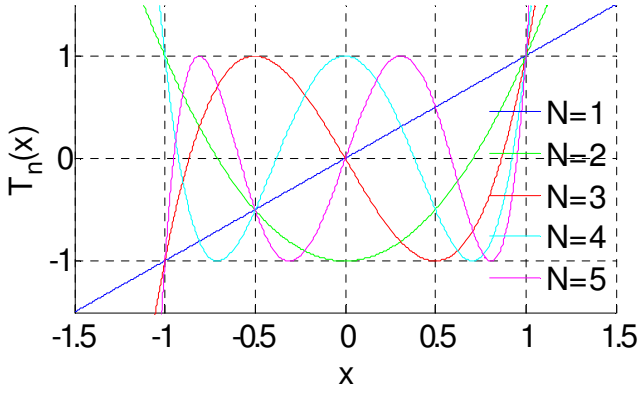

Figure 4.3: Représentation graphique du polynôme de Tchebychev.

Il est démontré dans [17] que T_n peut être exprimé de la façon suivante :

$$T_n(\cos\theta) = \cos n\theta \; . \tag{4.16}$$

Ce qui se traduit par l'expression suivante :

$$\begin{cases} T_n(x) = \cos\left(n\cos^{-1}x\right) & pour \quad |x| < 1 \\ T_n(x) = \cosh\left(n\cosh^{-1}x\right) & pour \quad |x| > 1 \end{cases} \; . \tag{4.17}$$

Il est logique de vouloir spécifier une bande passante à cette fonction dans le but de fixer les fréquences de travail désirées. Il faut créer un lien entre x et une nouvelle variable θ_m qui représente cette bande passante. Fixons θ_m à x = 1 et π - θ_m à x = -1 dans le but de cibler

correctement cette bande passante. Cette manipulation est faite en remplaçant $\cos(\theta)$ par $\frac{\cos(\theta)}{\cos(\theta_m)}$ donc :

$$T_n\left(\frac{\cos(\theta)}{\cos(\theta_m)}\right) = T_n(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) \quad , \tag{4.18}$$

où $|\sec(\theta_m)\cos(\theta)| \leq 1$ pour $\theta_m < \theta < \pi - \theta_m$.

À partir de ces conditions, on trouve maintenant le nouveau polynôme de Tchebychev en remplaçant ces variables. Il devient alors de la forme suivante :

$$\begin{cases} T_1(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) = \sec(\theta_m)\cos(\theta) \\ T_2(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) = 2\sec^2(\theta_m)\cos^2(\theta) - 1 \\ T_3(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) = 4\sec^3(\theta_m)\cos^3(\theta) - 3\sec(\theta_m)\cos(\theta) \\ T_4(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) = 8\sec^4(\theta_m)\cos^4(\theta) - 8\sec^2(\theta_m)\cos^2(\theta) + 1 \\ \vdots \end{cases} . \tag{4.19}$$

En linéarisant les $\cos^n(\theta)$ avec l'aide de la formule suivante :

$$\cos(p)\cos(q) = \frac{\cos(p+q) + \cos(p-q)}{2} \quad , \tag{4.20}$$

et en sachant que la fonction cosinus est paire :

$$\cos(p) = \cos(-p) \quad , \tag{4.21}$$

nous obtenons les équivalences suivantes :

$$\begin{cases} \cos^2(\theta) = \frac{\cos(2\theta)+1}{2} \\ \cos^3(\theta) = \frac{\cos(3\theta)+3\cos(\theta)}{4} \\ \cos^4(\theta) = \frac{\cos(4\theta)+4\cos(2\theta)+3}{8} \\ \vdots \end{cases} . \tag{4.22}$$

De ces équivalences, nous obtenons les équations suivantes :

$$\begin{cases} T_1(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) = \sec(\theta_m)\cos(\theta) \\ T_2(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) = \sec^2(\theta_m)(\cos(2\theta)+1)-1 \\ T_3(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) = \sec^3(\theta_m)(\cos(3\theta)+3\cos(\theta))-3\sec(\theta_m)\cos(\theta) \\ T_4(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) = \sec^4(\theta_m)(\cos(4\theta)+4\cos(2\theta)+3)-4\sec^2(\theta_m)(\cos(2\theta)+1)+1 \\ \vdots \end{cases} . \quad (4.23)$$

Notons que Γ_m est la hauteur des ondulations (dans la théorie des filtres et des transformateurs) [17] et que

$$\sec(\theta_m) = \cosh\left[\frac{1}{N}\cosh^{-1}\left(\frac{1}{\Gamma_m}\left|\frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}\right|\right)\right] \approx \cosh\left[\frac{1}{N}\cosh^{-1}\left(\left|\frac{\ln\left(\frac{Z_L}{Z_0}\right)}{2\Gamma_m}\right|\right)\right]. \quad (4.24)$$

Pour synthétiser la transformation d'adaptation d'impédance de Tchebychev conventionnelle et pour satisfaire la théorie des petites réflexions, nous avons :

$$\Gamma_1 = \Gamma_N, \Gamma_2 = \Gamma_{N-1}, \Gamma_3 = \Gamma_{N-2}, etc. \quad (4.25)$$

Cette équation s'applique lorsque l'impédance d'entrée n'est pas égale à l'impédance de sortie. Si par contre, l'impédance de sortie est égale à celle de départ et que la structure est symétrique dans le sens de propagation, un signe négatif apparaît puisque les coefficients de réflexion seront simplement inversés d'un côté à l'autre. Dans la théorie conventionnelle, on a :

$$\Gamma(\theta) \approx e^{-jN\theta}\left\{\Gamma_0\left[e^{jN\theta} + e^{-jN\theta}\right] + \Gamma_1\left[e^{j(N-2)\theta} + e^{-j(N-2)\theta}\right] + ...\right\}, \quad (4.26)$$

ce qui donne:

$$\begin{aligned} \Gamma(\theta) &= 2e^{-jN\theta}\left[\Gamma_0\cos(N\theta) + \Gamma_1\cos((N-2)\theta) + ... + \Gamma_n\cos((N-2n)\theta) + ...\right] \\ &= \Gamma_m e^{-jN\theta} T_N(\sec(\theta_m)\cos(\theta)) \end{aligned} . \quad (4.27)$$

En jumelant les cos(nθ) ensemble, on connait tous les Γ_n qui représentent respectivement les coefficients de réflexion de chacune des discontinuités.

Comme le spécifie la théorie d'adaptation avec le transformateur de Tchebychev [17], la théorie des petites réflexions doit être utilisée, donc la longueur électrique de chaque section doit être égale à λ/4. Ainsi, les réflexions s'annulent entre elles comme il a été expliqué précédemment. Dans notre cas, comme le but est de retrouver l'impédance caractéristique de départ (avec une structure symétrique), la condition suivante doit être respectée : $\Gamma_1 = -\Gamma_N$, $\Gamma_2 = -\Gamma_{N-1}$, $\Gamma_3 = -\Gamma_{N-2}$, … Cette condition implique que chaque tronçon doit avoir une longueur de λ/2 au lieu de λ/4 pour que les réflexions s'annulent entre elles à chaque discontinuité. En effet, en prenant λ/2 (ou $\beta l = \pi$), cette théorie serait respectée et la structure est donc symétrique. Ainsi, la première largeur serait égale à la dernière, la deuxième à l'avant-dernière et ainsi de suite. Cette structure ressemble à celle de la figure 4.4 pour un ordre 5.

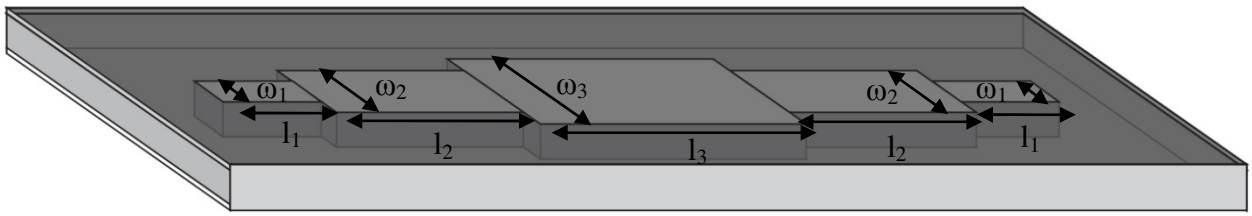

Figure 4.4: Allure d'un déphaseur Tchebychev.

Un petit problème s'impose. Pour cette structure, nous obtenons l'équation suivante pour le coefficient de réflexion :

$$\Gamma(\theta) \approx e^{-jN\theta}\left\{\Gamma_0\left[e^{jN\theta} - e^{-jN\theta}\right] + \Gamma_1\left[e^{j(N-2)\theta} - e^{-j(N-2)\theta}\right] + ...\right\}. \tag{4.28}$$

Pour obtenir une forme de Tchebychev, nous devons la transformer sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}\Gamma(\theta) &= 2e^{-jN\theta}\left[\Gamma_0\cos(N\theta) + \Gamma_1\cos((N-2)\theta) + ... + \Gamma_n\cos((N-2n)\theta) + ...\right] \\ &= \Gamma_m e^{-jN\theta} T_N\left(\sec(\theta_m)\cos(\theta)\right)\end{aligned} \tag{4.29}$$

.

Ce problème ne peut pas être résolu, car les signes négatifs dans l'équation (4.28) impliquent des sinus au lieu des cosinus. En essayant d'isoler un cosinus à partir de transformations trigonométriques, une exponentielle persiste et il devient impossible de l'isoler. Cette méthode est donc impossible à adapter à la présente structure. Notons que la méthode binomiale possède exactement le même problème puisqu'elle est aussi basée sur la méthode des

petites réflexions. Ainsi, lors de l'utilisation de la méthode binomiale, on doit aussi obtenir que $\Gamma_1 = -\Gamma_N$, $\Gamma_2 = -\Gamma_{N-1}$, $\Gamma_3 = -\Gamma_{N-2}$, … ce qui implique du même coup que $\lambda/2$ doit être pris et le même problème survient de nouveau. Notons de plus qu'en prenant $\lambda/2$ comme valeur, cette dernière crée un résonateur ce qui implique un filtre en fréquence. Un tel filtre indique que le déphasage ne peut pas être du même coup constant.

4.2 Méthode à trous circulaires

Une approche plus simple est utilisée. La méthode la plus simple (côté fabrication) pour créer un déphasage dans une telle structure est simplement de percer des trous circulaires au centre du GIS. Cette méthode est très pratique, puisqu'elle est simple à mettre en œuvre. En perçant des trous circulaires de différentes grosseurs dans la direction de propagation, cette technique a pour effet de créer une avance de phase. Si les trous sont assez petits (ils peuvent être plus nombreux pour un plus grand déphasage), les pertes de retour sont minimisées.

Si l'apport en déphasage peut être connu par rapport au rayon de chacun des trous et qu'il n'y a pas d'interaction entre les différents trous, ces derniers peuvent être simplement additionnés pour connaître le déphasage final de la structure [22]. Ainsi, si le déphasage est plat sur toute la bande pour chacun des trous, ce résultat se répercute aussitôt sur le résultat final. Il est donc simple de connaître le déphasage final en connaissant l'apport de chacun des trous.

4.3 Méthode à sauts continus

Comme le prouve la section 4.1, la méthode discrète ne fonctionne pas. Une autre méthode doit être utilisée pour contourner le problème. En reprenant la méthode de Tchebychev et en faisant tendre l'ordre du polynôme vers l'infini, on obtient une fonction continue du nom de Klopfenstein. Cette fonction est reconnue comme étant la fonction optimum, au sens du plus bas S_{11}, pour une bande passante spécifiée. La présente section aborde plusieurs formes continues qui sont discrétisées dans le sens de propagation dans le but d'utiliser la méthode du raccordement modal. Les formes étudiées sont : le triangle, l'exponentielle, le Klopfenstein ainsi que le Hecken. Dans chaque cas, les raisons de leur utilisation sont justifiées.

4.3.1 La tranche

La fonction tranche est la plus simple à utiliser. En fait, il ne s'agit que d'une tranche de largeur W et de longueur L placée au centre du guide, comme l'illustre la figure 4.5. Celle-ci est utilisée comme base de comparaison pour les autres fonctions. Elle ne contient que deux transitions très abruptes. Le déphasage résultant dépend de la longueur ainsi que de la largeur de la fente. Plus il y a une grande zone d'air et plus le déphasage est grand. Pour étudier les autres fonctions, nous allons utiliser ce concept de surface pour avoir une approximation du déphasage désiré. Notons qu'une approximation du déphasage peut être facilement obtenue par cette structure. Ainsi, en en négligeant l'effet des transitions, on obtient cette approximation en calculant $\beta_2 L - \beta_1 L$. Le déphasage amené par la tranche elle-même est donc obtenu.

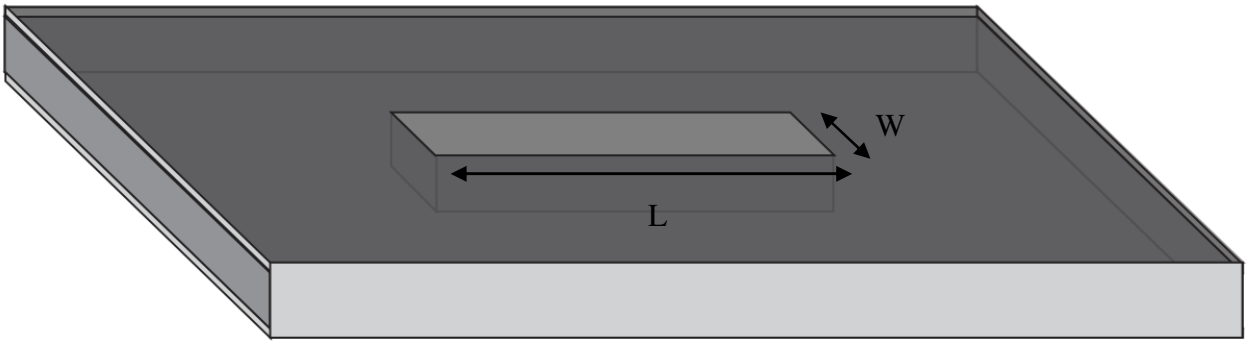

Figure 4.5: Déphaseur avec une seule tranche.

L'aire de la surface de la fente (pour une vue de dessus) est calculée simplement par la formule suivante :

$$Aire = L * W \,. \tag{4.30}$$

4.3.2 La fonction triangle

La fonction triangle est la plus simple en termes de transitions continues. La structure est montrée à la figure 4.6. Les paramètres de cette fonction peuvent facilement être calculés pour garder la même aire que celle de la fonction précédente. Il suffit de doubler la largeur du losange.

Cette méthode donne une très bonne approximation du déphasage qui sera obtenu car ce dernier est proportionnel à l'aire de la fente. Comme la transition est moins abrupte que celle d'un tronçon, il est possible de réduire les pertes de retour.

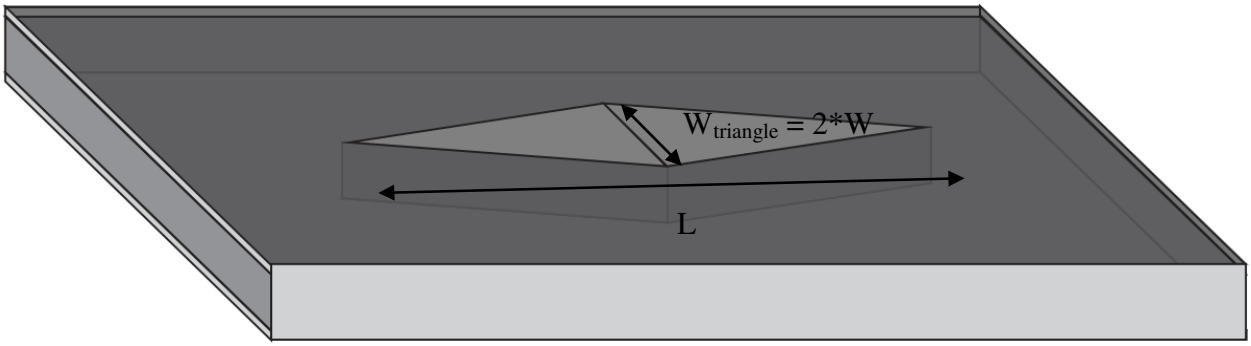

Figure 4.6: Déphaseur suivant la fonction triangle.

Il est très facile de calculer l'aire de cette fente. Le but était d'obtenir la même que celle de la structure de la simple fente. Pour la simple fente, l'aire est calculée comme suit : $Aire = L*W$. Pour la fonction triangle, si la même aire doit être conservée ainsi que la même longueur dans la direction de propagation, il suffit de subdiviser la structure en quatre triangles rectangles et y calculer la largeur recherchée :

$$Aire = L*W = 4*\left(\frac{\left(\frac{L}{2}*\frac{W_{triangle}}{2}\right)}{2}\right) = 2*\left(\frac{L}{2}*\frac{W_{triangle}}{2}\right) = \frac{L*W_{triangle}}{2} \rightarrow W = \frac{W_{triangle}}{2} \qquad (4.31)$$

.

Il faut maintenant discrétiser l'espace de cette fonction dans la direction de propagation pour utiliser la théorie développée aux chapitres 2 et 3. Cette discrétisation est montrée à la figure 4.7.

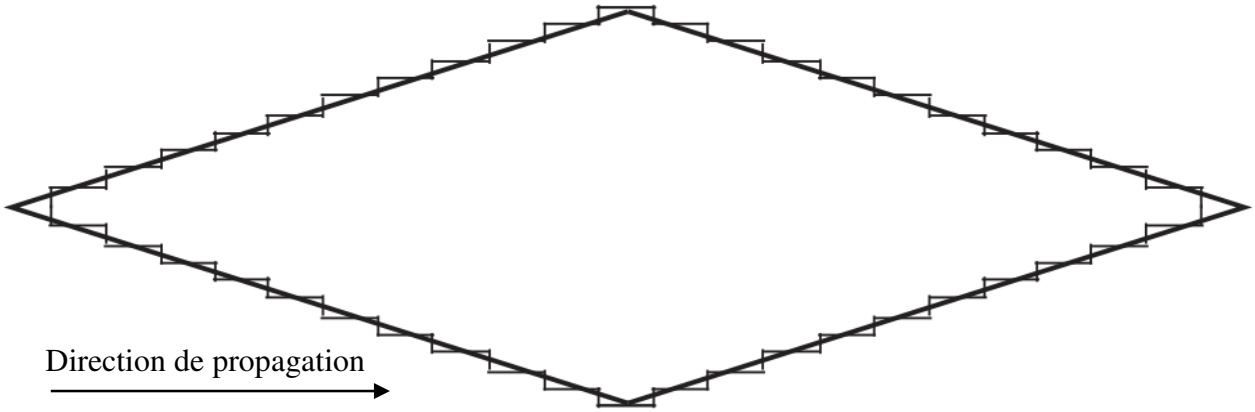

Figure 4.7: Discrétisation dans la direction de propagation de la fonction triangle.

Une discrétisation comme celle-ci devient plus précise lorsque le pas de discrétisation tend vers zéro, donc, lorsque le nombre de discrétisations tend vers l'infini. Bien sûr, il est possible de faire un test de convergence pour savoir jusqu'à quel point la discrétisation doit être précise pour obtenir des résultats acceptables. Ainsi, le résultat final devrait converger avec la diminution du pas de discrétisation. L'erreur entre deux résultats successifs deviendra de plus en plus petite. Il est encore une fois possible de comparer le résultat obtenu avec celui d'une simulation faite par le logiciel HFSS d'une même structure. Cependant, ce dernier comporte, encore une fois, une erreur numérique, ce qui fait qu'il est impossible de prendre cette valeur comme référence à obtenir. Notons que ce test de convergence est aussi valide pour toutes les fonctions continues qui suivront.

4.3.2.1 Calcul de la discrétisation de la fonction triangle

Il existe une double symétrie dans cette structure. La discrétisation se fait en plusieurs parties. Premièrement, la partie de droite est une simple copie de celle de gauche (en miroir) et n'a pas à être évaluée, ce qui permet d'alléger les calculs. La première chose à faire est de diviser la partie de gauche en deux en la séparant au centre : la partie du haut et celle du bas. Cette division donne deux triangles rectangles. La partie du haut est étudiée et une multiplication par deux est faite pour obtenir les largeurs réelles pour chacun des pas de discrétisation. Les paramètres connus sont la longueur totale et largeur totale de la structure (du losange). Les dimensions importantes de la structure à discrétiser sont données à la figure 4.8.

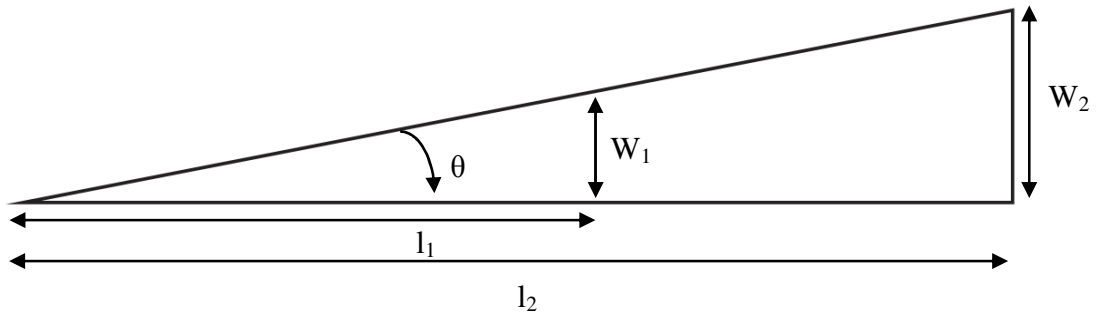

Figure 4.8: Calcul de la discrétisation de la fonction triangle.

On en déduit de l'image précédente que :

$$\tan(\theta) = \frac{W_2}{l_2} = \frac{W_1}{l_1} \quad . \tag{4.32}$$

En sachant simplement la longueur totale et la hauteur totale, on trouve le ratio :

$$\tan(\theta) = \frac{\frac{W_{totale}}{2}}{\frac{l_{totale}}{2}} = \frac{W_{totale}}{l_{totale}} \quad . \tag{4.33}$$

Comme le pas de discrétisation est toujours le même, nous le connaissons en divisant simplement la longueur totale par le nombre de discrétisations total désiré. Ainsi, la formule pour obtenir la largeur totale de la structure pour un emplacement donné est :

$$w(n,N) = 2 * \tan(\theta) * \frac{l_{totale}}{2} * \frac{n}{N/2} = 2 * \frac{W_{totale}}{l_{totale}} * \frac{l_{totale}}{2} * \frac{2n}{N} = 2 * W_{totale} * \frac{n}{N} \quad , \tag{4.34}$$

où N est le nombre total de discrétisations de la structure (en comptant aussi la partie de droite) et n est le numéro de la discrétisation.

4.3.3 La fonction exponentielle

La fonction triangulaire obtient théoriquement de meilleurs résultats qu'un simple tronçon en termes de S_{11}. La particularité du triangle est que la différence de largeur de fente augmente linéairement lorsqu'on discrétise par rapport au sens de propagation (fonction totalement linéaire). Cependant, il est évident que plus la largeur du tronçon (une fois discrétisé) est grande, moins la différence des coefficients de réflexion est grande d'une discrétisation à l'autre. Les premiers coefficients de réflexion Γ_n sont beaucoup plus grands que les derniers. Ce fait vient

jouer négativement sur le coefficient de réflexion totale $\Gamma(\theta)$. Notre but est d'obtenir des coefficients de réflexion qui sont environ de mêmes amplitudes d'une discrétisation à l'autre.

La fonction exponentielle est une alternative à ce problème et a pour but de limiter l'amplitude des coefficients de réflexion Γ_n en tenant compte de l'augmentation de la largeur de chacun des tronçons discrétisés. L'hypothèse est donc que la réflexion totale serait moins grande, donc un meilleur S_{11} pour les mêmes spécifications, soit une même longueur de structure et un même déphasage.

4.3.3.1 Calcul de discrétisation de la fonction exponentielle

Pour commencer, définissons la fonction exponentielle ainsi que ses paramètres physiques de conception comme suit. La structure est montrée à la figure 4.9.

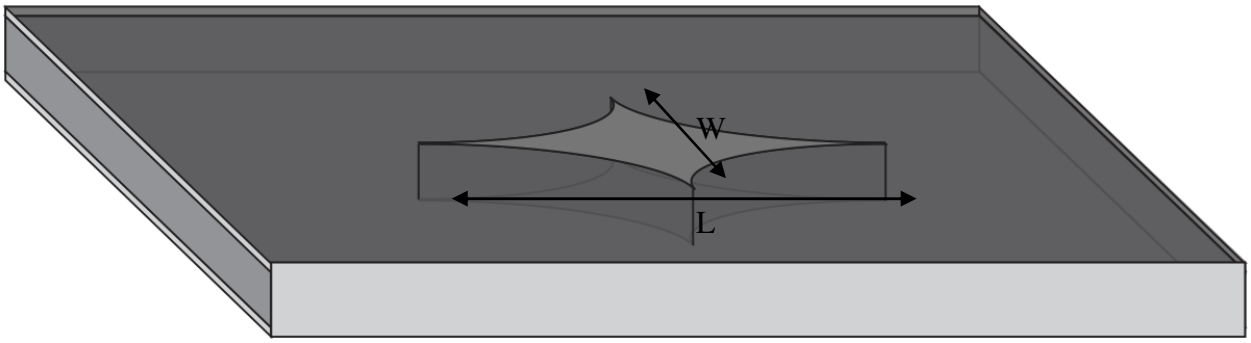

Figure 4.9: Déphaseur suivant la fonction exponentielle.

La structure est composée de quatre fonctions exponentielles. La façon la plus simple de procéder est de couper la structure en quatre et d'en étudier une seule partie, comme on l'a fait pour l'étude de la fonction triangle. La figure 4.10 définit cette fonction en connaissant ces paramètres.

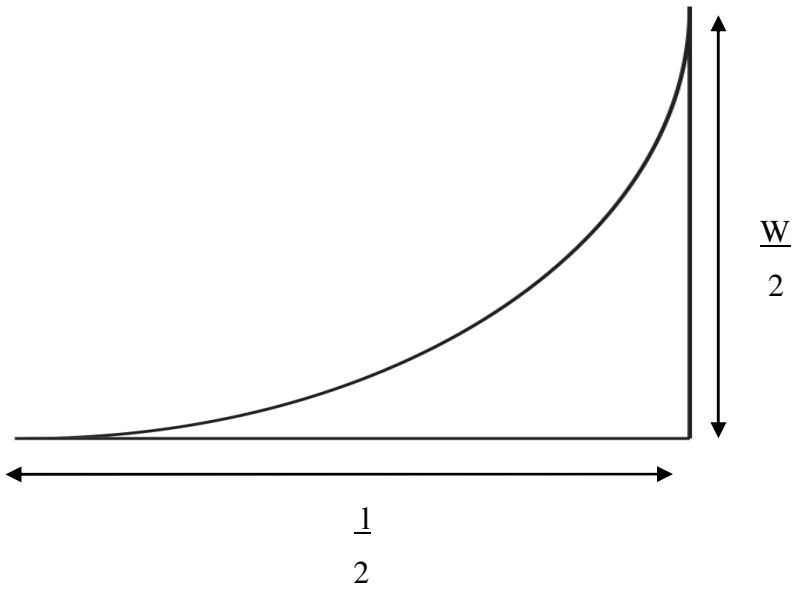

Figure 4.10: Paramètres de la fonction exponentielle.

Il faut maintenant calculer la largeur de la fente pour chaque pas de discrétisation. La fonction doit comporter une exponentielle qui doit être fonction du numéro de discrétisation. Lorsque ce numéro est N/2, la fonction donnera la largeur W/2. Cette fonction a la forme suivante :

$$\begin{cases} F(N,n,\alpha) = Ae^{\left(\frac{n-1}{N/2-2}\alpha\right)} + B & \forall\ 0 < n < \dfrac{N}{2} \\ F(N,n,\alpha) = 0 & n = 0 \\ F(N,n,\alpha) = \dfrac{W}{2} & n = \dfrac{N}{2} \end{cases}, \qquad (4.35)$$

où α est un paramètre pour contrôler le niveau de l'exponentielle. On sait aussi que la largeur totale sera égale à deux fois la largeur de cette fonction à cause de la symétrie. Une autre symétrie sera aussi appliquée pour trouver la partie de droite. Voici quelques déductions que nous pouvons faire :

si $n = 0$, on sait que $0 = Ae^0 + B$ ce qui implique que $A = -B$.

Aussi, lorsque $n = \frac{N}{2}$ on a $\frac{W}{2} = Ae^{\left(\frac{N/2\,l}{N/2\,2}\alpha\right)} - A = A\left(e^{\left(\frac{l}{2}\alpha\right)} - 1\right)$ ce qui implique que $A = \frac{W}{2\left(e^{\left(\frac{l}{2}\alpha\right)} - 1\right)}$.

Tout ceci nous donne la fonction suivante:

$$F(N,n,\alpha) = \left(\frac{W}{2\left(e^{\left(\frac{l}{2}\alpha\right)} - 1\right)}\right)\left(e^{\left(\frac{n}{N/2}\frac{l}{2}\alpha\right)} - 1\right) \qquad (4.36)$$

.

La largeur est alors donnée par

$$w(N,n,\alpha) = 2*\left(\frac{W}{2\left(e^{\left(\frac{l}{2}\alpha\right)} - 1\right)}\right)\left(e^{\left(\frac{n}{N/2}\frac{l}{2}\alpha\right)} - 1\right) \qquad (4.37)$$

.

Pour obtenir une approximation de la valeur du déphasage, nous pouvons évaluer l'aire et la comparer à la structure de référence (simple tronçon). Des calculs itératifs peuvent être faits pour jouer sur la largeur totale et sur le paramètre α dans le but d'obtenir la valeur du déphasage désirée. Il est intéressant de noter que la fonction exponentielle n'est, en fait, qu'une généralisation d'une fonction triangle. En effet, lorsque le coefficient α est très petit, la forme de la fonction tend vers le triangle. La fonction exponentielle a l'avantage d'avoir un degré de liberté supplémentaire.

4.3.4 La fonction Klopfenstein

La fonction Klopfenstein est celle qui permet d'obtenir le moins de pertes de retour sur toute la bande, en d'autres mots, la mieux adaptée. Elle est basée sur la méthode de Tchebychev vue précédemment, mais sans saut d'impédance. En effet, le but est de faire tendre l'ordre de la fonction vers l'infini et la longueur de chaque segment vers zéro plutôt que d'utiliser λ/4 ou encore λ/2. Cette méthode est décrite dans [23, 24] et est théoriquement la meilleure à utiliser pour la présente application. Cependant, un petit problème s'impose dans cette méthode : la fonction comporte un petit saut d'impédance à ses deux extrémités. Il est difficile d'implémenter le saut final dans notre structure. En effet, ce saut apparaitrait au centre de la tranche et devrait être de longueur infinitésimale ce qui ne correspond plus à la fonction de Klopfenstein. Une fonction alternative a cependant été développée pour des cas comme celui-ci. La fonction Hecken s'apprête parfaitement ici puisqu'elle est en fait une approximation de la fonction Klopfenstein, mais sans ces sauts d'impédances. Voyons comment cette fonction est analysée et appliquée au présent problème.

4.3.5 La fonction Hecken

Cette fonction est très semblable à la précédente qui est la Klopfenstein. La différence entre les deux est très simple. La fonction Klopfenstein est conçue de telle sorte à ce qu'elle soit la fonction optimale, c'est-à-dire qu'elle minimise le coefficient de réflexion pour une longueur donnée. Cependant, elle possède deux sauts d'impédance qui sont ici très difficiles à implémenter dans notre déphaseur. La fonction Hecken règle ce problème. Elle est très semblable à la fonction Klopfenstein, mais sans ces sauts d'impédance. La figure 4.11 montre à quoi ressemble ce type de fonction.

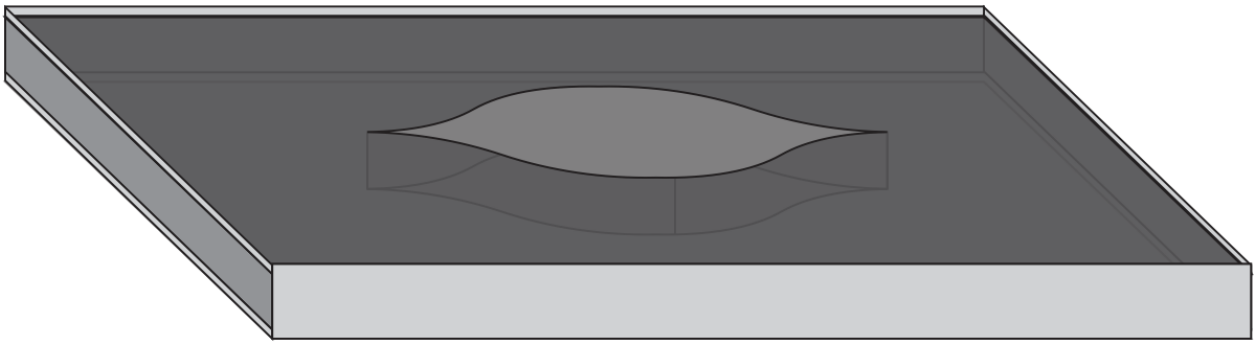

Figure 4.11: Déphaseur suivant la fonction Hecken.

D'après les formules de [24], la marche à suivre pour l'utilisation de cette fonction est assez simple. En effet, en spécifiant la longueur totale et la largeur maximale de la fonction, il est possible de trouver l'impédance caractéristique Z_c du guide dans chacun de ces cas. Cette impédance est déterminée de la façon suivante :

$$Z_c = -\frac{E_y}{H_x} \quad . \tag{4.38}$$

Le calcul de l'amplitude de ces champs est détaillé dans les sections 2.2 et 2.3. Une fois que le Z_c minimal et maximal sont connus, il faut connaître le paramètre B qui est défini comme étant :

$$B = \sqrt{(\beta l)_{\min}{}^2 - 6.523} \quad . \tag{4.39}$$

Avec tous ces paramètres en main, la fonction peut être calculée. La fonction de l'impédance caractéristique Z_c par rapport à la longueur est recherchée. Le calcul de la formule suivante y mène directement :

$$\ln Z_c(\xi) = \frac{1}{2}\ln(Z_2 Z_1) + \frac{1}{2}\ln\left(\frac{Z_2}{Z_1}\right) G(B,\xi) \quad , \tag{4.40}$$

où $\xi = \frac{2x}{l}$, $G(B,\xi) = \frac{B}{\sinh(B)} \int_0^{\xi} I_0\left\{B\sqrt{1-\xi'^2}\right\} d\xi'$,

et où I_0 est la fonction de Bessel modifiée de premier ordre et $G(B,\xi) = -G(B,-\xi)$ pour la seconde partie de l'équation.

À partir de ces formules, il est possible de trouver en tout point l'impédance caractéristique à l'intérieur du guide. Une fois que cette fonction est connue, il suffit de trouver la relation entre l'impédance caractéristique Z_c du guide et la largeur du tronçon. Pour trouver cette relation, un graphique de Z_c par rapport à la largeur du tronçon est tracé en prenant un très grand nombre de largeurs de tronçons entre 0 et la largeur maximale. Avec ce lien, une discrétisation peut être faite dans la direction de propagation par rapport à Z_c et ensuite des largeurs de fente peuvent y être affectées pour chacun des Δz. Une fonction miroir doit être faite pour avoir un retour au guide sans tronçon. La fonction est donc trouvée et le calcul de la cascade de matrices expliqué précédemment est appliqué pour connaître précisément le S_{11} ainsi que le déphasage d'une telle structure.

4.4 Déphaseur en GIS

4.4.1 La référence

Le but de toute cette partie théorique est de calculer les pertes de retour ainsi que le déphasage amené par une fente quelconque dans le guide d'ondes. Jusqu'à maintenant, tous les calculs tenaient compte d'une approximation : le guide est rectangulaire. Cette partie théorique complète repose donc sur le fait qu'un GIS peut être remplacé directement par un guide d'ondes rectangulaire équivalent pour l'analyse ainsi que pour les simulations comme stipulé dans [16]. Cependant, le circuit réel est intégré au substrat et non en guide d'ondes rectangulaire comme le veut l'approximation, ce qui oblige une simulation supplémentaire. Avant de fabriquer un circuit, la simulation la plus exhaustive possible doit être effectuée pour avoir une bonne indication des résultats finaux. Comme mentionné dans le Chapitre 1, des transitions vers des lignes microrubans doivent être ajoutées au circuit GIS pour pouvoir effectuer les tests. Avant de faire les tests sur les déphaseurs, la référence doit être caractérisée, puisque c'est cette structure qui possède le moins de pertes de retour (elle possède le moins d'irrégularités car elle n'a pas de fente). La figure 4.12 montre à quoi ressemble la structure de référence à simuler.

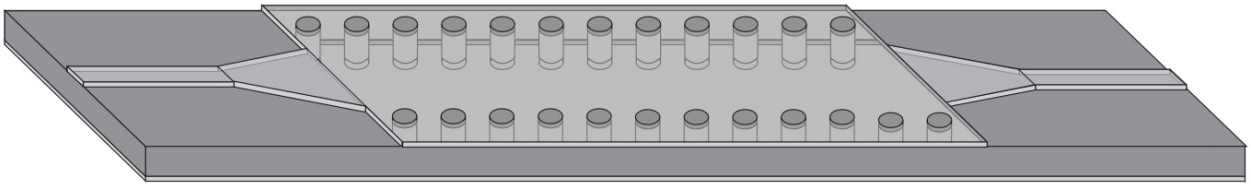

Figure 4.12: Référence en GIS avec les transitions en microrubans.

4.4.2 La simple tranche

La simple tranche est la fonction de référence qui devrait avoir les moins bons résultats pour ce qui est des pertes de retour comme le stipule la théorie à ce sujet. En effet, en plus de comporter toutes les irrégularités des transitions et du GIS, elle possède deux grandes discontinuités, une au début et une à la fin de la tranche. La figure 4.13 montre à quoi ressemble ce circuit.

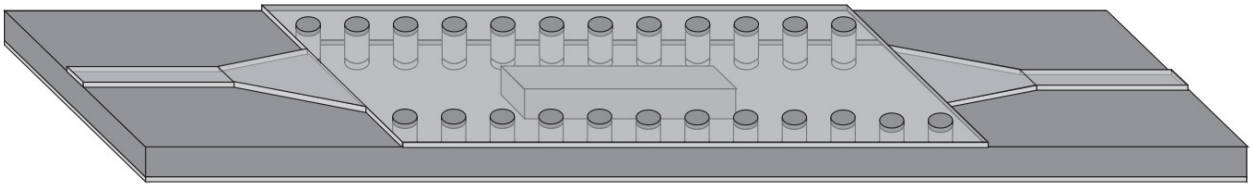

Figure 4.13: Déphaseur tranche en GIS avec les transitions en microrubans.

4.4.3 La fonction Hecken

La fonction Hecken est conçue, comme mentionné plus tôt, pour diminuer les pertes de retour tout en gardant un déphasage semblable à celui du déphaseur tranche. La figure 4.14 montre à quoi ressemble le déphaseur Hecken une fois conçu en technologie GIS.

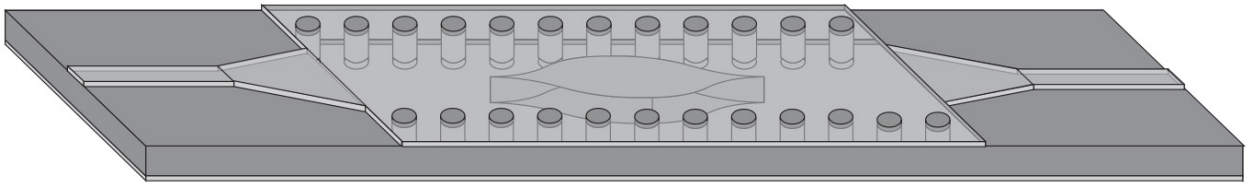

Figure 4.14: Déphaseur Hecken en GIS avec les transitions en microrubans.

La section suivante porte sur les résultats théoriques calculés avec l'aide de la théorie mise de l'avant dans les chapitres 2 à 4. Une comparaison est aussi faite par rapport aux structures simulées dans le logiciel HFSS.

CHAPITRE 5 RÉSULTATS THÉORIQUES ET DE SIMULATIONS

5.1 Considérations de simulations

Jusqu'à maintenant, un grand nombre de paramètres demeurent à la guise du concepteur du déphaseur. Plusieurs choix sont à faire, par exemple les fréquences de travail, le déphasage visé, etc. La bande de fréquences choisie ici est la Ka, soit de 26,5 à 40 GHz. Comme mentionné plus tôt, il est possible de simuler un déphaseur équivalent en guide d'ondes rectangulaire plutôt qu'intégré au substrat ce qui allège le temps de simulation. Les résultats qui sont présentés dans cette section sont, premièrement, les résultats en guide d'ondes rectangulaire et finalement trois fonctions sont simulées en GIS pour des fins de comparaisons.

Le premier paramètre à calculer est la largeur a du guide d'ondes rectangulaire équivalent. Le seul mode à se propager dans la structure est le dominant TE_{10}. La formule du calcul du paramètre a est la suivante [17] :

$$f_{cmn} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}}\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (5.1)$$

Ici, m = 1, n = 0, f_c = 40 GHz / 1.9 = 21.0526 GHz (car une bande passante est normalement définie entre 1.25*f_c et 1.9*f_c pour rester dans la région monomode et à faible dispersion), ε_r = 2.2 puisque le substrat qui est utilisé pour la fabrication est un duroid 5880 de Rogers corporation et l'épaisseur est b = 0.254 mm. Ce substrat a été choisi, car il était disponible et facile à travailler. Un substrat plus épais aurait pu être choisi dans le but de diminuer les pertes à l'intérieur de celui-ci. On en déduit que :

$$a = \frac{1}{2 * f_c\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_r}} = \frac{1.9}{2 * 40GHz\sqrt{\mu_0\varepsilon_0 2.2}} = 0.0048m \quad (5.2)$$

La longueur arbitraire des déphaseurs doit toujours être la même pour comparer lequel est le plus performant selon les pertes de retour. La longueur choisie est 3*λ_c où λ_c est trouvé à l'aide de la formule suivante :

$$\lambda_c = \frac{\upsilon}{f_c} = \frac{c_0}{f_c\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{1.9 * c_0}{40GHz\sqrt{2.2}} = 0.0096m \quad (5.3)$$

La structure doit être symétrique dans le sens de propagation pour toutes les formes de déphaseurs. Ainsi, les calculs se feront jusqu'à la moitié dans le sens de propagation et la fonction sera simplement dupliquée en miroir pour la seconde partie. La longueur de la moitié de la structure sera de $3^* \lambda_c/2 = 0.0288\text{m}/2 = 0.0144\text{m}$, elle est par la suite doublée pour connaître la longueur totale du déphaseur.

Pour des raisons de facilité de fabrication, le matériau composant le centre de la structure est de l'air, donc $\varepsilon_{r2} = 1$. Il est par contre possible avec les équations décrites précédemment de le plonger dans une solution quelconque avec une permittivité différente ou tout simplement, par un autre procédé, d'incorporer un morceau solide de permittivité différente à l'intérieur de la structure.

La longueur totale du guide est encore une fois un paramètre arbitraire puisque, pour déterminer la phase, on la compare à un autre guide de même taille. La seule chose à vérifier est qu'il doit être assez long pour que les champs aux ports ne soient pas perturbés par les transitions. Comme les fentes sont longues de 0.0288 m, la longueur totale des déphaseurs sera de 0.05 m. Maintenant que ces paramètres sont déterminés, les simulations peuvent être exécutées.

5.2 Les trous circulaires

Comme mentionné dans la section 4.2 et dans [22], le simple fait d'additionner l'apport en déphasage de chaque trou donne une bonne approximation du résultat final. Voyons à quoi cette technique fait référence. Premièrement, la simulation d'un trou seulement est effectuée pour différents rayons selon la fréquence. La figure 5.1 montre à quoi ressemble le déphasage engendré par un trou.

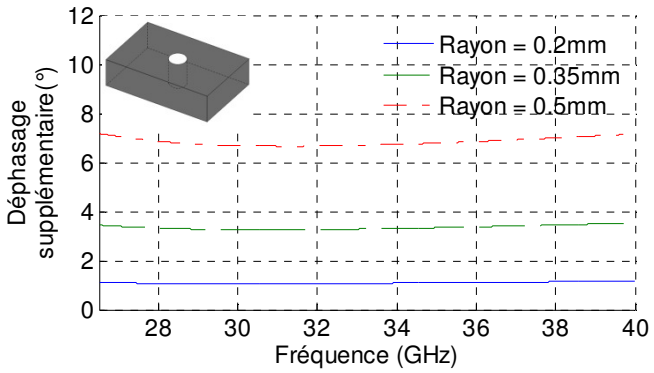

Figure 5.1: Déphasage supplémentaire pour des trous de différents rayons.

Comme le démontre la figure précédente, le déphasage pour un trou seulement est très plat en fréquence et dépend directement de son rayon. En simulant maintenant pour un grand nombre de rayons, nous pouvons tracer la courbe du déphasage en fonction du rayon. En prenant une fréquence de 40 GHz (la fréquence la plus élevée), par exemple, et en modifiant à chaque simulation le rayon du trou, on obtient le graphique de la figure 5.2.

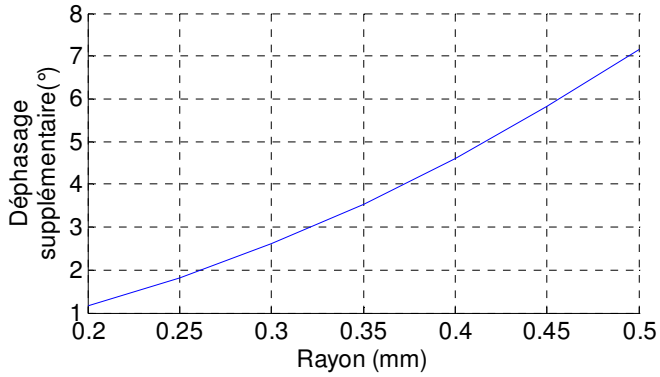

Figure 5.2: Lien entre le déphasage et le rayon d'un trou.

Si le rayon n'est pas trop grand (ceci engendre des pertes par radiation), le déphasage est presque linéaire avec le rayon du cercle. Lorsque le concepteur désire connaître le déphasage, il n'a qu'à faire la somme des déphasages qu'engendre chacun des trous et a ainsi une bonne approximation du déphasage total de la structure. Le graphique de la figure 5.3 démontre directement ces propos. En effet, les résultats d'une structure avec plusieurs trous y sont montrés ainsi que l'addition du déphasage de chacun des trous qui la compose.

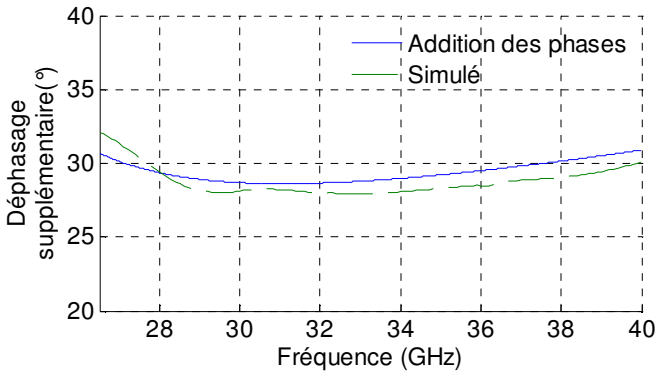

Figure 5.3: Comparaison entre le déphasage simulé et l'addition de l'apport en déphasage de chacun des trous.

Les rayons des trous sont : [0.2, 0.35, 0.5, 0.5, 0.5, 0.35, 0.2] mm et l'espace entre les trous est 0.254 mm ce qui correspond au minimum permis par la technologie utilisée.

Le déphaseur qui suit est du même type, mais possède les rayons suivants : [0.2, 0.2, 0.25, 0.25, 0.3, 0.35, 0.5, 0.35, 0.3, 0.25, 0.25, 0.2, 0.2] mm. Il possède donc treize trous et la structure est symétrique.. Les paramètres S simulés sont donnés à la figure 5.4.

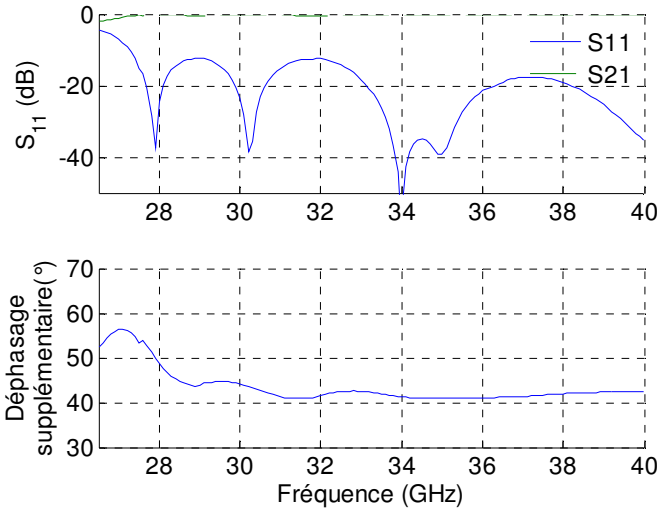

Figure 5.4: Résultats des paramètres S pour un déphasage par trous.

Ce déphaseur donne des pertes de retour inférieures à -12 dB sur presque toute la bande. Notons que le déphasage est très plat à partir de 30 GHz.

5.3 La simple tranche

La simple tranche décrite à la section 4.3.1 est en quelque sorte la référence en termes de pertes de retour. Puisqu'elle comporte une grosse discontinuité à l'entrée et à la sortie du déphaseur, les pertes de retour devraient être beaucoup plus élevées lorsque comparées aux autres fonctions. Elle ne comporte en fait que deux transitions ce qui fait qu'elle est très rapide à simuler. Un seul paramètre doit être trouvé, soit la largeur de la tranche. Le but ici était d'avoir un déphaseur dont les pertes de retour soient inférieures à -20 dB sur toute la bande. Voici la largeur qui est utilisée dans cette section : W = 0.000514 m. L'aire de cette fente est de A = L*W = 0.0288m*0.000514 m = $1.48032 \times 10^{-5} m^2$.

5.3.1 Test de convergence pour le nombre de modes

Avant de procéder à une simulation, certains paramètres doivent être connus. Comme toute la théorie du raccordement modal développée dans le chapitre 3 le prédit, un nombre infini de modes doit être considéré pour obtenir le résultat exact. Cependant, il est impossible de considérer tous les modes dans le monde réel, une troncature doit donc être effectuée. Un test de convergence est de mise pour valider les résultats trouvés. Un calcul des pertes de retour de la structure doit être effectué en augmentant progressivement le nombre de modes. Ainsi, il devrait y avoir une convergence des résultats avec l'augmentation du nombre de modes. Dans le graphique donné à la figure 5.5, le résultat des pertes de retour de la structure de la simple tranche présentée ci-haut est calculé numériquement pour une fréquence de 33 GHz (fréquence avoisinant le centre de la bande Ka). Notons que si trois modes sont pris en compte, il s'agit des modes TE_{10}, TE_{30} et TE_{50} (tous impairs) pour les raisons mentionnées dans la section théorique.

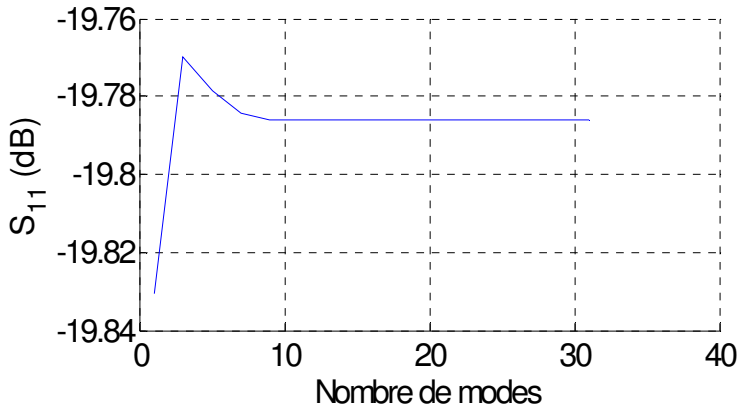

Figure 5.5: Convergence pour le nombre de modes.

On voit bien la convergence dans le graphique ci-dessus. En effet, plus le nombre de modes augmente et plus la courbe tend vers -19.79 dB. Il est très clair que considérer plus de neuf modes ajoute simplement du temps de calcul supplémentaire et n'a pas d'impact sur le résultat final. Neuf modes sont donc nécessaires pour calculer adéquatement une telle structure. En regardant plus précisément l'échelle à laquelle ce graphique est représenté, on y voit que la différence entre le résultat pour 1 et 31 modes est presque négligeable. En effet, en calculant ces résultats en amplitude, les valeurs obtenues sont respectivement de 0.10198 et de 0.10245. La différence est très petite. Si on tient compte du temps de simulation supplémentaire qu'engendre un nombre de modes élevé, il est très intéressant de choisir un petit nombre de modes. Ceci est particulièrement vrai pour les structures possédant un grand nombre de discontinuités. Notons qu'une simulation de la même structure a été faite avec HFSS dans le but d'avoir une approximation de la valeur à atteindre et le résultat est de -19.85 dB ce qui fait déjà une plus grande différence que les oscillations pour la convergence. Bien sûr, comme il a été mentionné auparavant, cette valeur n'est donnée qu'à titre d'information et ne sert pas comme valeur de référence. Pour toutes ces raisons, un seul mode sera pris en compte lors des simulations ultérieures. De plus, une structure complexe a été testée avec un plus grand nombre de modes, mais le temps de simulation augmente beaucoup, et le résultat final, comme démontré dans la figure ci-dessus, demeure très semblable.

5.3.2 Résultats

En tenant compte de cette analyse et des paramètres précédemment calculés, les résultats obtenus lors de la simulation de la simple tranche sont montrés dans la figure 5.6.

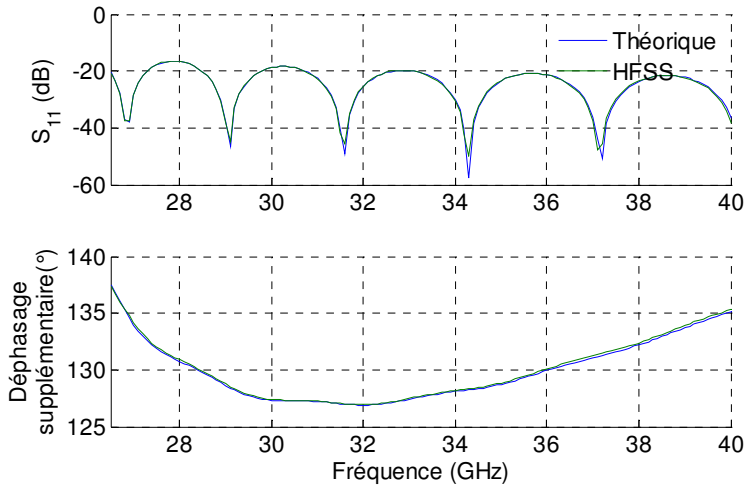

Figure 5.6: Résultats pour le déphaseur de type tranche.

La concordance entre la méthode de raccordement modale et HFSS est excellente. Quant aux résultats, on voit que le déphasage est autour de 130° ce qui devient une référence pour les prochaines sections (l'aire de la fente est approximativement la même dans les autres déphaseurs, ce qui devrait ainsi donner un déphasage semblable).

5.4 La fonction triangle

5.4.1 Test de convergence pour la discrétisation

La fonction triangle n'a aucun paramètre physique inconnu. En effet, la longueur doit être la même et la largeur maximale doit être le double de celle de la simple tranche pour garder la même surface (pour obtenir un déphasage similaire). La largeur maximale est de W = $2*W_{tranche}$ = 2*0.000514 m = 0.001028m.

Pour cette fonction et celles qui suivent, les paramètres de discrétisation doivent être ajustés. Comme il a été expliqué dans les sections précédentes, la tranche est segmentée en un nombre fini de sections. La distance entre les discontinuités définit le pas de discrétisation. Par exemple, pour un total de 100 points de discrétisation (50 par côté), on divise la longueur totale par ce nombre ce qui donne la longueur de chaque tronçon à utiliser.

Il reste seulement le nombre de points de discrétisation à déterminer. Dans la figure 5.7, la même structure est simulée avec un nombre de points de discrétisation augmentant

logarithmique (1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, 256, 512). Ce calcul est fait pour une fréquence de 33 GHz (fréquence avoisinant le centre de la bande).

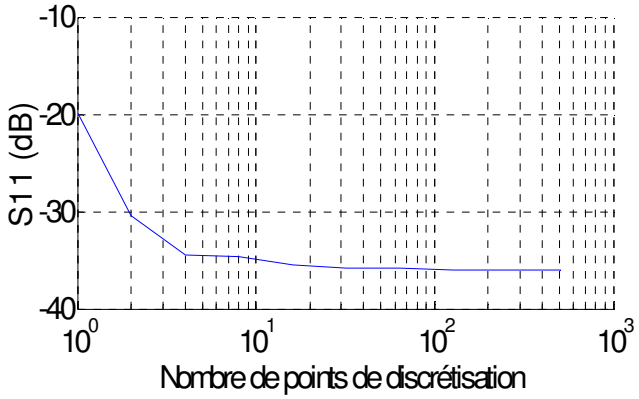

Figure 5.7: Convergence pour le nombre de points de discrétisation de chaque côté de la structure.

Ce graphique est très important, car il donne une très bonne idée du nombre de points nécessaires pour discrétiser une fonction continue de cette longueur dans la direction de propagation. Dans un sens, si le nombre est trop petit, le résultat est erroné. Si ce nombre est trop grand, le temps de simulation augmente inutilement. D'après ce graphique, nous voyons qu'à partir de 16 points de chaque côté, pour un total de 32, le résultat ne varie plus beaucoup. À partir de 64 points de discrétisation de chacun des côtés, l'amélioration n'est presque plus notable (pour un total de 128). Pour les simulations suivantes, 100 points de discrétisations au total (50 de chaque côté) sont jugés suffisants pour avoir un résultat représentatif et c'est ce résultat qui est conservé. Notons qu'une simulation semblable avec un vrai losange (sans discrétisation) a été faite dans le logiciel HFSS et que le résultat obtenu est de -36.62 dB ce qui est très près de celui obtenu avec la méthode du raccordement modal.

5.4.2 Résultat

En tenant compte de ce nombre de points de discrétisation et des autres paramètres trouvés précédemment, la figure 5.8 montre les résultats calculés et simulés.

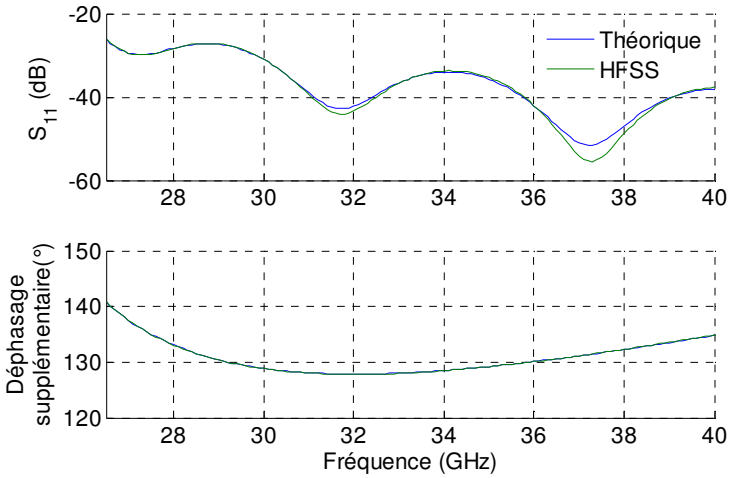

Figure 5.8: Résultats du déphaseur suivant la fonction triangle.

Les résultats théoriques et simulés concordent très bien. En effet, les résultats simulés, tant les pertes de retour que le déphasage, sont très près de ceux calculés.

Il est évident que les résultats sont bien meilleurs que ceux de la simple tranche en terme de pertes de retour. Pour cette fonction, elles sont bien inférieures à -20 dB sur toute la bande pour un déphasage semblable à celui de la fonction de référence, soit autour de 130°. Certains peuvent dire qu'un tel résultat est très satisfaisant et ne requerrait plus d'être amélioré. Il faut cependant garder en tête que les pertes causées lors de l'ajout des deux transitions ainsi que celles qui peuvent accompagner la technologie GIS sont beaucoup plus grandes ce qui peut faire une différence dans certains cas.

5.5 La fonction exponentielle

Pour cette fonction, un degré de liberté s'ajoute par rapport à la fonction précédente. En effet, le paramètre α peut être ajusté dans le but d'obtenir le degré de courbure désiré. Plus ce paramètre est grand et plus la fonction est accentuée. À la limite, plus ce paramètre est petit et plus la fonction tend vers la fonction triangle. Cependant, le but est d'obtenir le même déphasage que pour les structures précédentes ce qui implique d'avoir approximativement la même aire de fente (pour une vue de dessus) de la structure. En connaissant ce principe et en partant de la structure triangle, plus α augmente et plus la largeur centrale de la fente doit

augmenter. En prenant une valeur arbitraire de $\alpha = 50$, on trouve par itérations numériques que la largeur doit être environ $W_{exp}=2.2*W_{tranche}$. La figure 5.9 montre les résultats obtenus avec ces paramètres.

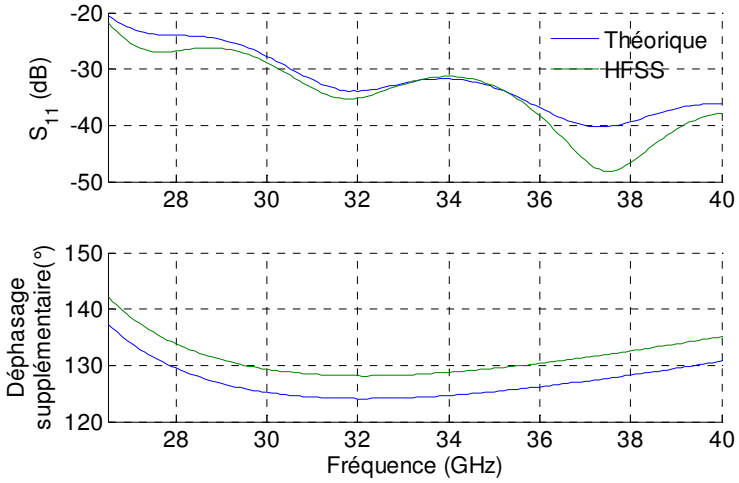

Figure 5.9: Résultats du déphaseur suivant la fonction exponentielle.

Ainsi, ce résultat démontre des pertes de retour moindres que celles de la simple tranche, mais plus grandes que celles de la fonction triangle. La raison est assez simple. En augmentant la courbure, un ajustement doit être fait en augmentant la largeur maximale pour garder la même aire de fente. Un tel ajustement n'est pas très bon pour les pertes de retour. Le déphasage correspond encore à environ 130° (ou un peu plus dans ce cas-ci) ce qui confirme qu'il dépend beaucoup de l'aire de la fente et pas de sa forme elle-même. En comparant le résultat calculé avec le résultat simulé, il est possible de voir qu'ils s'épousent un peu moins bien que dans les résultats précédents. La raison est simple : le logiciel de simulation HFSS modélise les courbes par des segments droits et fait les discrétisations dans l'espace par des triangles modélisant le plus précisément possible la surface. Dans le présent cas, le début de la fonction est très mince et les triangles de modélisations ne s'agencent parfois pas parfaitement avec la ligne tracée. Une augmentation du nombre de ces triangles fournit une meilleure discrétisation, mais elle ne sera jamais parfaite. De plus, un tel changement possède un impact négatif sur le temps de simulation. Il est aussi important de noter que le plus grand écart est autour de 37.5 GHz et que ce résultat est entre -40 et -50 dB ce qui se traduit par une très petite erreur numérique. La courbe suit tout de même très bien la tendance. Comme le déphasage dépend de la surface de discrétisation, un petit

changement peut ainsi apporter une erreur, comme dans ce cas, d'environ 5° sur 360° ce qui est acceptable.

5.6 La fonction de Hecken

5.6.1 Calcul de l'impédance

La fonction de Hecken est normalement celle qui devrait donner les meilleurs résultats. Pour l'utiliser, il faut avant tout connaître le lien entre la largeur de chacune des tranches utilisées et l'impédance caractéristique du guide. Il suffit d'appliquer l'équation (4.38) pour connaître ce rapport. Notons que n'importe quel point d'une coupe transversale peut être pris en compte sauf les points limites car E_y=0 sur la plaque conductrice. Dans une section transversale, le rapport entre le champ électrique et magnétique reste toujours le même. Le graphique de la figure 5.10 décrit le rapport entre l'impédance et la largeur de la fente en mètre pour une largeur de a = 0.0048m.

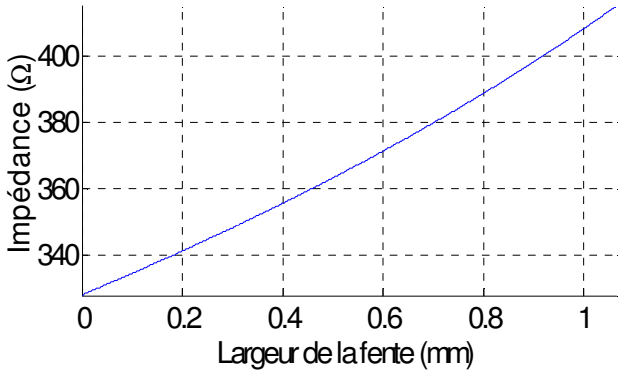

Figure 5.10: Impédance caractéristique par rapport à la largeur de la fente.

5.6.2 Résultats

Maintenant que nous connaissons le lien entre l'impédance caractéristique du guide en fonction de la largeur de la fente, il ne reste qu'à calculer les dimensions de cette dernière. Il faut

par contre spécifier une impédance caractéristique initiale et finale pour le calcul de l'équation (4.40). L'impédance initiale est celle du guide sans fente. Il reste à déterminer l'impédance maximale qui se situe à l'endroit où la fente est la plus large. Celle-ci doit être calculée pour obtenir le déphasage requis. En calculant la fonction et en faisant le lien avec la largeur pour chacune des discrétisations, on connait l'aire qu'occupe la fonction et on itère jusqu'à l'obtention d'une aire approximativement égale à celle de la simple tranche de la section 5.3. La valeur trouvée est de $2.07*W_{tranche}$ pour la largeur maximale de la fente. Le facteur multiplicatif est moins élevé que celui de la fonction exponentielle (qui était 2.2), mais plus élevé que celui de la fonction triangle (qui était 2). Cependant, les transitions sont normalement beaucoup moins abruptes dans ce cas-ci, ce qui devrait permettre de diminuer les pertes de retour. La figure 5.11 montre les résultats obtenus pour la structure donnée à la figure 4.11.

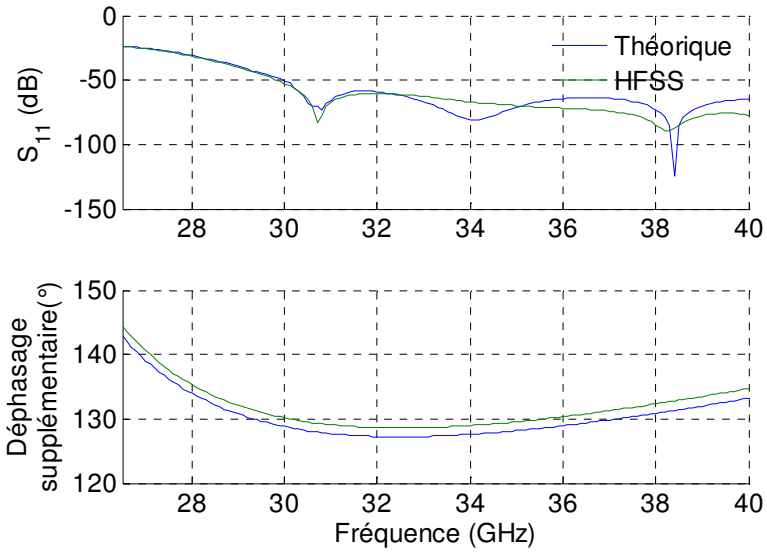

Figure 5.11: Résultat du déphaseur suivant la fonction Hecken.

Le déphasage de cette fonction est encore une fois très similaire à celui des autres fonctions, mais les pertes de retour y sont moindres sur toute la bande. En effet, ces pertes sont inférieures à -60 dB entre 30.5 et 40 GHz, autant pour les résultats simulés que pour ceux théoriques. Notons qu'elles sont inférieures à -23.7 dB sur toute la bande dans les deux cas. Comme il est difficile de comparer les résultats obtenus d'un graphique à l'autre, la section suivante fait un bref récapitulatif de toutes les données recueillies jusqu'à maintenant. Notons

qu'encore ici, la discrétisation utilisée dans HFSS vient changer quelque peu les résultats. De plus, les résultats obtenus sont en dessous de -40 dB sur presque toute la bande. En comparant les résultats simulés à ceux calculés, nous voyons qu'ils concordent quand même très bien.

5.7 Récapitulatifs des résultats

5.7.1 Récapitulatif théorique

Les prochains graphiques mettent en valeur les résultats obtenus précédemment pour les comparer plus aisément. La figure 5.12 montre les résultats théoriques obtenus avec l'aide de la théorie des chapitres 2 à 4.

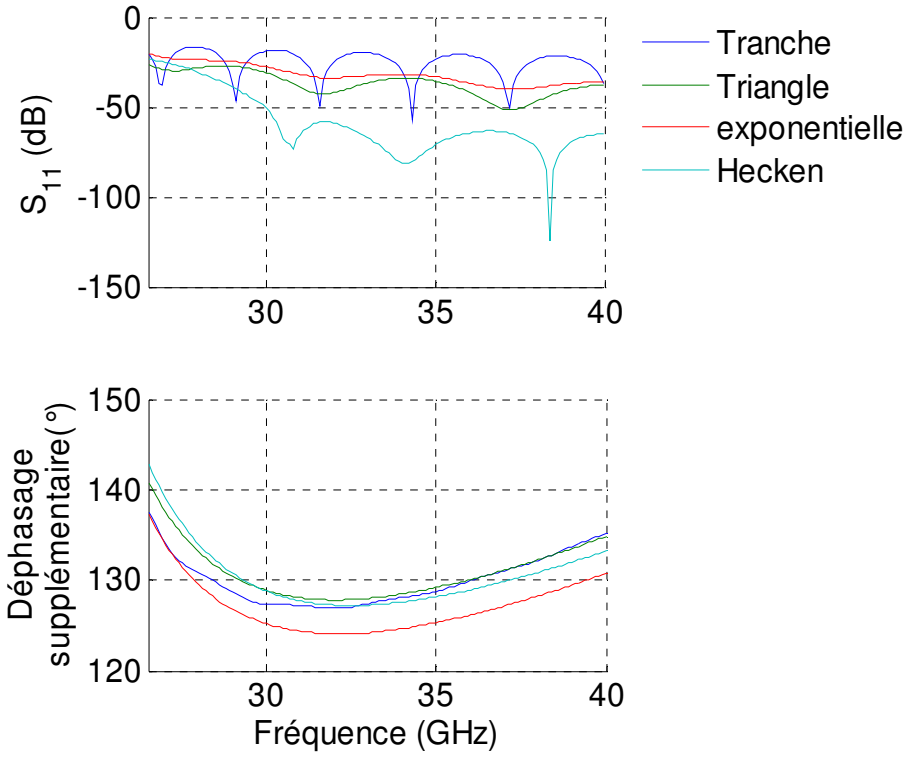

Figure 5.12: Récapitulatif des résultats théoriques.

La fonction tranche est celle qui possède le plus de pertes de retour lorsqu'elle est comparée aux autres fonctions. Les résultats théoriques des déphaseurs conçus avec la fonction triangle et exponentielle se ressemblent beaucoup, mais ce dernier est tout de même un peu moins

performant. Le déphaseur utilisant la fonction Hecken est, comme le prévoit la théorie, le plus performant sur toute la bande. Notons que le résultat de la structure suivant la fonction exponentielle aurait pu être amélioré en simulant avec d'autres paramètres α, mais la fonction optimum resterait tout de même la fonction Hecken. Les déphasages sont tous très similaires.

5.7.2 Récapitulatif des simulations

Le graphique de la figure 5.13 montre les résultats des mêmes structures que celles décrites dans la section précédente, mais simulées dans le logiciel HFSS.

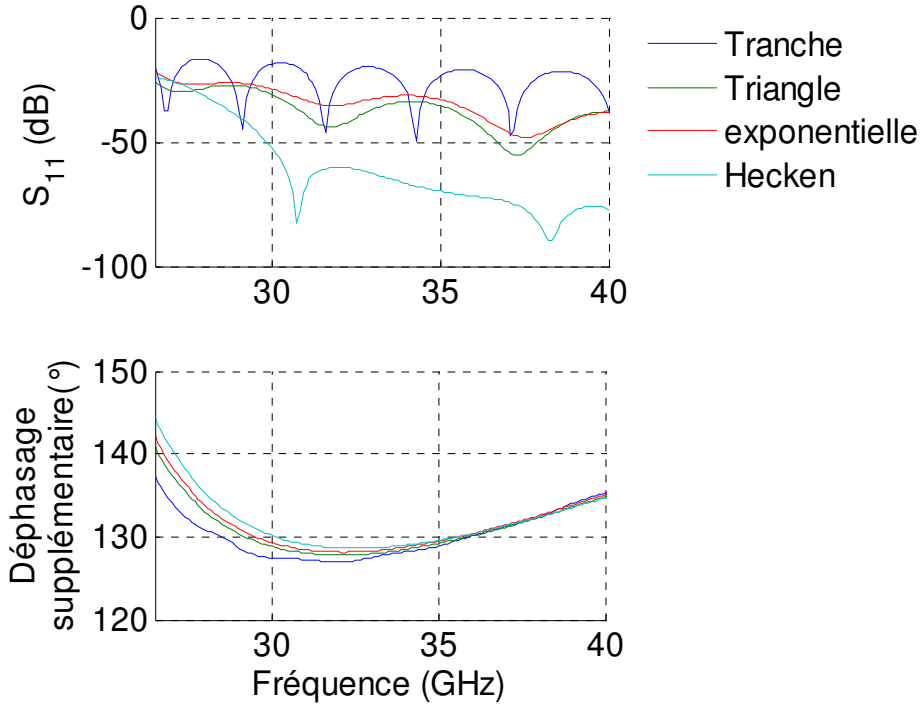

Figure 5.13: Récapitulatif des résultats de simulations.

Des résultats très similaires à ceux calculés théoriquement apparaissent. En effet, la fonction la mieux adaptée est sans contredit la fonction Hecken et les déphasages pour toutes ces structures y sont très semblables comme le supposait la théorie précédemment décrite.

5.8 Résultats pour les structures implantées en GIS

5.8.1 Considérations pour le GIS

Depuis le début de ce document, de nombreuses approximations ont été faites. Effectivement, que ce soit lors de la mise sur pied de la théorie précédemment élaborée, lors des calculs de cette théorie ou lors des simulations, tout est basé sur le fait que les résultats sont les mêmes dans les guides d'ondes rectangulaires équivalents que dans les GIS. Cependant, ce n'est pas tout à fait exact dans le monde réel. Bien que les GIS soient très performants, ils introduisent tout de même certaines pertes. De plus, les modes d'ordres supérieurs peuvent avoir un effet néfaste sur la structure. Bien qu'ils ne se propagent pas, ceux-ci créent une réactance (capacitive ou inductive). Cette perturbation dépend entre autres des valeurs prises pour le diamètre des cylindres et l'espacement entre ceux-ci. Les transitions, bien que donnant des résultats inférieurs à -20 dB sur toute la bande, augmentent certainement aussi les pertes de retour. De plus, des pertes par radiation peuvent aussi survenir sur les lignes microrubans ainsi que sur les transitions. Ces problèmes seront tenus en compte dans les prochains résultats. Les structures sont donc toutes simulées avec HFSS pour prendre en compte tous ces problèmes.

Pour les valeurs utilisées lors de la conception de ces circuits, les considérations sont entièrement basées sur la partie théorique. La section 1.2 explique comment calculer les différents paramètres du guide d'ondes intégré au substrat, par exemple le p, le d ainsi que le a_r. En se basant sur ce qui a été dit dans cette section, les valeurs suivantes sont utilisées :

$$a_r = 0.0053m$$
$$d = 30mil = 0.762mm$$
$$p = 60mil = 1.524mm$$

La transition comporte aussi des paramètres à trouver avec les équations et les méthodes expliquées dans la section 1.3. Les paramètres calculés sont les suivants :

$$W_0 = 0.78262mm$$
$$L = 77mm$$
$$W = 60mm$$
$$L_0 = 0.01041m$$

où L_0 représente la longueur de la ligne microruban et est totalement arbitraire. Cette valeur a été prise pour être près d'une longueur d'onde.

5.8.2 Résultats obtenus

La figure 5.14 présente les résultats obtenus en simulant directement la structure en technologie GIS avec HFSS en incluant les transitions microrubans de chaque côté.

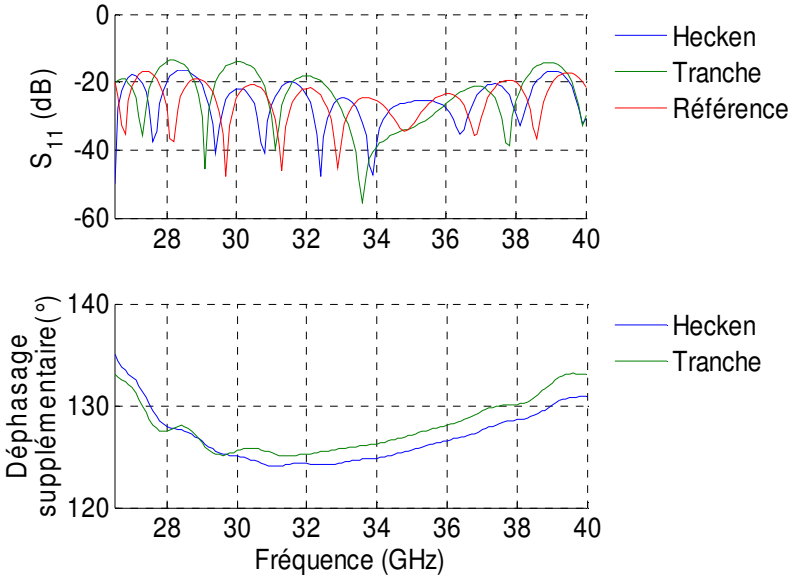

Figure 5.14: Résultat de la simulation pour une structure en GIS.

Comme prévu, le résultat ayant le moins de pertes de retour est bien la référence puisqu'elle ne comporte pas de fente en son centre. Le résultat suivant est celui de la fonction Hecken qui reste sous les -20dB sur presque toute la bande passante. Le résultat ayant le plus de pertes de retour est la tranche, à cause de ses transitions abruptes.

CHAPITRE 6 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

6.1 Paramètres de fabrication

Tous les résultats obtenus jusqu'à maintenant tiennent compte de beaucoup de paramètres, mais ceux-ci restent tout de même des simulations et des calculs théoriques. Le monde réel est loin d'être parfait, ce qui apporte souvent des problèmes supplémentaires. Dans la présente section, nous allons aborder les problèmes reliés à la fabrication. Les pertes par radiation ont été abordées dans la section 5.8, mais seulement dans le cas des transitions et du microruban. Évidemment, quelques pertes de ce type peuvent être notées dans les fentes (qui ne sont pas métallisées). Il est par contre possible de masquer ces radiations en ajoutant une plaquette conductrice de part et d'autre des fentes. Cependant, en ajoutant ces plaquettes, d'autres problèmes peuvent survenir, soit par exemple, les effets de la colle entre les plaquettes et la structure, etc. Les résultats donnés dans ce chapitre ont été mesurés en plaçant des plaques métalliques sur le dessus et le dessous de chaque circuit. Ces plaques permettent d'éviter les pertes par radiation. Des pertes ont aussi lieu dans le diélectrique car il n'est pas parfait. Comme mentionné plus tôt, le substrat choisi est un RT-Duroid 5880-10 provenant de Rogers corporation. Ce substrat comporte certaines marges d'erreurs (par exemple $\varepsilon_r = 2.20 \pm 0.02$). Il comporte aussi des pertes de diélectrique avec $\tan\delta = 0.0009$ à 10 GHz. Elles sont normalement beaucoup plus élevées dans la bande Ka. Le métal recouvrant ce diélectrique est composé de cuivre et sa conductivité n'est pas parfaite. Cette imperfection introduit des pertes par conduction. Notons que la conductivité du cuivre est normalement autour de 5.813×10^7 S/m comme stipulé dans [17].

De plus, à tous ces problèmes s'ajoutent les imperfections de fabrication. Certains paramètres sont connus et peuvent être pris en compte lors du design. Par exemple, les trous sont faits par un laser et celui-ci possède un diamètre de faisceau de 2 mils (5.08×10^{-5} m) de large ce qui augmente le diamètre de chacun des trous. Ce facteur doit être pris en compte lors du design. Par contre, d'autres paramètres ne peuvent pas être contrôlés, par exemple l'incertitude reliée à l'utilisation des machines utilisées lors de la fabrication, l'adhérence du métal sur le diélectrique pour les cylindres, etc. Une partie des pertes supplémentaires est causée par tous ces facteurs. De

plus, ces erreurs sont généralement plus importantes lorsque les structures sont grandes. Par exemple, si le laser ne suit pas parfaitement les lignes de coupe et dévie un peu de sa trajectoire d'une structure à une autre, cette déviation à une influence sur la longueur celles-ci. Comme on les compare entre elles pour obtenir le déphasage, une petite erreur peut avoir une énorme répercussion sur le déphasage final. Calculons par exemple la différence pour la valeur critique de 40 GHz (dans la bande Ka). La longueur d'onde est calculée de la façon suivante à cette fréquence :

$$\lambda = \frac{c}{f\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{299792458}{40x10^9\sqrt{2.2}} = 0.005053m \qquad (6.1)$$

Cette valeur équivaut à 360° de longueur électrique. Calculons maintenant le déphasage pour un degré seulement. On doit donc diviser cette valeur par 360 pour savoir de quelle distance le laser doit diverger pour avoir seulement 1° de déphasage supplémentaire :

$$\frac{\lambda}{360} = \frac{0.005053\,m}{360} = 1.4036\,x10^{-5}\,m = 0.5526\,mil \qquad (6.2)$$

Il faut donc que les machines soient extrêmement précises lors de cette fabrication.

6.2 Test du prototype

Certaines pertes peuvent aussi être dues aux équipements de test eux-mêmes. Pour tester de telles structures, un équipement de pointe est nécessaire dans le but d'obtenir les meilleurs résultats possibles.

Premièrement, le circuit doit être relié à des câbles coaxiaux ce qui nécessite une monture de test pour tenir le tout en place. Celle-ci sert de support pour le circuit, mais aussi de connexion entre le microruban et les câbles coaxiaux. Le câble coaxial doit être placé au centre de la ligne microruban ce qui est parfois difficile à voir à cause de la petite dimension de ces circuits. Les connecteurs des câbles coaxiaux utilisés pour relier l'analyseur réseau et la monture de test sont de type K.

Notons que toutes les mesures ont été prises avec une calibration coaxiale standard (SOLT). Ainsi, tous les résultats obtenus tiennent compte des pertes dans les lignes microrubans, dans le GIS ainsi que dans les transitions.

Les images des figures 6.1 et 6.2 sont celles des prototypes qui ont été testés en laboratoire. Premièrement, le déphaseur à trous circulaires avec sa référence sont présentés dans la figure 6.1.

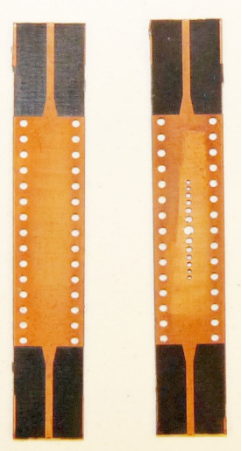

Figure 6.1: Déphaseur à trous circulaires et sa référence manufacturé.

Et ensuite, les différents déphaseurs continus, soit, dans l'ordre, la référence, la tranche, la fonction Hecken et le triangle sont montrés dans la figure 6.2.

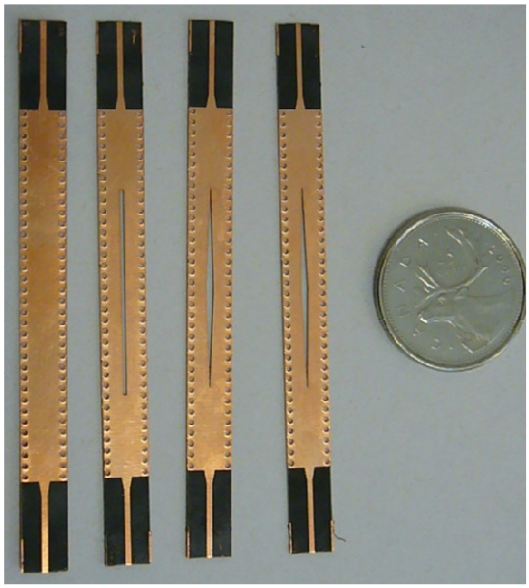

Figure 6.2: Déphaseurs continus et leur référence.

6.3 Résultats obtenus

Les données qui suivent sont les résultats mesurés des circuits fabriqués au laboratoire Poly-GRAMES. Les résultats d'un déphaseur à trous circulaires sont présentés et ensuite, ceux des déphaseurs continus.

6.3.1 Déphaseur à trous circulaires

Voici les résultats expérimentaux obtenus pour ce qui est d'un déphaseur à trous circulaires. Ses paramètres S ainsi que son déphasage sont présentés. La figure 6.3 présente les paramètres S de la référence (sans trou).

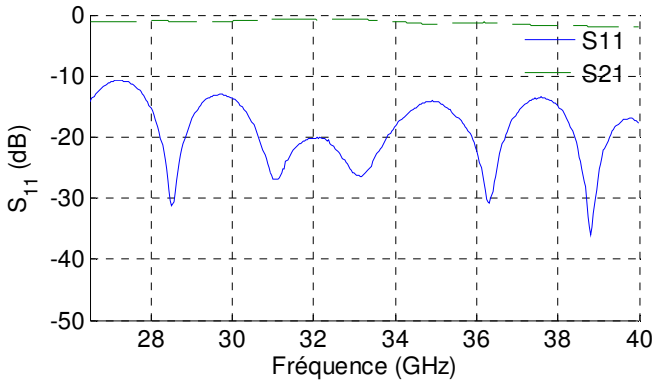

Figure 6.3: Résultats de la référence à trous circulaires.

Ainsi, mis à part la première oscillation de la bande qui monte jusqu'à -10.7 dB, les pertes de retour sont inférieures à -13 dB. Ces résultats sont moins bons que ceux simulés ce qui est dû à la fabrication et aux paramètres du GIS, non au déphaseur présenté. Les paramètres S du déphaseur sont comparés à ceux de cette référence. La figure 6.4 montre ainsi les résultats pour le déphaseur lui-même.

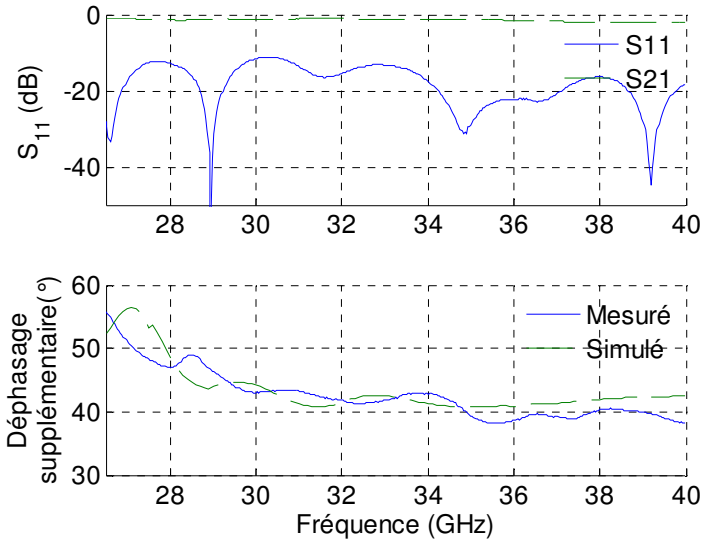

Figure 6.4 : Résultats du déphaseur à trous circulaires.

Comme on le voit, la pire valeur de S_{11} est autour de -11.15 dB ce qui est mieux que la référence. Ce résultat indique que les pertes ne sont pas généralement au niveau des trous d'air, mais plus par rapport au reste de la structure. Pour ce qui est du déphasage, il est très près de celui qui a été simulé ce qui signifie que cette méthode fonctionne très bien en fabrication. En effet, on perçoit une oscillation dans le déphasage au début de la bande atteignant presque 55°, mais celui-ci redescend pour se stabiliser à 41±2.5° entre 30 à 40 GHz dans les deux cas.

6.3.2 Déphaseurs à méthode continue

Voici les résultats expérimentaux obtenus pour les pertes de retour ainsi que pour le déphasage supplémentaire pour ce qui concerne des déphaseurs à méthode continue.

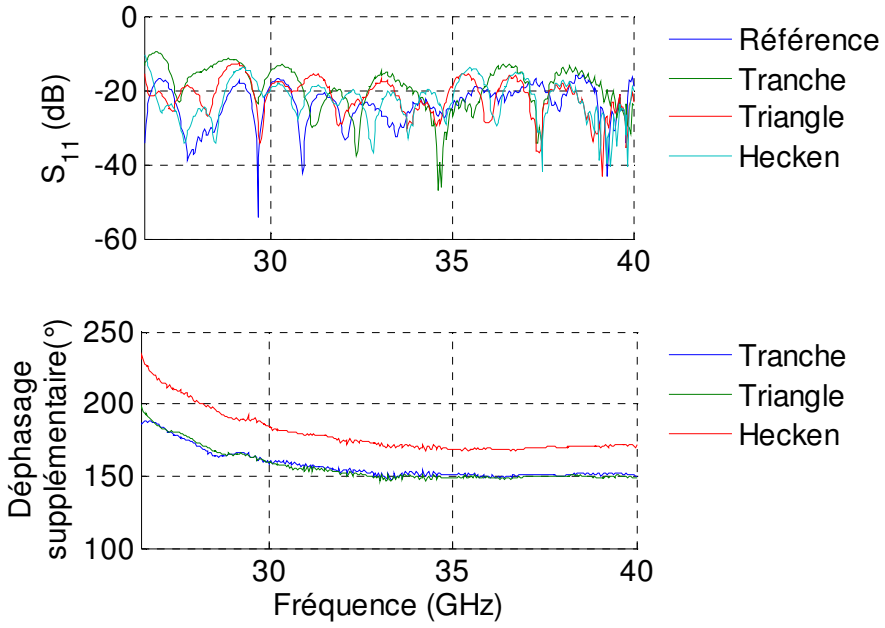

Figure 6.5: Résultat de fabrication avec calibration coaxiale et ruban conducteur.

Nous remarquons que les résultats du S_{11} sont bien meilleurs que ceux de la méthode à trous. Aussi, comme le prédit la théorie, la fonction Hecken est la mieux adaptée, suivie de la fonction triangle qui la talonne de très près. La simple tranche est donc la moins bien adaptée à cause des deux grandes discontinuités. Les résultats des pertes de retour sont tous inférieurs à -14 dB pour le déphaseur suivant la fonction Hecken.

Pour ce qui est du déphasage, il est beaucoup plus grand et moins constant que ce que prédisait la théorie. En effet, un déphasage d'environ 150° est atteint au lieu de 130° pour les fonctions tranche et triangle. Pour ce qui est de la fonction Hecken, son déphasage se situe autour de 200° et varie plus que les autres. Il est important de noter qu'une petite imperfection dans la région la plus large de la tranche augmente considérablement le déphasage.

En regardant la partie la plus stable de la bande, soit entre 30.5 et 40 GHz, on remarque que le déphasage est assez stable, soit de 175.4±5.6° pour le Hecken, de 151.8±4.9° pour le triangle et de 152.7±6.25° pour la fonction tranche. Nous avons donc une augmentation de la phase par rapport à celle prédite par la théorie dans chacun des cas. Il devient important de tenir compte d'une telle augmentation de déphasage lors de la conception d'éventuels déphaseurs. Cette différence de 45°, par exemple, est due à des imperfections de fabrication du laser puisque la structure à couper était complexe pour ce genre de technologie ce qui peut amener de nombreux

problèmes. Par exemple, le laser ne peut pas faire de trous plus petits que 0.0508 mm de large. À chaque endroit sur la fonction où la tranche est plus mince que cette largeur limite, elle sera plus grande après fabrication.

Un autre graphique est très évocateur, il s'agit de celui représentant le signal transmis, soit le S_{21}. La Figure 6.6 montre la partie du signal qui est transmise pour chacun des déphaseurs à méthode continue.

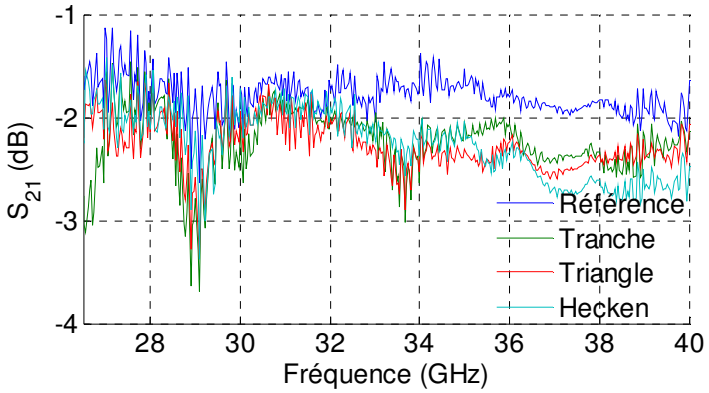

Figure 6.6: Signal transmis pour les déphaseurs à méthode continue.

Ce graphique montre des pertes d'environ -2.15 dB pour les différents déphaseurs. Nous remarquons aussi que tous les déphaseurs transmettent environ la même proportion du signal envoyé. Par contre, il est intéressant de noter que la référence possède environ -1.8 dB de pertes. Les pertes amenées par les déphaseurs se situent autour de 0.35 dB et peuvent directement être visualisées dans le graphique ci-dessus. En effet, la différence entre la référence et les déphaseurs donne directement les pertes que ces derniers ajoutent. On peut donc en déduire que la grande majorité des pertes sont amenées par les structures extérieures aux déphaseurs, soit, la transition du microruban vers le GIS ainsi que dans le guide d'onde lui-même.

Notons qu'une simulation a été faite dans le but d'y voir l'effet des radiations pour une structure sans ruban conducteur au dessus et en dessous des fentes. Le déphasage devient alors moins constant sur toute la bande ce qui donne en fin de compte de moins bons résultats.

CONCLUSION

Le présent ouvrage s'intéresse aux hyperfréquences et plus précisément à une nouvelle technologie en émergence depuis plusieurs années qui se nomme les guides d'ondes intégrés au substrat. Cette nouvelle technologie est très prometteuse grâce à son faible coût de production et aussi à sa grande densité d'intégration. En effet, il devient possible d'utiliser des guides d'ondes sans même sortir du substrat. Cette technologie est très intéressante lorsqu'on parle de miniaturisation des circuits et de réduction des coûts.

Dans ce mémoire, nous avons étudié plusieurs topologies de déphaseurs large bande en GIS. Nous avons développé des techniques de calcul basés sur le raccordement modal pour calculer les paramètres S des déphaseurs. Plusieurs méthodes de synthèses ont aussi été présentées, entre autres une utilisant des trous circulaires et plusieurs autres utilisant des fentes. Parmi ces autres méthodes, on peut noter la fonction tranche, le triangle, l'exponentielle et celle qui est optimale, la Hecken. On remarque que pour les résultats expérimentaux, la bande la plus constante pour le déphasage est entre 30.5 et 40 GHz (la bande Ka était utilisée). En effet, les résultats trouvés vont jusqu'à 175.4±5.6° alors que les résultats théoriques obtenus étaient de 132±5°. Bien entendu, un grand nombre de problèmes ne sont pas tenus en compte dans les simulations ce qui explique cette différence. Certains résultats de déphasages sont un peu plus près des résultats théoriques, mais comportent tout de même une augmentation d'environ 20° sur le déphasage. Notons que les pertes de retour sont inférieurs à -14 dB, mais une grande partie de ces dernières sont dues aux structures comportant les déphaseurs et non aux déphaseurs eux-mêmes. Plusieurs travaux futurs peuvent cependant suivre les travaux présentés dans ce mémoire.

Dans le présent document, tous les résultats présentés utilisaient des trous et fentes d'air. Bien entendu, ces fentes peuvent être remplacées par des diélectriques quelconques ce qui peut même créer un retard de phase plutôt qu'une avance (à condition que le diélectrique utilisé ait une permittivité plus grande que celle du substrat lui-même). Cet avantage donne un degré de liberté supérieur au concepteur. Submerger la structure dans un liquide peut, par exemple, avoir

un grand changement sur le déphasage. Il est aussi possible d'accommoder une structure d'une permittivité différente pour pouvoir l'introduire dans la fente du déphaseur et ainsi changer le déphasage. Une telle structure est parfaitement calculable à l'aide des équations développées dans la partie théorique de ce document et il devient ainsi possible de prévoir son comportement. Il est donc maintenant possible de contrôler le déphasage d'une structure comme bon nous semble, même une fois fabriquée en jouant simplement sur la permittivité du matériel introduit.

Une autre méthode qui offre une plus grande flexibilité est la structure montrée à la figure 6.7.

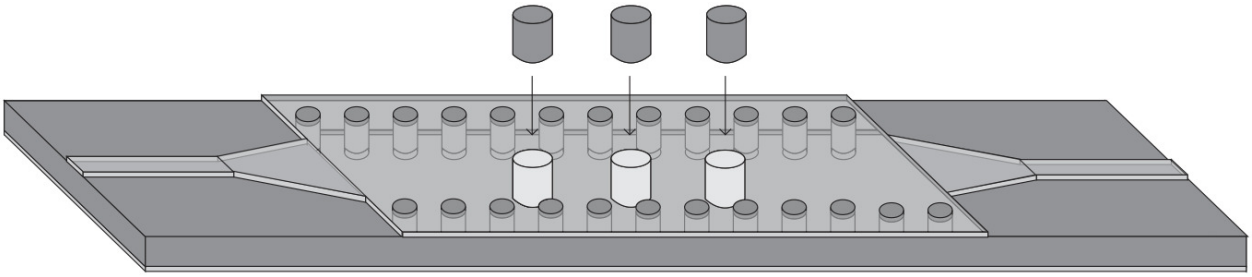

Figure 6.7: Exemple d'un déphaseur reconfigurable.

Dans l'image ci-dessus, les cylindres blancs sont des trous d'air perforés de bord en bord et les cylindres gris au dessus de la figure sont d'une permittivité électrique quelconque autre que celle utilisée dans le substrat. Ils peuvent être de mêmes permittivités entre eux ou non. Dans ce dernier cas, la structure sans cylindre possède un déphasage et il est possible de le changer comme bon semble à l'utilisateur en insérant simplement les bons cylindres selon leur permittivité. Pour trois trous avec des cylindres de permittivités différentes, on obtient 2^3=8 possibilités de déphasages différentes (ou 4 possibilités si on désire garder une symétrie dans le sens de propagation). Ainsi, on augmente la flexibilité en augmentant le nombre de trous. Plus encore, ces cylindres peuvent être contrôlés électriquement par des MEMS (microsystème électromécanique). Lorsque ces déphaseurs alimentent une matrice d'antennes, par exemple, il devient possible de changer la direction du faisceau électroniquement ce qui amène d'énormes avantages.

Un tel projet est de grande envergure puisque les domaines sont particulièrement diversifiés, mais les impacts sont considérables et il serait intéressant de le voir se réaliser dans un futur proche.

BIBLIOGRAPHIE

[1] F. E. Gardiol, *Introduction to microwaves*: Artech House, 1984.

[2] W. P. Ayres*, et al.*, "Propagation in Dielectric Slab Loaded Rectangular Waveguide," *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* vol. 6, pp. 215-222, 1958.

[3] K. Sellal*, et al.*, "Design and implementation of a substrate integrated waveguide phase shifter," *IET Microwaves, Antennas & Propagation,* vol. 2, pp. 194-199, 2008.

[4] C. Wenquan*, et al.*, "Millimeter-wave substrate integrated waveguide ferrite phase shifter for wireless communication application," in *2003 IEEE Topical Conference on Wireless Communication Technology*, 2003, pp. 320-324.

[5] A. Suntives*, et al.*, "Design and characterization of periodically-loaded substrate integrated waveguide phase shifters," in *2010 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*, 2010, pp. 1584 - 1587

[6] A. Ali*, et al.*, "Analysis and design of a compact SIW-based multi-layer wideband phase shifter for Ku-band applications," in *2010 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI)*, 2010, pp. 1-4.

[7] D. Yan and W. Ke, "Varactor-tuned substrate integrated waveguide phase shifter," in *2011 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*, 2011, pp. 1-4.

[8] E. Sbarra*, et al.*, "Ku-band analogue phase shifter in SIW technology," in *2009 European Microwave Conference (EuMC)*, 2009, pp. 264-267.

[9] F. Yang*, et al.*, "Substrate integrated waveguide phase shifter," in *2011 International Conference on Electronics, Communications and Control (ICECC)*, 2011, pp. 3966-3968.

[10] E. Sbarra*, et al.*, "A novel rotman lens in SIW technology," in *2007 European Radar Conference (EuRAD)*, 2007, pp. 236-239.

[11] C. Yujian*, et al.*, "Novel Substrate Integrated Waveguide fixed phase shifter for 180-degree Directional Coupler," in *2007 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (MTT)*, 2007, pp. 189-192.

[12] K. Morimoto*, et al.*, "Design of a 180-Degree Single-Layer Divider to control Sidelobe and Crossover Levels in Butler-Matrix Beam-Switching Antenna," in *2007 Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*, 2007, pp. 1-4.

[13] C. Yu Jian*, et al.*, "Millimeter-Wave Multibeam Antenna Based on Eight-Port Hybrid," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters,* vol. 19, pp. 212-214, 2009.

[14] C. Yu Jian*, et al.*, "Broadband Self-Compensating Phase Shifter Combining Delay Line and Equal-Length Unequal-Width Phaser," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* vol. 58, pp. 203-210, 2010.

[15] F. Shigeki, "Waveguide line," (in Japanese) Japan Patent 06-053 711, Feb. 25 Patent, 1994.

[16] D. Deslandes and W. Ke, "Accurate modeling, wave mechanisms, and design considerations of a substrate integrated waveguide," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* vol. 54, pp. 2516-2526, 2006.

[17] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*: J. Wiley, 2005.

[18] D. Deslandes, "Design equations for tapered microstrip-to-Substrate Integrated Waveguide transitions," in *2010 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*, 2010, pp. 704-707.

[19] L. Ke, "An efficient method for analysis of arbitrary nonuniform transmission lines," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* vol. 45, pp. 9-14, 1997.

[20] D. Budimir, *Generalized filter design by computer optimization*: Artech House, 1998.

[21] C. Bachiller*, et al.*, "Efficient Technique for the Cascade Connection of Multiple Two-Port Scattering Matrices," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* vol. 55, pp. 1880-1886, 2007.

[22] I. Boudreau*, et al.*, "Broadband phase shifter using air holes in Substrate Integrated Waveguide," in *2011 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*, 2011, pp. 1-4.

[23] R. W. Klopfenstein, "A Transmission Line Taper of Improved Design," *Proceedings of the IRE,* vol. 44, pp. 31-35, 1956.

[24] R. P. Hecken, "A Near-Optimum Matching Section without Discontinuities," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* vol. 20, pp. 734-739, 1972.