



**HAL**  
open science

# Défecteur en polymères électro-optiques en vue de la réalisation d'un convertisseur analogique-numérique tout-optique de signaux hyperfréquences à 40 Géch/s

Massinissa Hadjloum

► **To cite this version:**

Massinissa Hadjloum. Défecteur en polymères électro-optiques en vue de la réalisation d'un convertisseur analogique-numérique tout-optique de signaux hyperfréquences à 40 Géch/s. Sciences de l'ingénieur [physics]. UNIVERSITE DE NANTES, 2016. Français. NNT: . tel-01447002

**HAL Id: tel-01447002**

**<https://hal.science/tel-01447002>**

Submitted on 26 Jan 2017

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

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

Public Domain

## Thèse de Doctorat

Massinissa HADJLOUM

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du  
grade de Docteur de l'Université de Nantes  
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire*

École doctorale : Sciences et Technologies de l'Information et Mathématiques

Discipline : Optoélectronique, micro-onde (section CNU 63)

Unité de recherche : Institut d'Électronique et de Télécommunication de Rennes, UMR CNRS 6164

Soutenue le 29 septembre 2016

# Déflexeur en polymères électro-optiques en vue de la réalisation d'un convertisseur analogique- numérique tout-optique de signaux hyperfréquences à 40 Géc/s

## JURY

Présidente :	<b>Catherine ALGANI</b> , Professeur des Universités, ESYCOM, CNAM de Paris
Rapporteurs :	<b>Philippe DI BIN</b> , Professeur des Universités, XLIM, Université de Limoges <b>Jean-Pierre VILCOT</b> , Directeur de Recherche CNRS, IEMN, Université de Lille 1
Examineurs :	<b>Mehdi ALOUINI</b> , Professeur des Universités, IPR, Université de Rennes 1 <b>Daniel DOLFI</b> , Directeur du Groupe de Physique, Thales Research & Technology, Palaiseau
Invités :	<b>Guy JESTIN</b> , Responsable du Laboratoire Conversion de Signal, DGA-MI, Bruz <b>André PERENNOU</b> , Professeur des Universités, Lab-STICC, École Nationale d'Ingénieurs de Brest
Directeur de Thèse :	<b>Hongwu LI</b> , Professeur des Universités, IETR, Université de Nantes
Co-encadrants de Thèse :	<b>Mohammed EL GIBARI</b> , Maître de conférences, IETR, Université de Nantes <b>Afshin S. DARYOUSH</b> , Professeur, Drexel University, Philadelphia, USA



# Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse a été effectué au sein de l'Institut d'Electronique et des Télécommunications de Rennes dans l'équipe « Opto-Hyperfréquence » située sur le site de l'Université de Nantes.

Je remercie M. Philippe DI BIN, Professeur à XLIM de l'Université de Limoges et M. Jean-Pierre VILCOT, Directeur de Recherche à l'IEMN de l'Université de Lille 1, pour avoir accepté d'être rapporteur de ce travail ainsi que Mme Cathernie ALGANI, Professeur à l'ESYCOM au CNAM de Paris, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. Je remercie au même titre les autres membres du jury M. Mehdi ALOUINI, Professeur à l'IPR de l'Université de Rennes 1, M. Daniel DOLFI, Directeur du Groupe de Physique à Thales Research & Technology, M. Guy JESTIN, Responsable du Laboratoire Conversion de Signal à la DGA-MI et M. André PERENNOU, Professeur à Lab-STICC de l'ENIB. L'intérêt qu'ils ont porté à ce travail représente pour moi un grand honneur.

Je n'aurais évidemment pas pu mener à bien ce projet de thèse sans mon directeur de thèse et mes encadrants. J'exprime donc toute ma gratitude à M. Hongwu LI, Professeur à l'IETR de l'Université de Nantes, M. Mohammed EL GIBARI, Maître de conférences à l'IETR de l'Université de Nantes et M. Afshin DARYOUSH, Professeur à Drexel University, pour leurs accueil, confiance et disponibilité durant ces trois années de thèse.

Mes remerciements vont également à M. Stéphane GINESTAR et M. Hartmut GUNDEL pour les nombreuses discussions et recommandations sur les procédés technologiques de réalisation du déflecteur.

J'adresse mes remerciements à l'ensemble des enseignants-chercheurs et personnel de l'IETR sur le site de la Faculté des Sciences et Techniques, en particulier M. Benoit GUIFFARD, M. Raynald SEVENO, M. Eric TANGUY, M. Patrick DERVAL et Mme Magali BOUSSARD.

Un grand merci à Den, avec qui nous avons partagé un bureau pendant trois ans. Je l'encourage pour la fin de sa thèse. Je souhaite une bonne suite de thèse à Thibault et Mamadou et une bonne continuation dans la vie professionnelle à Samuel et Kevin.

Je termine ces remerciements en ayant une pensée particulière vers les personnes qui me sont chères. Je remercie donc profondément mes parents, Saliha et Lounes, ma sœur, Yassina et mes deux frères, Idris et Youba, pour leurs conseils, soutien moral et encouragements durant ces longues années d'études. Enfin, je remercie celle qui a contribué d'une manière directe à l'aboutissement de cette thèse et qui n'a cessé de me donner de la force pour continuer, merci Manon.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Conversion analogique-numérique</b>	<b>13</b>
1.1 Introduction	13
1.2 Notions fondamentales	14
1.2.1 Échantillonnage	14
1.2.2 Quantification	15
1.3 Critères de performances des CANs	17
1.3.1 Distorsion d'harmonique totale	17
1.3.2 Rapport signal sur bruit	17
1.3.3 Nombre de bits effectif	18
1.3.4 Dynamique libre des raies parasites	19
1.3.5 Produit résolution-fréquence d'échantillonnage	19
1.4 Principales limites fondamentales des CANs	19
1.4.1 Gigue temporelle	20
1.4.2 Métastabilité	21
1.4.3 Bruit thermique	22
1.4.4 Bilan des limites fondamentales	23
1.5 État de l'art	24
1.5.1 CANs électroniques	24
1.5.2 CANs optiques	29
1.6 Conclusion et positionnement	37
<b>2 Conception d'un défecteur EO en vue de la réalisation d'un CAN tout-optique</b>	<b>40</b>
2.1 Introduction	40
2.2 CAN tout-optique basé sur un défecteur EO	41
2.2.1 Principe du défecteur EO à guide d'onde à fuite	42
2.3 Caractérisation diélectrique des polymères du défecteur	44
2.3.1 Matériaux pour le défecteur	44
2.3.2 Développement d'une méthode de caractérisation diélectrique large bande	45
2.4 Outils de conception	49
2.4.1 Calcul analytique de l'onde de fuite dans le défecteur	49
2.4.2 Validation numérique par FFT du champ proche	51
2.5 Optimisation du guide d'onde à fuite	53
2.5.1 Angle de fuite	54
2.5.2 Guide optique monomode	56

2.5.3	Coefficient de fuite .....	60
2.5.4	Divergence .....	63
2.6	Interaction opto-hyperfréquence .....	66
2.6.1	Effet électro-optique .....	66
2.6.2	Taux de recouvrement $\Gamma$ .....	69
2.6.3	Bande passante : adaptation des vitesses de phase .....	73
2.6.4	Résolution : pré-accentuation du champ $E$ .....	81
2.7	Performances de la structure optimale .....	87
2.8	Conclusion .....	93
<b>3</b>	<b>Étude des accès électriques du déflecteur EO</b>	<b>96</b>
3.1	Introduction .....	96
3.2	Accès hyperfréquences.....	97
3.2.1	Séparation des accès optique et hyperfréquence .....	97
3.2.2	Transition GCPW-CMS-GCPW.....	101
3.3	Accès DC en vue de l'orientation des chromophores et de la polarisation électrique .....	119
3.3.1	Orientation des chromophores du polymère EO .....	119
3.3.2	Accès de la composante continue .....	120
3.4	Conclusion .....	125
<b>4</b>	<b>Procédés technologiques de réalisation</b>	<b>128</b>
4.1	Introduction .....	128
4.2	Métallisation.....	129
4.2.1	Dépôt par évaporation sous vide.....	130
4.2.2	Dépôt par pulvérisation cathodique .....	130
4.3	Dépôt de films minces en polymères .....	131
4.3.1	Centrifugation ( <i>spin-coating</i> ).....	132
4.3.2	Réticulation de la NOA 81 .....	133
4.4	Structuration de la gaine inférieure .....	133
4.4.1	Généralités sur la structuration de couches polymères.....	134
4.4.2	Nano-impression thermique.....	134
4.4.3	Nano-impression assistée par UV.....	135
4.5	Structuration des électrodes .....	144
4.5.1	Gravure chimique .....	144
4.5.2	Procédé <i>lift-off</i> .....	145
4.6	Remplissage du cœur optique par un polymère EO.....	148
4.7	Conclusion .....	151
	<b>Conclusion</b>	<b>153</b>
<b>A</b>	<b>Caractérisation diélectrique très large bande</b>	<b>159</b>

---

A.1 Principe de la méthode .....	159
A.2 Structure de la méthode et son fonctionnement .....	160
A.3 Validation expérimentale sur le polymère BCB .....	163
A.4 Application aux polymères NOA 81 et PMMI/CPO-1 .....	166
A.5 Conclusion .....	167
<b>Bibliographie</b>	<b>170</b>
<b>Liste des publications</b>	<b>179</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>182</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>191</b>
<b>Liste des abréviations et des grandeurs physiques</b>	<b>193</b>





# Introduction

Les convertisseurs analogique-numérique (CANs) sont des composants indispensables dans de très nombreux systèmes, équipements et dispositifs électroniques avancés qui nous entourent. Placés à l'interface entre les parties analogique, d'acquisition des signaux, et numérique, de traitement et de reconstitution de l'information, les CANs permettent d'améliorer considérablement les performances des systèmes électroniques en tirant profit, d'une part, de la puissance de calcul en progression rapide des processeurs de signal numérique (DSP pour *Digital Signal Processor*) et, d'autre part, de la possibilité de stockage et de compression des signaux données numériques. En outre, les CANs peuvent non seulement conférer une très grande flexibilité au fonctionnement des systèmes électroniques, mais aussi réduire le nombre de composants analogiques spécifiques, coûteux et encombrants. Le progrès des performances des CANs a permis beaucoup d'avancées techniques qui ont vu le jour ces dernières décennies comme l'imagerie médicale haute résolution, la télévision numérique ou les smartphones.

Dans les applications citées ci-dessus, la fréquence d'échantillonnage requise atteint très rarement plusieurs giga échantillons par seconde (Géch/s), les CANs électroniques disponibles sur le marché peuvent donc satisfaire au besoin. Pour preuve, AD9625-2500, le modèle de CANs le plus rapide dans le catalogue du fabricant de composants électroniques *Analog Devices* [1], qui commercialise pourtant des CANs parmi les plus performants sur le marché, n'a qu'une fréquence d'échantillonnage de 2,5 Géch/s avec une résolution de 12 bits. Toutefois, il existe d'autres applications pour lesquelles la fréquence d'échantillonnage doit atteindre plusieurs dizaines de Géch/s, telles que la communication large bande par satellite [2], les systèmes de guerre électronique [3], les transceivers optiques cohérents pour les communications à très hauts débits [4] et l'astronomie [5]. Elles nécessitent des CANs pouvant traiter des signaux d'une bande passante instantanée de quelques dizaines de GHz, mais à cause de la gigue temporelle des horloges, c'est une exigence incompatible avec celle d'une haute résolution pour les CANs électroniques élémentaires (non-entrelacés). Pour lever ce verrou, la communauté scientifique cherche à effectuer la conversion analogique-numérique par voie optique en exploitant la faible gigue des lasers à verrouillage de modes (MLL pour *Mode-Locked Laser*), la large bande passante de l'optique d'une manière générale.

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans la recherche de solutions pour mettre au point des CANs optiques de haute cadence d'échantillonnage et de bonne résolution. Ils portent précisément sur l'étude d'un défecteur électro-optique (EO) à guide d'onde à fuite en vue de réaliser à terme un CAN tout-optique ultra-rapide ( $\geq 40$  Géch/s) avec une résolution de 6 bits. Nous utilisons des polymères EO pour la réalisation du défecteur afin de profiter de leurs nombreux avantages. En effet, les polymères EO offrent, d'une part, une

excellente adaptation entre les vitesses de propagation des ondes lumineuse et électrique (atout pour une très large bande passante) et, d'autre part, un coefficient EO élevé (condition pour une bonne résolution), pouvant atteindre les 350 pm/V [6]. Ces propriétés, très remarquables, ont permis de démontrer la faisabilité de modulateurs d'une bande passante de 110 GHz [7] et de modulateurs d'une tension de commande en-dessous du volt [8].

Les travaux de cette thèse se déroulent dans le contexte général des recherches sur les composants opto-hyperfréquences à base de polymères et dans le cadre particulier du projet ADC PolyNano, soutenu par la Région Pays de la Loire (2013-2017). Le consortium du projet réunit l'IETR (Institut d'Électronique et de Télécommunications de Rennes, UMR 6164), l'IMMM (Institut des Molécules et des Matériaux du Mans, UMR 6283), IPR (Institut de Physique de Rennes, UMR 6251) et Microwave Photonics Device Laboratory de Drexel University (USA).

Ce mémoire est composé de quatre chapitres dont le premier permet de positionner les travaux effectués dans un contexte scientifique général. Dans un premier temps, nous exposons les notions fondamentales de conversion analogique-numérique, les critères de performances des CANs ainsi que les principaux facteurs limitant leurs performances. Une bonne prise en main de ces aspects est essentielle pour une analyse de l'état de l'art des CANs. Dans un second temps, nous passons en revue les principales architectures de CANs rapides. Elles sont classées en deux grandes familles : électronique et optique, selon la technologie utilisée. Une analyse approfondie des performances de CANs électroniques disponibles à ce jour nous permet de mettre en évidence les limites de l'électronique, notamment la gigue des horloges, et de souligner, par contraste, l'intérêt de l'optique pour améliorer les performances des CANs.

Le chapitre 2 est consacré à la conception et l'optimisation du déflexeur EO, élément central conditionnant les performances du CAN tout-optique étudié dans le cadre du projet ADC PolyNano. Son rôle est de convertir les variations d'un signal analogique en celles de la position spatiale d'impulsions laser sur une matrice de photodétecteurs. Pour que la conception du déflexeur s'effectue avec des données fiables, les matériaux polymères constituant le déflexeur sont caractérisés afin de connaître leurs propriétés diélectriques. Ensuite, nous expliquons les contraintes de la conception, notamment la difficulté de simuler la totalité du volume du déflexeur par les logiciels d'optique intégrée, ce qui nous a poussés à compléter et à affiner un modèle analytique existant rudimentaire pour en faire un outil de conception puissant et complet grâce à sa prise en compte de nombreux effets et paramètres. Puis, l'influence des paramètres géométriques et diélectriques sur les performances est étudiée. Après avoir identifié et analysé les facteurs les plus limitants des performances du déflexeur, la désadaptation des vitesses de phase entre onde lumineuse et onde électrique d'une part et l'atténuation du champ électrique d'autre part, des solutions originales sont apportées pour les surmonter. Finalement, nous présentons la résolution de conversion optimale en fonction du coefficient EO du polymère utilisé et de la longueur d'interaction du déflexeur.

Les principales caractéristiques de performances du déflexeur, à savoir sa bande passante, sa résolution et sa consommation en puissance sont étroitement liées à la structure électrique du déflexeur. L'étude de cette dernière fait l'objet du chapitre 3. En plaçant les rubans de

l'électrode de commande, de type microruban couplé (CMS), dans le même plan horizontal que le cœur optique, le recouvrement entre le champ lumineux et le champ  $E$  du signal de commande est optimum. Mais les accès électriques habituellement placés perpendiculairement au guide optique droit sont très délicats à gérer dans ce cas : sans précaution particulière, l'électrode pourrait tout simplement couper ce dernier en le croisant, ce qui est évidemment inacceptable. Pour éviter l'intersection entre guide optique et électrode, nous étudions une transition entre lignes coplanaire blindée (côté accès hyperfréquence) et microruban couplée (GCPW-CMS) sans via-holes, dont les plans de masse sont virtuellement connectés par couplage capacitif, profitant de la faible épaisseur du substrat. Par ailleurs, nous adjoignons à cette transition deux filtres passe-bas qui, correctement dimensionnés, permettent d'orienter les chromophores ou de polariser électriquement le déflecteur avec une composante continue sans désadapter le circuit hyperfréquence. Nous présentons et comparons les résultats de simulations et de mesures de ces différentes structures électriques réalisées sur le substrat commercial Rogers RO3003<sup>TM</sup> puis sur polymères BenzoCycloButene (BCB) et NOA 81 en couches minces.

La réalisation d'un modulateur de phase EO est une étape intermédiaire indispensable pour réaliser le déflecteur EO. Ainsi, le chapitre 4 présente la mise au point et la validation des procédés technologiques de réalisation de guides optiques en polymères. La configuration visée consiste en un cœur en polymère EO doté d'électrodes de commande CMS dans le même plan horizontal. Pour cela, nous utilisons la technique de nano-impression bas coût pour réaliser les tranchées dans le polymère de gaine et sur le procédé *lift-off* pour réaliser les électrodes de commande.



# Chapitre 1 Conversion analogique-numérique

## Sommaire

---

1.1 Introduction .....	13
1.2 Notions fondamentales .....	14
1.2.1 Échantillonnage .....	14
1.2.2 Quantification .....	15
1.3 Critères de performances des CANs .....	17
1.3.1 Distorsion d'harmonique totale .....	17
1.3.2 Rapport signal sur bruit.....	17
1.3.3 Nombre de bits effectif .....	18
1.3.4 Dynamique libre des raies parasites.....	19
1.3.5 Produit résolution-fréquence d'échantillonnage.....	19
1.4 Principales limites fondamentales des CANs.....	19
1.4.1 Gigue temporelle.....	20
1.4.2 Métastabilité.....	21
1.4.3 Bruit thermique .....	22
1.4.4 Bilan des limites fondamentales .....	23
1.5 État de l'art.....	24
1.5.1 CANs électroniques .....	24
1.5.2 CANs optiques.....	29
1.6 Conclusion et positionnement .....	37

---

## 1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous abordons dans un premier temps les notions fondamentales de la conversion analogique-numérique comme l'échantillonnage et la quantification. Nous présentons ensuite les principaux critères de performances des CANs ainsi que les principales sources de limites fondamentales. En effet, la compréhension et la prise en compte de ces différentes caractéristiques sont indispensables pour une conception optimale de CANs.

Nous dressons également dans ce chapitre un état de l'art de CANs rapides. Ils seront regroupés en deux principales catégories : électronique et optique, selon leur technologie. Une comparaison et une analyse des performances obtenues jusqu'à aujourd'hui cloront le chapitre.

## 1.2 Notions fondamentales

Un CAN représente une interface entre les domaines analogique et numérique. Il permet de convertir un signal analogique, issu d'un capteur ou d'une antenne, en une valeur numérique codée sur plusieurs bits. Cette dernière est une approximation du signal analogique initial, dont la précision dépend des performances du CAN. La conversion analogique-numérique (A/N) s'effectue en deux étapes principales : l'**échantillonnage** puis la **quantification**. En effet, une tension analogique  $V_a$ , continue en temps et en amplitude (cf. Figure 1.1.a), est d'abord échantillonnée sur des intervalles périodiques  $T_e$  pour obtenir une série de tensions  $V_{éch}(k \cdot T_e)$  (cf. Figure 1.1.b). Une opération de quantification est ensuite effectuée pour associer à chaque échantillon une valeur numérique  $V_n(k)$ , généralement codée en binaire (cf. Figure 1.1.c).

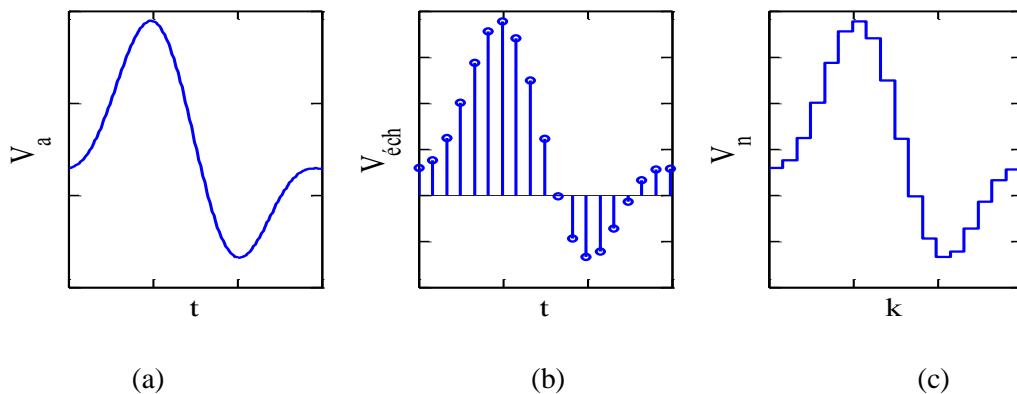


Figure 1.1 – Représentation des étapes de conversion A/N ; a) tension analogique ; b) tension échantillonnée ; c) tension quantifiée.

### 1.2.1 Échantillonnage

L'échantillonnage consiste à transformer un signal analogique en une suite d'impulsions espacées régulièrement dans le temps. Cette suite d'impulsions donne alors une représentation discrète dans le temps du signal analogique. L'échantillonnage peut être modélisé analytiquement dans le domaine temporel par le produit entre le signal analogique  $V_a(t)$  et une suite d'impulsions de Dirac  $\delta_{T_e}(t)$  espacées de la période d'échantillonnage  $T_e$  (cf. Figure 1.2). Le signal échantillonné est alors donné par la relation suivante :

$$V_{éch}(kT_e) = V_a(t) \cdot \delta_{T_e}(t) = V_a(t) \cdot \sum_k \delta(t - kT_e) \quad (1.1)$$

Le signal échantillonné est alors une suite d'impulsions dont l'amplitude est modulée par le signal analogique. La fréquence d'échantillonnage doit être choisie en respectant le théorème de Shannon qui stipule que « la représentation discrète d'un signal exige des échantillons régulièrement espacés à une fréquence d'échantillonnage égale ou supérieure au double de la fréquence maximale présente dans le spectre de ce signal ».

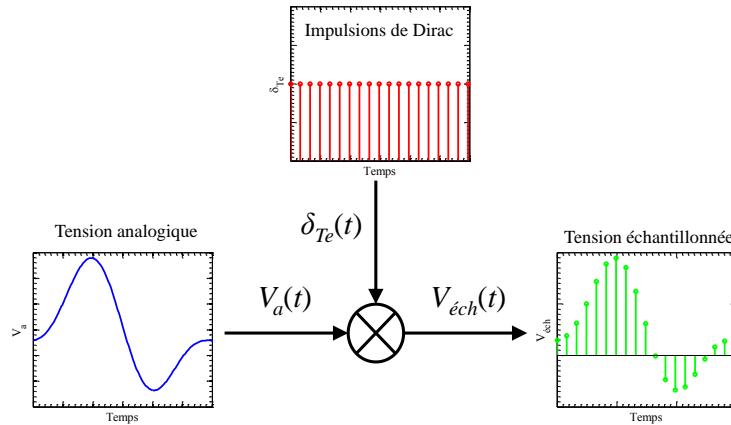


Figure 1.2 – Représentation schématique de l'opération d'échantillonnage d'un signal analogique.

## 1.2.2 Quantification

La quantification permet d'approximer chaque échantillon par une séquence numérique codée sur  $b$  bits parmi un ensemble prédéterminé de  $N = 2^b$  séquences. Les signaux numérisés sont codés généralement en binaire pour faciliter leurs stockage. La différence minimale de tension  $\delta V$  entre deux niveaux de quantification consécutifs dans l'ensemble des valeurs discrètes correspond au bit de poids faible (LSB pour *Least Significant Bit*).  $\delta V$  est également appelée pas de quantification ou quantum,  $q$ . Une tension analogique d'amplitude maximale  $V_{max}$  et de valeur pleine échelle  $V_{pe} = 2 \cdot V_{max}$  sera alors divisée en  $N$  plages de largeurs égales avec un pas de quantification :

$$q = \frac{V_{pe}}{N} = \frac{2 \cdot V_{max}}{2^b} = \frac{V_{max}}{2^{b-1}} \quad (1.2)$$

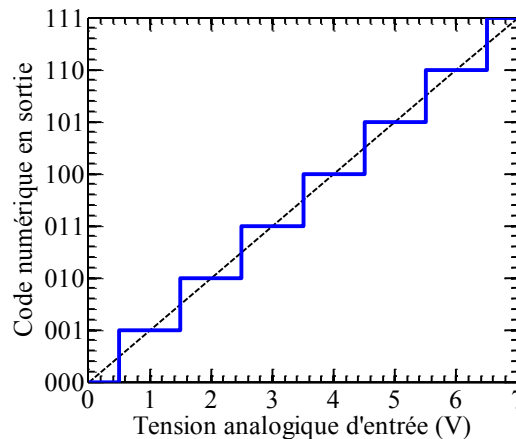


Figure 1.3 – Fonction de transfert d'un CAN idéal (linéaire).

La fonction de transfert d'un CAN, à savoir le code numérique en sortie en fonction de la tension d'entrée, est représenté par des paliers en marche d'escalier (cf. exemple pour 3 bits avec  $q = 1$  V sur la Figure 1.3). La résolution d'un CAN est liée à la quantification. En effet, plus le nombre de séquences numériques  $N$  est élevé, meilleure est la résolution. Celle-ci est évaluée par le nombre de bits  $b$ , ou plus précisément, par le nombre de bits effectifs, que nous



définissons plus loin dans ce chapitre (cf. § 1.3.3).

### Erreur de quantification

Un CAN introduit, par son principe, une erreur dite erreur de quantification ou bruit de quantification. Cette erreur dépend de la transition entre les paliers de la fonction de transfert du CAN (cf. Figure 1.4). En effet, toute valeur du signal analogique comprise entre  $(k - 1/2) \cdot q$  et  $(k + 1/2) \cdot q$  est arrondie à  $k \cdot q$ , où  $k$  et  $q$  représentent respectivement un entier et le pas de quantification. Cette erreur de quantification limite la précision et dégrade le rapport signal sur bruit du convertisseur. Un signal d'erreur  $e(t)$  est donc systématiquement présent lors d'une conversion A/N :

$$e(t) = V_a(t) - V_n(k), \quad (1.3)$$

où  $V_a(t)$  et  $V_n(k)$  sont respectivement le signal analogique et le signal quantifié.

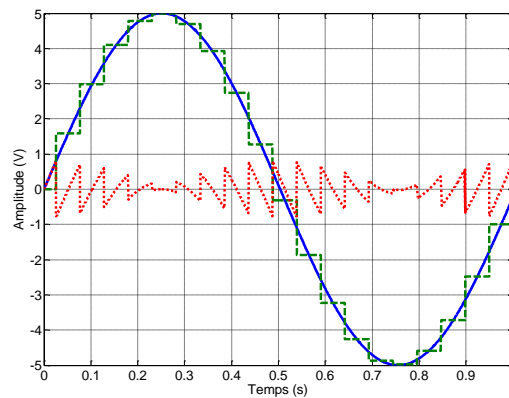


Figure 1.4 – Illustration de l'erreur de quantification. Le signal analogique est en trait continu bleu, le signal quantifié est en trait discret vert et le signal d'erreur est en pointillé en rouge.

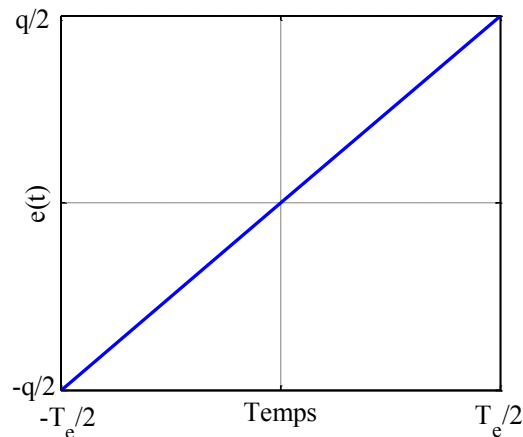


Figure 1.5 – Segment élémentaire d'un signal d'erreur de quantification  $e(t)$ .

Lorsque la tension pleine échelle du signal à numériser est suffisamment élevée par rapport au pas de quantification, autrement dit, le nombre de bits est suffisamment élevé, le signal

d'erreur est équivalent à un ensemble de signaux élémentaires, chacun approximé à un segment de droite (cf. Figure 1.5). La puissance moyenne d'un tel signal élémentaire de durée  $\delta t$  est donnée par [9] :

$$B = \frac{1}{\delta t} \int_{-\delta t/2}^{+\delta t/2} e^2(t) dt = \frac{q^2}{12} \quad (1.4)$$

## 1.3 Critères de performances des CANs

Afin de caractériser et comparer de façon pondérée les performances des différentes architectures de CAN, nous définissons dans cette section les paramètres universels permettant d'évaluer leurs performances. Nous présentons succinctement dans cette section les principaux critères utilisés dans la littérature. Une description complète de ces critères peut être trouvée dans la norme IEEE Standard 1241 [10].

### 1.3.1 Distorsion d'harmonique totale

La distorsion d'harmonique totale (THD pour *Total Harmonic Distorsion*) est une estimation de la linéarité du convertisseur en comparant le signal numérisé au signal analogique d'origine, avec l'hypothèse que ce dernier est parfaitement sinusoïdal. La non-linéarité du convertisseur déforme cette sinusoïde. Comme le signal de sortie reste périodique, il est donc possible de l'analyser en une somme de sinusoïdes dont les fréquences sont des multiples de la fréquence fondamentale (fréquence du signal analogique). La THD est définie comme étant le rapport entre la valeur efficace de l'ensemble des composantes harmoniques et la valeur efficace du signal d'entrée :

$$THD = \frac{\sqrt{\sum_{n=2}^N v_n^2}}{v_{rms}} \quad (1.5)$$

où  $v_n$  représente la valeur efficace de l'harmonique d'ordre  $n$  et  $v_{rms}$  la valeur efficace du signal analogique (RMS pour *Root-Mean-Square*). En décibels, la THD est donnée par :

$$THD_{dB} = 20 \cdot \log_{10} \left( \frac{\sqrt{\sum_{n=2}^N v_n^2}}{v_{rms}} \right) \quad (1.6)$$

### 1.3.2 Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit (SNR pour *Signal to Noise Ratio*) est un facteur mesurant la dégradation que subit le signal lors de sa numérisation. Comme son nom l'indique, il est défini par le rapport entre la puissance du signal d'entrée analogique,  $S$ , et la puissance du bruit,  $B$  :

$$SNR = S/B \quad (1.7)$$

Si l'on tient compte uniquement du bruit (erreur) de quantification  $e(t)$ , le SNR d'un signal analogique quelconque est alors donné par la relation suivante :

$$SNR = \frac{S}{q^2/12} = \frac{S}{(V_{max}/2^{b-1})^2/12} = 3 \cdot 2^{2 \cdot b} \frac{S}{V_{max}^2} \quad (1.8)$$

et exprimé en décibels par :

$$SNR_{dB} = 6,02 \cdot b + 4,77 + 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{S}{V_{max}^2} \right) \quad (1.9)$$

Si l'on considère que le signal analogique est sinusoïdal, sa puissance  $S$  est égale à  $V_{max}^2/2$  et par conséquent la formule 1.9 du SNR devient :

$$SNR_{dB} = 6,02 \cdot b + 1,76 \quad (1.10)$$

L'expression 1.10 du SNR est fréquemment utilisée pour évaluer la résolution des CANs puisque ces derniers sont généralement testés en utilisant des signaux analogiques sinusoïdaux purs. Ainsi, le SNR obtenu lors de la caractérisation d'un CAN peut être directement comparé à celui obtenu en théorie par la relation 1.8.

### Le rapport signal sur bruit plus distorsion

La différence entre le SNR et le rapport signal sur bruit plus distorsions (SINAD pour *Signal-to-Noise And Distortion ratio*) réside dans la définition du bruit. En effet, ce dernier tient compte de toutes les sources d'imperfections y compris l'erreur de quantification, les distorsions harmoniques, la gigue temporelle ...etc. Le SINAD est donné par l'expression suivante :

$$SINAD_{dB} = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{S}{B_{total}} \right) \quad (1.11)$$

où  $S$  représente la puissance du signal analogique et  $B_{total}$  celle du bruit total. Le SINAD permet de calculer le nombre de bits effectifs.

### 1.3.3 Nombre de bits effectif

La résolution d'un CAN est spécifiée par le nombre de bits utilisés pour représenter le signal numérisé. En principe,  $b$  bits permettent une représentation du signal sur  $2^b$  niveaux de quantification. Cependant, tous les CANs réels introduisent du bruit et des distorsions qui font diminuer le nombre de niveaux de quantification possibles et par conséquent le nombre effectif de bits de résolution. Le nombre de bits effectif (ENoB pour *Effective Number of Bits*) mesure la résolution réelle en tenant compte de la dégradation due aux différentes imperfections. D'après Walden [11], l'ENoB d'un convertisseur est souvent inférieur de 1,5 à 2 bits par rapport au nombre de bits théorique  $b$ .

L'ENoB est déduit à partir de la relation 1.10 dans laquelle le SNR est substitué par le SINAD afin de prendre en compte les différentes imperfections du CAN. La formule de l'ENoB est donnée par :

$$ENoB = \frac{SINAD_{dB} - 1,76}{6,02} \quad (1.12)$$

### 1.3.4 Dynamique libre des raies parasites

La dynamique libre des raies parasites (SFDR pour *Spurious Free Dynamic Range*) est le rapport entre l'amplitude du signal fondamental et l'amplitude de l'harmonique parasite le plus important observé sur la bande de fréquences utile. Ce parasite peut être un harmonique secondaire du signal fondamental. La définition de la SFDR est illustrée sur la Figure 1.6.

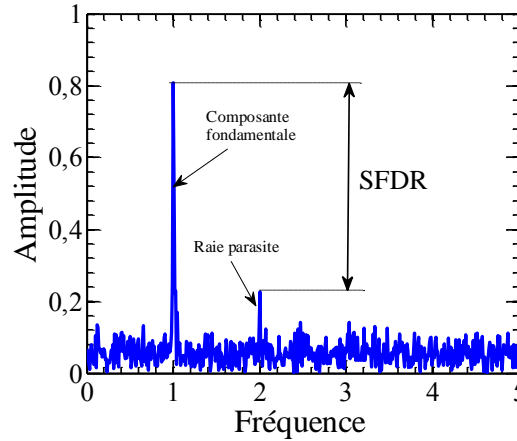


Figure 1.6 – Illustration de la dynamique libre des raies parasites.

À partir de la SFDR, il découle une estimation du nombre de bits effectif via la relation :

$$ENoB_{SFDR} = \frac{SFDR_{dB}}{6,02} \quad (1.13)$$

### 1.3.5 Produit résolution-fréquence d'échantillonnage

Le produit entre le nombre de niveaux de quantification effectif,  $q_{eff} = 2^{ENoB}$ , et la fréquence d'échantillonnage, est souvent utilisé comme une mesure des performances globales des CANs [11] :

$$P = 2^{ENoB} \cdot f_{éch} \quad (1.14)$$

Afin de prendre en compte la consommation en puissance des CANs,  $P_{diss}$ , un autre facteur de mérite a été défini par Walden [12] :

$$F = \frac{2^{ENoB} \cdot f_{éch}}{P_{diss}} \quad (1.15)$$

## 1.4 Principales limites fondamentales des CANs

Les limites fondamentales des CANs sont des barrières pour leur résolution et fréquence d'échantillonnage théoriques. Ces limites sont dépendantes de la technologie utilisée et du principe mis en œuvre. Nous présentons dans cette section les principales sources qui limitent

aujourd'hui les performances des CANs, à savoir : la gigue temporelle des horloges utilisées pour l'échantillonnage, la métastabilité dans les comparateurs (composants essentiels dans les CANs électroniques) et le bruit thermique introduit par les différents composants du CAN.

### 1.4.1 Gigue temporelle

L'opération d'échantillonnage requiert une horloge dont la période  $T_{éch}$  soit bien définie et stable dans le temps. Cependant, le bruit intrinsèque des composants constituant cette horloge se superpose au signal d'horloge et introduit ainsi une incertitude  $\delta t$  sur les instants d'échantillonnage, appelée gigue temporelle (*timing jitter*). Il en résulte une période d'échantillonnage variable d'un échantillon à un autre. Le problème de la gigue temporelle devient de plus en plus sévère à mesure que la fréquence d'échantillonnage augmente, imposant ainsi une limite à la fréquence d'échantillonnage et la résolution. Aux fréquences élevées, la gigue devient le facteur le plus limitant des performances des CANs électroniques.

Si l'on considère un signal analogique sinusoïdal de la forme  $v = V_{max} \cdot \sin(2\pi ft)$  échantillonné par une horloge présentant une incertitude  $\delta t$  (cf. Figure 1.7), l'erreur  $\delta v$  sur la valeur échantillonnée du signal peut être calculée à l'aide d'une dérivée de  $v$  par rapport au temps :

$$\delta v = V_{max} \cdot 2\pi f \cdot \cos(2\pi ft) \cdot \delta t \quad (1.16)$$

L'erreur maximale sur la valeur échantillonnée du signal causée par la gigue  $\delta t$  est alors donnée par :

$$|\delta v_{max}| = V_{max} \cdot 2\pi f \cdot \delta t \quad (1.17)$$

Elle ne doit pas dépasser le pas de quantification pour éviter une mauvaise quantification  $|\delta v_{max}| < q = LSB = V_{pe}/2^b$ , où  $b$  et  $V_{pe}$  représentent respectivement le nombre de bits et la tension pleine échelle. D'où la limite en fréquence du signal analogique :

$$f \leq \frac{1}{2^b \cdot \pi \cdot \delta t} \quad (1.18)$$

L'influence de la gigue sur le SNR, calculée à partir de l'équation 1.17, est donnée par [13] :

$$SNR_{gigue} = 20 \cdot \log_{10} \left( \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot \sigma_j} \right) \quad (1.19)$$

où  $\sigma_j$  est la moyenne quadratique de la gigue. La gigue peut également être liée à l'ENoB par la relation suivantes [14] :

$$ENoB = \log_2 \left( \frac{1}{\sqrt{3}\pi f_{éch} \sigma_j} \right) \quad (1.20)$$

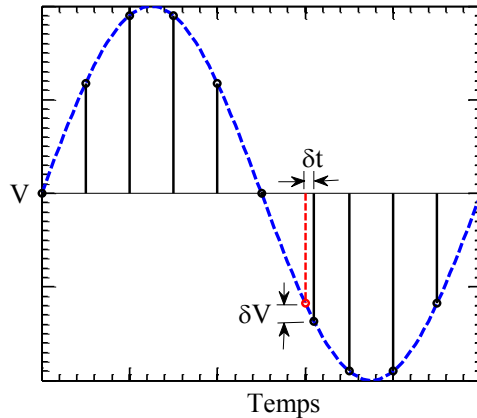


Figure 1.7 – Illustration de la gigue temporelle  $\delta t$  et de l'erreur  $\delta v$  induite sur la valeur échantillonnée du signal. La ligne en pointillé en rouge indique l'instant d'échantillonnage théorique et la ligne continue en noire adjacente l'instant d'échantillonnage réel.

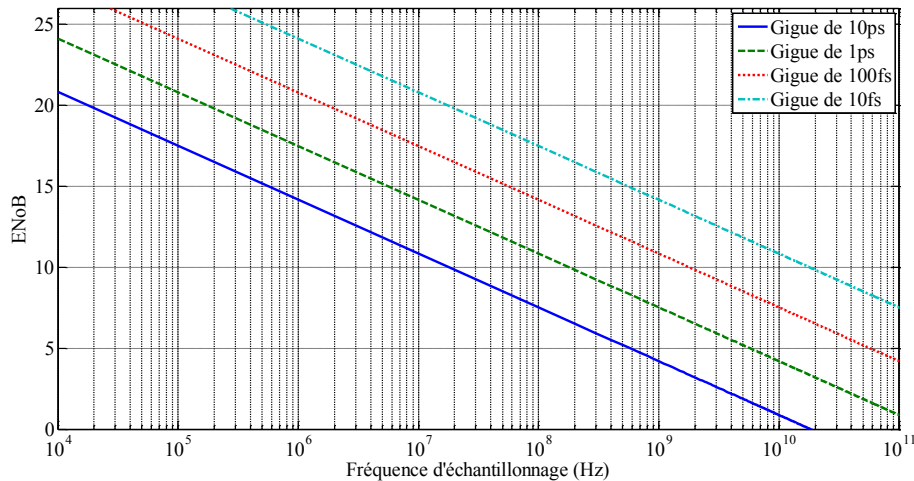


Figure 1.8 – Limite théorique de l'ENoB en fonction de la fréquence d'échantillonnage imposée par la gigue temporelle de l'horloge.

D'après cette relation, valable si la gigue est le seul paramètre responsable de la dégradation des performances du CAN, on constate que lorsque la fréquence d'échantillonnage augmente la résolution diminue à cause de la gigue. Ainsi, plus le signal à numériser varie rapidement, plus l'erreur de la valeur numérique entraînée par la fluctuation de l'instant d'échantillonnage est importante. La Figure 1.8 montre le tracé de la limite théorique de l'ENoB en fonction de la fréquence d'échantillonnage imposée par la gigue.

### 1.4.2 Métastabilité

Une autre limite fondamentale qui surgit lors de la montée en fréquence est liée aux comparateurs électroniques. Ces derniers doivent effectuer une décision logique en un temps très court, ce d'autant plus que la fréquence d'échantillonnage est élevée. En effet, lorsque le niveau du signal d'entrée est proche du seuil de décision du comparateur, celui-ci ne peut pas atteindre un niveau de sortie suffisamment stable pour être détecté comme un état logique

valide. Dans ce cas, l'état du comparateur est dit métastable (ni 1 ni 0). Cette limite est aussi appelée ambiguïté. La métastabilité est considérée comme une source de bruit supplémentaire qui dégrade le SNR global. La limite de l'ENoB en fonction de la fréquence d'échantillonnage lorsque la métastabilité est le seul phénomène responsable de la dégradation des performances du CAN est donnée par la relation suivante [11] :

$$ENoB_{méta} = \frac{\pi \cdot f_T}{6,93 \cdot f_{éch}} - 1,1 \quad (1.21)$$

où  $f_{éch}$  et  $f_T$  représentent respectivement la fréquence d'échantillonnage et la fréquence de transition des transistors (la fréquence à laquelle le gain vaut 1) dans les comparateurs. La fréquence de transition, qui dépend de la technologie utilisée, est liée à la constante de temps de régénération du comparateur par  $\tau_R = \frac{1}{2\pi f_T}$ . D'après la relation 1.21, pour une fréquence de transition donnée, le nombre de bits effectif décroît lorsque la fréquence d'échantillonnage augmente (cf. Figure 1.9), imposant ainsi une limite fondamentale supplémentaire aux CANs électroniques.

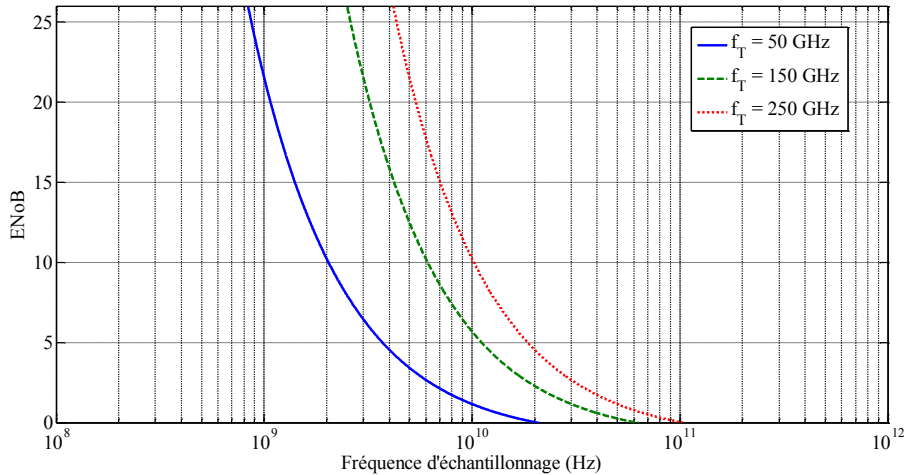


Figure 1.9 – Limite théorique de l'ENoB en fonction de la fréquence d'échantillonnage, imposée par la métastabilité des comparateurs.

### 1.4.3 Bruit thermique

Plusieurs sources de bruit contribuent à la dégradation du SNR des CANs, incluant le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit rose. Toutes ces sources de bruit, aléatoires, sont généralement modélisées par une résistance thermique effective équivalente  $R_{eff}$  [11]. Celle-ci peut être estimée à partir du bruit du circuit, c.-à-d. le bruit total auquel est soustrait le bruit de quantification, comme le décrit l'équation 1.22 pour un signal d'entrée sinusoïdale d'amplitude pleine échelle  $V_{pe}$  [15] :

$$R_{eff} = \frac{V_{pe}^2}{16 \cdot k \cdot T \cdot f_{éch}} 10^{-\frac{SNR_c}{10}} = \frac{V_{pe}^2}{16 \cdot k \cdot T \cdot f_{éch}} \left( 10^{-\frac{SNR}{10}} - 10^{-\frac{6,02 \cdot b + 1,76}{10}} \right) \quad (1.22)$$

où  $k$  et  $T$  représentent respectivement la constante de Boltzmann ( $1,38 \times 10^{-23}$  J/K) et la température absolue en Kelvin,  $SNR$  et  $SNR_c$  respectivement les rapports signal sur bruit total et signal sur bruit du circuit.

La puissance du bruit peut être calculée par intégration de sa densité spectrale de puissance dans la bande de Nyquist  $f_{éch}/2$  et elle est donnée par [15] :

$$\sigma_{therm}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{eff} \cdot f_{éch}/2, \quad (1.23)$$

Lorsque le bruit est considéré comme seule source de dégradation, l'expression de l'ENoB est donnée par [11] :

$$ENoB_{therm} = \log_2 \left( \frac{V_{pe}^2}{6 \cdot k \cdot T \cdot R_{eff} \cdot f_{éch}} \right)^{1/2} - 1 \quad (1.24)$$

D'après cette équation, le nombre de niveaux de quantification est inversement proportionnel à la racine carrée de la fréquence d'échantillonnage. La Figure 1.10 montre la limite théorique des performances des CANs imposée par le bruit pour une température absolue  $T = 300$  K et une tension d'amplitude pleine échelle  $V_{pe} = 1$  V.

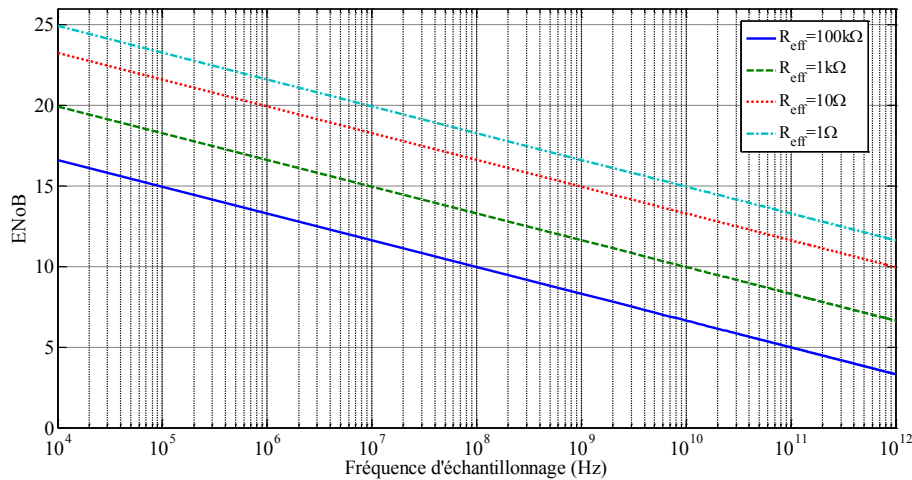


Figure 1.10 – Limite théorique de l'ENoB en fonction de la fréquence d'échantillonnage, imposée par le bruit de circuit.

#### 1.4.4 Bilan des limites fondamentales

D'après les trois limites physiques fondamentales présentées, l'ENoB décroît lorsque la fréquence d'échantillonnage augmente, ainsi, la conception d'un CAN consistera à chercher le meilleur compromis entre ces deux critères de performances. D'une manière générale, l'amélioration des performances des CANs électroniques est plafonnée à long terme, voire à moyen terme, à cause de ces limites, notamment la gigue temporelle des horloges, qui a une influence cruciale sur la résolution. En effet, celle-ci est conditionnée par la capacité de fournir un signal d'horloge d'une très faible gigue. Par exemple, la gigue de l'horloge doit être inférieure à 75 fs pour un CAN de 6 bits de résolution qui échantillonne à 40 Géch/s, ce qui semble, pour l'instant, hors de la portée des CANs électroniques.



Des solutions sont à rechercher dans le domaine de l'optique pour satisfaire le besoin des applications nécessitant des fréquences d'échantillonnage de plusieurs dizaines de giga échantillons par seconde tout en conservant une bonne résolution. En effet, la gigue des horloges électroniques est limitée au-dessus de 100 fs selon les travaux sur les CANs depuis quelques années [16], contre 34 fs pour un laser à modes bloqués (MLL pour *Mode-Locked Laser*) à semi-conducteur émettant des impulsions au taux de 2 GHz à la longueur d'onde de 800 nm [17]. On trouve même des gigue à 1,5 fs pour un MLL à fibre dopée à Erbium émettant des impulsions au taux de 10 GHz à 1,55  $\mu\text{m}$  [18], voire 14 as (attosecondes) pour un MLL à fibre dopée à Ytterbium émettant des impulsions au taux de 188 MHz à 1,04  $\mu\text{m}$  [19].

## 1.5 État de l'art

Dans cette partie, nous dressons dans un premier temps une synthèse des travaux sur les différentes techniques de conversion analogique-numérique par voie électronique et nous effectuons une analyse des travaux effectués ces dernières décennies. Dans un second temps, nous présentons les principales architectures des CANs utilisant l'optique pour l'échantillonnage et/ou la quantification des signaux.

### 1.5.1 CANs électroniques

Il existe plusieurs architectures de CANs électroniques, nous présentons d'abord les principales architectures rapides : flash, pipeline et sigma-delta. Nous présentons ensuite la technique d'entrelacement temporel utilisée pour s'affranchir de la limite en fréquence d'échantillonnage due à la gigue et à la métastabilité. Finalement, nous dressons un état de l'art des performances atteintes par les CANs électroniques jusqu'à aujourd'hui.

#### 1.5.1.1 Principales architectures rapides

##### Flash

Les CANs flash (ou parallèle) sont les convertisseurs électroniques les plus rapides [20]. Ils sont utilisés, entre autre, dans des applications critiques comme la vidéo. Ce type de convertisseur est basé sur l'utilisation de  $2^b - 1$  comparateurs, associés à un décodeur, pour une numérisation sur  $b$  bits. À titre d'exemple, nous montrons en Figure 1.11 un CAN flash de 3 bits de résolution à 7 comparateurs.  $2^b - 1$  tensions analogiques sont produites à l'aide d'un diviseur de tension à  $2^b$  résistances et comparées à l'entrée des comparateurs [21]. À mesure que la tension augmente, les sorties des comparateurs basculent de l'état bas à l'état haut. Les sorties de ces comparateurs sont ensuite introduites dans un décodeur numérique qui les convertit en une valeur binaire.

L'inconvénient majeur de ce type de CAN réside dans le grand nombre de comparateurs nécessaires à la conversion en particulier lorsque la résolution augmente. La conséquence directe de ce nombre des comparateurs est l'augmentation de la consommation en puissance et de la taille du CAN, par exemple, un CAN flash de 8 bits de résolution nécessite 255 comparateurs. De toute façon, ce type de CAN n'échappe pas à la limite de rapidité due à la métastabilité, qui devient problématique lorsque la fréquence d'échantillonnage est élevée. Par

conséquent, les performances des CANs flash sont très dépendantes de la technologie des transistors constituant les comparateurs, généralement en CMOS (*Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*) ou très rarement en HBT (*Heterojunction Bipolar Transistor*).

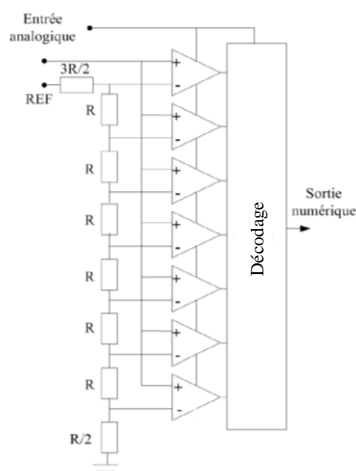


Figure 1.11 – Architecture d'un CAN flash à 3 bits de résolution.

### Pipeline

La numérisation d'un signal dans les CANs pipeline est effectuée sur plusieurs étages, généralement identiques, placés en cascade (cf. Figure 1.12). Chaque étage produit un code sur  $b_j$  bits, où  $j = 1, 2, \dots, K$ , qui représente l'ordre de l'étage et  $K$  le nombre total d'étages. Le nombre de bits de résolution d'un tel CAN est donnée par  $b = \sum_{j=1}^K b_j$ . Chaque étage est composé d'un Échantillonneur-Bloqueur (E/B), d'un CAN flash de faible résolution (entre 1 et 4 bits) et d'un CNA multiplicateur (MDAC pour *Multiplying Digital-to-Analog Converter*) de même résolution. Au premier front d'horloge, l'E/B du premier étage échantillonne le signal analogique d'entrée. La quantification est ensuite effectuée par le CAN flash qui génère un code sur  $b_j$  bits. Une version approximative de la partie du signal numérisée par l'étage sera reconstituée par le MDAC et retranchée au signal analogique d'entrée. Le résidu obtenu est amplifié avant d'être délivré à l'étage suivant où la procédure se répète. Chaque étage fournit une partie du code. En traversant le convertisseur, la tension d'entrée est convertie en commençant par les bits de poids le plus fort et finissant par les bits de poids le plus faible.

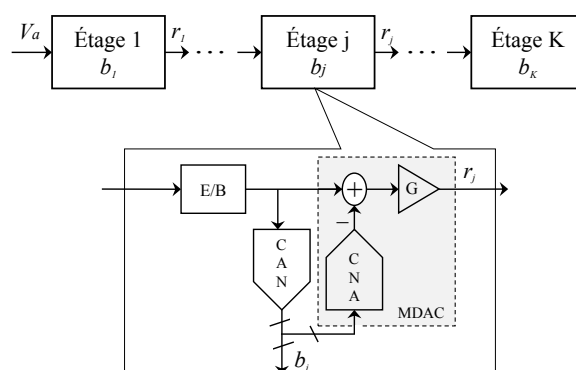


Figure 1.12 – Architecture d'un CAN pipeline.

Les CANs pipeline sont utilisés pour des fréquences d'échantillonnage allant de quelques méga échantillons par seconde (Méch/s) [22] jusqu'à quelques centaines de Méch/s [23] pour des résolutions comprises entre 8 et 16 bits. La résolution est proportionnelle au nombre d'étages du CAN. L'avantage de ce type de convertisseur est qu'ils nécessitent beaucoup moins de composants que les CANs flash. Par exemple, un CAN pipeline de 8 bits, composé de 4 étage de 2 bits chacun, requiert seulement  $4 \cdot (2^2 - 1) = 12$  comparateurs contre 255 pour un CAN flash de 8 bits. Néanmoins, leurs vitesses sont généralement limitées à cause du temps de latence de  $K$  cycles d'horloge due à l'architecture multi-étage en cascade.

### Sigma-delta

Les CANs sigma-delta ( $\Sigma\Delta$ ) sont basés sur le principe de sur-échantillonnage. Ce principe a été introduit par C. C. Cutler en 1954 [24]. Dans ce type de convertisseur, la fréquence d'échantillonnage doit être largement supérieure à la fréquence de Nyquist<sup>1</sup> permettant de réduire le bruit dans la bande de fréquences utile, par conséquent, d'augmenter le SNR. Cependant, la limitation de la fréquence de sur-échantillonnage par les composants utilisés constitue un handicap limite de cette technique.

Un schéma de base d'un CAN  $\Sigma\Delta$  de 1 bit est présenté Figure 1.13. Le nom  $\Sigma\Delta$  vient de l'association d'un intégrateur «  $\Sigma$  », et d'un modulateur basé sur la différence « modulation delta », «  $\Delta$  ». La sortie de celui-ci est bouclée sur l'entrée à travers un convertisseur numérique-analogique (CNA) à 1 bit pour corriger l'erreur entre le signal d'entrée et le signal numérisé. Lors du filtrage et de la décimation, le signal codé sur 1 bit devient progressivement codé sur plusieurs bits grâce à la boucle. Ce type de CAN peut atteindre des résolutions très élevée, jusqu'à 16 bits, mais au détriment de sa bande passante.

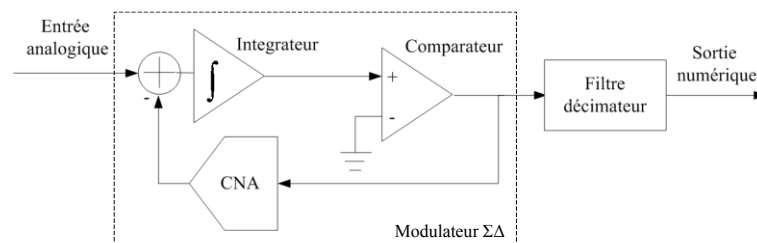


Figure 1.13 – Architecture d'un CAN  $\Sigma\Delta$ .

Les trois architectures de CANs que nous venons de décrire sont les plus utilisées dans les applications de télécommunication. Les CANs flash atteignent les fréquences d'échantillonnage les plus élevées mais avec des résolutions limitées à 8 bits généralement. À l'inverse, les CANs  $\Sigma\Delta$  atteignent des résolutions très élevées mais pour des fréquences d'échantillonnage limitées à quelques Méch/s, ils ne sont donc pas adaptés aux applications rapides. Afin d'augmenter leurs fréquences d'échantillonnage, les convertisseurs électroniques font souvent appel à des techniques d'entrelacement dans le temps.

<sup>1</sup> La fréquence de Nyquist est égale au double de la fréquence maximale du signal

### 1.5.1.2 Entrelacement temporel

L'entrelacement temporel consiste à numériser le signal analogique en utilisant  $N$  CANs élémentaires<sup>2</sup>, placés en parallèle (cf. Figure 1.14). Si leur fréquence d'échantillonnage,  $f'_{éch}$ , est commune, ils reçoivent le signal analogique avec un décalage temporel de  $1/(N \cdot f'_{éch})$  ; leurs sorties sont ensuite recombinaées et le signal résultant contient  $N$  fois plus de codes binaires qu'un seul CAN élémentaire, de telle manière que l'ensemble de ces  $N$  CANs élémentaires se comporte comme un seul CAN échantillonnant à une fréquence  $f_{éch} = N \cdot f'_{éch}$ , tout en conservant, en principe, la résolution des CANs élémentaires monocanaux.

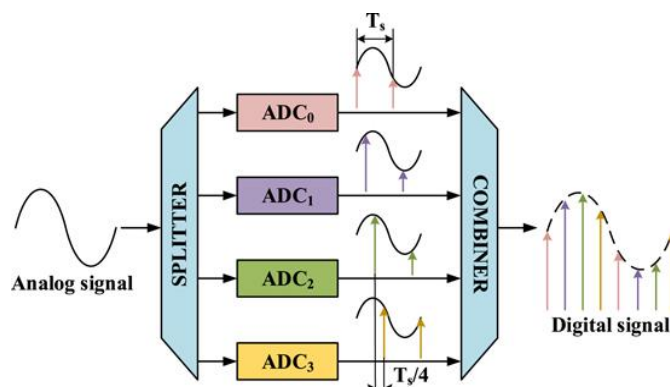


Figure 1.14 – Illustration d'un CAN (ADC) à entrelacement temporel basé sur plusieurs CANs élémentaires [25].

### 1.5.1.3 Bilan des CANs électroniques

B. Murmann, professeur d'électronique et spécialiste de conversion de données à l'Université de Stanford, a fait un suivi complet des travaux sur les CANs électroniques présentés aux *International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)* et *Symposium on Very Large Scale Integrated Circuits (VLSI)* entre 1997 et 2015 [26]. Il a relevé et classé les caractéristiques de CANs présentés dans 450 communications, telles que l'architecture, la technologie utilisée, le SNR, la THD, le SFDR, la fréquence d'échantillonnage et la puissance consommée. Il en ressort de cette étude que tous les CANs atteignant les 10 Géch/s ou plus en technologie CMOS font appel à des techniques d'entrelacement temporel. Les deux seuls CANs monocanaux atteignant 10 Géch/s ou plus sont réalisés en technologie bipolaire, SiGe HBT pour l'un en 2004 [27] et SiGe BiCMOS (Bipolar-CMOS) pour l'autre en 2006 [28]. Le CAN réalisé en technologie SiGe HBT par Cheng *et al.* en 2004 [27] a été présenté comme capable d'atteindre 40 Géch/s avec une résolution de 3 bits, mais sa capacité de quantification n'a été testée que sur un signal de fréquence 50 MHz. Ces performances sont exceptionnelles pour un composant monocanal. Les auteurs avaient annoncé la réalisation d'un CAN pouvant échantillonner des signaux dans la bande Ka (27-40 GHz) avec une meilleure résolution pour la phase suivante de leur projet. Néanmoins aucun résultat ultérieur n'apparaît dans la synthèse de B. Murmann. Ceci est probablement dû aux difficultés rencontrées pour augmenter

<sup>2</sup> CAN élémentaire : c'est un CAN généralement monocanal qui n'est pas basé sur d'autres CANs.

simultanément la fréquence d'échantillonnage et la résolution dans un CAN électronique monocanal, notamment à cause de la gigue des horloges et de l'ambiguïté de comparateurs limités en rapidité, même en technologie bipolaire plus rapide que la CMOS.

L'entrelacement temporel est massivement exploité dans toutes les structures de CANs en technologie CMOS afin d'augmenter la fréquence d'échantillonnage. D'ailleurs, tous les oscilloscopes temps réel avec une bande passante de 10 GHz ou plus, disponibles sur le marché, utilisent l'entrelacement pour atteindre la fréquence d'échantillonnage requise [29]. De la même manière, les CANs de Fujitsu échantillonnant à 56 Géch/s avec 8 bits de résolution sont construits chacun avec 320 CANs élémentaires entrelacés, échantillonnant chacun à 175 Méch/s avec une résolution de 8 bits [30]. L'entrelacement temporel est une technique très efficace pour augmenter le taux d'échantillonnage mais il engendre une plus grande complexité, plus de bruit et une consommation plus importante. Par ailleurs, il faut veiller à bien égaliser l'amplitude et le temps de propagation entre les différents canaux correspondant aux CANs élémentaires entrelacés, ce qui est très difficile. En outre, toutes les structures de CANs ne se prêtent pas bien à cette technique pour en améliorer les performances [31].

À partir des données rassemblées et classées par B. Murmaan [26], on peut placer les performances présentées aux conférences ISSCC et VLSI entre 1997 et 2015 sur le plan ( $f_{éch}$ , ENoB) et tracer l'ENoB en fonction de  $f_{éch}$  pour plusieurs valeurs de la gigue temporelle  $\sigma_j$ , de la fréquence de transition  $f_T$  et de la résistance thermique effective équivalente  $R_{eff}$  à partir des formules 1.20, 1.21 et 1.24 respectivement (cf. Figure 1.15). Tous les points représentant les CANs électroniques sont sous la droite limitant l'ENoB en fonction de  $f_{éch}$  pour la gigue  $\sigma_j = 100$  fs. Cela signifie qu'en 2015, la gigue des horloges électroniques ne s'est pas améliorée par rapport à 2006 (cf. Figure 3 du papier de synthèse de G. C. Valley de 2007 [14]).

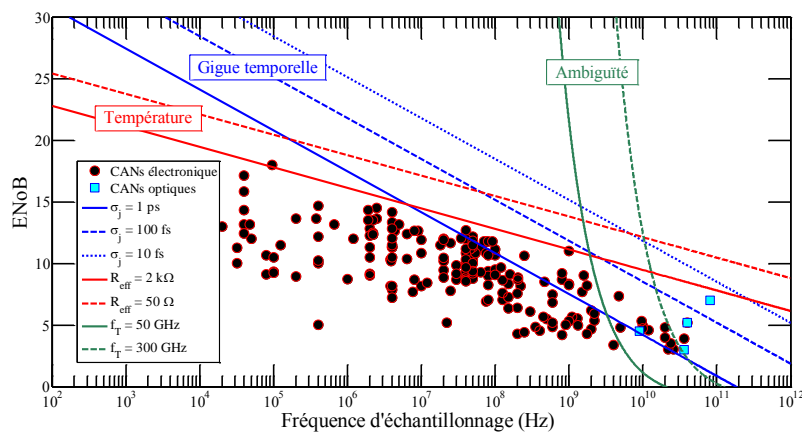


Figure 1.15 – ENoB et fréquence d'échantillonnage des CANs. Les points en rouge noir représentent les CANs électroniques présentés aux ISSCC et VLSI entre 1997 et 2015 et les carrés en bleu cyan représentent quelques CANs optiques.

Grâce à une gigue extrêmement faible des impulsions issues des lasers MLL, l'optique permet d'atteindre des ENoB bien plus élevés que l'électronique. Par exemple, si l'on numérise un signal de bande de 100 GHz à la fréquence d'échantillonnage Nyquist de 200 Géch/s, une gigue de 1 fs des impulsions laser autorise un ENoB maximum de 9,8 bits, alors qu'il ne pourra

pas dépasser 3,2 bits avec la gigue des horloges électroniques limitée à 100 fs.

À noter que l'entrelacement temporel ne permet pas de s'affranchir de la limitation de l'ENoB par les limites fondamentales, notamment la gigue temporelle.

## 1.5.2 CANs optiques

La gigue des horloges électroniques pourrait bien limiter la montée en fréquence d'échantillonnage des CANs électroniques, alors que cette montée est indispensable pour faire face aux applications ou équipements qui ont besoin, soit de traiter des débits d'information très importants tels les *transceivers* optiques cohérents pour communications à très hauts débits [4] et l'astronomie [5] par exemple, soit de détecter et de numériser directement des ondes électromagnétiques de haute fréquence porteuse. Devant ce dilemme entre l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage des CANs et la nécessité d'une bonne résolution, la communauté scientifique cherche à tirer profit de la faible gigue des impulsions lasers pour lever le blocage de l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage.

Les CANs optiques sont classés en deux catégories principales : hybride et tout-optique. Dans la première catégorie, l'une des deux opérations de numérisation (échantillonnage ou quantification) est effectuée dans le domaine optique et l'autre dans le domaine électronique. Généralement, c'est l'échantillonnage qui est effectué dans le domaine optique afin de tirer profit de la faible gigue des lasers MLL. Les CANs tout-optiques effectuent l'échantillonnage et la quantification dans le domaine optique. Ce groupe de CANs peuvent non seulement profiter de la faible gigue des lasers MLL pour l'échantillonnage, mais aussi de la très large bande des composants optoélectroniques.

### 1.5.2.1 CANs hybrides

Les CANs hybrides, connus également sous le nom de CANs assistés par l'optique, effectuent l'échantillonnage à l'aide d'un laser impulsif et d'un modulateur électro-optique (EO). La quantification se fait par contre avec des CANs électroniques. Ce type de CANs tire profit d'une part de la faible gigue des impulsions lasers et d'autre part de la bonne résolution des CANs électroniques.

#### 1.5.2.1.1 CANs à multiplexage/démultiplexage

Il existe deux variantes de CANs à multiplexage/démultiplexage : multiplexage temporel, connu sous le nom d'entrelacement temporel (TI pour *Time Interleaving*) et multiplexage en longueur d'onde (WDM pour *Wavelength Division Multiplexing*).

#### **Entrelacement temporel**

Dans ces CANs, des impulsions optiques issues d'un MLL avec une fréquence de répétition  $f_{ech}$ , échantillonnent une copie optique du signal analogique à numériser, obtenue à l'aide d'un modulateur EO [32]. Le train d'impulsions modulées résultantes est démultiplexé sur N canaux par des commutateurs EO. Les sorties des canaux sont ensuite numérisées par des CANs électroniques placés derrière les photodétecteurs et dont la fréquence de fonctionnement peut

être réduite à  $f_{éch}/N$ . En utilisant deux démultiplexeurs 1:8 et 16 CANs électroniques de 14 bits et de cadence de 63 Méch/s (cf. Figure 1.16), Juodawlkis *et al.* ont numérisé un signal de 250 MHz à une cadence de 505 Méch/s et un ENoB de 8,2 bits [33].

Les performances de ce type de CANs sont limitées par les mêmes facteurs que ceux qui limitent les CANs électroniques entrelacés (cf. § 1.5.1.2). En effet, l'écart de gains associé à chaque canal (pertes optiques, sensibilité de photodiode, gain d'amplificateurs électroniques) limite la résolution. En outre, la cadence d'échantillonnage peut se voir plafonner par les circuits de commande électroniques de la commutation optique. De plus, les non-linéarités des modulateurs EO affectent la précision de conversion.

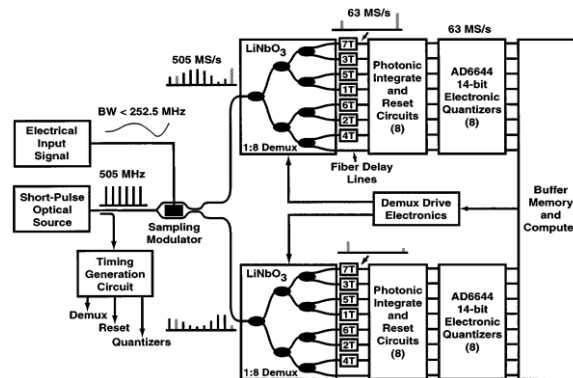


Figure 1.16 – Schéma de principe d'un CAN hybride à entrelacement temporel [33].

### Multiplexage en longueur d'onde

Frankel *et al.* ont proposé le premier CAN à multiplexage en longueur d'onde [34]. En utilisant cette technique, Khilo *et al.* ont réussi à numériser un signal de 41 GHz de bande avec un ENoB de 7 bits en profitant de la très faible gigue (15 fs) des impulsions optiques issues d'un MLL [35]. Dans le montage de Khilo *et al.* (cf. Figure 1.17), la partie gauche sert à augmenter d'un facteur  $N = 4$  le taux de répétition des impulsions. Le modulateur EO vient alors moduler les impulsions optiques avec le signal électrique à numériser. Ces impulsions sont ensuite envoyées vers un deuxième démultiplexeur WDM qui les sépare spectralement. Après détection, la quantification est assurée par 8 CANs électroniques.

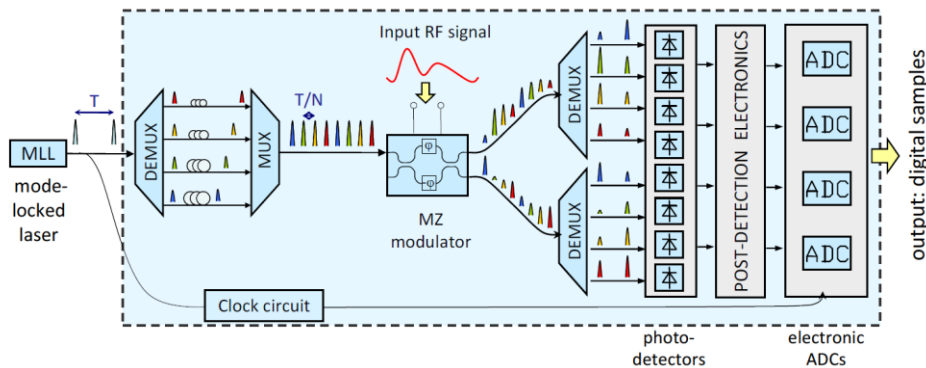


Figure 1.17 – Principe d'un CAN à échantillonnage optique et à multiplexage en longueur d'onde de Khilo [35].

Ce CAN présente cependant plusieurs inconvénients : forte consommation électrique et ENOB limité par le bruit et la fluctuation d'intensité des impulsions lasers. La synchronisation des impulsions de différentes longueurs d'onde limite la largeur de la bande. À cela s'ajoute d'autres sources de limitation telles que les non-linéarités du modulateur, photodétecteurs et de l'électroniques de post-détection, ainsi que des imperfections des CANs électroniques.

### 1.5.2.1.2 CANs à étirement temporel

L'étirement temporel (TS pour *Time-Stretch*) du signal permet d'étaler sa variation dans le temps en exploitant la dispersion chromatique d'une fibre très dispersive, sa bande de fréquence est ainsi réduite (cf. Figure 1.18). L'interface optique divise le signal étiré dans le temps en plusieurs tronçons, correspondant chacune à une plage spectrale différente, à l'aide d'un démultiplexeur en longueur d'onde. Ces tronçons sont ensuite numérisés par des CANs électroniques [36, 37].

Les performances de CANs à étirement temporel sont très impressionnantes pour numériser des signaux impulsionnels. En effet, Jalali *et al.* ont réussi à échantillonner une impulsion électrique d'une durée de 100 ps et d'une bande de 50 GHz avec 10 Téra échantillons par seconde et une résolution de 4,5 bits [38]. Ils ont aussi adapté la technique pour l'appliquer à un signal continu d'une bande de 4,5 GHz, en démultiplexant le signal étiré dans le temps dans plusieurs canaux à l'aide d'un commutateur rapide [39]. Si les performances de cette technique sont modestes quand elle est appliquée aux signaux continus, c'est parce que fondamentalement, l'étirement d'un signal est d'autant plus limité que son spectre est étroit à cause de sa longue durée. Une autre limite de cette technique est la forte perte dans la chaîne de traitement. Il s'agit principalement des pertes de conversions entre les domaines optique et électrique, et aussi des pertes dans les fibres dispersives. En outre, ces fibres introduisent des non-linéarités qui dégradent la qualité du signal numérique.

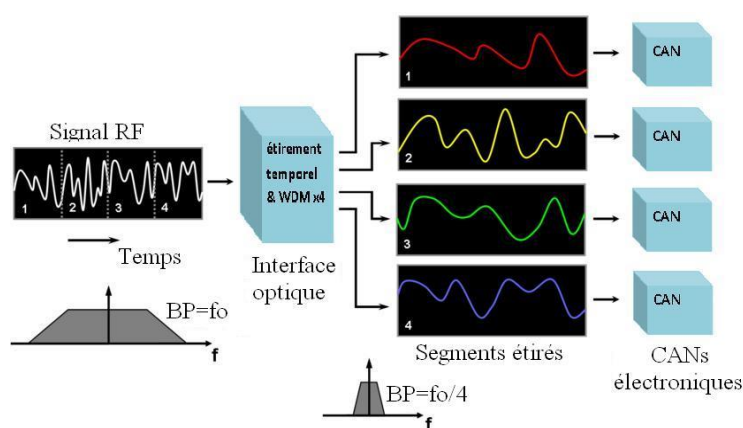


Figure 1.18 – Schéma de principe d'un CAN à étirement temporel.

### 1.5.2.1.3 Échantillonnage par photoconduction

L'échantillonnage de signaux hyperfréquences par photoconduction est étudié par Thales, l'Université de Pierre et Marie Curie (UPMC) et l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) depuis une dizaine d'années. Il consiste à commander la



continuité électrique d'une ligne de transmission coplanaire contenant un tronçon absorbant en matériaux semi-conducteurs photoconductifs avec des impulsions lasers ultra-brèves. Pour optimiser les performances d'échantillonnage, ils ont élaboré des couches photoconductrices GaAs fabriquées en basse température pour réduire la durée de vie des porteurs à 10 ps [40]. En focalisant des impulsions de longueur d'onde de 0,8  $\mu\text{m}$ , de cadence de 2 GHz et de puissance moyenne de 25 mW sur un tronçon photoconducteur de 0,2x0,2  $\mu\text{m}^2$ , Tripon-Canseliet *et al.* ont échantillonné des signaux hyperfréquences de bandes de 5,76 et 20 GHz, avec un remarquable SNR respectivement de 54 et 45 dB (cf. Figure 1.19). Dans leur publication [41], les auteurs ont fait état d'un taux d'extinction de l'ordre de 15 dB sur des signaux de plusieurs dizaines de GHz en commandant un commutateur photoconducteur GaAs de 0,1x0,1  $\mu\text{m}^2$  avec un faisceau laser impulsionnel de 1  $\mu\text{W}$ .

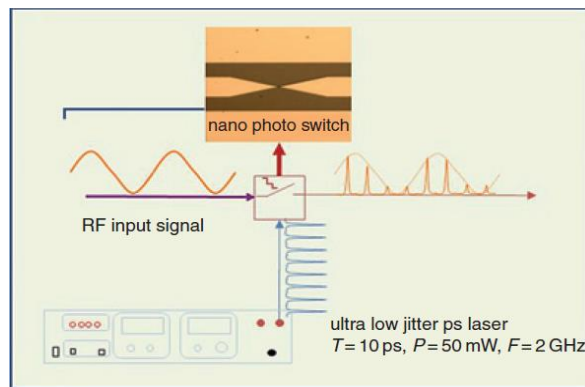


Figure 1.19 – Schéma d'un échantillonneur en matériau semi-conducteur photoconductif GaAs [40].

### 1.5.2.2 CANs tout-optiques

#### 1.5.2.2.1 CANs basés sur des interféromètres Mach-Zehnder

L'une des techniques de conversion tout-optique les plus connues est sans doute celle proposée par Taylor en 1975. Cette technique exploite la similitude entre la périodicité de la sortie d'un interféromètre Mach-Zehnder (MZ) et un code binaire. Une implémentation sur 4 bits de ce concept est illustrée Figure 1.20 [42].

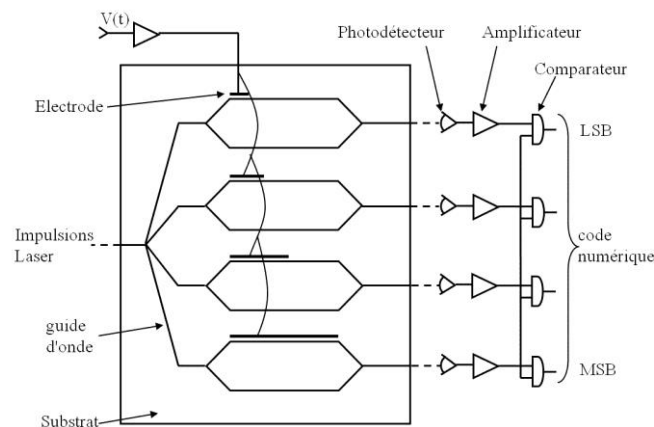


Figure 1.20 – Schéma de principe d'un CAN tout-optique de 4 bits basé sur des interféromètres Mach-Zehnder.

Le nombre de modulateurs MZ est égal au nombre de bits de résolution. La tension analogique d'entrée est appliquée à l'un des deux bras de chaque modulateur MZ pour générer un champ électrique donnant lieu à une variation de phase par effet EO et à une variation d'intensité en sortie. L'échantillonnage du signal analogique est effectué avec des impulsions optiques courtes. L'intensité de sortie de chaque modulateur est détectée par une photodiode, dont le signal de sortie électrique est ensuite comparé à un signal de référence. La sortie du premier modulateur représente le LSB dans le code numérique et celle du dernier représente le bit de poids fort (MSB pour *Most Significant Bit*). Généralement, la sortie est en code Gray, dans lequel le pas de quantification est égal à la moitié de la tension demi-onde  $V_\pi$  du premier modulateur MZ (LSB).

Cette architecture possède plusieurs avantages ; chaque bit supplémentaire ne nécessite qu'un seul comparateur en plus, soit  $b$  comparateurs pour  $b$  bits au lieu de  $2^b - 1$  utilisés pour les CANs électroniques flash. Cela réduit considérablement la puissance consommée. Par contre, cette architecture est limitée en résolution et en bande passante. En effet, chaque bit de résolution additionnel nécessite de doubler la longueur des électrodes du modulateur MZ LSB, ce qui réduit la bande passante. Si bien que les performances sont plafonnées à 6 bits de résolution pour une bande passante de 1 GHz [35]. Une autre source de limitation de cette architecture est la faible valeur de la tension demi-onde  $V_\pi$  exigée pour le canal LSB lorsque l'on veut augmenter la résolution. Par exemple, pour un CAN de 6 bits avec une tension maximale  $V_{max} = 4$  V, la tension  $V_\pi$  nécessaire est de 0,125 V, ce qui est un défi pour un modulateur MZ large bande.

Leonberger *et al.* ont démontré la faisabilité d'un tel CAN tout-optique avec 6 bits de résolution et une cadence d'échantillonnage de 1 Géch/s en utilisant 6 modulateurs MZ en LiNbO3 pour la quantification et un laser MLL Nd:YAG pour échantillonner un signal analogique d'une bande 500 MHz [44]. La même équipe a réalisé un CAN électro-optique basé sur des interféromètres MZ qui fonctionne à une cadence de 828 Méch/s avec une résolution de 4 bits [45], la longueur du canal LSB est de 18 mm, ce qui reste correct.

D'autres variantes de l'architecture proposée par Taylor ont été développées afin d'améliorer ses performances. En jouant sur les points de polarisation, Jalali et Xie ont réussi à garder la même longueur d'électrode pour tous les modulateurs correspondant à des poids différents. Ils ont démontré la faisabilité de leur architecture pour une résolution de 4 bits sans préciser sa bande passante [3].

#### 1.5.2.2.2 CANs basés sur l'interférence d'un faisceau optique

La Figure 1.21 montre le schéma de principe d'un CAN à quantification spatiale optique proposé par Jarrahi *et al.* [46]. Des impulsions issues d'un MLL sont injectées dans un guide d'onde. Le faisceau optique s'étale en sa sortie dans la première zone de propagation libre. Il est ensuite couplé à une barrette de modulateurs de phase commandés par la tension d'entrée analogique à numériser. Les longueurs des électrodes de commande augmentent linéairement

du modulateur de droite à gauche, un déphasage est ainsi créé entre les impulsions sortantes des modulateurs de phase adjacents. Ces dernières issues de la barrette de modulateurs de phase s'étalent dans la seconde zone de propagation libre et interfèrent entre elles. Le diagramme d'interférence résultant a une variation en sinus cardinal, dont la position du pic principal contenant plus de 85% de la puissance totale varie avec le déphasage entre les impulsions, donc avec la tension d'entrée analogique appliquée aux modulateurs de phase. La figure d'interférence est ensuite détectée par une barrette de  $N = 2^b$  photodétecteurs non-linéaires intégrés dans les guides d'ondes de sortie, où  $b$  est le nombre de bits, égal à 3 sur la Figure 1.21 et  $N$  le nombre de valeurs numériques. Les tensions de sortie des photodétecteurs sont reliées en deux groupes de  $b$  manières différentes pour générer  $2 \cdot b = 6$  tensions,  $V_{bit1}^+, V_{bit2}^+, V_{bit3}^+, V_{bit1}^-, V_{bit2}^-, V_{bit3}^-$ . Une décision binaire sera prise suivant le signe de la tension différentielle : valeur 1 pour le  $2^{\text{ème}}$  bit si  $V_{bit2}^+ - V_{bit2}^- > 0$  et valeur 0 si  $V_{bit2}^+ - V_{bit2}^- < 0$ . Cette tension différentielle permet de s'affranchir de la fluctuation de l'intensité laser et d'éviter d'avoir besoin d'une tension de référence qui peut elle-même fluctuer.

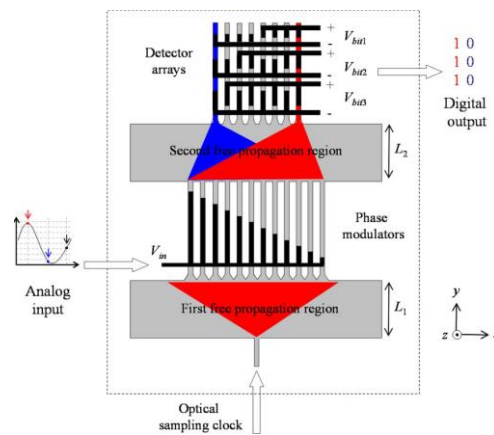


Figure 1.21 – Schéma de principe d'un CAN à quantification spatiale dans le domaine optique [46].

Par ce principe, un signal de 18 GHz de bande a été numérisé avec une résolution de 3 bits [47]. Mais plusieurs causes peuvent limiter sévèrement les performances de cette architecture en particulier la résolution : la dispersion de caractéristiques et la diaphonie entre les modulateurs, la répartition de la puissance du signal à numériser entre les modulateurs de phase, le couplage de la lumière dans la barrette de modulateurs et celle de guides/photodétecteurs.

Stigwall et Galt avaient proposé et évalué expérimentalement une technique dans le même esprit (cf. Figure 1.22) [48]. Des impulsions lasers sont envoyées dans un interféromètre MZ en espace libre, dont un bras comprend un modulateur de phase soumis au signal électrique à numériser. L'introduction d'un déphasage entre les deux bras de l'interféromètre donne lieu à un déplacement de la figure d'interférence sur une barrette de photodiodes. Les comparateurs génèrent le code numérique après conversion optique-électrique. Les auteurs ont réussi à effectuer un échantillonnage à 40 Géch/s avec un ENOB de 3,6 bits. L'utilisation du modulateur de phase, contre un modulateur d'intensité dans l'architecture de Taylor, augmente la linéarité de ce CAN.

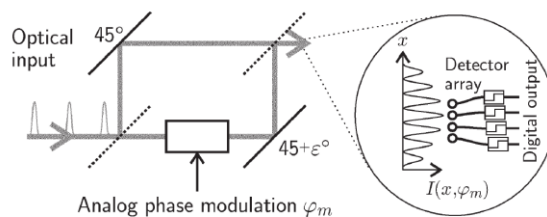


Figure 1.22 – Schéma de principe d'un CAN utilisant un laser MLL pour l'échantillonnage et une conversion tension-position pour la quantification

### 1.5.2.2.3 Cascade d'un modulateur MZ dissymétrique et de coupleurs

Kang *et al.* ont combiné plusieurs éléments pour augmenter la résolution de la quantification optique (cf. Figure 1.23) [49]. Des impulsions lasers multicolores (longueurs d'onde comprises entre 1,54 et 1,56  $\mu\text{m}$ ) synchronisées sont injectées dans le premier étage de quantification. C'est un modulateur MZ en LiNbO<sub>3</sub> dissymétrique (différence de longueur de bras = 40  $\mu\text{m}$ ) qui joue le rôle de quantificateur optique par décalage de déphasage (PSOQ pour *Phase Shift Optical Quantification*). Avec une tension d'entrée analogique appliquée, le déphasage entre les deux bras du modulateur MZ varie en fonction de la longueur d'onde, l'intensité en sortie varie donc avec la longueur d'onde. Cela est illustré avec  $N = 2$  sur Figure 1.23.a, on aurait une quantification de deux bits si l'on démultiplexait en longueur d'onde et effectuait une conversion O/E en fixant le seuil de décision binaire à 50% de la puissance de sortie maximum.

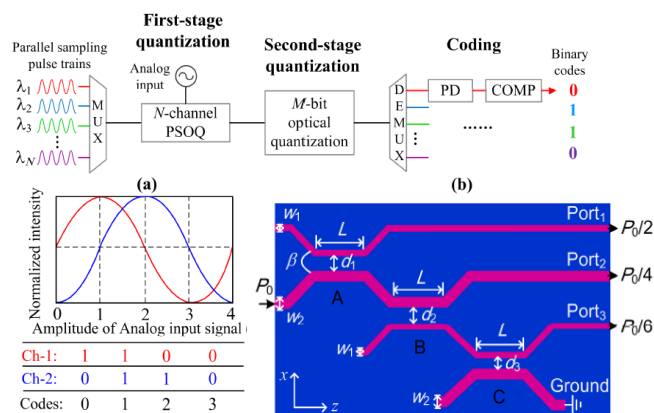


Figure 1.23 – Architecture d'un CAN tout-optique combinant deux étages de quantification [49].

Le deuxième étage de quantification est un coupleur 1:3 constitué de 3 coupleurs directionnels 2:2 en guides d'ondes GaAs/AlGaAs (cf. Figure 1.23.b). Avec des largeurs de cœur  $w_1 = 0,8 \mu\text{m}$  et  $w_2 = 1 \mu\text{m}$ , des gaps  $d_1 = d_2 = 2,8 \mu\text{m}$  et  $d_3 = 2,6 \mu\text{m}$  et une longueur de couplage  $L = 0,75 \text{ mm}$  sur une longueur totale de 7,4 mm, les trois ports de sortie présentent un ratio de puissance 1/2 : 1/4 : 1/6. Les auteurs ont simulé les performances de leur convertisseur avec un signal analogique incident de 25 GHz, avec des impulsions lasers de huit longueurs d'onde sur une plage spectrale de 12 nm. Ils estiment que leur technique peut atteindre une bande passante de 20 GHz et un ENob de 5,18 bits. Ces performances théoriques sont remarquables mais la réalisation technologique devrait être ardue, aggravée par l'intégration de

deux filières différentes,  $\text{LiNbO}_3$  pour le modulateur MZ d'un côté et  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  pour le coupleur de l'autre. À noter que la technique de quantification optique par décalage de déphasage a été exploitée par plusieurs équipes [50, 51].

#### 1.5.2.2.4 CAN basé sur un défecteur électro-optique

Le CAN tout-optique basé sur un défecteur à guide d'onde à fuite a été proposé et étudié pour la première fois par X. Hou à l'Université de Drexel sous la direction du Professeur Afshin Daryoush [52]. Il est composé de trois blocs principaux (cf. Figure 1.24) :

- Un laser génère des impulsions d'une durée inférieure à la picoseconde et d'une faible gigue temporelle (de quelques dizaines de femtosecondes) pour l'échantillonnage optique de signaux HF ;
- Un défecteur à base de guide d'onde optique à fuite en polymères EO convertit les variations de tension analogique  $dV$  en variations angulaires  $d\theta$  de la direction du faisceau émergent ;
- Un masque de codage suivi par une matrice de photodétecteurs effectue la quantification.

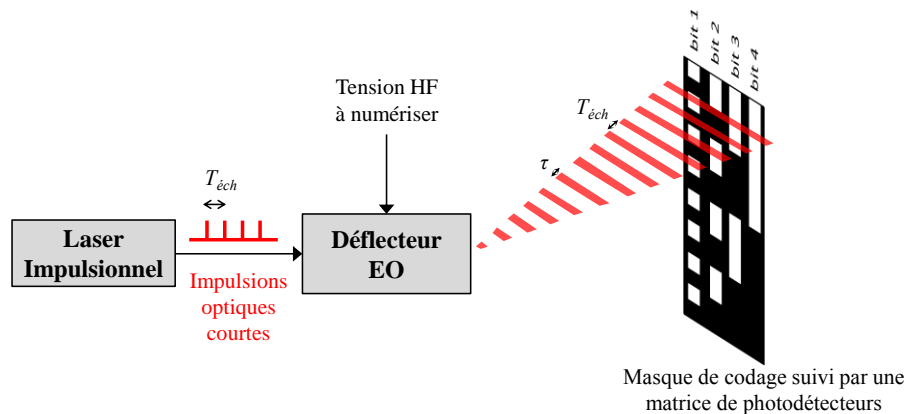


Figure 1.24 – Schéma de principe du CAN tout-optique basé sur un défecteur EO à guide d'onde à fuite.

Dans les conditions parfaites, où les pertes HF sont nulles et le taux de recouvrement entre les ondes optique et HF est de 100 %, X. Hou montre que cette architecture permet d'atteindre une bande passante de 20 GHz et une résolution de 45 lignes de quantification avec un matériau polymère de coefficient électro-optique de 100 pm/V et une tension variant entre -20 V et +20 V. Cette architecture présente de nombreux avantages lui conférant un important potentiel en termes de performances :

- La fréquence d'échantillonnage peut être très élevée grâce, d'une part, à l'utilisation d'une électrode de commande à onde progressive et, d'autre part, à une très bonne adaptation de vitesses de propagation des ondes lumineuse et électrique dans les polymères [8].
- Du fait de sa configuration monocanal (à l'opposé des Figures 1.16, 1.17 et 1.18), il n'y a pas de problème d'égalisation en amplitude ni de synchronisation entre les canaux, la résolution s'en trouve améliorée. En outre, pour chaque impulsion

incidente, l'énergie est concentrée sur seulement  $b$  (nombre de bits) photodétecteurs. Cela facilite la décision binaire.

- Comme l'amplitude du signal analogique est convertie en une variation de la position du faisceau, la quantification spatiale est peu sensible à la fluctuation de l'intensité du laser. S'il y a besoin de corriger des non-linéarités, il suffit d'adapter la forme et les dimensions du masque de codage. D'ailleurs, on peut changer facilement le codage numérique en modifiant simplement le motif du masque.
- Elle autorise une large plage spectrale optique d'utilisation comme son fonctionnement ne repose pas sur des interférences qui sont sensibles à la phase et à la longueur. Une dérive de longueur d'onde du laser impulsif utilisé a très peu d'impact sur ses performances. De ce fait, il ne nécessite pas d'asservissement ni de stabilisation de la température.
- Elle a une structure compacte comparée à d'autres techniques utilisant des fibres optiques (cf. Figures 1.17 et 1.18).
- Sa résolution pourra être améliorée grâce au progrès de la synthèse de chromophores à l'origine de l'effet Pockels dans les polymères EO.

Nous avons donc choisi d'étudier cette architecture pour atteindre les performances visées, une bande passante de 20 GHz avec une résolution de 6 bits (64 niveaux de quantification). L'étude sera effectuée en prenant en compte des conditions réalistes, en considérant les pertes optiques et les pertes HF qui peuvent impacter très fortement les performances, ainsi que les contraintes technologiques de réalisation du défecteur.

## 1.6 Conclusion et positionnement

Dans un premier temps, nous avons défini les notions fondamentales de conversion analogique-numérique et les principaux critères de performances des CANs. Ces définitions sont essentielles à la comparaison et l'évaluation des CANs.

Dans un deuxième temps, nous avons expliqué les trois limites physiques fondamentales des CANs : la gigue temporelle des horloges électroniques, l'ambiguïté des comparateurs et le bruit thermique. Ces limites, la gigue temporelle en particulier, empêchent les CANs électroniques monocanaux d'atteindre des fréquences d'échantillonnage élevées ( $\geq 10$  Géch/s) tout en maintenant de hautes ou moyennes résolutions.

Finalement, un état de l'art des principales architectures de CANs électroniques et optiques a été dressé. Il a mis en évidence le plafonnement des performances des CANs électroniques causé par la gigue de leurs horloges. En effet, les données présentées sur la Figure 1.15 montrent qu'aucun CAN électronique n'a pu bénéficier d'une gigue d'horloge inférieure à 100 fs jusqu'à ce jour, si bien que les performances des CANs électroniques sont plafonnées. En revanche, il existe déjà des travaux de recherche sur des CANs optiques qui ont bénéficié de giges temporelles beaucoup plus faibles des impulsions de laser MLL. De plus, les CANs optiques peuvent profiter des autres avantages de l'optique :

- Les impulsions lasers MLL peuvent être ultra-courtes. Elles ont une durée de 4,7 ps

pour un taux de répétition de 2 GHz dans les travaux publiés par Thales TRT [17] et une durée de 40 fs pour un taux de répétition de 188 MHz dans ceux d'une équipe coréenne [11]. Comme elles sont beaucoup plus courtes que l'intervalle entre elles, on peut augmenter le taux de répétition par multiplexage temporel.

- L'absence de couplage entre le signal électrique à numériser et les impulsions optiques d'échantillonnage permet d'éviter des interférences entre eux, éliminant une source d'erreurs des CANs électroniques, notamment à des fréquences d'échantillonnage très élevées.

C'est dans ce contexte que nous étudions un déflecteur optique à guide d'onde à fuite pour la réalisation d'un CAN tout-optique monocanal ultra-rapide ( $\geq 40$  Géch/s) ayant une résolution de 6 bits, en profitant, d'une part, de l'excellente adaptation de vitesses de phase entre les ondes lumineuse et électrique dans les polymères et, d'autre part, de l'augmentation du coefficient EO grâce au progrès de la synthèse des chromophores. En effet, ces propriétés remarquables des polymères EO ont permis de démontrer la faisabilité de modulateurs de bande passante jusqu'à 110 GHz [7] et de modulateurs avec une tension de commande en dessous du volt [8].





# Chapitre 2 Conception d'un déflecteur EO en vue de la réalisation d'un CAN tout-optique

## Sommaire

---

2.1 Introduction .....	40
2.2 CAN tout-optique basé sur un déflecteur EO.....	41
2.2.1 Principe du déflecteur EO à guide d'onde à fuite .....	42
2.3 Caractérisation diélectrique des polymères du déflecteur.....	44
2.3.1 Matériaux pour le déflecteur.....	44
2.3.2 Développement d'une méthode de caractérisation diélectrique large bande	45
2.4 Outils de conception.....	49
2.4.1 Calcul analytique de l'onde de fuite dans le déflecteur .....	49
2.4.2 Validation numérique par FFT du champ proche .....	51
2.5 Optimisation du guide d'onde à fuite.....	53
2.5.1 Angle de fuite.....	54
2.5.2 Guide optique monomode.....	56
2.5.3 Coefficient de fuite .....	60
2.5.4 Divergence .....	63
2.6 Interaction opto-hyperfréquence .....	66
2.6.1 Effet électro-optique .....	66
2.6.2 Taux de recouvrement $\Gamma$ .....	69
2.6.3 Bande passante : adaptation des vitesses de phase .....	73
2.6.4 Résolution : pré-accentuation du champ $E$ .....	81
2.7 Performances de la structure optimale .....	87
2.8 Conclusion.....	93

---

## 2.1 Introduction

Le CAN tout-optique étudié dans cette thèse repose sur un déflecteur EO. Ce dernier, à base d'un guide d'onde à fuite, convertit les variations d'un signal analogique en celles de la position spatiale d'impulsions laser sur une matrice de photodétecteurs. Cet élément central conditionne les performances du CAN tout-optique. Sa conception doit prendre en compte tous les facteurs dont dépendent ces performances, afin d'arriver à une structure optimale, résultant des compromis, permettant d'atteindre les objectifs visés, à savoir une bande passante de 20 GHz

et une résolution de 6 bits. La conception d'un tel dispositif consiste d'abord à définir un guide d'onde optique monomode. Cette contrainte dicte le choix du matériau polymère de gaine qui confine l'onde dans le cœur en polymère EO. Une fois que le guide monomode est défini, il faut alors optimiser l'épaisseur de la couche tampon supérieure permettant une résolution élevée tout en s'assurant d'une puissance de fuite suffisante pour la détection. D'une part, le taux de recouvrement des ondes optique et hyperfréquence (HF) et, d'autre part, l'adaptation de leurs vitesses de phase, conditionneront les dimensions et la configuration des électrodes dont les pertes électriques auront une grande influence sur la résolution. C'est pourquoi nous expliquerons tous les choix stratégiques et les solutions mises en œuvre pour atteindre les performances optimales.

Le déflecteur à guide d'onde à fuite est basé sur des matériaux polymères. Ces derniers devraient permettre à moyen terme la réalisation de dispositifs opto-hyperfréquences, d'une part, de large bande grâce à un bon accord de vitesses de phase entre onde lumineuse et signal HF et, d'autre part, de faible consommation en puissance grâce à des coefficients EO élevés pouvant atteindre 350 pm/V [6]. Ce dernier est à comparer avec le coefficient EO de 31 pm/V du cristal inorganique le plus courant, LiNbO<sub>3</sub>, qui est largement utilisé dans les modulateurs EO commercialisés. La faisabilité d'un modulateur de phase d'une bande passante dépassant 110 GHz a été démontrée à base de polymères par une équipe de l'Université de Washington [7].

Après caractérisation diélectrique des polymères qui seront utilisés dans le déflecteur, la conception et l'optimisation de celui-ci seront présentées en détail dans ce chapitre. Ces optimisations sont effectuées à l'aide des logiciels de simulations d'optique intégrée et d'électromagnétique, OptiBPM et HFSS (*High Frequency Structure Simulator*) respectivement. Un modèle analytique du champ de fuite a été complété et enrichi au cours de cette thèse. Il a aussi beaucoup servi à l'optimisation de la résolution. La bande passante et la résolution du déflecteur seront déterminées en fonction des paramètres du déflecteur. Les facteurs limitant les performances et leur influence seront identifiés et mis en évidence.

## 2.2 CAN tout-optique basé sur un déflecteur EO

Le CAN tout-optique étudié pendant cette thèse est constitué d'un laser impulsionnel, d'un déflecteur EO et d'un masque de codage suivi de plusieurs photodétecteurs (cf. Figure 1.24, § 1.5.2.2.4) [52].

Les impulsions optiques issues du laser sont déviées par le déflecteur EO à guide d'onde à fuite. L'angle de déflexion est modulé par la tension HF à numériser grâce à l'effet EO. En sortie du déflecteur, le faisceau émergent est focalisé par une lentille cylindrique en une ligne horizontale très fine sur le masque de codage binaire, placé dans le plan focal de la lentille. Cette ligne se déplace verticalement en fonction de l'amplitude du signal à numériser. Ainsi, le déflecteur transforme une tension en une information angulaire qui sera convertie en code numérique grâce au quantificateur spatial (masque et matrice de photodétecteurs), dont la résolution est égale au nombre de lignes résolues.

Le laser impulsionnel doit répondre à des caractéristiques très précises afin d'atteindre le taux d'échantillonnage et la résolution visés. En effet, il doit osciller à une longueur d'onde optimale issue d'un compromis entre coefficient EO élevé et faible absorption des matériaux polymères utilisés. Cependant, pour un premier démonstrateur, nous travaillerons à la longueur d'onde 1,55  $\mu\text{m}$ . Le laser doit produire des impulsions à une cadence très élevée, égale au double de la fréquence maximale du signal analogique HF selon le théorème de Nyquist, soit une cadence de 40 GHz pour numériser un signal de fréquence maximale égale à 20 GHz. La largeur des impulsions fournies par le laser doit découler d'un compromis entre effet de dispersion chromatique dans le guide optique et erreurs de quantifications. La gigue temporelle de ces impulsions doit être inférieure à 100 fs pour d'atteindre une résolution supérieure à 6 bits effectifs (cf. Figure 1.15).

La précision de quantification du CAN tout-optique étudié dépend aussi du dimensionnement du masque et de la sensibilité des photodétecteurs. Le nombre total de lignes horizontales résolues sur le masque de codage détermine le nombre de niveaux de quantification  $2^b$ , où  $b$  est le nombre de bits de résolution. La position des niveaux de quantification peut être ajustée pour corriger d'éventuelles non-linéarités de conversion entre tension et positions spatiales. Les photodétecteurs doivent être très sensibles et peu bruités. Un étalonnage de ces derniers serait nécessaire lors de la caractérisation de l'onde de fuite afin d'adapter le seuil de décision selon la puissance optique de l'onde de fuite.

Le défecteur EO est l'élément central du CAN tout-optique étudié dans cette thèse, comme il joue un rôle crucial à la fois dans les opérations d'**échantillonnage** et de **quantification**. Ses performances conditionnent celles du CAN tout-optique. Le principe de fonctionnement et la conception-optimisation des performances du défecteur EO sont détaillés dans la suite de ce chapitre. Nous visons un défecteur EO permettant de réaliser un CAN capable d'échantillonner à 40 Géch/s (signal de bande 20 GHz) avec une résolution de 6 bits.

### 2.2.1 Principe du défecteur EO à guide d'onde à fuite

La Figure 2.1 montre une section transversale du défecteur EO [52]. Il est composé d'un cœur en polymères EO (d'indice de réfraction  $n_c$ ) entouré d'une gaine en polymère d'indice de réfraction ( $n_g$ ) inférieur à celui du cœur. Le guide d'onde est couvert d'un prisme-superstrat d'indice de réfraction ( $n_s$ ) supérieur à l'indice de réfraction effectif ( $n_{oe}$ ) du mode optique dans le guide. Une couche tampon sépare le guide d'onde du prisme-superstrat, son indice de réfraction ( $n_t$ ) et son épaisseur ( $h_t$ ) sont choisis de façon à permettre une onde de fuite depuis le guide d'onde vers le prisme-superstrat. Cette couche est caractérisée par un coefficient de fuite qui quantifie la puissance qui s'échappe du cœur vers le prisme (cf. § 2.5.3). Des électrodes de commande sont placées sur la couche tampon de part et d'autre du cœur en polymère EO afin d'appliquer le signal HF à numériser. Le défecteur EO a une structure similaire à celle d'un modulateur de phase EO, à l'exception que la gaine supérieure (couche tampon en l'occurrence) est assez mince et couverte d'un prisme d'indice élevé afin de permettre la propagation d'un mode de fuite. Par conséquent, le changement de l'indice de réfraction du cœur optique est transformé en une variation de l'angle d'émergence d'un faisceau de fuite.

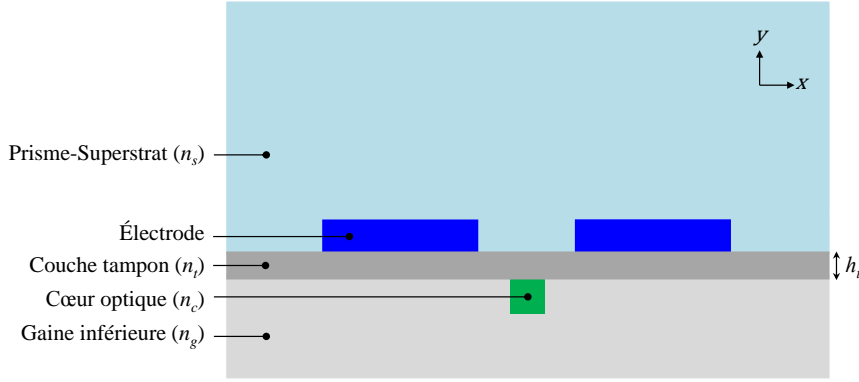


Figure 2.1 – Coupe transversale du défecteur à guide d'onde à fuite en polymère EO.

Le laser génère des impulsions de courte durée  $\tau$  (inférieur à la picoseconde) espacées d'une période  $T_{éch} = 25$  ps, inverse de la fréquence d'échantillonnage visée  $f_{éch} = 40$  Géch/s. Ces impulsions sont injectées dans le guide en polymère EO. La propagation de l'onde lumineuse dans ce dernier est décrite par l'équation d'onde (équation d'Helmholtz) établie à partir des équations de Maxwell avec l'hypothèse de régime harmonique :

$$\Delta \vec{\psi}_T(x, y) + k_0^2(n_i^2 - n_{oe}^2)\vec{\psi}_T(x, y) = 0 \quad (2.1)$$

où  $n_i$  et  $n_{oe}$  sont respectivement l'indice de réfraction dans le milieu considéré (c.-à-d., gaine inférieure, cœur optique, couche tampon et superstrat) et l'indice de réfraction effectif du mode se propageant dans le guide,  $k_0$  est le module du vecteur d'onde dans le vide,  $\vec{\psi}_T(x, y)$  est la distribution transverse du champ optique. Si l'on se place dans le cas d'un guide d'onde plan, le champ optique ne varie pas selon la direction horizontale (axe  $x$ ), l'équation (2.1) devient alors :

$$\Delta \vec{\psi}_T(y) + k_0^2(n_i^2 - n_{oe}^2)\vec{\psi}_T(y) = 0 \quad (2.2)$$

Les solutions de l'équation (2.2) sont sinusoïdales ou exponentielles, selon le signe de la différence entre l'indice du milieu considéré et l'indice effectif ( $n_i - n_{oe}$ ). L'indice est supérieur à  $n_{oe}$  dans le cœur optique, l'onde s'y propage avec une distribution sinusoïdale selon l'axe  $y$  (cf. Figure 2.2). Les indices de réfraction de la gaine inférieure et de la couche tampon sont inférieurs à l'indice effectif ( $n_g < n_{oe}$  et  $n_t < n_{oe}$  respectivement), l'amplitude du champ optique dans ces deux milieux décroît alors exponentiellement selon la direction orthogonale (axe  $y$ ), permettant ainsi un confinement de la lumière dans le cœur optique.

Grâce à la faible épaisseur de la couche tampon déposée sur le cœur optique, une partie de la puissance fuit vers le superstrat par effet tunnel. En effet, le champ évanescent dans la couche tampon décroît exponentiellement à mesure qu'on s'éloigne de l'interface cœur-couche tampon. Cependant, un prisme placé suffisamment près du cœur optique (faible épaisseur  $h_t$ ) peut convertir ce champ évanescent en un mode de fuite qui se propagerait dans le prisme, à condition que l'indice de réfraction de celui-ci,  $n_s$ , soit supérieur à l'indice du mode guidé dans le cœur,  $n_{oe}$ . Tout se passe comme si les photons avaient traversés une barrière optique.

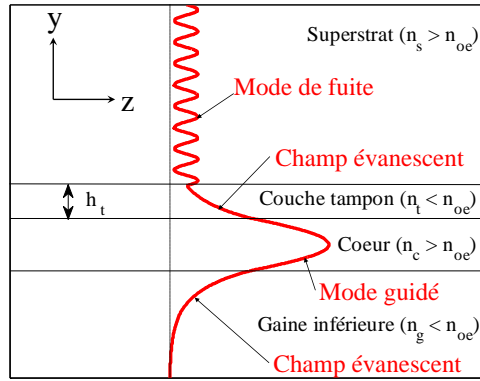


Figure 2.2 – Régimes de propagation de l'onde optique dans le déflecteur à guide d'onde à fuite.

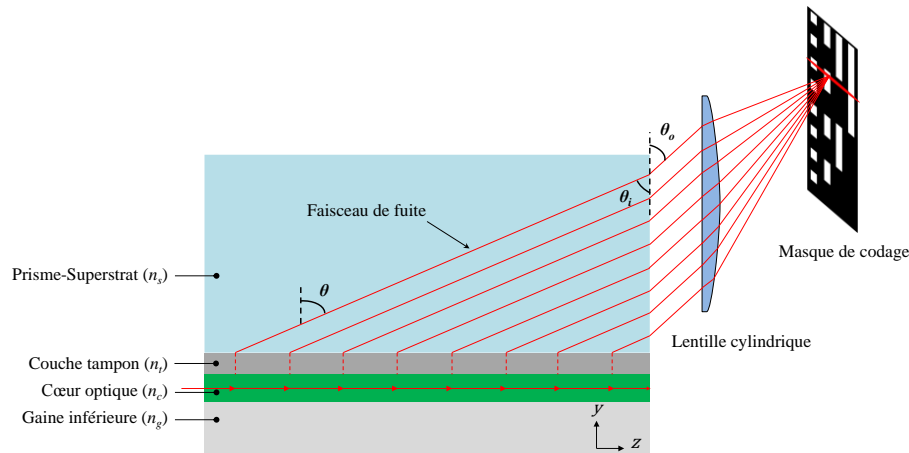


Figure 2.3 – Coupe longitudinale du déflecteur à guide d'onde à fuite. La lentille cylindrique et le masque de codage sont également illustrés.

Pour des matériaux et une longueur d'interaction  $L$  donnés, la portion de la puissance de fuite depuis le coeur optique vers le prisme est contrôlée par l'épaisseur de la couche tampon. Le faisceau optique de fuite passe dans le prisme avec un angle  $\theta$  par rapport à la verticale (cf. Figure 2.3), il est ensuite transmis à l'air avec un angle  $\theta_o$ . L'angle de fuite  $\theta$  dépend de l'indice de réfraction effectif ( $n_{oe}$ ) et de l'indice du prisme ( $n_s$ ), par conséquent, une variation de  $n_{oe}$  entraîne une variation de l'angle de fuite  $\theta$ . L'amplitude de la tension HF à numériser est convertie en variation de l'indice effectif  $dn_{oe}$  grâce à l'effet Pockels. Après focalisation par une lentille cylindrique, le faisceau dévié par le déflecteur apparaît sur le masque de codage sous forme d'une ligne horizontale. Le déflecteur convertit donc les variations d'amplitude de la tension HF en un déplacement vertical du faisceau de fuite sur le masque de codage.

## 2.3 Caractérisation diélectrique des polymères du déflecteur

### 2.3.1 Matériaux pour le déflecteur

Les caractéristiques de performance du déflecteur EO à optimiser sont souvent imbriquées

et parfois varient en sens opposées : bande passante et résolution angulaire notamment. Différents types de matériaux à effet EO sont utilisés dans la réalisation de composants opto-hyperfréquences semblables au déflecteur EO, tels que les modulateurs de phase et/ou modulateurs d'intensité Mach-Zehnder. Le Tableau 2.1 compare les propriétés des trois types de matériaux à effet EO les plus utilisés : le Niobate de Lithium (LiNbO<sub>3</sub>), les polymères EO et le semi-conducteur Arséniure de Galium (GaAs). Parmi ces trois matériaux, les polymères présentent la plus faible dispersion de leur permittivité relative sur la bande de fréquence allant du DC jusqu'aux fréquences optiques de l'ordre 10<sup>14</sup> Hz, ce qui permet d'atteindre des bandes passantes de modulation très larges. Les polymères présentent également des coefficients EO beaucoup plus élevés que ceux des autres matériaux EO. Ils peuvent atteindre 350 pm/V [6] grâce aux avancées réalisées dans la synthèse des chromophores et dans l'efficacité de *poling*. Il existe d'autres voies d'amélioration de l'effet EO dans les polymères. Par exemple, avec un chromophore donné, l'effet EO peut être augmenté très sensiblement à une longueur d'onde plus proche de sa résonance, mais accompagné d'une augmentation de l'absorption. Le choix de la longueur d'onde doit résulter d'un compromis tenant compte de ces deux effets.

Tableau 2.1 – Comparaison des caractéristiques des matériaux EO les plus utilisés ou prometteurs. L'indice de réfraction est donné à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ .

Propriété	LiNbO <sub>3</sub>	GaAs	Polymères
Indice de réfraction « $n$ »	2,2	3,4	1,5 – 1,7
Permittivité relative « $\epsilon_r$ »	28	12,9	2,5 – 4
Tangente de perte « $\tan\delta$ »	4x10 <sup>-3</sup>	2,5x10 <sup>-4</sup>	1x10 <sup>-3</sup> – 8x10 <sup>-2</sup>
Coefficient EO (pm/V)	30,8	1,4	Jusqu'à 350 [6]
Bande passante (GHz)	40	40	> 100

Les polymères EO permettent actuellement de réaliser des modulateurs de bande passante supérieure à 100 GHz [7]. L'intérêt de leur utilisation a aussi été mis en évidence à travers la réalisation d'une grande diversité de composants optoélectroniques, tels que des commutateurs EO [53] et des capteurs de champ électromagnétique [54]. En plus d'une bande passante importante et d'un coefficient EO élevé, un autre avantage des polymères EO réside dans la facilité de leur mise en œuvre et dans la possibilité d'intégration avec une plateforme silicium.

Nous avons choisi le polymère EO utilisé dans le projet ANR ModPol, auquel le laboratoire a participé, pour le cœur du déflecteur : le polymère PMMI (Polyméthyl méthacrylimide) comme matrice pour le cœur du guide, lequel est disponible commercialement, et le chromophore CPO-1 [55] (que le partenaire industriel chimiste du projet ModPol sait produire en grande quantité). Le polymère NOA 81 [56] est choisi comme matériau de gaine inférieure et de couche tampon grâce au bon contraste d'indice offert avec le polymère de cœur PMMI/CPO-1.

### 2.3.2 Développement d'une méthode de caractérisation diélectrique très large bande

La conception du déflecteur EO à guide d'onde à fuite nécessite la connaissance des caractéristiques diélectriques (permittivité complexe et indice de réfraction) des matériaux le

constituant. Les propriétés diélectriques du polymère EO de cœur PMMI /CPO-1 sont liées à la concentration du chromophore CPO-1 dans la matrice PMMI et au procédé de dépôt. Par conséquent, ces propriétés doivent être déterminées selon nos propres mesures. Pour le polymère de gaine NOA 81, le fabricant donne la valeur d'indice de réfraction de 1,56 à la longueur d'onde 1550 nm [56]. En revanche, il ne donne pas sa permittivité complexe. L'indice de réfraction du polymère PMMI/CPO-1 (lorsque le chromophore CPO-1 est incorporé à 20 % massique) mesuré par spectroscopie M-lines [57] est de 1,63 à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1539,6$  nm. Pour la mesure de permittivités complexes  $\varepsilon_r^* = \varepsilon_r(1 - j\tan\delta)$ , nous mettons en place une nouvelle méthode de caractérisation diélectrique précise sur une très large bande de fréquences.

La permittivité réelle ( $\varepsilon_r$ ) influence la vitesse de propagation du champ électrique (E) dans le matériau tandis que la tangente de pertes ( $\tan\delta$ ) caractérise l'atténuation du signal HF dans un diélectrique. Dans le cas du défecteur EO, la connaissance de  $\varepsilon_r$  est indispensable pour : (i) l'adaptation de l'impédance caractéristique des électrodes de commande  $Z_c$  ; (ii) l'optimisation de la bande passante du signal électrique appliqué à -3 dB ; et (iii) l'adaptation des vitesses de phase entre les ondes optique et hyperfréquence. La tangente de pertes, quant à elle, permet de prédire les pertes HF, qui sont une cause de limitation de la bande passante et de la résolution du défecteur étudié.

Plusieurs méthodes d'extraction de permittivités complexes des matériaux ont été rapportées dans la littérature [58 – 64]. Chacune est adaptée pour une gamme de fréquence et/ou de valeur de  $\varepsilon_r$  et  $\tan\delta$  données. Les méthodes capacitive [58, 59] et de cavité résonante [60] sont les plus utilisées sur des bandes de fréquences allant jusqu'à quelques GHz grâce à leurs simplicité de mise en œuvre et à leur précision sur des bandes étroites. Pour des larges bandes de fréquence (dizaines de GHz), les méthodes basées sur des lignes de transmission sont les plus appropriées. En effet, la ligne microruban (MS pour *Micro-Strip*) est l'une des plus utilisée pour la caractérisation diélectrique, dans laquelle le matériau de permittivité inconnue peut être inséré soit en substrat [61] ou en superstrat [62]. P. A. Bernard *et al.* [62] ont utilisé le matériau à caractériser en superstrat d'un résonateur MS en anneau, dont les fréquences de résonance mesurées ont permis de remonter à la permittivité complexe du matériau superstrat à l'aide de formules analytiques. J. Hinojosa *et al.* [63] ont plutôt opté pour une configuration coplanaire (CPW pour *Co-Planar Waveguide*) grâce aux avantages qu'elle offre par rapport à la ligne MS aux fréquences élevées, notamment dans la bande EHF (*Extremely High Frequency*) de 30 à 300 GHz. En effet, une ligne CPW présente de faibles dispersions de sa constante de propagation et de faibles pertes par rayonnement. Cela permet une meilleure interaction du champ E avec le matériau sur une plus large bande de fréquence, et par conséquent, d'étendre la validité de la méthode de caractérisation sur la largeur de cette bande, à condition que les formules analytiques utilisées restent valables sur cette bande de fréquences.

Dans le paragraphe suivant (cf. § 2.3.2.1), nous présentons le principe et le fonctionnement d'une approche originale pour l'extraction de la permittivité complexe sur une large bande de fréquence. Pour ce faire, nous utilisons une ligne coplanaire blindée (GCPW pour *Grounded Co-Planar Waveguide*) où une couche mince du matériau diélectrique à caractériser sert de substrat. Cette ligne, d'une part, permet une excellente interaction entre le champ E et le diélectrique, d'autre part, présente encore moins de dispersion que la ligne CPW grâce au plan

de masse inférieur. Pour éviter les restrictions en bande liées aux approximations faites dans les modèles analytiques, nous utilisons une résolution numérique par la méthode des éléments finis (FEM pour *Finite Element Method*) à l'aide du logiciel de simulation électromagnétique HFSS.

### 2.3.2.1 Principe de la caractérisation diélectrique par rétro-simulation

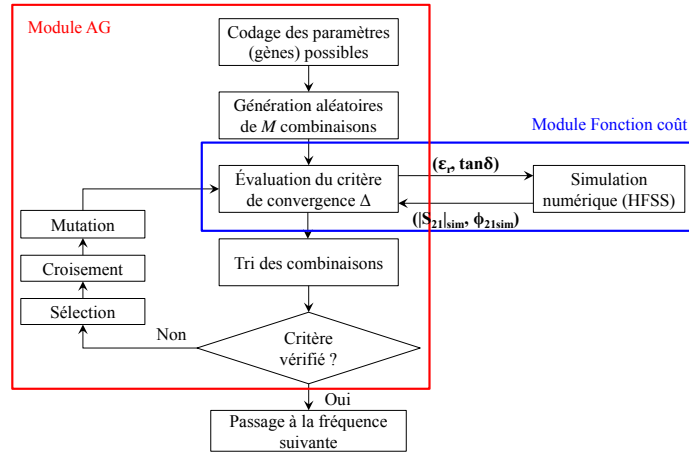


Figure 2.4 – Organigramme de la méthode d'extraction de permittivités complexes des matériaux diélectriques basée sur une convergence entre les résultats de simulation et de mesure du paramètre de transmission  $S_{21}$ . Un algorithme générique est utilisé pour accélérer la convergence.

La technique de caractérisation diélectrique développée au cours de cette thèse est basée sur la minimisation de l'erreur globale entre le paramètre  $S_{21}$  mesuré et celui simulé par un processus itératif [65]. Pour une bonne sensibilité, nous utilisons à la fois le module et la phase de  $S_{21}$  pour définir un critère de convergence  $\Delta$ . En effet, ce dernier est défini comme la différence entre les amplitudes linéaires mesurée et simulée plus la différence normalisée des phases simulée et mesurée du paramètre  $S_{21}$ . Sa formule mathématique est donné par :

$$\Delta = \frac{1}{2} \left[ \sum_f \sqrt{[|S_{21}(f)|_{mes} - |S_{21}(f, \epsilon_r, \tan\delta)|_{sim}]^2} + \frac{1}{\pi} \sum_f \sqrt{[\phi_{21}(f)_{mes} - \phi_{21}(f, \epsilon_r, \tan\delta)_{sim}]^2} \right] \quad (2.3)$$

où  $|S_{21}(f)|_{mes}$  et  $|S_{21}(f, \epsilon_r, \tan\delta)|_{sim}$  sont les modules linéaires des paramètres  $S_{21}$  mesuré et simulé respectivement,  $\phi_{21}(f)_{mes}$  et  $\phi_{21}(f, \epsilon_r, \tan\delta)_{sim}$  sont les phases mesurée et simulée du paramètre  $S_{21}$  respectivement. Un algorithme génétique (AG) d'optimisation globale est utilisé afin d'accélérer la convergence et par conséquent réduire le temps d'extraction de la permittivité complexe.

L'ajustement (*fitting*) des courbes simulées à celle mesurée de  $S_{21}$  est automatisé à l'aide d'une application implémentée sous Matlab dont le principe de fonctionnement est illustré par l'organigramme sur la Figure 2.4. En effet, une fonction principale gère le module AG et le module Fonction coût ainsi que l'échange de données entre l'AG (sous Matlab) et HFSS. À chaque fréquence considérée, les valeurs de  $(\epsilon_r, \tan\delta)$  réduisant le critère de convergence  $\Delta$  en



dessous d'un certain seuil, fixé empiriquement, sont renvoyées par l'application. Tant que  $\Delta$  n'est pas assez faible, le module AG génère une nouvelle combinaison de  $(\epsilon_r, \tan\delta)$  qui pourrait aboutir à un meilleur ajustement, ensuite, le module Fonction coût l'envoie vers HFSS pour estimer le paramètre  $S_{21}$  correspondant. Ce dernier est récupéré pour évaluer à nouveau  $\Delta$ . Ce processus est effectué itérativement pour réduire globalement  $\Delta$  et aboutir à une permittivité complexe assez précise. Cette méthode de caractérisation est présentée plus en détail en annexe.

### 2.3.2.2 Résultats de caractérisation des polymères utilisés pendant la thèse

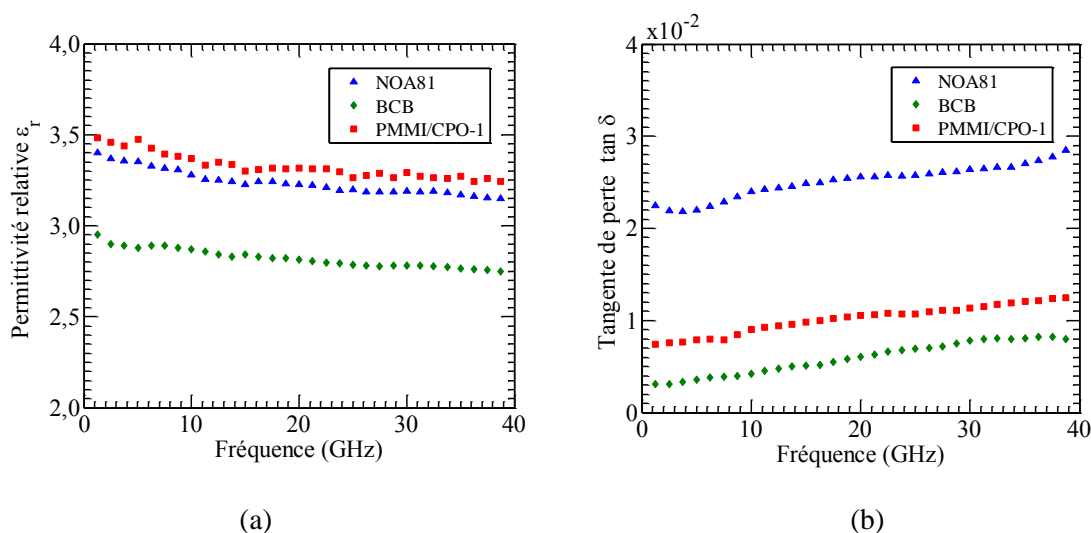


Figure 2.5 – Permittivités complexes déterminées par rétro-simulations en utilisant notre méthode de caractérisation diélectrique.

Les Figures 2.6.a et 2.6.b présentent respectivement les résultats de mesures des permittivités relatives et des tangentes de perte des polymères étudiés dans cette thèse sur la plage de fréquence allant de 1,25 GHz jusqu'à 40 GHz. En effet, en plus des polymères utilisés pour réaliser le déflecteur, NOA 81 et PMMI/CPO-1, nous avons également utilisé le polymère benzocyclobutene (BCB 3022-63 [66]) pour la réalisation et la validation de différentes structures d'électrodes pour la commande du déflecteur. En outre, nous avons utilisé le BCB pour la validation de notre méthode de caractérisation diélectrique étant donné que ses propriétés diélectriques sont bien connues.

La permittivité relative et la tangente de perte du BCB mesurées varient respectivement de 2,75 à 2,95 et de  $3,1 \times 10^{-3}$  à  $8,2 \times 10^{-3}$  sur la plage de fréquences 1,25 – 40 GHz. Ces valeurs sont en accord avec celles présentées dans la littérature,  $\epsilon_r = 2,65$  à 60 et  $\tan\delta = 8 \times 10^{-3}$  à 60 GHz [67, 68]. Les permittivités relatives des polymères NOA 81 et PMMI/CPO-1 varient respectivement de 3,15 à 3,40 et de 3,24 à 3,48 et leurs tangentes de pertes varient respectivement de  $2,18 \times 10^{-2}$  à  $2,85 \times 10^{-2}$  et de  $0,74 \times 10^{-2}$  à  $1,24 \times 10^{-2}$  sur la même plage de fréquence.

#### Récapitulatif des matériaux utilisés dans le déflecteur

Le Tableau 2.2 récapitule les paramètres diélectriques des matériaux choisis pour la fabrication du déflecteur. Les indices de réfraction sont donnés à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ , les permittivités relatives et tangentes de perte des polymères NOA 81 et PMMI/CPO-1 à

la fréquence 20 GHz. Les matériaux et paramètres résumés dans ce tableau sont ceux utilisés pour le calcul des résultats présentés le long de ce manuscrit.

Tableau 2.2 – Résumé des propriétés diélectriques des matériaux utilisés dans le déflecteur. Les indices de réfraction sont donnés à la longueur d'onde 1,55  $\mu\text{m}$ , les permittivités relatives et les tangentes de perte sont données à la fréquence 20 GHz.

Utilisation	Matériau	Indice de réfraction	Permittivité relative	Tangente de perte
Prisme-superstrat	Verre	1,70	5	$10^{-5}$
Couche tampon	NOA 81	1,56	3,22	$2,25 \times 10^{-2}$
Cœur	PMMI/CPO-1	1,63	3,31	$1,05 \times 10^{-2}$
Gaine inférieure	NOA 81	1,56	3,22	$2,25 \times 10^{-2}$
Substrat-support	Silicium	3,47	11,90	0,3 à 3 [69]

## 2.4 Outils de conception

Le déflecteur EO nécessite une conception de ses structures optique et hyperfréquence d'une manière corrélée. Pour cela, d'une part, nous avons choisi d'utiliser le logiciel commercial de simulation électromagnétique 3D d'Ansys HFSS [70] pour la conception et l'optimisation des électrodes de commande, de transitions et d'accès. HFSS s'appuie sur la méthode FEM pour la résolution des équations de Maxwell afin de décrire l'évolution et la forme des champs électrique et magnétique dans les structures étudiées. D'autre part, nous avons choisi d'utiliser le logiciel d'optique intégrée d'Optiwave OptiBPM [71] pour la conception du guide d'onde à fuite. OptiBPM s'appuie sur la méthode du faisceau propagé (BPM pour *Beam Propagation Method*).

D'une manière générale, les logiciels d'optique intégrée sont bien adaptés pour déterminer le champ optique dans des structures complexes dont la surface de section transversale peut aller de quelques  $\mu\text{m}^2$  jusqu'à quelques milliers de  $\mu\text{m}^2$ . Cependant, lorsqu'il s'agit de sections de l'ordre de quelques  $\text{cm}^2$ , comme c'est le cas du déflecteur à cause du superstrat, ces logiciels n'arrivent pas à simuler de telles surfaces sur des longueurs centimétriques. Par conséquent, nous nous sommes attachés à développer un modèle analytique complet, qui tient compte à la fois des pertes optiques et hyperfréquences mais aussi de l'effet EO. Ce modèle rend possible et flexible la conception du guide à fuite et permet d'approfondir la compréhension du phénomène de fuite. Une validation à l'aide de la transformée de Fourier du champ proche simulé est effectuée section 2.4.2.

### 2.4.1 Calcul analytique de l'onde de fuite dans le déflecteur

L'onde lumineuse, d'amplitude  $A$  à l'entrée  $z = 0$ , va décroître exponentiellement le long de sa propagation dans le guide à cause des pertes dues à l'absorption, décrites par le coefficient de pertes optique  $\alpha_{opt}$ . Le champ optique complexe  $\psi_g$  dans le guide s'exprimera alors :

$$\psi_g(z) = A \cdot e^{-\alpha_{opt}z} \cdot e^{-j\beta z} \quad (2.4)$$

En plus des pertes causées par les matériaux et le guide d'onde  $\alpha_{opt}$ , une partie de l'onde optique fuit vers le superstrat, avec un coefficient de fuite  $\alpha_f$ , tout au long de la propagation à cause de la faible épaisseur de la couche tampon ( $h_t$ ). Une fois que les matériaux sont choisis, l'épaisseur  $h_t$  est le paramètre clé pour l'optimisation du coefficient de fuite. Le coefficient d'atténuation totale,  $\alpha$ , de l'onde optique est la somme de  $\alpha_{opt}$  et  $\alpha_f$ . L'équation 2.4 devient alors :

$$\psi_g(z) = A \cdot e^{-\alpha z} \cdot e^{-j\beta z} \quad (2.5)$$

Le champ optique de fuite en chaque point dans le guide  $d\psi_f(z)$  est égal au produit du champ guidé  $\psi_g(z)$  par le coefficient de fuite  $\alpha_f$ , en tenant compte de la phase de l'onde dans le superstrat. Cette contribution s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} d\psi_f &= \alpha_f \cdot \psi_g(z) \cdot \exp\{jk_s \sin \theta z\} \cdot dz \\ &= \alpha_f \cdot A \cdot \exp\{-\alpha z\} \cdot \exp\{-j(\beta - k_s \sin \theta)z\} \cdot dz \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le champ de fuite total, suivant la direction d'un angle de déflexion  $\theta$ , s'obtient alors en intégrant la formule précédente sur toute la longueur  $L$  du défecteur :

$$\psi_f(\theta) = \alpha_f \cdot A \cdot \int_0^L \exp\{-\alpha z - j(\beta - k_s \sin \theta)z\} \cdot dz \quad (2.7)$$

Par ailleurs, l'indice de réfraction effectif est modifié par l'effet Pockels du polymère de cœur. Ainsi, en présence d'un champ électrique et en tenant compte des pertes du signal hyperfréquence  $\alpha_{HF}$  le long des électrodes, l'indice optique effectif  $n_{oe}$  s'écrit :

$$\begin{aligned} n_{oe} &= n_{oe_0} + \Delta n \\ &= n_{oe_0} + \frac{1}{2} \cdot n_{oe_0}^3 \cdot r_{eo} \cdot \Gamma \cdot E(z) \\ &= n_{oe_0} + \frac{1}{2} \cdot n_{oe_0}^3 \cdot r_{eo} \cdot \Gamma \cdot E_0 \cdot e^{-\alpha_{HF}z} \end{aligned} \quad (2.8)$$

où  $\Delta n$  est la variation d'indice due à l'effet Pockels,  $n_{oe_0}$  l'indice de réfraction effectif en l'absence de champ électrique,  $E_0$  le champ électrique à l'origine  $z = 0$ ,  $r_{eo}$  le coefficient EO et  $\Gamma$  le taux de recouvrement entre l'onde lumineuse et l'onde hyperfréquence.

En reportant dans l'équation 2.7 l'expression de la constante de phase,  $\beta = k_0 \cdot n_{oe}$ , et en remplaçant  $n_{oe}$  par son expression (cf. éq. 2.8), nous parvenons à une relation qui décrit la répartition angulaire du faisceau de fuite, donc son balayage engendré par un effet EO induit dans le cœur du guide. Ce modèle analytique permet de calculer le champ lointain en tenant compte à la fois des pertes optiques et hyperfréquences :

$$\begin{aligned} \psi_f(\theta) &= \alpha_f \cdot A \\ &\cdot \int_0^L \exp\{-\alpha z - jk_0 \cdot (n_{oe_0} - n_s \sin \theta)z\} \\ &\cdot \exp\left\{-j\frac{1}{2}k_0 n_{oe_0}^3 r_{eo} \Gamma E_0 \exp(-\alpha_{HF}z) z\right\} \cdot dz \end{aligned} \quad (2.9)$$

La relation 2.9 n'étant pas intégrable, elle sera résolue numériquement à l'aide de Matlab. Par la suite, nous combinons les outils de simulation numérique HFSS et OptiBPM avec ce modèle analytique pour la conception et l'optimisation du déflecteur.

### 2.4.2 Validation numérique par FFT du champ proche

Avant l'utilisation de ce modèle analytique (cf. éq. 2.9) pour l'optimisation des paramètres du déflecteur, nous avons vérifié sa validité en comparant le profil de l'onde de fuite obtenu par la résolution de l'équation 2.9 à celui obtenu à l'aide du logiciel OptiBPM. Cependant, comme il a été indiqué précédemment, les logiciels d'optique intégrée ne sont pas adaptés à simuler de gros volumes tel que celui du déflecteur, dont le superstrat est de dimension centimétrique. C'est pourquoi, nous calculons le profil de l'onde de fuite sur le masque de codage, champ lointain, à partir du champ proche simulé par OptiBPM, à l'aide de la transformée de Fourier rapide (FFT pour *Fast Fourier Transform*) spatiale. Un déflecteur EO avec un superstrat d'épaisseur réduite  $h_s = 10 \mu\text{m}$  et de largeur  $D = 40 \mu\text{m}$  (cf. Figure 2.6) est simulé, le champ proche ainsi déterminé permettra de calculer le champ lointain par FFT (cf. éq. 2.10), que nous comparerons avec celui calculée directement par l'équation 2.9 dans les mêmes conditions, pour validation de cette dernière. Dans la simulation sous OptiBPM de la fine couche de superstrat, nous prenons soin de choisir les conditions aux limites de sorte à empêcher des réflexions à la face supérieure du superstrat (TBC pour *Transparent Boundary Condition*), ce afin d'éviter qu'elles faussent le calcul de l'onde de fuite par interférences. À ce stade, nous nous intéressons uniquement à l'étude de la divergence verticale du faisceau de fuite ( $\delta\theta$ ), qui détermine la résolution angulaire du déflecteur, c'est pourquoi nous calculons une FFT unidimensionnelle dans laquelle la direction de propagation «  $z$  » est la seule variable d'intégration.

$$\begin{aligned}\psi_{loin}(\theta) &= FFT\left(\psi_{proche}(z)\right) \\ &= \int_0^L \psi_{proche}(z) \cdot e^{-jk_{sz} \cdot z} \cdot dz\end{aligned}\quad (2.10)$$

où  $\psi_{loin}(\theta)$  et  $\psi_{proche}(z) = A(z)e^{j\phi(z)}$  sont respectivement les champs de fuite lointain et proche,  $k_{sz} = \frac{2\pi}{\lambda_s} \cdot \sin \theta$  est la composante du vecteur d'onde dans le superstrat ( $k_s$ ) selon la direction de propagation  $z$ .

Comme cela est indiqué sur la Figure 2.6, la région de champ proche est l'espace à proximité immédiate de la source de rayonnement, en l'occurrence, nous considérons que la source est située à l'interface couche-tampon/prisme-superstrat. Cette région est comprise entre  $0,62\sqrt{a^3/\lambda_s}$  et  $2a^2/\lambda_s$  au-dessus de la couche tampon (cf. Figure 2.6) [72], où  $a$  est la largeur de la source (selon l'axe  $x$ ) et  $\lambda_s$  la longueur d'onde dans le superstrat.

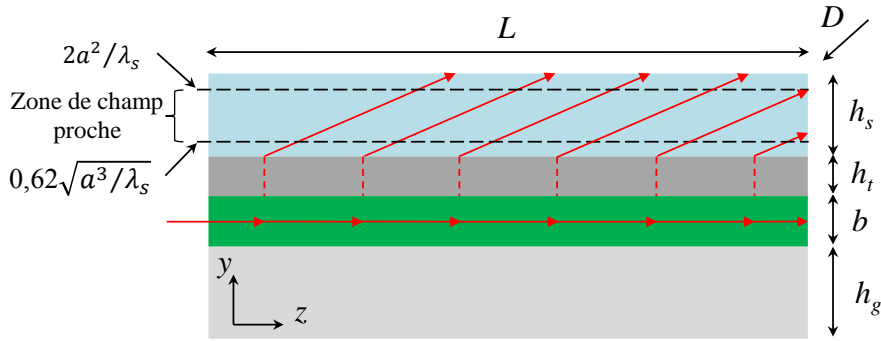


Figure 2.6 – Coupe longitudinale du guide d'onde à fuite simulé avec OptiBPM pour récupérer le champ de fuite proche.

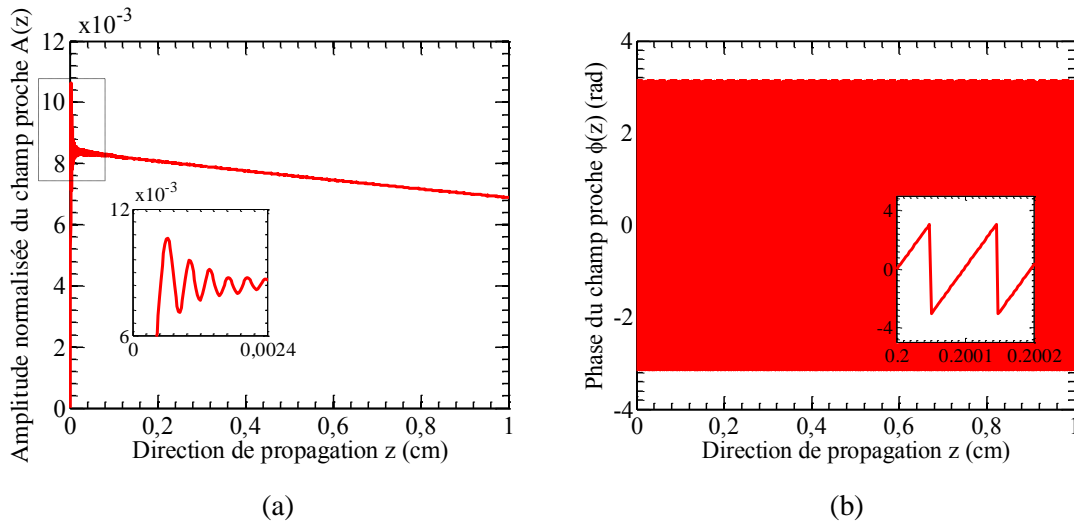


Figure 2.7 – Champ de fuite proche exporté sur un guide de longueur  $L = 1$  cm, calculé sous OptiBPM. a) Amplitude normalisée ; b) Phase en radian.

Les Figures 2.8.a et 2.8.b montrent l'amplitude  $A(z)$  et la phase  $\phi(z)$  du champ de fuite proche, simulées sous OptiBPM, prélevées à  $3 \mu\text{m}$  au-dessus de la couche tampon (zone du champ proche) et au milieu de la position latérale ( $x = 0$ ). Dans cette simulation, le cœur est en polymère PMMI/CPO-1 d'indice  $n_c = 1,63$ , la gaine inférieure et la couche tampon sont en NOA 81 d'indice  $n_g = n_t = 1,56$  et le prisme en verre d'indice  $n_s = 1,7$ . Le coefficient d'atténuation optique  $\alpha_{opt}$  est supposé égal à  $3 \text{ dB/cm}$ , soit  $0,345 \text{ Np/cm}$ . Le cœur est de section carrée de côté  $a = b = 1,8 \mu\text{m}$  et l'épaisseur de la couche tampon est  $h_t = 2,9 \mu\text{m}$ . L'indice de réfraction effectif résultant est  $n_{oe0} = 1,588$ . Le calcul est effectué pour un champ électrique nul entre électrodes, donc sans effet EO. Nous reviendrons dans les sections suivantes sur les choix des paramètres géométriques. La FFT est calculée par un scripte écrit sous Matlab dont les entrées sont l'amplitude et la phase du champ proche simulé sous OptiBPM et la sortie est le profil du champ lointain.

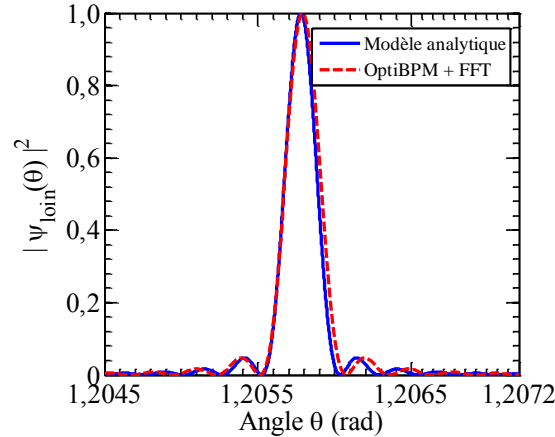


Figure 2.8 – Comparaison entre le champ lointain calculé avec le modèle analytique (éq. 2.9) et celui calculé par FFT à partir du champ proche simulé sous OptiBPM.

Dans les calculs analytique et numérique de l'onde de fuite, nous supposons que le prisme s'étend à l'infini et par conséquent l'interface superstrat/air n'est pas prise en compte. En effet, l'introduction de ce changement de milieu introduit un décalage de la position du pic de  $\theta$  vers  $\theta_o$  (cf. Figure 2.3), qui peut être calculé par les lois de Snell-Descartes. Ce décalage peut être pris en compte par un changement de variables dans le calcul analytique. Cependant, cela n'est pas nécessaire pour l'étude de la résolution angulaire du défecteur qui dépend de la divergence et du balayage angulaire total du faisceau de fuite.

D'après les courbes sur la Figure 2.8, on observe un accord entre les champs lointains calculés par les deux méthodes, prouvant ainsi la validité du modèle analytique 2.9. Néanmoins, une légère différence de divergence entre les deux pics est constatée. En effet, le pic calculé analytiquement présente une divergence à mi-intensité de 0,23 mrad (milliradian) contre 0,25 mrad pour le pic issu de simulation OptiBPM, soit une différence de 8 %. Cette légère différence peut être attribuée au fait que les ondulations dans l'amplitude du champ proche (cf. Figure 2.7.a) ne sont pas prises en compte dans le modèle analytique. Ces ondulations sont dues à la continuité du champ. Cependant, ce modèle fournit des résultats assez proches des simulations numériques, par conséquent, nous l'utiliserons dans l'étude de la résolution du défecteur EO en raison de sa flexibilité et de sa simplicité.

## 2.5 Optimisation du guide d'onde à fuite

La résolution du CAN tout-optique à quantification spatiale est directement liée aux caractéristiques de l'onde de fuite issue du défecteur. En effet, le nombre de niveaux de quantification est égale au nombre de lignes horizontales résolues sur le masque de codage. Cela est donné par le rapport entre le balayage total du faisceau de fuite et sa divergence (cf. Figure 2.9) :

$$N = \frac{\text{Balayage angulaire total}}{\text{Divergence angulaire}} = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} \quad (2.11)$$

Le nombre de bits de résolution est donné par le logarithme de base 2 du nombre de niveaux

de quantification :

$$b = \log_2 N \quad (2.12)$$

La conception du défecteur consiste à trouver les meilleurs compromis entre ses caractéristiques de performance, car elles varient souvent en sens opposés en fonction de ses paramètres. Par exemple, la résolution est proportionnelle à la longueur du guide d'onde à fuite, comme la divergence du faisceau diminue. Par contre, la bande passante est inversement proportionnelle à cette longueur à cause de l'atténuation du signal HF et de la différence des temps de transit des ondes optique et HF. Par conséquent, nous nous attachons, d'une part, à égaliser les vitesses de phase des ondes optique et HF et, d'autre part, à minimiser l'atténuation HF dans les électrodes de commande, ce qui contribue à élargir la bande passante malgré une longueur du défecteur choisie pour augmenter la résolution. Néanmoins, la contribution de la longueur à la résolution diminue avec la décroissance de l'intensité des impulsions laser dans le cœur. Une longueur excessive va donc dégrader la bande passante sans améliorer la résolution, un compromis entre résolution et bande passante doit être effectué.

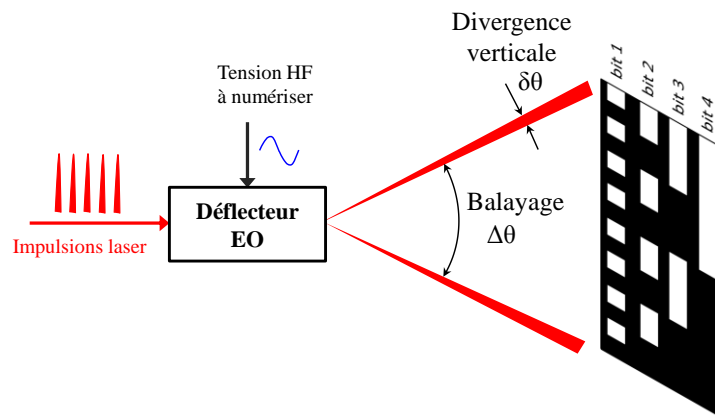


Figure 2.9 – Diagramme conceptuel du CAN tout-optique à quantification spatiale illustrant les deux paramètres déterminant la résolution : balayage et divergence verticale.

L'excursion totale du faisceau de fuite  $\Delta\theta$  est proportionnelle à l'effet EO, donc, au produit entre le coefficient EO du polymère de cœur et l'amplitude du champ électrique :  $r_{eo} \cdot E$  (cf. éq. 2.8). Par conséquent, la résolution est proportionnelle à l'amplitude de la tension HF à numériser. En effet, pour une divergence  $\delta\theta$  donnée, plus la plage angulaire d'excursion du faisceau de fuite est large, plus on aura de lignes résolues sur le plan image, meilleure sera la résolution du CAN tout-optique. Cependant, l'hypothèse d'une amplitude de tension trop élevée n'est pas réaliste pour les signaux de large bande, ce qui restreint la validité des performances théoriques.

### 2.5.1 Angle de fuite

L'angle d'émergence du faisceau de fuite dans le superstrat est lié à la constante de phase ( $\beta$ ) du mode optique du guide et au module du vecteur d'onde dans le superstrat ( $k_s$ ). La Figure 2.10 montre les vecteurs d'onde dans le cœur du guide optique  $\vec{k}_c$  et dans le superstrat  $\vec{k}_s$

respectivement, ainsi que leurs projections selon la direction de propagation. Les conditions aux limites imposent la continuité de la composante tangentielle du champ électrique aux interfaces cœur/couche tampon et couche tampon/prisme, il en résulte la condition suivante :

$$\beta = k_s \cdot \sin\theta \quad (2.13)$$

L'angle de fuite est alors lié à l'indice de réfraction effectif par la relation :

$$\sin\theta = \frac{\beta}{k_s} = \frac{n_{oe}}{n_s} \quad (2.14)$$

Un changement de l'indice de réfraction effectif  $dn_{oe}$  entraînera donc une variation  $d\theta$  de l'angle de fuite. Cette variation angulaire peut être calculée analytiquement en dérivant  $\theta$  par rapport à  $n_{oe}$  dans l'équation 2.14. L'équation résultante est alors :

$$d\theta = \frac{dn_{oe}}{n_s \cdot \cos\theta} = \frac{dn_{oe}}{\sqrt{n_s^2 - n_{oe}^2}} \quad (2.15)$$

En remplaçant  $dn_{oe}$  par son expression déduite de la formule 2.8, nous écrivons la variation angulaire  $d\theta$  en fonction de la variation de champ électrique  $dE$  :

$$d\theta = \frac{0,5 \cdot n_{oe_0}^3 \cdot r_{eo} \cdot \Gamma}{\sqrt{n_s^2 - n_{oe}^2}} \cdot dE \quad (2.16)$$

En remplaçant l'indice effectif par son expression 2.8, l'équation 2.16 devient :

$$d\theta = \frac{0,5 \cdot n_{oe_0}^3 \cdot r_{eo} \cdot \Gamma}{\sqrt{n_s^2 - n_{oe_0}^2 (1 + 0,5 \cdot n_{oe_0}^2 \cdot r_{eo} \cdot \Gamma \cdot dE)^2}} \cdot dE \quad (2.17)$$

Comme la variation du terme  $0,5 \cdot n_{oe_0}^2 \cdot r_{eo} \cdot \Gamma \cdot dE$  induite par l'effet EO est très inférieure à 1, l'expression 2.17 peut être approximée par la relation suivante :

$$d\theta \simeq \frac{0,5 \cdot n_{oe_0}^3 \cdot r_{eo} \cdot \Gamma}{\sqrt{n_s^2 - n_{oe_0}^2}} \cdot dE \quad (2.18)$$

Les variations de l'angle de fuite sont quasiment proportionnelles à celles du champ électrique, par conséquent, une tension HF d'entrée est linéairement convertie en déviation angulaire d'un faisceau de fuite. Selon l'équation 2.18, la variation  $d\theta$  est maximale lorsque le dénominateur  $\sqrt{n_s^2 - n_{oe_0}^2}$  tend vers zéro, soit avec un prisme d'indice de réfraction légèrement supérieur à l'indice effectif.



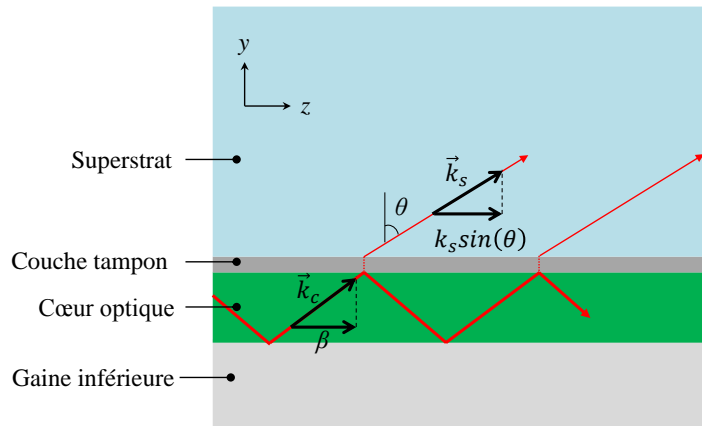


Figure 2.10 – Projection des vecteurs d'onde  $k_c$  et  $k_s$  selon la direction de propagation (axe  $z$ ).

## 2.5.2 Guide optique monomode

Un guide optique multimode aurait engendré un élargissement du faisceau de fuite, étant donné que chaque mode a un indice de réfraction effectif différent, les faisceaux de fuite élémentaires émergeraient avec des angles différents d'après la relation 2.14. Le guide doit donc être monomode afin de minimiser la divergence du faisceau de fuite  $\delta\theta$ . Après le choix des matériaux, la première étape dans la conception du guide à fuite est le dimensionnement du cœur optique pour qu'il soit monomode.

Le nombre de modes dans un guide optique dépend, d'une part, de l'écart d'indice entre les matériaux de cœur et de gaine, d'autre part, des dimensions du cœur. Rappelons que le polymère de cœur (PMMI/CPO-1) a un indice de 1,63 et que celui de gaine inférieure et couche tampon (NOA 81) a un indice de 1,56, soit un écart d'indice  $\Delta n = 0,07$  entre ces deux polymères. Le déflecteur sera conçu pour une longueur d'onde  $\lambda_0 = 1550$  nm. Le guide optique doit non seulement être monomode mais également présenter un fort coefficient de confinement afin d'optimiser l'effet EO.

Les chromophores du polymère de cœur doivent être orientés horizontalement (cf. § 3.3) puisque les électrodes appliquent un champ  $E$  horizontal. Par conséquent, la lumière dans le guide doit être polarisée en mode TE (Transverse Électrique), dans lequel seule la composante horizontale (selon l'axe  $x$ ) du champ  $E$  est non nulle, afin de bénéficier du coefficient EO le plus élevé, en l'occurrence, le coefficient  $r_{33}$  (cf. § 2.6.1). Dans un premier temps, nous optimisons les dimensions du cœur optique sans tenir compte des autres paramètres du déflecteur (c.-à-d., épaisseur de la couche tampon, distance entre électrodes, ... etc), qui seront introduit progressivement dans les sections suivantes. La courbe en Figure 2.11 définit les domaines monomode et multimode d'un guide qui confine (couche tampon assez épaisse) en fonction des dimensions du cœur à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1550$  nm.

Les dimensions du cœur ( $a, b$ ) doivent être choisies assez grandes tout en restant en dessous de la courbe entre les zones monomode/multimode sur la Figure 2.11. Cela permet de faciliter le couplage de la lumière dans le cœur avec une fibre lentillée. Typiquement, les fibres optiques monomodes ont un mode d'une dizaine de micromètres de diamètre. Ce dernier peut descendre

à quelques micromètres pour une fibre lentillée. Un écart trop important entre les profils de mode de la fibre et du guide optique peut entraîner d'importantes pertes de couplage à l'entrée du guide.

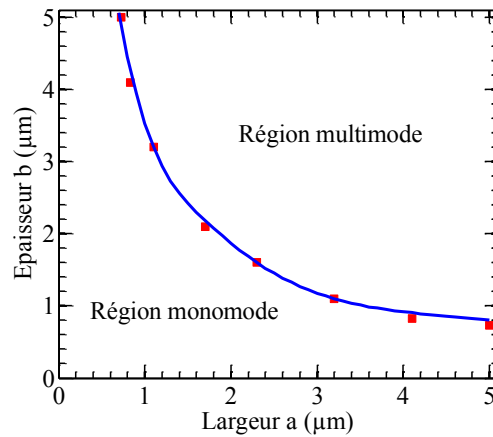


Figure 2.11 – Domaines monomode et multimode en fonction des dimensions du cœur pour un guide qui confine la lumière et dont l'écart d'indice entre cœur et gaine est  $\Delta n = 0,07$ .

Le taux de confinement optique,  $C$ , correspond à la portion de puissance optique dans le cœur par rapport à la puissance totale :

$$C = \frac{\int_{-b/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} \psi^2(x, y) \cdot dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^2(x, y) \cdot dx dy} \quad (2.19)$$

où  $\psi(x, y)$  représente le champ optique,  $a$  et  $b$  représentent respectivement la largeur et l'épaisseur du cœur en polymère EO. Le choix de la section du cœur et de ses dimensions influence le confinement de la lumière dans le cœur. Par rapport à la section rectangulaire, une section carrée permet d'obtenir un meilleur confinement tout en ayant un profil de mode quasi-circulaire (cf. Figure 2.12) compatible avec celui d'une fibre lentillée. En effet, le choix d'un cœur d'une section carrée de  $1,8 \mu\text{m}$  de côté permet d'obtenir le caractère monomode recherché et un taux de confinement de 72 %. Ce choix laisse une marge de sécurité pour les tolérances de fabrication et permet d'éviter le basculement dans le domaine multimode. La Figure 2.12 illustre le champ optique du mode fondamental du guide pour un faisceau polarisé TE. L'indice effectif est de 1,5872 sur la figure (gaine supposée uniforme et infinie) et va varier lorsque l'épaisseur de la couche tampon sera ajustée.

Une fois les dimensions du cœur optique définies, la prochaine étape est de déterminer les conditions optimales qui permettent d'obtenir un faisceau de fuite de faible divergence verticale afin d'optimiser la résolution du CAN tout-optique.

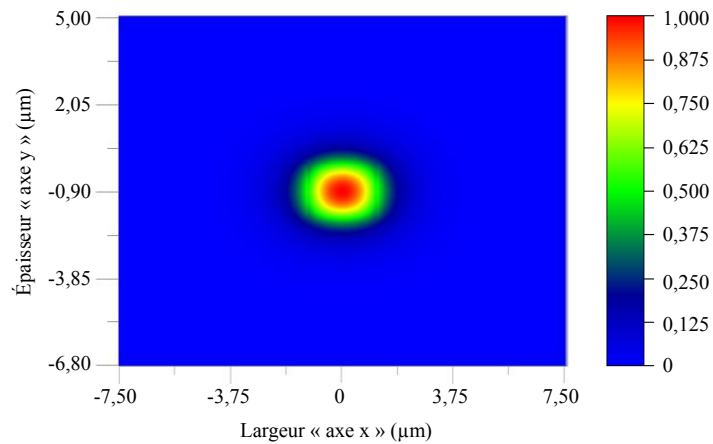


Figure 2.12 – Cartographie du champ optique, sur une échelle linéaire, polarisé en mode TE dans un guide formé d'un cœur carré de  $1,8 \mu\text{m}$  ( $n_c = 1,63$ ) entouré d'une gaine d'indice  $n_g = 1,56$ .

### 2.5.2.1 Courbes de dispersion dans le guide

La Figure 2.13 présente les courbes de dispersion des modes TE dans le guide à fuite. Le mode fondamental ( $\text{TE}_{00}$ ) est tracé en trait continu en bleu et le premier mode secondaire ( $\text{TE}_{10}$ ) est tracé en pointillé en vert. Pour un mode guidé, l'indice de réfraction effectif varie entre l'indice de la gaine et celui du cœur, soit  $1,56 < n_{oe} < 1,63$  en l'occurrence, selon la proportion de la lumière guidée dans le cœur et dans la gaine. L'évolution de l'indice effectif, et donc la vitesse de phase de la lumière, diffère selon l'ordre du mode guidé (cf. Figure 2.13).

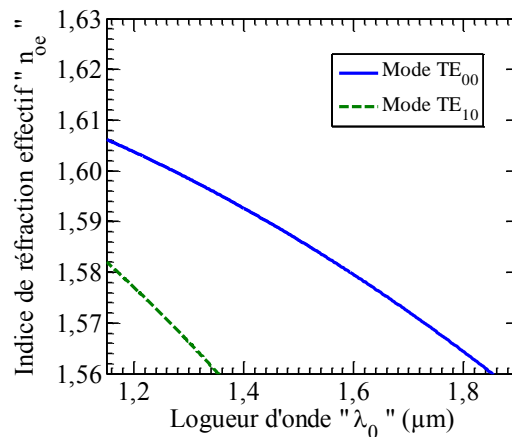


Figure 2.13 – Courbes de dispersion des modes optiques TE dans le guide à fuite. Le cœur carré ( $n_c = 1,63$ ) de côté  $a = b = 1,8 \mu\text{m}$ , l'épaisseur de couche tampon ( $n_t = 1,63$ )  $h_t = 3,5 \mu\text{m}$  et l'indice de réfraction du prisme-superstrat est  $n_s = 1,7$ .

Dans les conditions de simulation des courbes en Figure 2.13, le guide à fuite supporte un seul mode TE lorsque la longueur d'onde optique  $\lambda_0$  est supérieure à  $1,36 \mu\text{m}$ . Une faible variation de  $\lambda_0$  autour de la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$  n'entraîne donc pas un fonctionnement multimode du guide à fuite.

### 2.5.2.2 Dispersion chromatique due aux impulsions laser

Les impulsions fournies par le laser en amont du déflecteur doivent répondre à quatre exigences principales : (i) une longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ , (ii) un taux de répétition de 40 GHz ou plus pour un CAN de 20 GHz de bande, (iii) une gigue temporelle d'environ 100 fs pour atteindre 6 bits de résolution et (iv) une durée d'impulsion  $\tau$  de l'ordre de la picoseconde.  $\tau$  doit être suffisamment faible pour que chaque impulsion ne couvre qu'un seul niveau de quantification. Dans le cas où  $\tau$  est trop longue, une même ligne horizontale (faisceau de fuite focalisé verticalement) pourrait balayer plusieurs niveaux de quantification sur le masque de codage à cause d'une variation rapide de la tension, si bien que le quantificateur fournirait plusieurs valeurs numériques pour une même impulsion laser, ce qui serait évidemment inacceptable.

Afin d'éviter ce problème, la durée  $\tau$  doit être inférieure au temps nécessaire à la ligne horizontale pour balayer deux niveaux de quantification adjacents. Si l'on considère une tension sinusoïdale de fréquence  $f$  et d'amplitude  $V_0$ , la variation la plus rapide de la tension, donc le déplacement le plus rapide de la ligne de focalisation sur le masque de codage, intervient lors du passage par zéro de la tension. Par ailleurs, au voisinage de zéro, la variation de tension  $dV$  pendant un temps  $dt$  peut être approximée par  $dV = V_0 \cdot 2\pi f \cdot dt$ . Avec un pas de quantification  $q = 2V_0/64$ , pour une résolution de 6 bits, le temps  $dt$  nécessaire pour passer d'un niveau de quantification  $N$  à un niveau  $N+1$  (ou  $N-1$ ) est alors  $dt = 1/(64\pi f)$ , soit 0,25 ps pour une fréquence de 20 GHz. La durée d'une impulsion devrait donc être inférieure ou égale à 0,25 ps.

Des impulsions de « très » faible durée peuvent être affectées par la dispersion chromatique du guide, ce qui peut entraîner un étalement vertical du faisceau de fuite. La largeur spectrale  $\Delta\lambda$  d'une impulsion est liée à sa largeur fréquentielle  $\Delta f_0$  par la formule suivante déduite de la relation  $\lambda = c/f_0$  :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \cdot \Delta f_0 \quad (2.20)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Pour une impulsion gaussienne de durée  $\tau$ , sa transformée de Fourier est aussi une gaussienne dont la largeur fréquentielle à mi-hauteur en intensité est  $\Delta f_0 = 2 \cdot \ln 2 / \tau \cdot \pi$  [73]. La dispersion chromatique est alors donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2 \cdot 2 \cdot \ln 2}{c \cdot \tau \cdot \pi} \quad (2.21)$$

La largeur spectrale est de 14 nm pour une impulsion de durée  $\tau = 0,25$  ps, soit  $\pm 7$  nm autour de la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ . On peut estimer que l'effet de la dispersion sur les impulsions laser est négligeable et qu'il n'introduit pas de divergence supplémentaire du faisceau de fuite.

En toute rigueur, nous devrions considérer la vitesse de groupe des impulsions optiques pour l'échantillonnage. Mais comme, d'une part, leur largeur spectrale est de seulement 14 nm et, d'autre part, leur longueur d'onde  $\lambda = 1550$  nm se trouve loin des pics d'absorption du polymère EO PMMI/CPO-1, celui que nous utilisons pendant cette thèse, d'après les mesures du spectre

d'absorbance rapportées dans la thèse de doctorat de H. Mahé [80], la vitesse de groupe des impulsions laser est donc quasiment égale à la vitesse de phase, si bien que nous avons opté pour la vitesse de phase dans nos calculs optiques pour raison de simplicité et d'efficacité sans perdre la précision et la validité requises.

Étant donné que les matériaux sont choisis, l'étude de la divergence de l'onde de fuite consiste dans un premier temps à optimiser l'épaisseur de la couche tampon qui sépare le cœur du prisme ainsi que la longueur du guide à fuite.

### 2.5.3 Coefficient de fuite

Une fuite sur une grande longueur est favorable à la résolution, cela requiert un faible coefficient de fuite  $\alpha_f$ . Ce coefficient dépend des paramètres opto-géométriques de la structure : l'épaisseur de la couche tampon  $h_t$ , l'indice de réfraction du cœur  $n_c$ , celui de la couche tampon  $n_t$  et le contraste d'indice  $\Delta n = n_c - n_t$ . L'influence de l'épaisseur de la couche tampon et celle de l'indice de réfraction du polymère de cœur seront étudiées respectivement dans les paragraphes 2.5.3.2 et 2.5.3.3. Étant donné que les indices de réfraction sont liés aux matériaux choisis, l'épaisseur de la couche tampon est un paramètre clé offrant une grande flexibilité dans l'optimisation du coefficient de fuite ( $\alpha_f$ ).

#### 2.5.3.1 Calcul du coefficient de fuite par simulations numériques

Comme il n'existe pas de formule analytique pour le coefficient de fuite, nous le déterminons donc par simulation numérique avec OptiBPM, en supposant que la lumière fuyant le guide se retrouve intégralement dans le prisme. En effet, l'atténuation apparente dans le guide englobe les vraies pertes dans le guide ( $\alpha_{opt}$ ) et l'atténuation causée par l'onde de fuite ( $\alpha_f$ ). Connaissant les pertes dans le guide, que nous définissons nous-mêmes dans le logiciel de simulation, nous pourrions remonter au coefficient de fuite à partir du coefficient d'atténuation globale,  $\alpha = \alpha_f + \alpha_{opt}$ , déterminé par simulation numérique du guide optique à fuite, avec des dimensions de prisme réduites. En effet, la courbe de l'évolution de la puissance optique dans le cœur au cours de la propagation est exportée depuis OptiBPM, ensuite, à l'aide de Matlab, un ajustement numérique d'une courbe théorique ( $A \cdot e^{-\alpha z}$ ) est effectué afin de remonter au coefficient de pertes globales  $\alpha$ .

Les Figures 2.15.a et 2.15.b montrent l'évolution de la puissance optique normalisée dans le cœur au cours de la propagation selon l'axe z ainsi que les courbes ajustées pour les épaisseurs de couche tampon de 3,5  $\mu\text{m}$  et 2,1  $\mu\text{m}$  respectivement. Après ajustement, le coefficient de l'exponentielle résultant est alors le coefficient d'atténuation global, auquel on soustrait l'atténuation des matériaux  $\alpha_{opt} = 0,345 \text{ Np/cm}$  (3 dB/cm) pour retrouver le coefficient de fuite. À titre d'exemple, sur la Figure 2.14.a, le coefficient de fuite est de 0,04 Np/cm (0,35 dB/cm), l'atténuation est donc majoritairement causée par les pertes dans les matériaux contrairement au cas de la Figure 2.14.b où l'atténuation est majoritairement causée par la fuite avec un coefficient de 1,60 Np/cm (13,89 dB/cm).

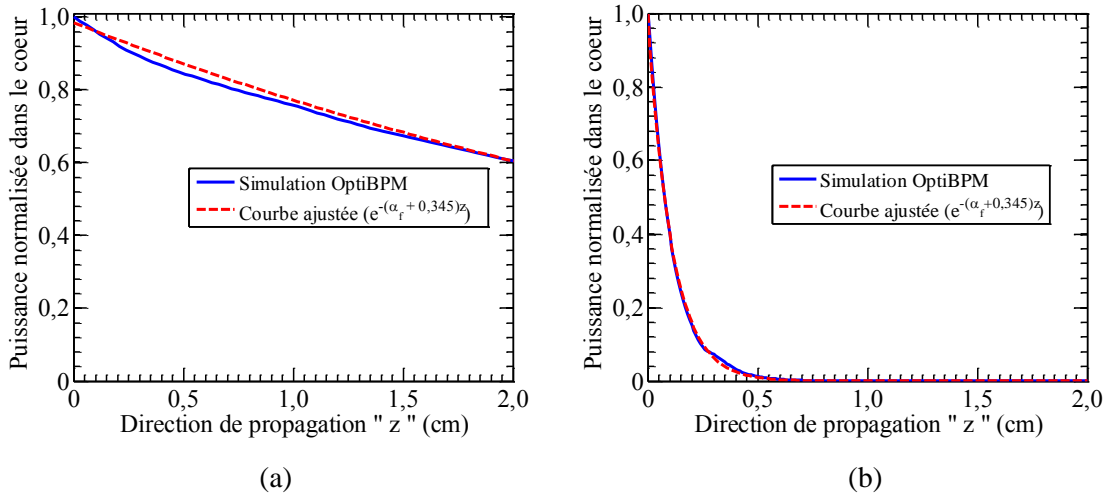


Figure 2.14 – La courbe continue en bleu représente l'atténuation de la puissance optique normalisée dans le cœur du guide à fuite, celle en pointillé rouge suivant une loi exponentielle est ajustée numériquement afin de remonter au coefficient de fuite  $\alpha_f$ ; a)  $h_t = 3,5 \mu\text{m}$  ; b)  $h_t = 2,1 \mu\text{m}$ .

### 2.5.3.2 Épaisseur de la couche tampon

L'épaisseur de la couche tampon est le paramètre sur lequel nous pouvons agir de manière simple afin d'optimiser le coefficient de fuite quand les matériaux sont déjà choisis. Le choix de cette épaisseur doit permettre d'une part (i) une divergence verticale assez faible, afin d'atteindre une résolution élevée (couche tampon assez épaisse) et, d'autre part (ii) une puissance de fuite suffisamment élevée (couche tampon assez mince) pour que la puissance du faisceau de fuite soit bien au-dessus du bruit. La Figure 2.15 montre la variation du coefficient de fuite en fonction de l'épaisseur de la couche tampon. Le coefficient de fuite passe de 2,09 Np/cm (18,17 dB/cm) à 0,04 Np/cm (0,35 dB/cm) lorsque l'épaisseur de la couche tampon passe de 2  $\mu\text{m}$  à 3,5  $\mu\text{m}$ . Avec une couche tampon épaisse, l'intensité de l'onde optique qui pénètre dans le prisme est moins importante, en conséquence, le coefficient de fuite sera plus faible. Les cartographies du champ lumineux sur la Figure 2.16 illustrent bien l'influence de l'épaisseur de la couche tampon sur la fuite de la lumière. Les épaisseurs très petites, 1,2  $\mu\text{m}$  et 1,6  $\mu\text{m}$ , sont choisies pour bien visualiser l'onde de fuite et mettre en évidence l'influence de  $h_t$  sur la fuite. Il est également montré que l'angle de fuite  $\theta$  d'environ  $69,5^\circ$ , mesuré sur la cartographie du champ de fuite (cf. Figure 2.16.a) est proche de l'angle  $69,1^\circ$ , prédit par l'équation 2.14 pour un indice effectif de 1,5882 et un prisme d'indice 1,7. Le choix de l'épaisseur de la couche tampon sera effectué en fonction de l'objectif de la divergence  $\delta\theta$ .

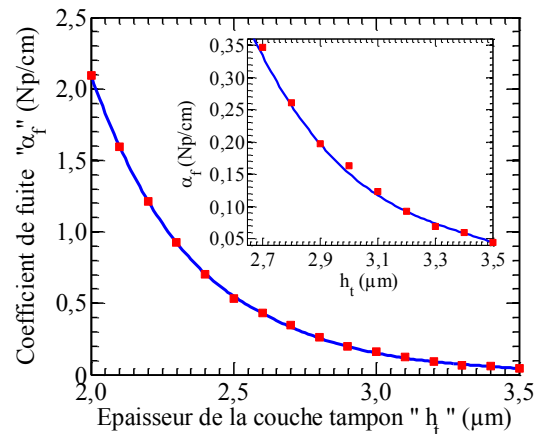


Figure 2.15 – Coefficient de fuite  $\alpha_f$  en fonction de l'épaisseur de la couche tampon  $h_t$  à  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ . Le cœur optique est en PMMI/CPO-1 d'indice 1,63 et de section carrée de  $1,8 \mu\text{m}$  de côté, la gaine inférieure ainsi que la couche tampon sont en NOA 81 d'indice 1,56, le prisme est en verre d'indice 1,7.

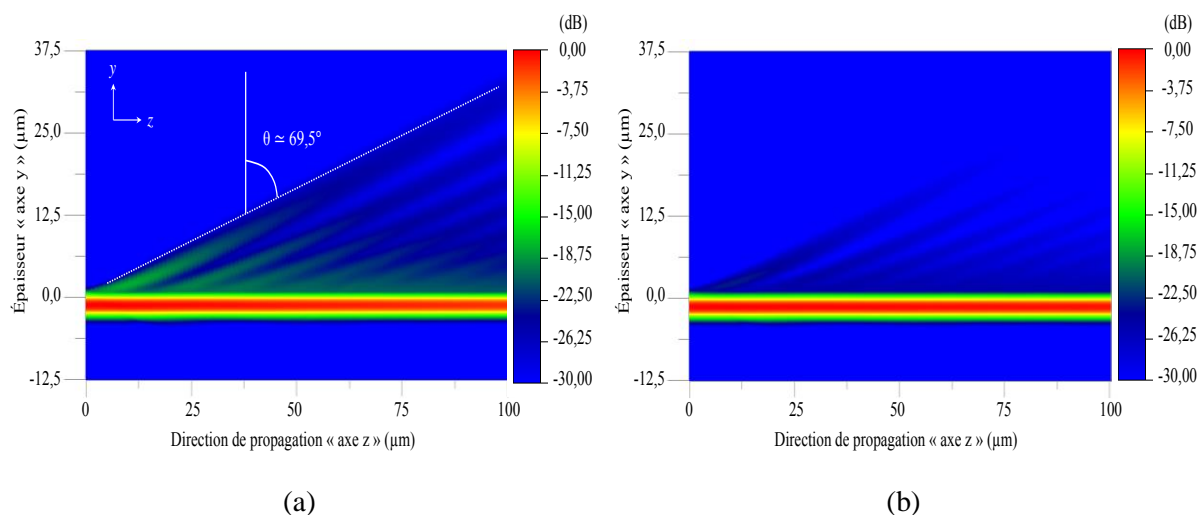


Figure 2.16 – Illustration de l'onde de fuite depuis le guide d'onde optique. Les simulations sont effectuées dans les mêmes conditions que pour la Figure 2.15 ; a)  $h_t = 1,2 \mu\text{m}$  ; b)  $h_t = 1,6 \mu\text{m}$ .

L'épaisseur de la couche tampon affecte très faiblement l'angle de fuite. Ceci est du fait que l'indice effectif dépend de la proportion de l'onde lumineuse dans les différentes zones du guide. Comme dans des conditions de faible fuite, la proportion de la lumière dans le cœur reste prépondérante (72 %) quels que soient l'épaisseur  $h_t$  et l'indice du prisme  $n_s$ , ces derniers ont un très faible impact sur l'indice effectif, donc sur l'angle de fuite selon l'équation 2.14.

### 2.5.3.3 Indice de réfraction du cœur

Tous les polymères à fort coefficient EO peuvent potentiellement être utilisés comme matériau de cœur du défecteur. Les indices de réfraction des polymères EO sont généralement compris entre 1,60 et 1,65. La Figure 2.17.a illustre la variation du coefficient de fuite en fonction de l'indice de réfraction du matériau de cœur. L'épaisseur de la couche tampon considérée est de  $h_t = 2,9 \mu\text{m}$ . Le coefficient de fuite diminue de 1,87 à 0,04 Np/cm lorsque

l'indice de réfraction du polymère de cœur varie de 1,60 à 1,65. En effet, plus le contraste d'indice entre le cœur et la couche tampon est élevé, plus l'onde optique sera confinée dans le cœur du guide, moins le champ optique fuit dans le prisme.

Comme l'indice de réfraction effectif du guide optique augmente avec l'indice du cœur (cf. Figure 2.17.b), une incertitude sur l'indice de réfraction du cœur se traduit par une erreur sur l'angle de déflexion  $\theta$  (cf. éq. 2.14) et sur le coefficient de fuite, ainsi, sur la résolution angulaire du défecteur EO.

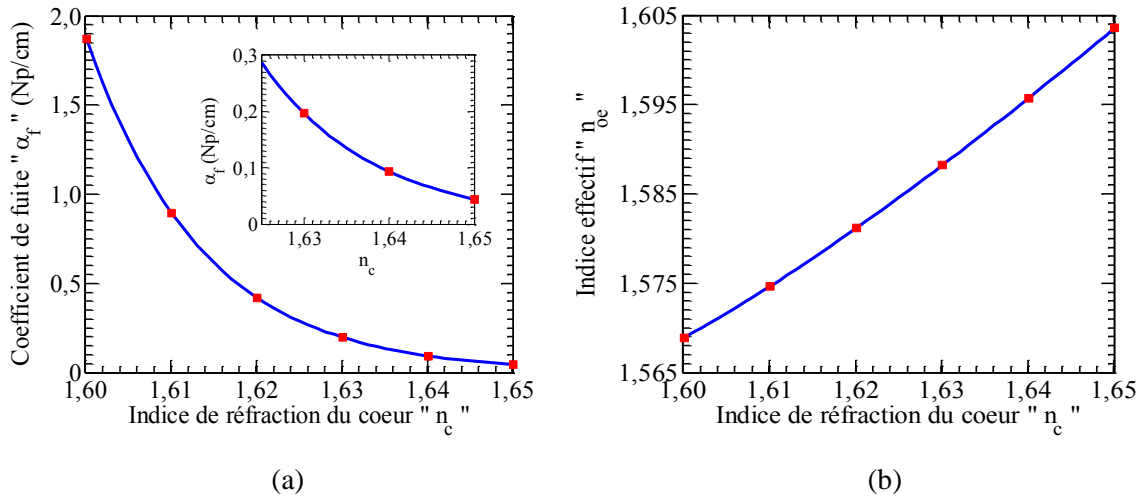


Figure 2.17 – a) Variation du coefficient de fuite en fonction de l'indice de réfraction du cœur. b) Variation de l'indice effectif du mode fondamental en fonction de l'indice de réfraction du cœur. Les paramètres opto-géométriques de simulations sont :  $n_g = n_t = 1,56$ ,  $n_s = 1,7$ ,  $\alpha_{opt} = 0,345$  Np/cm,  $a = b = 1,8$   $\mu\text{m}$  et  $h_t = 2,9$   $\mu\text{m}$ .

## 2.5.4 Divergence

La divergence verticale du faisceau de fuite  $\delta\theta$  est un paramètre clé pour la résolution du CAN tout-optique à quantification spatiale. Il est primordial de la réduire au minimum tout en préservant la bande passante. Nous étudions dans ce paragraphe l'interaction et l'influence du **coefficient de fuite**  $\alpha_f$ , des **pertes optiques**  $\alpha_{opt}$  et de la **longueur**  $L$  du guide à fuite sur la divergence  $\delta\theta$ , en utilisant des résultats de calcul avec OptiBPM et le modèle analytique de l'équation 2.9.

### Divergence et coefficient de fuite

L'influence du coefficient de fuite sur la divergence verticale du faisceau de fuite est illustrée sur la Figure 2.18. Les courbes sont obtenues pour un guide à fuite de longueur  $L = 2$  cm. La divergence du faisceau de fuite diminue avec le coefficient de fuite. Plus le coefficient de fuite est faible, meilleure sera la résolution, parce que le champ de fuite proche varie faiblement sur une plus grande longueur, il en résulte donc un champ lointain moins divergent en vertu des propriétés de la transformée de Fourier (cf. Figure 2.7.a). À contrario, un coefficient de fuite fort élargit le faisceau de fuite dans le plan image. On peut s'attendre à ce qu'un coefficient d'atténuation optique fort dégrade aussi la résolution pour la même raison. Ce



sera détaillé dans le paragraphe suivant.

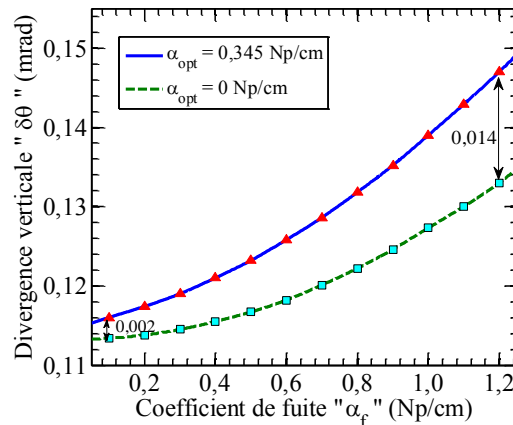


Figure 2.18 – Divergence verticale à mi-hauteur en intensité du faisceau de fuite en fonction du coefficient de fuite. Les paramètres utilisés :  $n_{oe0} = 1,5882$ ,  $n_s = 1,7$ ,  $L = 2$  cm.

### Divergence et pertes optiques du guide

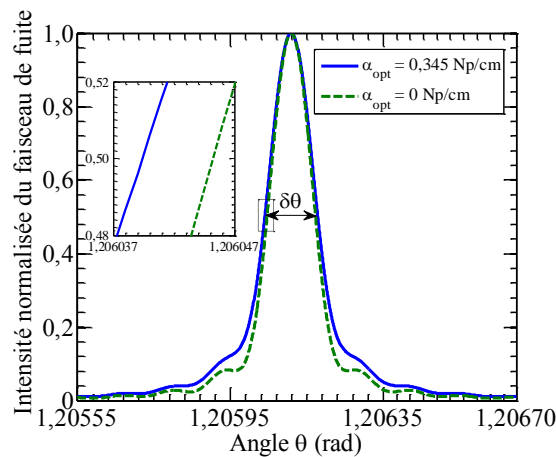


Figure 2.19 – Intensité optique normalisée du faisceau de fuite. Les pertes optiques sont de  $\alpha_{opt} = 0,345$  Np/cm pour la courbe continue en bleu et de  $\alpha_{opt} = 0$  Np/cm pour la courbe discontinue en vert. La longueur du guide à fuite considérée est de  $L = 2$  cm avec un coefficient de fuite est de  $\alpha_f = 1$  Np/cm.

Nous montrons sur la Figure 2.19 l'intensité normalisée de l'onde de fuite en fonction de l'angle  $\theta$  avec et sans pertes optiques ( $\alpha_{opt} = 0,345$  Np/cm et  $\alpha_{opt} = 0$  respectivement). Les pics ont été obtenus avec une tension entre électrodes nulle ( $V_{HF} = 0$  V), pour une longueur  $L = 2$  cm et un coefficient de fuite  $\alpha_f = 1$  Np/cm. Ces deux pics montrent que les pertes optiques augmentent effectivement la divergence du faisceau de fuite. En effet, la divergence du faisceau à mi-hauteur est de 0,139 mrad pour un coefficient de pertes optiques de 0,345 Np/cm contre 0,127 mrad lorsque ces pertes sont négligées, soit une différence de 0,012 mrad, d'où l'intérêt de choisir des matériaux les plus transparents possible. Avec des matériaux et une qualité de réalisation donnés, nous devons concevoir le guide à fuite de manière à réduire au mieux l'effet des pertes sur la divergence, car, cette différence de divergence est d'autant plus importante que

le coefficient de fuite est élevé (cf. Figure 2.18). Elle est de 0,002 mrad pour  $\alpha_f = 0,1$  Np/cm contre 0,014 mrad pour  $\alpha_f = 1,2$  Np/cm. Du seul point de vue de la divergence  $\delta\theta$ , nous avons donc tout intérêt à réduire le coefficient de fuite au plus bas.

### Divergence et longueur effective

La divergence du faisceau peut aussi être expliquée par le phénomène de diffraction, en considérant le cœur du guide comme une ouverture de largeur  $a$  et de longueur  $L$ . Rappelons que la diffraction est définie comme étant la déviation de rayons lumineux de leur trajectoire rectiligne lorsqu'ils rasant les bords d'une ouverture. Ce phénomène est dû au caractère ondulatoire de la lumière. Comme la diffraction de l'onde lumineuse est d'autant plus faible que les dimensions de l'ouverture sont grandes, pour réduire la divergence verticale  $\delta\theta$ , il faut augmenter la longueur du guide à fuite puisque  $\delta\theta$  est inversement proportionnelle à  $L$ .

La Figure 2.20 décrit la divergence verticale du faisceau en fonction de la longueur du guide pour plusieurs coefficients de fuite. On y observe que la divergence  $\delta\theta$  diminue quand la longueur  $L$  augmente. Cela confirme l'intérêt de choisir une grande longueur. Cependant, la divergence ne diminue plus et arrive à une stabilisation au-delà d'une certaine longueur. Nous appellerons celle-ci la longueur effective  $L_{eff}$  du guide à fuite. Comme il est inutile d'augmenter la longueur du guide  $L$  au-delà de  $L_{eff}$ , on choisira une longueur inférieure ou égale à  $L_{eff}$ . Dans le cas contraire ( $L > L_{eff}$ ), la bande passante serait réduite sans effet sur la résolution. La Figure 2.20 montre également que la longueur effective diminue lorsque le coefficient de fuite augmente. Cette relation est illustrée par la courbe sur la Figure 2.21, tracée à partir des courbes de la Figure 2.20. Cette figure illustre la frontière à ne pas dépasser lors du choix de la longueur du guide. La longueur et le coefficient de fuite doivent donc être choisis d'une manière corrélée.

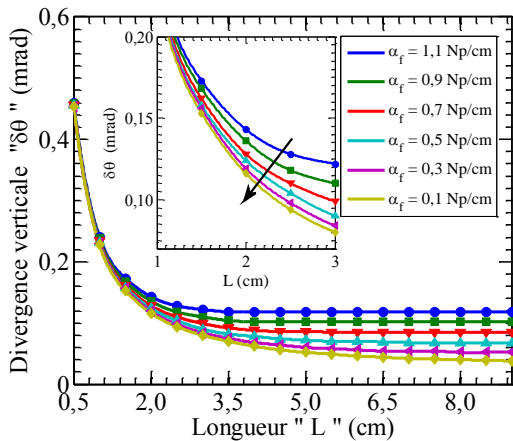


Figure 2.20 – Divergence verticale du faisceau de fuite en fonction de la longueur du guide à fuite pour plusieurs coefficients de fuite. Paramètres opto-géométriques :  $n_{oe} = 1,5882$ ,  $n_s = 1,7$ ,  $\alpha_{opt} = 0,345$  Np/cm,  $V_{HF} = 0$  V.

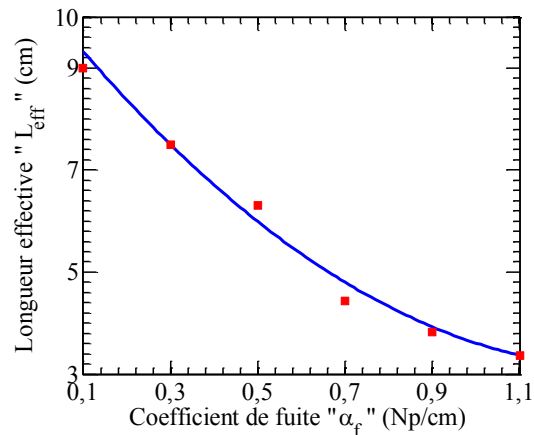


Figure 2.21 – Longueur effective en fonction du coefficient de fuite. Cette courbe est produite en relevant la longueur pour laquelle la divergence arrive à stabilisation sur la Figure 2.20.

Une grande longueur réduit la bande passante du déflecteur à cause d'une part de l'atténuation HF et d'autre part de la désadaptation des vitesses de phase des ondes optique et

HF (cf. § 2.6.3). Le choix d'une faible longueur est favorable à la bande passante mais réduit la résolution, à cause d'une divergence élevée qui en résulte. Le choix de la longueur est l'un des compromis importants à trouver entre résolution et bande passante.

## 2.6 Interaction opto-hyperfréquence

Dans cette section, nous présentons la conception et les solutions étudiées pour optimiser l'interaction entre les ondes optique et hyperfréquence. Cette optimisation est présentée en trois paragraphes portant sur les verrous et les solutions proposées pour les lever : amélioration du recouvrement entre les ondes optique et hyperfréquence (cf. § 2.6.2), adaptation des vitesses de phase entre les ondes optique et hyperfréquence (cf. § 2.6.3) ainsi que la pré-accentuation du champ E afin de réduire l'influence des pertes HF sur la divergence du faisceau de fuite (cf. § 2.6.4). Nous réservons le premier paragraphe à un rappel de la définition et du principe de l'effet EO, sur lequel le défecteur EO se base pour convertir les variations d'amplitude de la tension HF en excursion angulaire du faisceau de fuite.

### 2.6.1 Effet électro-optique

L'effet EO fait partie d'une classe générale d'effets optiques non-linéaires.

Les propriétés optiques de certains matériaux peuvent être modifiées sous l'influence de contraintes externes et une anisotropie peut être créée au sein d'un matériau isotrope par l'application d'une force externe. Ce facteur externe peut être d'origine thermique, acoustique, magnétique, optique ou électrique.

#### Anisotropie des matériaux

Les matériaux anisotropes sont des matériaux dont les caractéristiques physiques sont différentes selon la direction considérée, indice de réfraction et absorption en optique par exemple. L'anisotropie optique la plus courante est celle connue sous le nom de biréfringence. Les matériaux biréfringents présentent des indices de réfraction différents selon la polarisation de la lumière qui les traverse. Les matériaux biréfringents uniaxe<sup>3</sup> sont caractérisés par deux indices de réfraction : l'indice ordinaire  $n_o$  et l'indice extraordinaire  $n_e$ .  $n_o$  est l'indice de réfraction de la polarisation perpendiculaire à l'axe optique du matériau, appelé aussi axe d'anisotropie,  $n_e$  est celui de la polarisation parallèle à l'axe optique. La biréfringence est la différence entre les indices  $n_e$  et  $n_o$  :

$$\Delta n = n_e - n_o \quad (2.22)$$

L'indice de réfraction « vu » par une onde lumineuse traversant un milieu anisotrope dépend aussi bien de sa direction de propagation que de son état de polarisation. Cette dépendance est usuellement représentée par l'ellipsoïde des indices (cf. Figure 2.22). Dans le cas des matériaux

---

<sup>3</sup> Matériaux dans lesquels il existe une seule direction de propagation privilégiée pour laquelle l'indice de réfraction est indépendant de la polarisation de l'onde optique. Cette direction est appelée axe optique du milieu.

uniaxes, l'axe optique, généralement nommé axe  $z$ , est l'axe de révolution de l'ellipsoïde, dont l'équation s'écrit comme suit :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.23)$$

Où les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont les axes principaux des matériaux.

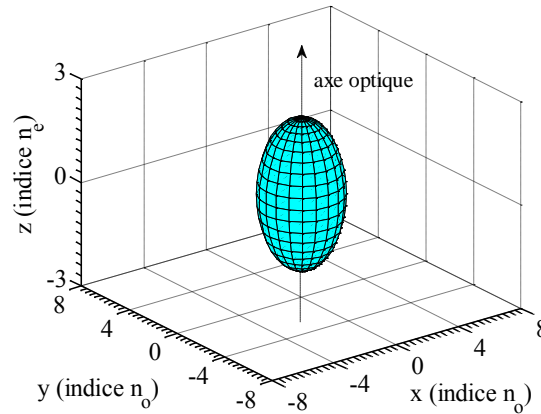


Figure 2.22 – Ellipsoïde des indices d'un matériau biréfringent uniaxe. LiNbO<sub>3</sub> est pris comme exemple avec  $n_o = 2,286$  et  $n_e = 2,200$ .

### Effets électro-optiques non-linéaires

Les matériaux EO sont des matériaux anisotropes dont les indices de réfraction varient en présence d'un champ  $E$  externe. Cette variation d'indice est liée à l'amplitude du champ  $E$  appliqué comme suit [74] :

$$n(E) = n - \frac{1}{2}rn^3E - \frac{1}{2}sn^3E^2 - \dots \quad (2.24)$$

où  $r$  et  $s$  sont les tenseurs électro-optiques linéaire et quadratique respectivement.  $r$  est un tenseur d'ordre 3 constitué de 27 éléments et  $s$  est un tenseur d'ordre 4 avec 81 éléments. Le tenseur d'ordre trois peut être ramené à une matrice 6x3 en appliquant la contraction de Voigt. Les autres éléments d'ordres supérieurs de ce développement, étant beaucoup plus faibles devant ceux des tenseurs  $r$  et  $s$ , sont négligés. Les matériaux possédant un tenseur  $r$  non nul sont appelés matériaux à effet Pockels. Les matériaux possédant un tenseur  $s$  non nul sont appelés matériaux à effet Kerr. Dans cette thèse, nous nous intéressons particulièrement à l'effet Pockels et à l'expression du tenseur  $r$  associé.

### Effet Pockels

L'effet Pockels se traduit par une déformation de l'ellipsoïde des indices. Ce dernier est décrit par une équation avec six termes quadratiques ( $x^2$ ,  $y^2$ ,  $z^2$ ,  $xy$ ,  $yz$  et  $zx$ ), dont les coefficients varient linéairement en fonction du champ électrique appliqué (effet EO linéaire) :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_j r_{ij}E_j \quad (2.25)$$

où  $i = 1, 2, \dots, 6$  pour les six termes de l'équation de l'ellipsoïde des indices,  $j = 1, 2, 3$  pour les trois composantes du champ électrique appliqué, soit 1 pour x, 2 pour y et 3 pour z. Cette sommation peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

Les 18 éléments de la matrice  $[r]_{ij}$ , exprimés en pm/V, sont les coefficients EO. Ils permettent de décrire complètement l'effet EO du matériau. Certains éléments de cette matrice sont nuls, d'autres sont soit égaux entre eux, soit de signes opposés entre eux ; cela dépend du groupe de symétrie auquel appartient le matériau. Le Tableau 2.3 présente les tenseurs EO des principaux matériaux à effet EO. Les coefficients EO du LiNbO<sub>3</sub> sont :  $r_{13} = 10$  pm/V,  $r_{33} = 32,2$  pm/V,  $r_{22} = 6,7$  pm/V et  $r_{51} = 32,6$  pm/V [75] et pour le GaAs :  $r_{41} = 1,46$  pm/V [76]. Quant aux les polymères, les valeurs des coefficients dépendent du chromophore et de la matrice polymère utilisés ainsi que de l'efficacité du procédé d'orientation (cf. § 3.3.1). Les polymères EO présentent une anisotropie uniaxe après orientation des chromophores dans la matrice. Cette opération, appelé « *poling* » en anglais est indispensable à l'apparition de l'effet EO à l'échelle macroscopique.

Tableau 2.3 – Tenseurs électro-optiques de matériaux à effet Pockels.

LiNbO <sub>3</sub>	GaAs	Polymères
$\begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{13} & 0 \\ r_{13} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$

Plusieurs travaux démontrent qu'il existe un certain rapport entre les coefficients,  $r_{13} \approx r_{33}/3$ , dans les polymères EO [77]. Pour tirer le meilleur profit d'un polymère EO, nous devons exploiter le coefficient EO maximal  $r_{33}$ , en appliquant le champ électrique de commande suivant l'axe optique z et l'onde lumineuse polarisée suivant l'axe optique z également. Rappelons que l'axe optique z des polymères EO est orienté dans la direction du champ de

poling.

## 2.6.2 Taux de recouvrement $\Gamma$

Le taux de recouvrement ( $\Gamma$ ) entre l'onde lumineuse et l'onde hyperfréquence est lié à la distribution du champ électrique  $E$  dans le guide d'onde à fuite. La configuration et la position des électrodes de commande par rapport au cœur optique sont des facteurs déterminants pour un taux de recouvrement optimal  $\Gamma$  se calcule à partir de l'intégrale suivante [78] :

$$\Gamma = \frac{G}{V} \cdot \frac{\int_{-b/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} \psi^2(x, y) \cdot E(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^2(x, y) \cdot dx dy} \quad (2.27)$$

où  $\psi(x, y)$  et  $E(x, y)$  représentent respectivement le champ optique et le champ électrique dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde lumineuse,  $G$  le gap entre les électrodes,  $V$  la tension appliquée,  $a$  et  $b$  représentent respectivement la largeur et l'épaisseur du cœur en polymère EO.

Le balayage du faisceau de fuite  $d\theta$  induit par un champ  $dE$  étant proportionnel au taux de recouvrement  $\Gamma$  (cf. éq. 2.18), plus  $\Gamma$  est élevé, meilleure sera la sensibilité angulaire du faisceau de fuite (par rapport au champ  $E$ ), par conséquent, meilleure sera la résolution pour un effet EO ( $r_{eo} \cdot E$ ) donné. De plus, si les électrodes de commande sont utilisées pour l'orientation des chromophores (cf. § 3.3.1), un taux de recouvrement élevé permettra d'augmenter l'efficacité de ce procédé grâce à un champ électrique plus intense, résultant un meilleur coefficient EO ( $r_{eo}$ ) [79].

La ligne microruban (MS pour *MicroStrip*) est habituellement utilisée comme électrodes de commande pour les modulateurs sur polymère, de phase et d'intensité de type Mach-Zehnder grâce, d'une part, à la simplicité d'un dépôt métallique sur la surface de la couche polymère et la bonne efficacité de *poling* et, d'autre part, au taux de recouvrement élevé qu'elle offre. Cependant, la ligne MS pénalise la bande passante de ces composants à cause de ses pertes élevées par radiation, notamment lorsque l'on cherche à réduire la tension de commande en diminuant la distance entre le plan de masse et le ruban supérieur. Dans la topologie du déflecteur EO illustrée sur la Figure 2.1 [52], les deux rubans coplanaires (CPS pour *CoPlanar Strips*) sont posés sur la couche tampon de part et d'autre du cœur optique. Elles servent à appliquer le signal électrique à numériser au cœur du guide optique en polymère EO. Une configuration d'électrodes coplanaires est nécessaire afin de permettre une onde de fuite à travers le gap des électrodes, alors qu'une électrode MS aurait bloqué toute onde de fuite, en plus du handicap qu'elle présente pour la bande passante. Les lignes coplanaires (CPS ou CPW pour *CoPlanar Waveguide*) sont moins dispersives que la ligne MS, les pertes par radiations y sont donc faibles, permettant ainsi d'élargir la bande passante HF du composant. L'utilisation d'électrodes coplanaires requiert, d'une part, une orientation des chromophores CPO-1 au sein de la matrice polymère PMMI dans la direction transversale (la même direction que le champ  $E$ ) et d'autre part, une polarisation de l'onde optique en mode TE pour un effet EO optimum.

### 2.6.2.1 Électrodes enterrées dans la gaine

La Figure 2.23 montre la cartographie du champ  $E$  dans une coupe transversale du déflecteur commandé par des électrodes CPS déposées sur la couche tampon. Dans cette topologie, le champ  $E$  n'est pas concentré dans la zone du cœur optique, ce qui signifie que le recouvrement entre l'onde lumineuse et l'onde hyperfréquence est faible. En effet, pour un gap entre les électrodes de  $G = 6 \mu\text{m}$ , un cœur de section carré de  $1,8 \mu\text{m}$  de côté, une couche tampon d'épaisseur  $h_t = 3,16 \mu\text{m}$  (correspondant à un coefficient de fuite  $\alpha_f = 0,1 \text{ Np/cm}$ ) et une épaisseur d'électrodes  $t = 1,8 \mu\text{m}$ , le taux de recouvrement  $\Gamma$  est de 40 % seulement. La variation d'indice  $\Delta n_{oe}$  produite par un effet EO proportionnel au produit  $r_{eo} \cdot E$  donné n'est donc pas optimale à cause du grand dénivelé entre les électrodes et le cœur optique. En plus, le gap d'air entre les électrodes doit être comblé très précisément au même niveau que ces dernières afin de poser le prisme-superstrat, générant des frais et du temps d'une étape technologique supplémentaire par rapport à une configuration proposée ci-après.

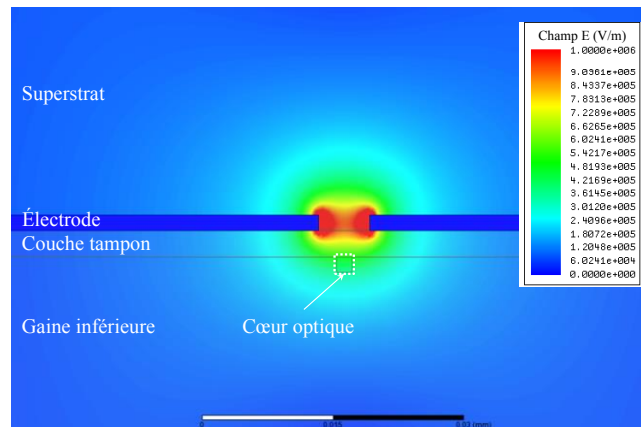


Figure 2.23 – Cartographie du champ électrique dans une coupe transversale du déflecteur EO commandé par des électrodes CPS posées sur la couche tampon. Les paramètres géométriques sont  $a = b = 1,8 \mu\text{m}$  pour le cœur,  $t = 1,8 \mu\text{m}$  pour l'épaisseur des électrodes,  $G = 6 \mu\text{m}$  pour le gap et  $h_t = 3,16 \mu\text{m}$  pour l'épaisseur de la couche tampon, égale au dénivelé entre cœur et électrodes.

Pour optimiser le taux de recouvrement d'une part et éviter le gap d'air entre la couche tampon et le prisme d'autre part, une nouvelle topologie du déflecteur est proposée. Dans celle-ci, les électrodes sont enterrées dans la gaine au même niveau que le cœur optique (cf. Figure 2.24). La couche tampon permettra ainsi d'égaliser la surface du guide d'onde avant de poser le prisme-superstrat dessus. La réalisation de cette topologie du déflecteur nécessitera donc moins d'étapes technologiques.

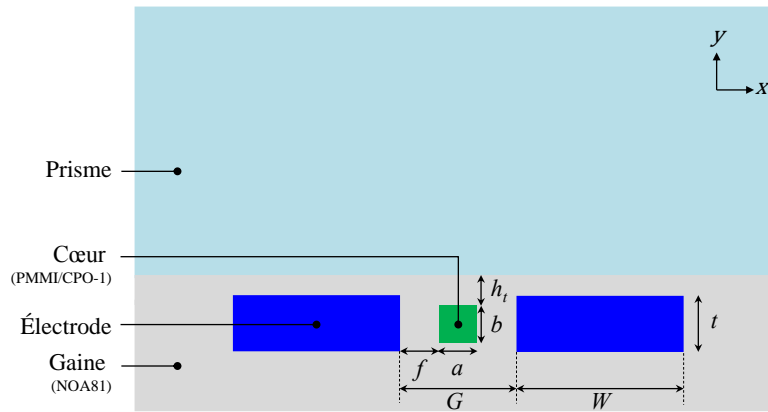


Figure 2.24 – Coupe transversale du déflecteur EO commandé par une ligne CPS enterrée dans le même niveau plan horizontal que le coeur optique.

La cartographie du champ  $E$  (cf. Figure 2.25) dans une coupe transversale du déflecteur, dans la nouvelle topologie (cf. Figure 2.24), a été calculée avec les mêmes matériaux et paramètres géométriques que le cas précédent (cf. Figure 2.23), à l'exception du dénivelé entre coeur et électrodes. Cette nouvelle topologie permet de superposer la zone de concentration du champ  $E$  avec celle du coeur optique, assurant ainsi un meilleur recouvrement entre le champ  $E$  et l'onde lumineuse concentrée dans le coeur, où on souhaite produire l'effet EO maximum. En effet, le taux de recouvrement calculé dans cette nouvelle topologie atteint 61 %, soit une amélioration de 52,50 % par rapport à celui dans la topologie initiale. Il est possible d'améliorer davantage le recouvrement en augmentant l'épaisseur des électrodes  $t$ . Cependant, des électrodes épaisses sont généralement difficiles à réaliser, notamment sur des matériaux polymères. Un constat important est à noter, le recouvrement s'améliore en réduisant le gap  $G$  entre les électrodes alors qu'il diminue dans la topologie initiale.

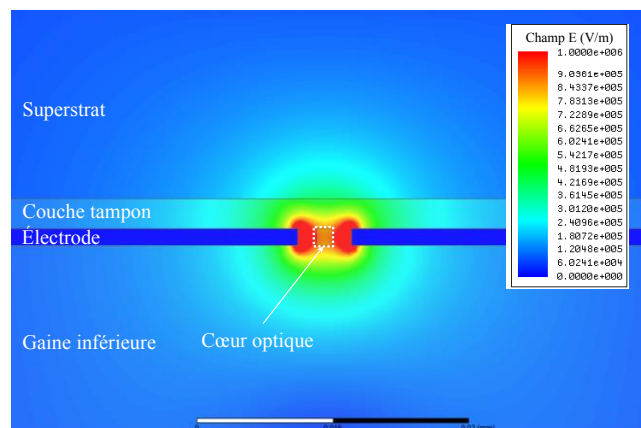


Figure 2.25 – Cartographie du champ  $E$  dans un déflecteur commandé par des électrodes CPS dans le même plan que le coeur optique. Les paramètres géométriques sont identiques à ceux de la Figure 2.23, soit  $a = b = 1,8 \mu\text{m}$ ,  $t = 1,8 \mu\text{m}$ ,  $G = 6 \mu\text{m}$  et  $h_t = 3,16 \mu\text{m}$ .

En plus de contribuer à améliorer très significativement le taux de recouvrement, un gap faible entre les électrodes est également souhaitable pour augmenter le champ  $E$  avec une tension de commande donnée. En revanche, un gap trop faible conduit à une augmentation des



pertes d'absorption de l'onde lumineuse par les électrodes métalliques adjacentes. Un compromis doit donc être trouvé entre pertes optiques par absorption métallique, taux de recouvrement et champ électrique.

### 2.6.2.2 Gap entre les électrodes

Le gap entre les électrodes est conditionné par la largeur du cœur optique  $a$  et la largeur des flancs latéraux  $f$ , gaines de part et d'autre du cœur optique sur la Figure 2.24. L'objectif de ce paragraphe est de déterminer le gap minimal permettant de bien confiner l'onde lumineuse dans le cœur pour minimiser le contact de la lumière avec les électrodes métalliques. La Figure 2.26 illustre la distribution horizontale de l'intensité optique au centre vertical du cœur optique. L'intensité optique à l'interface entre gaines latérales et électrodes doit être très faible, à 1 % de sa valeur maximale ici, afin d'éviter des pertes optiques importantes par absorption par le métal, donc les électrodes de commande peuvent se situer à partir de la position horizontale correspondante sur la Figure 2.26. Le profil du mode optique détermine la largeur des flancs latéraux, soit le gap entre les électrodes  $G \geq 2xf + a$ . Un fort contraste d'indice entre les matériaux de cœur et de gaine permet non seulement de réduire les dimensions du cœur et la largeur des flancs, mais aussi d'augmenter le champ électrique pour une tension appliquée donnée grâce à un gap plus faible. Néanmoins, des dimensions très faibles ( $f$  et  $a$ ) accentuent non seulement les difficultés de réalisation des tranchées de cœur et d'électrodes, mais aussi celles d'alignement des électrodes de commande sur leurs tranchées dédiées (cf. § 4.5.2). Les polymères choisis dans notre étude présente un écart d'indice de  $\Delta n = 0,07$ , ce qui permet d'avoir une largeur de gaine latérale de  $f = 1,2 \mu\text{m}$  pour une intensité de 1 % à l'interface gaine/électrode (cf. Figure 2.26).

Le gap entre les électrodes de commande a également un impact sur leur impédance caractéristique  $Z_c$  qui doit généralement être adaptée à  $50 \Omega$ . En effet, dans la ligne CPS, l'impédance caractéristique dépend du gap  $G$ , de la largeur des rubans  $W$  ainsi que des paramètres diélectriques et géométriques des matériaux qui les entourent.

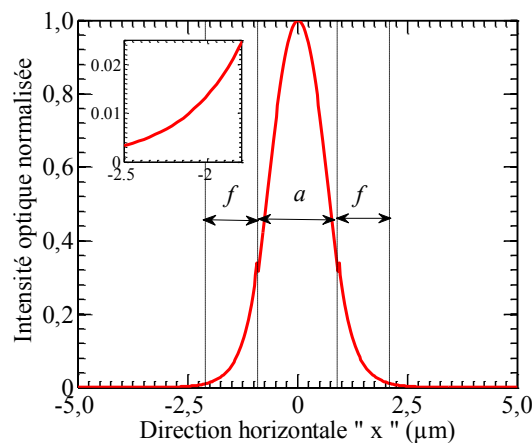


Figure 2.26 – Distribution de l'intensité optique dans le guide suivant l'axe horizontal et au centre vertical du cœur optique dont les dimensions sont  $a = b = 1,8 \mu\text{m}$ .

### 2.6.3 Bande passante : adaptation des vitesses de phase

Après optimisation du taux de recouvrement  $\Gamma$ , la prochaine étape vise à rapprocher les vitesses de propagation de l'onde lumineuse et de l'onde HF dans le déflecteur. Cela permet à chaque impulsion optique d'être « accompagnée », le long de sa propagation dans le guide, par le même champ  $E$  progressif afin de subir le même effet EO. La Figure 2.27.a illustre schématiquement ce qui se passe lorsque l'impulsion optique n'est pas synchronisée en vitesse avec le champ  $E$ . Cette impulsion « voit » donc un champ  $E$  qui varie d'un point à l'autre au cours de sa propagation. Les champs de fuite élémentaires émergent alors dans le prisme avec des angles de fuite  $\theta = \arcsin(n_{oe}/n_s)$  différents à cause de la variation de l'indice effectif vue par l'impulsion au fur et à mesure qu'elle avance suivant l'axe  $z$ . Dans ce cas, le faisceau résultant de la superposition des champs de fuite élémentaires s'étalerait sur une plage angulaire plus large, l'impulsion focalisée sur le masque de codage sera ainsi plus large, la résolution du déflecteur s'en trouve dégradée.

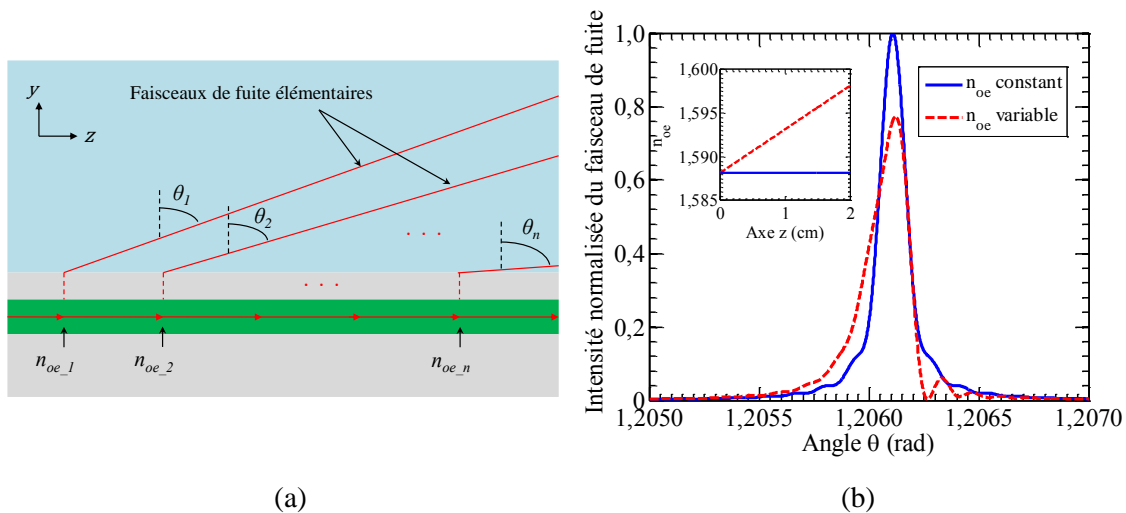


Figure 2.27 – Influence de la désadaptation des vitesses de phase entre ondes optique et HF sur l'impulsion de fuite ; a) schéma de la section longitudinale du guide à fuite montrant des champs de fuite élémentaires qui émergent dans le prisme à des angles différents à cause de la désadaptation des vitesses de phase ; b) intensité des impulsions de fuite dans les cas où les vitesses de phase sont respectivement adaptées ( $n_{oe}$  constant) et désadaptées ( $n_{oe}$  variable), en insertion les indices effectifs dans les deux cas.

La Figure 2.27.b. montre l'effet de la désadaptation des vitesses de propagation sur la distribution angulaire de l'intensité de fuite. Sur cette figure, nous comparons le cas où les vitesses de propagation des ondes optique et HF sont parfaitement adaptées, soit l'indice effectif « vu » par l'impulsion est constant selon l'axe  $z$ , avec un autre cas où il y a une forte désadaptation des vitesses, soit l'indice effectif « vu » par l'impulsion est variable selon l'axe  $z$ . Dans ce dernier cas, la puissance de l'impulsion de fuite est répartie sur une plus large plage angulaire par rapport au premier cas. La divergence verticale à mi-intensité est donc plus importante, par conséquent, le nombre de niveaux de quantification est réduit. Pour éviter cet étalement angulaire, l'indice de groupe « vu » par l'impulsion laser doit être proche de la racine

carrée de la permittivité relative effective  $\sqrt{\varepsilon_{HF}}$  « vue » par l'onde HF au cours de leur propagation.

En d'autres termes, si l'on veut éviter que la désadaptation des vitesses de phase dégrade la résolution, il faut que le signal HF accompagnant l'impulsion dans sa traversée du guide ne varie pas significativement, ce qui revient à limiter la rapidité de variation du signal HF. En plus de son influence sur la résolution du défecteur, la désadaptation des vitesses de propagation de l'impulsion laser et de l'onde HF limite la bande passante du défecteur, comme l'atteste la relation analytique bien connue entre la fréquence maximale et la désadaptation des vitesses de phase [80] :

$$f_{max} = \frac{2 \cdot c}{\pi \cdot |n_{oe} - \sqrt{\varepsilon_{HF}}| \cdot L} \quad (2.28)$$

La fréquence maximale du signal HF que le défecteur puisse convertir en balayage angulaire sans dégradation significative de la résolution, est inversement proportionnelle, d'une part, à la longueur d'interaction EO et, d'autre part, à la désadaptation des vitesses de phase entre l'onde optique et le signal HF. Comme mentionné précédemment, l'un des grands avantages des polymères est justement la faible dispersion de leur constante diélectrique du DC jusqu'aux fréquences optiques (centaines de THz). Autrement dit, leur indice de réfraction (aux fréquences optiques) est proche de la racine carrée de leur permittivité relative (aux fréquences DC et HF), ce qui permet de réduire l'écart  $|n_{oe} - \sqrt{\varepsilon_{HF}}|$ . Il faut noter qu'en cas d'accord parfait entre les vitesses de phase des ondes optique et HF, la bande passante du défecteur serait limitée par l'atténuation du signal HF due aux pertes diélectriques, métalliques et par rayonnement.

### Choix du support mécanique

Le défecteur doit être fabriqué sur un support mécanique adapté. Notre choix s'est porté sur les wafers en silicium (Si) grâce à leurs nombreuses qualités, indispensables pour la fabrication de dispositifs opto-hyperfréquences. En effet, les wafers de Si : (i) présentent une bonne planéité, (ii) sont rigides, (iii) peuvent être clivés suivant une direction précise – propriété très utile dès lors que l'injection de la lumière requiert des facettes de guide bien contrôlées – et (iv) sont de faible coût (15 € environ le wafer de 3 pouces de diamètre [81]). L'épaisseur des wafers Si utilisés est de  $381 \pm 25 \mu\text{m}$ , leur permittivité relative est de  $\varepsilon_r = 11,9$  et leur conductivité électrique est  $\sigma = 2,52 \times 10^{-4} \text{ S/m}$ . Les pertes dans les wafers utilisés sont donc assez élevées du fait de leur impureté. Le wafer doit être pris en compte dans les simulations numériques (cf. Figure 2.28) car ses caractéristiques diélectriques affectent la vitesse de propagation et l'atténuation du signal HF dans le défecteur. En effet, la forte permittivité du Si accentue la désadaptation des vitesses de phase en augmentant la permittivité effective  $\varepsilon_{HF}$ . Cela est d'autant plus vrai que les électrodes sont proche du wafer Si car une portion plus importante du champ  $E$  pénètre dans le substrat. Cette haute permittivité effective limitera à son tour la bande passante du défecteur (cf. éq. 2.28).

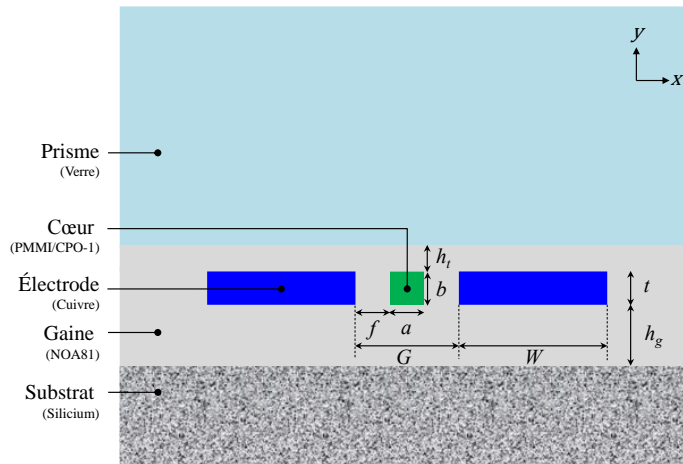


Figure 2.28 – Coupe transversale du déflecteur EO sur un wafer de silicium.

### 2.6.3.1 De la ligne CPS à la ligne CMS

Des simulations à l'aide des logiciels OptiBPM et HFSS de la structure du déflecteur, dont le guide optique est placé entre deux rubans (cf. Figure 2.28), sont effectuées afin d'étudier la limite de la bande passante due à la désadaptation des vitesses de phase. Les dimensions utilisées sont : gap entre électrodes  $G = 4,2 \mu\text{m}$  (avec  $a = b = 1,8 \mu\text{m}$  et  $f = 1,2 \mu\text{m}$  pour le guide optique), épaisseur de la gaine inférieure de  $h_g = 9 \mu\text{m}$  (suffisante pour le confinement optique dans le cœur selon cette direction), largeur des électrodes  $W = 60 \mu\text{m}$  (choisie pour une impédance caractéristique de  $50 \Omega$ ). Les simulations ont permis de déterminer d'une part la permittivité effective de la structure  $\varepsilon_{HF} = 5,44$  (@ 10 GHz) et, d'autre part l'indice de réfraction effectif  $n_{oe} = 1,5882$  (@  $1,55 \mu\text{m}$ ). Dans ces conditions, la bande passante d'un déflecteur EO de longueur  $L = 3 \text{ cm}$  est limitée à 8,55 GHz d'après l'équation 2.28.  $\varepsilon_{HF}$  peut être diminuée pour rapprocher sa racine carrée de l'indice  $n_{oe}$  en augmentant l'épaisseur de la gaine  $h_g$ . Cet éloignement des électrodes du wafer Si permet de réduire la portion de champ  $E$  pénétrant dans le substrat de Si. Par exemple, pour  $h_g = 100 \mu\text{m}$ , la permittivité relative effective  $\varepsilon_{HF}$  est réduite à 3,90, autorisant une bande passante de 16,5 GHz dans les mêmes conditions que précédemment. Seulement, l'épaisseur  $h_g$  ne peut être augmentée indéfiniment à cause de la difficulté de dépôt de grandes épaisseurs de polymère NOA 81. En effet, un dépôt par centrifugation à une vitesse relativement faible de 1000 tr/min permet d'atteindre une épaisseur de seulement  $25 \mu\text{m}$ .

Afin d'éliminer complètement l'influence du substrat de Si sur la vitesse de phase et l'atténuation de l'onde HF, nous proposons de l'écranter par un plan de masse métallique (cf. Figure 2.29). En effet, ce plan de masse empêche le champ  $E$  de « voir » le wafer Si et permet donc d'éliminer l'influence de celui-ci sur les performances du dispositif. La permittivité relative effective sera ainsi réduite à  $\varepsilon_{HF} = 3,50$  pour les dimensions suivantes :  $G = 4,2 \mu\text{m}$ ,  $h_g = 40 \mu\text{m}$ ,  $h_t = 3,16 \mu\text{m}$  et  $W = 75 \mu\text{m}$  (cf. Figure 2.29). La meilleure adaptation des vitesses de phase résultante permet de porter la bande passante jusqu'à 22,5 GHz pour  $L = 3 \text{ cm}$ . À noter que la longueur de 3 cm est utilisée pour une illustration comparative de l'influence de la désadaptation des vitesses de phase, la longueur optimale sera déterminée dans le paragraphe 2.7. L'ajout du plan de masse transforme les électrodes initiales CPS en électrodes microruban

couplée (CMS pour *Coupled MicroStrip*).

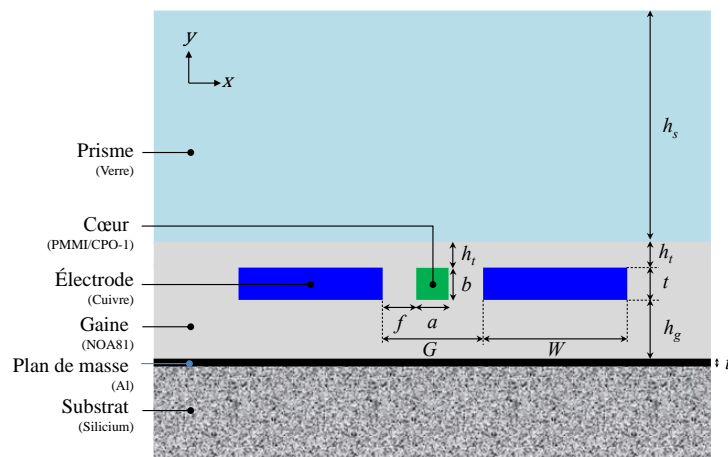


Figure 2.29 – Coupe transversale du défecteur EO avec un plan de masse métallique pour écranter le wafer Si.

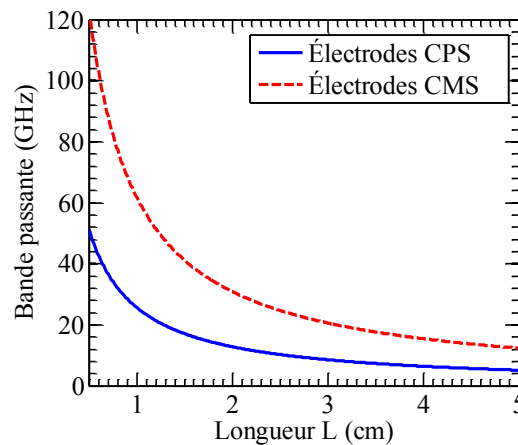


Figure 2.30 – Bande passante du défecteur en fonction de sa longueur. Seule la désadaptation des vitesses de phase entre ondes optique et HF est prise en compte pour tracer les courbes avec l'équation 2.28.  $\epsilon_{HF} = 5,44$  pour le défecteur commandé par électrodes CPS et  $\epsilon_{HF} = 3,50$  pour le défecteur commandé par électrodes CMS.

La Figure 2.30 compare les bandes passantes du défecteur en fonction de la longueur commandé respectivement par électrodes CPS et CMS. Ces courbes, tracées à partir de la formule 2.28, ne prennent en compte que la désadaptation des vitesses de phase entre les ondes optique et HF. L'influence de l'atténuation HF sur la bande passante sera considérée plus loin. Étant donné que la bande passante est inversement proportionnelle à longueur du défecteur, pour maintenir la bande passante au-dessus de 20 GHz, objectif visé, la longueur maximale autorisée est de 3,37 cm pour un défecteur commandé par électrodes CMS alors qu'elle est de 1,28 cm pour un défecteur commandé par électrodes CPS, dont les caractéristiques sont soumises à l'influence de la permittivité relative élevée du Si. Cette marge en longueur ( $\Delta L = 2,09$  cm), gagnée en isolant le champ  $E$  du Si avec un plan de masse métallique, peut être mise à profit pour améliorer la résolution du défecteur. En effet, comme cela a été expliqué dans le paragraphe 2.5.4, une plus grande longueur du défecteur se traduit par une plus faible

divergence verticale du faisceau de fuite en réduisant la diffraction.

### Choix du métal pour les électrodes

Les pertes HF dans les lignes de transmission (électrodes de commande) ont plusieurs origines :

- Pertes diélectriques à cause des tangentes de pertes des matériaux ;
- Pertes métalliques liées aux conducteurs ;
- Pertes par rayonnements, très variables suivant la configuration de la ligne (MS, CPS, CPW, ...)
- Pertes de réflexions, à l'entrée et/ou sortie de la ligne, dues aux désadaptations d'impédances ;
- Pertes provoquées par excitation de modes d'ordre supérieur.

Les pertes métalliques sont causées par la résistance linéique des conducteurs. Cette dernière augmente avec la fréquence à cause de l'effet de peau : le courant tend à circuler à la périphérie du conducteur à mesure que la fréquence augmente. Cet effet se traduit par une diminution de la section efficace du conducteur, donc par une augmentation de la résistance présentée par celui-ci. L'épaisseur de peau détermine l'étendue de la zone où se concentre le courant dans le conducteur. Elle est donnée par la formule suivante :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\sigma \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \pi \cdot f}} \quad (2.29)$$

où  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H/m et  $\mu_r$  représentent respectivement la perméabilité du vide et la perméabilité relative du matériau considéré,  $\sigma$  la conductivité électrique et  $f$  la fréquence considérée.

La Figure 2.31 montre l'épaisseur de peau en fonction de la fréquence sur la plage 1 – 40 GHz pour les métaux couramment utilisés dans la fabrication de lignes de transmission, à savoir le cuivre (Cu), l'or (Au) et l'aluminium (Al). Notre choix de métal pour les rubans supérieurs s'est porté sur le cuivre comme il est à la fois bon conducteur et faible coût. En effet, sa conductivité électrique atteint  $5,96 \times 10^7$  S/m contre  $4,52 \times 10^7$  S/m pour l'or et  $3,80 \times 10^7$  S/m pour l'aluminium. L'épaisseur des électrodes doit être supérieure à l'épaisseur de peau afin de limiter les pertes métalliques. À 10 GHz, milieu de la bande visée, l'épaisseur de peau est de  $0,65 \mu\text{m}$ , nous retenons ainsi, pour l'épaisseur des électrodes,  $t = 1,8 \mu\text{m}$  qui représente presque trois fois l'épaisseur de peau. Pour le métal du plan de masse inférieur, nous choisissons l'aluminium au lieu du cuivre en raison de sa meilleure tenue à la corrosion et aux hautes températures pendant les étapes technologiques de réalisation. En plus, le type de métal du plan de masse et son épaisseur, au-delà d'une certaine épaisseur assez faible, n'a quasiment plus d'influence sur l'atténuation du champ  $E$  puisque le mode HF sera concentré entre les rubans supérieurs (cf. § 2.6.3.2).

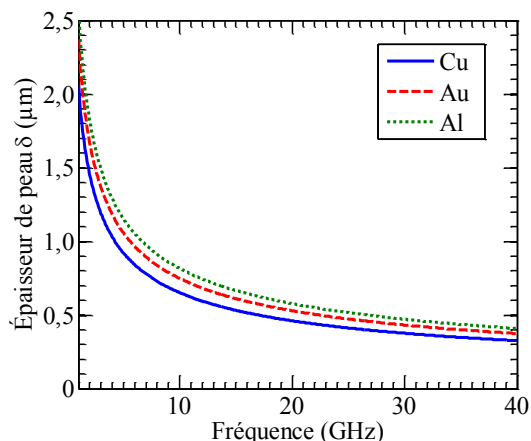


Figure 2.31 – Évolution de l'épaisseur de peau sur la plage de fréquence 1 – 40 GHz pour les métaux : cuivre (Cu), or (Au) et aluminium (Al).

### 2.6.3.2 Optimisation du mode de propagation dans la ligne CMS

Comme il a déjà été indiqué précédemment, le rajout du plan de masse inférieur transforme la ligne CPS en ligne CMS. De ce fait, les zones de concentration des champs  $E$  et  $H$  sont affectées. Avec ses trois conducteurs disjoints, la ligne CMS peut supporter deux modes transverse électrique-magnétique<sup>4</sup> (TEM) : un mode impair et un mode pair [82] (cf. Figure 2.32). Quant à la ligne CPS, avec ses deux conducteurs disjoints, elle ne supporte que le mode impair nécessaire à un effet EO optimal dans le déflecteur. Le risque d'excitation d'un mode indésirable (pair) est donc une conséquence de l'insertion du plan de masse inférieur. Cependant, avec un design approprié de la ligne CMS, il est possible d'exciter uniquement le mode souhaité pour notre application.

Le mode de propagation impair présente un champ  $E$  antisymétrique par rapport à l'axe  $y$ , comme le montre la Figure 2.32.a. Dans ce mode, le champ  $E$  est orienté entre les deux rubans supérieurs et l'essentiel de la puissance électrique se propage dans le gap, zone du cœur optique. Le mode de propagation pair présente un champ  $E$  symétrique par rapport à l'axe  $y$ , comme l'indique la Figure 2.32.b. Les deux rubans supérieurs sont équipotentiels, le champ  $E$  est donc orienté depuis ces rubans vers le plan de masse inférieur. Dans ce mode, le champ  $E$  étant concentré entre les rubans et le plan de masse, il n'apporte aucune contribution à l'interaction opto-hyperfréquence souhaitée. C'est donc un mode que l'on souhaite éviter afin que toute la puissance se propage dans le mode impair pour produire un effet EO optimal. Afin de favoriser l'excitation du mode impair, le gap entre les rubans doit être très faible devant la distance qui sépare les rubans du plan de masse inférieur, soit  $G/h_g \ll 1$ . En effet, le signal HF appliqué sur le ruban signal (+) aura tendance à s'orienter entre celui-ci et la masse qu'il rencontre en premier (donc la masse la plus proche), ainsi, un faible rapport  $G/h_g$  favorise l'orientation du champ  $E$  entre les rubans (+) et (-), et donc favorise l'excitation du mode impair.

<sup>4</sup> Un mode TEM est un mode de propagation dans lequel les champs  $E$  et  $H$  sont tous les deux orthogonaux à la direction de propagation  $z$  (c.-à-d.  $E_z = H_z = 0$ ).

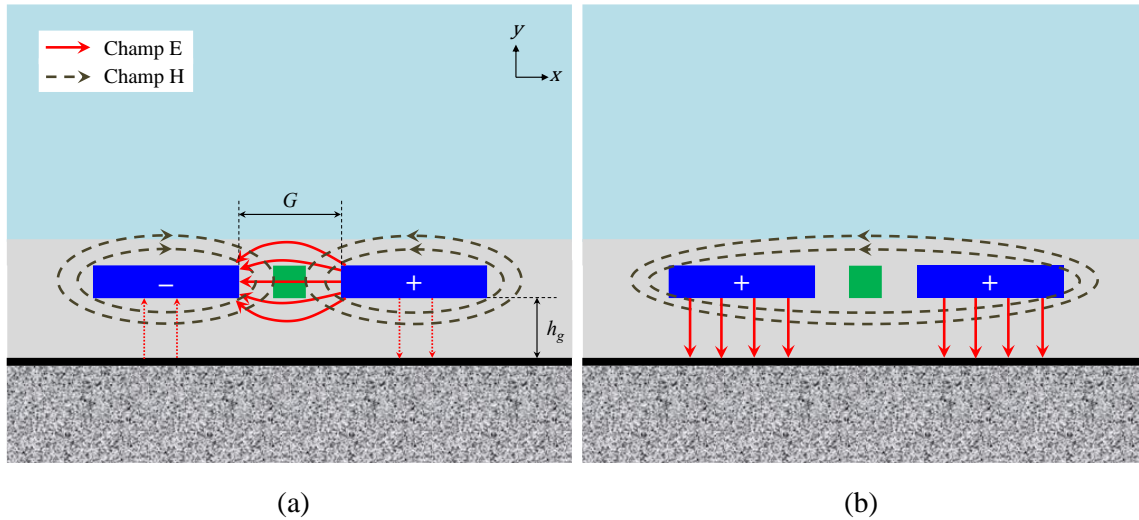


Figure 2.32 – Configuration des champs  $E$  et  $H$  dans un déflecteur commandé par une ligne CMS ; a) mode TEM impair ; b) mode TEM pair.

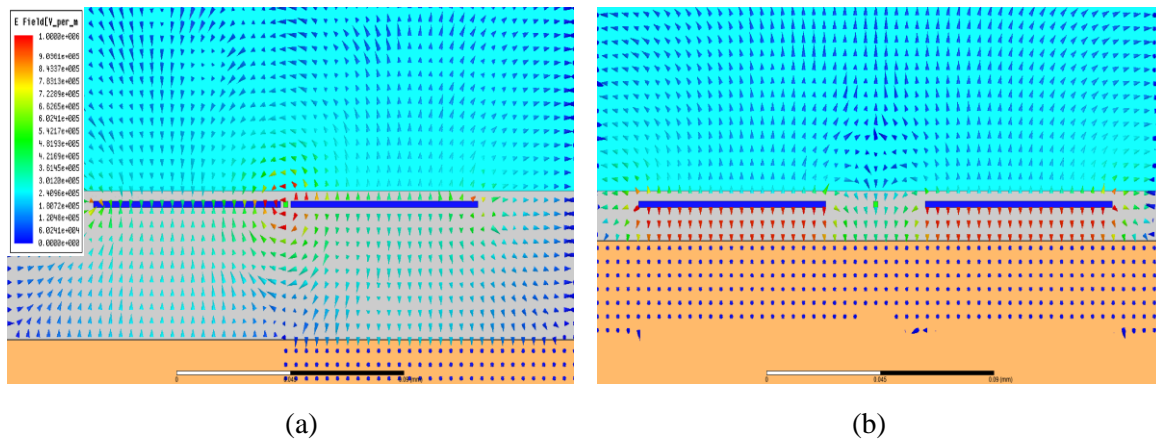


Figure 2.33 – Vecteurs de champ  $E$  à 20 GHz dans une coupe transversale du déflecteur EO issus de simulation sous HFSS pour a)  $G/h_g = 0,1$  ; b)  $G/h_g = 4$ .

Les cartographies du champ  $E$  sur la Figure 2.33, issues de simulations effectuées sous HFSS, montrent son orientation et sa distribution dans une coupe transversale du déflecteur. Le mode impair devient prépondérant, comparé au mode pair, à mesure que le rapport entre le gap et l'épaisseur de gaine inférieure (soit la distance entre les rubans et le plan de masse inférieur)  $G/h_g$  diminue, passant de 4 à 0,1 sur la Figure 2.33. Les autres paramètres géométriques utilisés sont : épaisseur de la couche tampon  $h_t = 3,16 \mu\text{m}$ , largeur des rubans  $W = 75 \mu\text{m}$ , épaisseur des électrodes  $t = 1,8 \mu\text{m}$ , épaisseur du plan de masse  $t' = 200 \text{ nm}$  et dimensions du cœur  $a = b = 1,8 \mu\text{m}$ . Avec le gap  $G = 4,2 \mu\text{m}$  et l'épaisseur  $h_g = 40 \mu\text{m}$ , le mode impair est excité dans la ligne CMS, le champ  $E$  est concentré entre les deux rubans dans la zone du cœur (cf. Figure 2.33.a). Une faible portion du champ  $E$  est également présente dans la gaine inférieure entre rubans et plan de masse. Celle-ci augmente lorsque les rubans se rapprochent du plan de masse. En effet, lorsque l'épaisseur  $h_g$  est baissée à  $10 \mu\text{m}$  et le gap est élargi à  $40 \mu\text{m}$  ( $G/h_g = 4$ ), le champ  $E$  « voit » le plan de masse avant le second ruban adjacent, par conséquent, le mode pair est excité. Dans ce cas, l'essentiel de la puissance électrique se propage entre rubans et plan de masse (cf. Figure 2.33.b), la proportion de champ  $E$  dans le cœur optique est d'autant plus faible



que le rapport  $G/h_g$  est grand, ce qui est défavorable à l'interaction opto-hyperfréquence, nous devons donc éviter ce mode. Pour un gap minimal de  $4,2 \mu\text{m}$ , imposé par des contraintes optiques, une épaisseur de la gaine inférieure  $h_g = 40 \mu\text{m}$  est suffisante pour obtenir un bon confinement du champ  $E$  dans la zone du cœur en polymère EO.

### 2.6.3.3 Atténuation HF

Les principales sources d'atténuation du signal HF sont l'absorption des matériaux diélectriques, les pertes métalliques par effet Joule et effet de peau, le rayonnement et les réflexions à l'entrée des électrodes de commande. Certaines de ces pertes peuvent être évitées et d'autres minimisées avec une architecture optimale du déflecteur. En effet, les réflexions de l'onde à l'entrée des électrodes de commande sont supprimées lorsque l'impédance caractéristique  $Z_c$  de la ligne est égale à l'impédance interne du générateur de tension et à celle de la charge à l'extrémité, soit typiquement  $50 \Omega$ . Pour cela, la largeur des rubans  $W$  est déterminée pour obtenir une impédance  $Z_c = 50 \Omega$ , étant donné que les autres paramètres géométriques l'influençant sont imposés par d'autres contraintes, e.g., d'une part, le gap  $G$  est fixé en tenant compte du confinement de l'onde optique (cf. § 2.6.2.2) et, d'autre part, l'épaisseur  $h_g$  de la gaine inférieure est choisie pour favoriser le mode impair du champ  $E$  de l'onde HF (cf. § 2.6.3.2). Les pertes par rayonnement sont généralement très faibles dans des électrodes planaires (CPS, CMS en mode impair et CPW), surtout lorsqu'elles sont couvertes par d'autres couches de matériaux ( $\epsilon_r > 1$ ), comme c'est le cas des électrodes de commande du déflecteur. Pour réduire les pertes métalliques par effet Joule, nous choisissons d'utiliser le cuivre pour sa faible résistivité et son faible coût. Quant aux pertes métalliques par effet de peau, nous les limitons au mieux en choisissant une épaisseur d'électrodes supérieure à l'épaisseur de peau, environ trois fois la valeur de cette dernière à 10 GHz. À noter que le plan de masse inférieur, initialement rajouté pour une meilleure adaptation des vitesses de phase entre l'onde optique et l'onde HF, permet également de réduire l'atténuation du signal HF en isolant ce dernier du wafer Si utilisé qui n'est pas parfaitement résistitif ( $\sigma = 2,52 \times 10^{-4} \text{ S/m}$ ). La Figure 2.34 présente le coefficient d'atténuation HF sur la plage de fréquence 0,1 – 40 GHz dans deux structures de déflecteur, électrodes de commande CPS dans l'une, électrodes de commande CMS dans l'autre. L'atténuation HF présentée inclut toutes les sources de pertes citées plus haut à l'exception des réflexions. Les mêmes dimensions géométriques sont utilisées dans les deux cas : gap  $G = 4,2 \mu\text{m}$  et épaisseur de gaine inférieure  $h_g = 40 \mu\text{m}$ , sauf la largeur des rubans,  $W = 95 \mu\text{m}$  pour la ligne CPS et  $W = 75 \mu\text{m}$  pour la ligne CMS. En premier lieu, nous remarquons que ces pertes augmentent avec la fréquence dans les deux cas à cause de l'effet de peau et, dans une moindre mesure, du rayonnement. En deuxième lieu, nous remarquons que les pertes de la ligne CPS augmentent plus vite que celles de la ligne CMS, ce qui démontre une efficacité significative du plan de masse inférieur pour la réduction des pertes HF, en plus de son impact très favorable sur l'adaptation des vitesses de phase. À la fréquence maximale de la bande visée, 20 GHz, les pertes sont de 2,70 dB/cm avec la ligne CPS alors qu'elles sont réduites à 2,34 dB/cm avec la ligne CMS. À noter que ces pertes ont une incidence directe à la fois sur la bande passante du CAN tout-optique et sur sa résolution (cf. § 2.6.4.1).

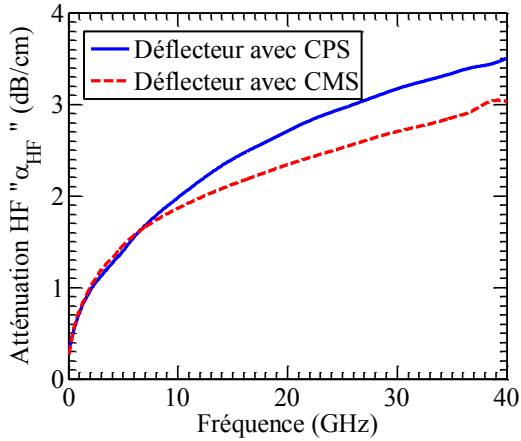


Figure 2.34 – Résultats de simulations de l'atténuation HF pour déflecteurs commandés par électrodes CPS et CMS.

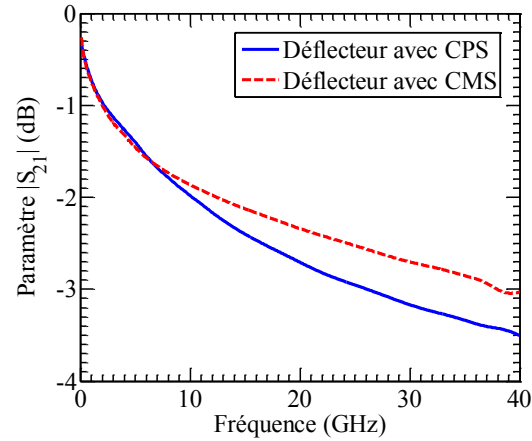


Figure 2.35 – Résultats de simulations du paramètre  $S_{21}$  pour déflecteurs commandés par électrodes CPS et CMS d'une longueur  $L = 1$  cm.

### Bande passante à -3 dB

Les performances des électrodes de commande sont évaluées à partir de leur bande passante, généralement définie à  $-3$  dB, soit la plage de fréquences sur laquelle la variation de puissance du signal transmis ne dépasse pas d'un facteur deux. La Figure 2.35 présente le module du paramètre de transmission  $|S_{21}|$  de l'entrée (port 1) vers la sortie (port 2) pour déflecteurs respectivement commandés par électrodes CPS et CMS. La bande passante à  $-3$  dB, limitée par les pertes HF et pour une longueur de ligne de 1 cm, est de 26 GHz pour la ligne CPS et de 38 GHz pour la ligne CMS. La bande passante finale du déflecteur sera déterminée en considérant la longueur optimale, déterminée dans le paragraphe 2.7, et les accès utilisés pour appliquer le signal HF, étudiés dans le chapitre 3.

## 2.6.4 Résolution : pré-atténuation du champ $E$

### 2.6.4.1 Conséquences des pertes HF sur la résolution

La tension HF à numériser est appliquée entre les rubans supérieurs de la ligne CMS. Son amplitude décroît exponentiellement au cours de sa propagation selon l'axe  $z$ . Le champ électrique décroît bien entendu suivant la même loi, étant donné qu'il est égal au rapport entre la tension et le gap entre rubans :

$$E(z) = \frac{V_{HF}(z)}{G} = \frac{V_0}{G} \cdot e^{-\alpha_{HF}(f) \cdot z} \quad (2.30)$$

où  $V_0$  est la tension appliquée à l'entrée de la ligne CMS ( $z = 0$ ) et  $\alpha_{HF}$  le coefficient d'atténuation HF. Cette décroissance du champ  $E(z)$  selon  $z$  dégrade la résolution du déflecteur. La Figure 2.36 montre la distribution angulaire de l'intensité du faisceau de fuite dans deux cas très différents, un cas d'école d'atténuation HF nulle et un cas réaliste avec un coefficient d'atténuation HF de 2,34 dB/cm (cf. Figure 2.34). Dans le cas d'école où l'atténuation HF est supposée nulle, le champ  $E$  ne varierait pas selon  $z$ , si bien que l'effet EO serait constant sur

toute la longueur  $L$  du guide, tous les champs de fuite lumineux élémentaires émergeraient de ce dernier dans la même direction et resteraient en phase entre eux. Il en résulterait un pic en trait continu en bleu sur la Figure 2.36. Le pic est étroit (divergence verticale  $\delta\theta = 0,114$  mrad) et d'intensité élevée dû aux interférences constructives entre les champs de fuite lumineux élémentaires en phase. La divergence du pic dépend uniquement du phénomène de diffraction et de la décroissance (selon  $z$ ) de l'amplitude du champ de fuite. Dans le cas réaliste où les pertes HF sont prises en compte, l'impulsion optique est soumise à un effet EO variable d'un point à l'autre du guide à cause de la décroissance exponentielle du champ  $E(z)$ . De ce fait, non seulement les champs de fuite lumineux élémentaires émergent du guide à des angles différents, en plus, leurs phases sont différentes le long du défecteur. La distribution angulaire de l'intensité du faisceau de fuite résultante en trait poillé en rouge (cf. Figure 2.36), liée aux champs de fuite lumineux élémentaires par une relation de transformation de Fourier spatiale, présente donc un étalement de la puissance optique de fuite, d'une part, l'intensité maximale est réduite de 58% comparée à celle du cas idéal et, d'autre part, la divergence du faisceau à 50 % de l'intensité maximale croît à  $\delta\theta = 0,246$  mrad, plus du double du cas sans pertes HF.

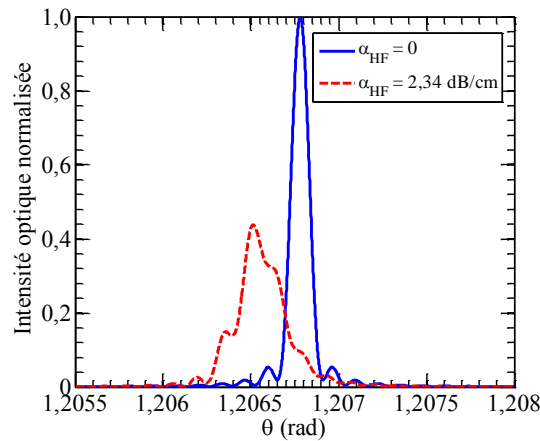


Figure 2.36 – Distribution angulaire de l'intensité du faisceau de fuite dans un cas d'école sans pertes HF et dans un cas réel avec 2,34 dB/cm de pertes HF (pertes à 20 GHz avec la ligne CMS, cf. Figure 2.34). Ces résultats sont obtenus à l'aide de la formule 2.9 avec un coefficient de fuite  $\alpha_f = 0,1$  Np/cm, un coefficient de pertes optiques  $\alpha_{opt} = 0,345$  Np/cm, un indice effectif  $n_{oe} = 1,5882$ , un guide de longueur  $L = 2$  cm, une tension  $V_{HF} = 20$  V, un gap  $G = 5,5$   $\mu\text{m}$ , un coefficient EO  $r_{eo} = 70$  pm/V et un taux de recouvrement  $\Gamma = 61$  %.

La Figure 2.37 montre le balayage angulaire du faisceau de fuite pour une tension appliquée à l'entrée de la ligne CMS variant entre -20 V et +20 V. Les pics en bleu sont obtenus avec une tension DC (donc sans atténuation), en rouge à la fréquence 10 GHz (pertes HF de 1,86 dB/cm) et en jaune à la fréquence 20 GHz (pertes HF de 2,34 dB/cm). Ces résultats ont été calculés avec la formule 2.9. La puissance des pics reste la même quelles que soient les pertes HF puisqu'elle ne dépend que du coefficient de fuite et de la longueur du défecteur. La largeur à mi-hauteur des pics, qui correspond à la divergence angulaire des faisceaux de fuite, augmente avec les pertes HF. Cet élargissement des pics d'intensité est d'autant plus prononcé que le guide du défecteur est long. En plus, les pertes HF entraînent une diminution du balayage angulaire total ( $\Delta\theta$ ) entre les pics, à cause d'une diminution de la tension moyenne sur toute la

longueur du guide. À noter que  $\Delta\theta$  est calculé à mi-intensité entre la limite inférieure du pic pour  $V_{HF} = -20$  V et la limite supérieure du pic pour  $V_{HF} = +20$  V (cf. Figure 2.37). L'excursion angulaire du faisceau de fuite  $\Delta\theta$  passe de 1,5 mrad (pour le DC, pics en bleu) à 1,2 mrad (pour 20 GHz, pics en jaune), conduisant à une importante baisse de la résolution.

La dégradation de la résolution due aux pertes HF est illustrée sur la Figure 2.38 pour deux coefficients EO, 70 pm/V et 140 pm/V. Pour une tension d'amplitude  $\pm 20$  V et un coefficient EO  $r_{eo} = 70$  pm/V, la résolution passe de 3,7 bits à 2,3 bits lorsque la fréquence varie du DC à 20 GHz respectivement, avec une dégradation de 1,4 bits. Pour le coefficient EO de 140 pm/V, la résolution passe de 4,6 bits à 2 bits sur la même plage fréquentielle que précédemment, soit une dégradation de 2,6 bits. Ces résultats montrent qu'un fort effet EO, correspondant à un produit  $r_{eo} \cdot \Gamma \cdot E$  élevé, améliore la résolution lorsque  $\alpha_{HF}$  est faible, en augmentant le balayage  $\Delta\theta$  du faisceau de fuite. Par contre, un fort coefficient EO  $r_{eo}$ , conjugué avec une grande variation du champ  $E$  entre l'entrée et la sortie du déflecteur à cause d'une forte atténuation HF  $\alpha_{HF}$ , conduit à un élargissement angulaire  $\delta\theta$  plus important du faisceau de fuite (cf. l'encadré sur la Figure 2.38). La résolution est ainsi dégradée malgré un coefficient EO plus élevé !

Selon les résultats présentés sur la Figure 2.38 et l'analyse qui suit, il est inutile de recourir à des polymères à fort coefficient EO pour augmenter la résolution du déflecteur tant que le champ  $E$  varie d'un point à l'autre le long du guide. Les pertes HF peuvent certes être réduites, d'une part, en choisissant des polymères à faibles pertes diélectriques et des métaux de grande conductivité et, d'autre part, en optimisant la structure des électrodes de commande, mais on ne peut jamais réduire à zéro l'atténuation de la tension. Nous proposons donc d'étudier une technique de préaccentuation du champ  $E$  dans le paragraphe suivant. La technique permet de résoudre en grande partie les problèmes liés aux pertes HF afin d'améliorer la résolution du déflecteur EO aux fréquences élevées.

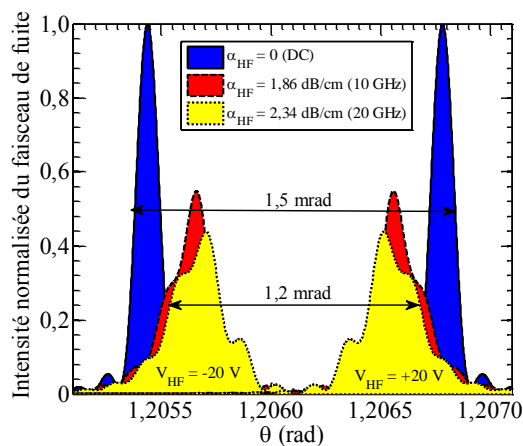


Figure 2.37 – Balayage du faisceau de fuite pour une tension  $V_{HF} = \pm 20$  V aux fréquences : DC, 10 GHz et 20 GHz. Les mêmes paramètres du déflecteur que ceux utilisés pour la Figure 2.36.

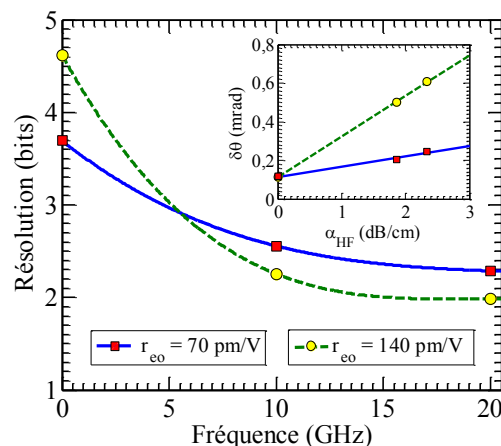


Figure 2.38 – Dégradation de la résolution du déflecteur causée par l'augmentation des pertes HF avec la fréquence.

### 2.6.4.2 Électrodes à gap variable

Le champ électrique dans le gap d'une ligne CMS classique, dont le gap est constant selon  $z$  (cf. Figure 2.39.a), décroît exponentiellement à cause de l'inévitable atténuation de la tension  $V_{HF}(z)$  entre rubans, comme cela est décrit par l'équation 2.30. Afin de réduire, voire supprimer, cette décroissance qui nuit à la résolution, nous proposons une méthode de préaccentuation, ou de compensation. Elle consiste à accompagner la diminution exponentielle de la tension en réduisant exponentiellement le gap entre les rubans de la ligne CMS, de l'entrée vers la sortie du guide, comme le montre la Figure 2.39.b. En effet, si le gap est réduit de la même manière que la tension est atténuée, il est possible de conserver un champ électrique d'amplitude constante au cours de sa propagation. Analytiquement, cela revient à multiplier le dénominateur dans l'équation 2.30 par un facteur exponentiel de la forme  $e^{-\alpha_{gap} \cdot z}$  comme suit :

$$E(z) = \frac{V_0 \cdot e^{-\alpha_{HF} \cdot z}}{G_0 \cdot e^{-\alpha_{gap} \cdot z}} = E_0 \cdot e^{-(\alpha_{HF} - \alpha_{gap}) \cdot z} \quad (2.31)$$

où  $G_0$  représente le gap entre rubans à l'entrée de la zone d'interaction ( $z = 0$ ),  $E_0 = V_0/G_0$  l'amplitude du champ électrique à l'entrée et  $\alpha_{gap}$  le coefficient de compensation qui définit la décroissance du gap selon  $z$ .

Le champ électrique restera constant si le gap entre rubans décroît avec un coefficient égal à celui d'atténuation HF de la tension  $V_{HF}(z)$ , c.-à-d.  $\alpha_{gap} = \alpha_{HF}$ . Afin de garder l'impédance caractéristique adaptée à 50  $\Omega$  le long de l'axe  $z$ , la largeur  $W$  des rubans doit également être réduite, par leur bord extérieur suivant une loi exponentielle avec un coefficient de décroissance  $\alpha_W$  à déterminer par des simulations itératives sous HFSS (cf. Figure 2.39.b).

D'après les résultats de simulation présentés sur la Figure 2.34, les pertes HF augmentent avec la fréquence. De ce fait, le champ électrique  $E(z)$  ne peut être rendu quasi-constant selon  $z$  qu'à une fréquence donnée  $f_c$ , celle pour laquelle la compensation est réalisée, soit  $\alpha_{gap} = \alpha_{HF}(f_c)$ . Pour les fréquences hautes,  $f > f_c$ , il y a une sous-compensation, c.-à-d. que le coefficient de compensation du gap est inférieur au coefficient d'atténuation HF correspondant,  $\alpha_{gap} < \alpha_{HF}(f)$ , le champ électrique diminue de l'entrée à la sortie du guide, un élargissement angulaire du faisceau de fuite se produit, mais moins qu'en l'absence de compensation. Quant aux fréquences basses,  $f < f_c$ , il y a au contraire une sur-compensation, c.-à-d.  $\alpha_{gap} > \alpha_{HF}(f)$ , il en résulte donc un accroissement du champ électrique de l'entrée à la sortie du guide, ce qui donne lieu à un élargissement angulaire. Le coefficient de compensation  $\alpha_{gap}$  est un paramètre déterminant pour l'efficacité de la technique de compensation. Il doit minimiser la variation du champ électrique selon  $z$ ,  $\Delta E = |E(0) - E(L)|$ , sur toute la bande de fréquences considérée. Le coefficient de compensation optimum est donc celui qui réalise la compensation exacte à la fréquence  $f_c$ , à laquelle le coefficient d'atténuation HF est égal à la moitié du coefficient d'atténuation maximal sur la bande de fréquence considérée, DC – 20 GHz pour nous. Une telle compensation devrait se traduire par une résolution plus uniforme sur la bande DC – 20 GHz : maximale à la fréquence  $f_c$  et minimale aux bornes de la bande de fréquences.

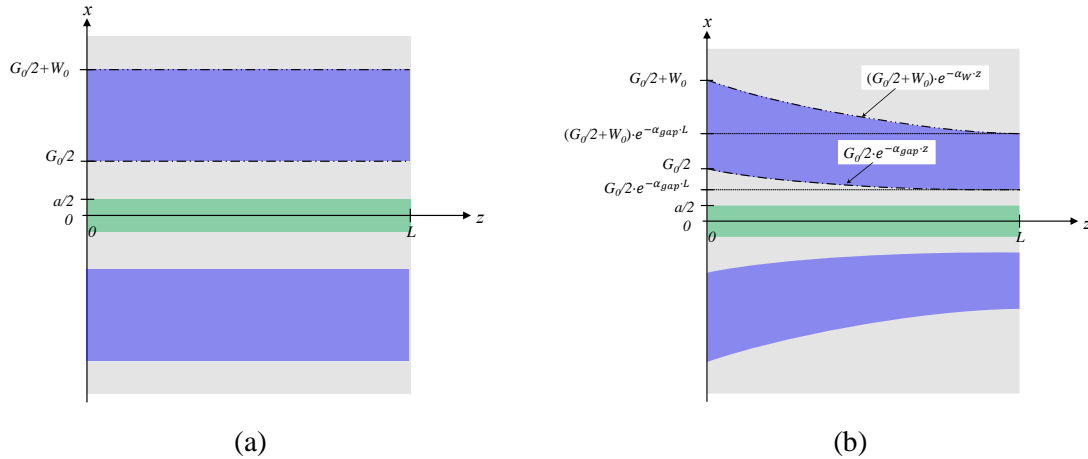


Figure 2.39 – Vue de dessus dans le plan  $xz$  des électrodes du déflecteur EO ; a) électrodes CMS classiques avec un gap constant ; b) électrodes CMS avec un gap décroissant exponentiellement selon  $z$ .

Figure 2.40.a et Figure 2.40.b présentent la variation de l'amplitude du champ électrique, au centre du cœur optique ( $x = 0$ ), le long du déflecteur à plusieurs fréquences dans le cas d'une ligne CMS classique et dans le cas d'une ligne CMS à gap variable respectivement. Ces résultats sont obtenus par simulations sous HFSS pour un déflecteur commandé par une ligne CMS qui présente les pertes HF illustrées Figure 2.34. En DC, le champ est constant au cours de sa propagation grâce à des pertes nulles, ensuite celui-ci décroît exponentiellement lorsque la fréquence augmente pour atteindre une variation maximale en valeur absolue de 2,34 dB/cm à 20 GHz (cf. Figure 2.40.a). Avec les électrodes à compensation de champ électrique, le coefficient de compensation  $\alpha_{gap} = 1,17$  dB/cm ( $0,13$  cm $^{-1}$ ), correspondant aux pertes HF à 2,9 GHz, permet de partager cette variation en champ entre les extrémités de la bande de fréquence et de garder un champ  $E$  constant dans la zone du cœur optique autour de la fréquence de compensation 2,9 GHz. Cette compensation permet de limiter la variation du champ à un faible niveau sur la bande DC – 20 GHz, réduisant la divergence verticale du faisceau de fuite.

Comme nous l'avons relevé précédemment (cf. Figure 2.37), la décroissance du champ électrique de l'entrée à la sortie du guide, non seulement élargit angulairement le faisceau de fuite, mais aussi elle réduit le balayage angulaire total  $\Delta\theta$ . Cela restera bien évidemment vrai en cas de sous-compensation avec  $\alpha_{gap} < \alpha_{HF}(f)$ , puisque le champ électrique décroît de l'entrée à la sortie du guide. Par contre, en cas de sur-compensation avec  $\alpha_{gap} > \alpha_{HF}(f)$ , le champ électrique croît de l'entrée à la sortie du guide, le faisceau de fuite s'élargit angulairement, mais le balayage angulaire total  $\Delta\theta$  augmente, en raison d'une augmentation de la tension moyenne sur toute la longueur du guide.

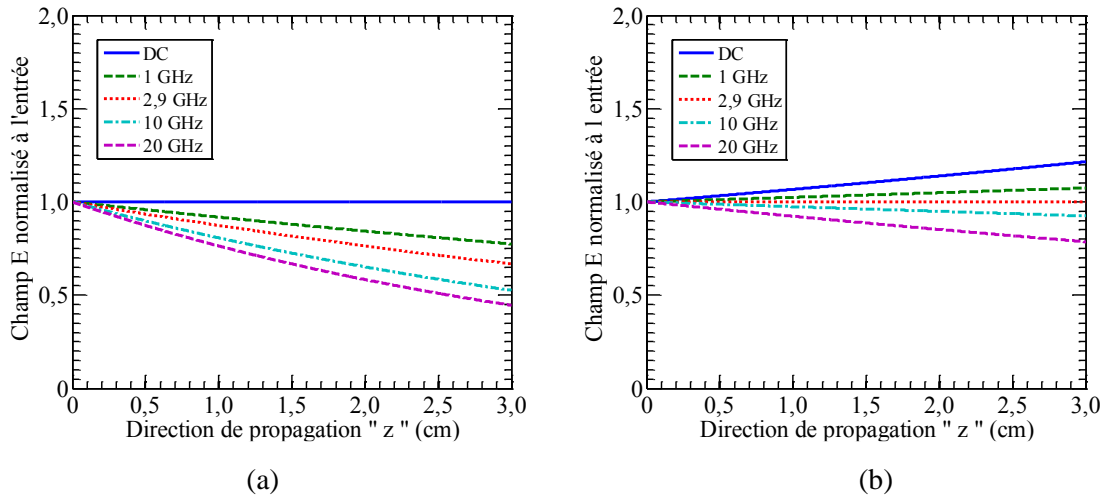


Figure 2.40 – Résultats de simulation sous HFSS du champ  $E$  dans le déflecteur au milieu du guide optique en polymère EO, normalisé à l'entrée, pour plusieurs fréquences (cf. Figure 2.34) ; a) pour une ligne CMS à gap constant ; b) pour une ligne CMS à gap variable, avec une compensation à la fréquence  $f_c = 2,9$  GHz. Les dimensions géométriques de simulation sont : une épaisseur de gaine inférieure  $h_g = 40 \mu\text{m}$ , une largeur de rubans  $W = 80 \mu\text{m}$ , un gap à l'entrée  $G_0 = 5,5 \mu\text{m}$ , une épaisseur de couche tampon  $h_t = 3,16 \mu\text{m}$  et une épaisseur du prisme  $h_s = 500 \mu\text{m}$ .

Avec un gap variable selon l'axe de propagation, il faut veiller à ce que le gap minimal requis pour le confinement de l'onde optique (cf. § 2.6.2.2) soit respecté en sortie du déflecteur. Le gap minimal à l'entrée de la ligne doit donc être déterminé en fonction du coefficient de compensation et de la longueur du déflecteur. Par exemple, pour un coefficient de compensation  $\alpha_{gap} = 0,13 \text{ cm}^{-1}$  et une longueur  $L = 2 \text{ cm}$ , le gap minimal en entrée de la ligne est de  $5,5 \mu\text{m}$  pour atteindre ensuite  $4,2 \mu\text{m}$  en sortie.

La Figure 2.41 présente les résolutions de deux déflecteurs sur la plage de fréquence DC – 20 GHz, l'un commandé par une ligne CMS classique et l'autre par une ligne CMS à gap variable. Ces résultats de simulations sont obtenus pour une longueur  $L = 2 \text{ cm}$ , une tension à l'entrée  $V_{HF} = \pm 20 \text{ V}$ , un gap à l'entrée  $G_0 = 5,5 \mu\text{m}$ , un coefficient EO  $r_{eo} = 70 \text{ pm/V}$  et un coefficient de compensation  $\alpha_{gap} = 0,13 \text{ cm}^{-1}$  dans le cas d'une ligne CMS à gap variable. Avec la ligne CMS à gap constant, la résolution maximale de 3,7 bits est atteinte en DC et la résolution minimale de 2,3 bit à 20 GHz. Avec la ligne CMS à gap variable, la même valeur maximale de 3,7 bits est obtenue à 2,9 GHz et une valeur minimale de 3 bits aux extrémités de la bande de fréquence, DC et 20 GHz. La variation de la résolution est donc réduite de moitié. Cette technique de compensation permet ainsi de réduire la dégradation de la résolution causée par les pertes HF d'une manière globale et de la rendre plus uniforme sur la bande fréquence considérée.

La variation du gap entre l'entrée et la sortie de la ligne CMS à compensation de champ  $E$  est assez faible. Il passe de  $5,5 \mu\text{m}$  à  $4,2 \mu\text{m}$  sur une longueur de 2 cm dans les résultats présentés sur la Figure 2.41. La largeur des rubans  $W$  est réduite de  $80 \mu\text{m}$  à  $75 \mu\text{m}$  pour garder une impédance caractéristique adaptée à  $50 \Omega$  sur toute la longueur.

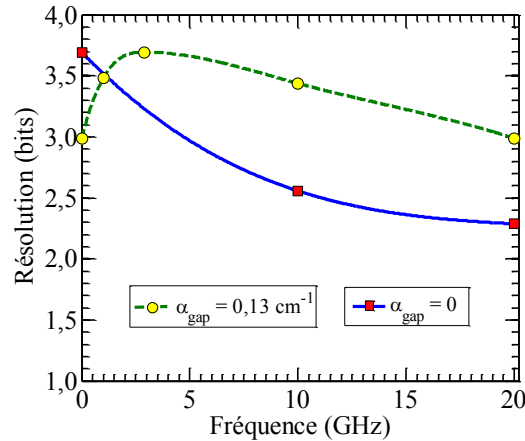


Figure 2.41 – La résolution en fonction de la fréquence avec et sans compensation de l'atténuation du champ  $E$ . La résolution moyenne sur la bande de fréquence DC – 20 GHz est de 2,7 bits sans compensation et 3,4 bits avec compensation.

## 2.7 Performances de la structure optimale

### Excursion angulaire du faisceau

Pour un coefficient EO donné, la tension plein échelle ( $V_{pe} = 2V_0$ ) appliquée entre les rubans de la ligne CMS détermine l'excursion angulaire totale du faisceau de fuite. Le déplacement angulaire de ce dernier est proportionnel à l'amplitude de la tension  $V_0$  lorsque la variation  $\Delta E$  le long de l'axe  $z$  est faible, c'est le cas des fréquences autour de  $f_c$ .

La Figure 2.42 présente le déplacement angulaire du faisceau de fuite en fonction de l'amplitude de la tension à l'entrée pour un coefficient de compensation  $\alpha_{\text{gap}} = 0,13 \text{ cm}^{-1}$ , un gap à l'entrée  $G_0 = 5,5 \text{ }\mu\text{m}$  et un taux de recouvrement  $\Gamma = 80\%$  (pouvant être atteint en augmentant l'épaisseur des rubans à  $2,5 \text{ }\mu\text{m}$ ). Une amplitude de tension de  $\pm 20 \text{ V}$  à l'entrée de la ligne CMS fournit un balayage angulaire total de 2 mrad pour un coefficient EO de  $r_{eo} = 70 \text{ pm/V}$  ( $r_{eo}$  du polymère PMMI/CPO-1) alors qu'il est porté à 9 mrad avec un coefficient EO de 350 pm/V, valeur rapportée dans la littérature par une équipe américaine de l'Université de Washington [6]. Avec un système  $50 \text{ }\Omega$  et une puissance électrique de 4 Watt ( $\pm 20 \text{ V}$ ), la résolution maximale (à 2,9 GHz) avec le premier coefficient EO est de 3,7 bits et elle est de 6,3 avec le second coefficient EO.



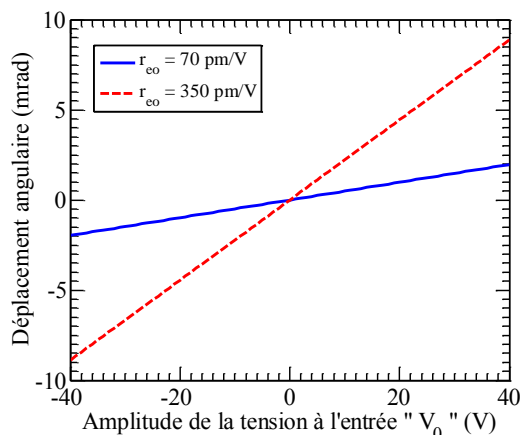


Figure 2.42 – Déplacement angulaire en fonction de la tension appliquée à l'entrée de la ligne CMS à la fréquence de compensation  $f_c = 2,9 \text{ GHz}$ . Les paramètres de simulation sont  $\alpha_{gap} = 0,13 \text{ cm}^{-1}$ ,  $G_0 = 5,5 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Gamma = 80\%$ .

### Quel coefficient EO pour quelle résolution ?

Les variations d'amplitude de la tension à numériser sont converties, grâce à l'effet EO, en excursion angulaire du faisceau de fuite issu d'une impulsion d'échantillonnage. Comme le balayage angulaire total du faisceau de fuite est proportionnel au coefficient EO de polymère, un fort coefficient EO permet d'augmenter la résolution du défecteur, sous réserve de rendre la divergence indépendante du coefficient EO, en recourant à la technique de compensation expliquée dans le paragraphe 2.6.4.2. La Figure 2.43 montre l'évolution de la résolution en fonction du coefficient EO en DC, à 2,9 GHz et à 20 GHz. Nous rappelons que 2,9 GHz est la fréquence de compensation à laquelle le champ  $E$  est constant le long du guide ( $\alpha_{gap} = 0,13 \text{ cm}^{-1}$ ). DC et 20 GHz correspondent aux extrémités de la bande de fréquence considérée. Ces résultats sont obtenus à partir du modèle analytique en équation 2.9. La résolution exprimée en nombre de bits est proportionnelle au logarithme du coefficient EO lorsque l'atténuation du champ électrique est compensée par un gap variable entre rubans. En DC et à 20 GHz, la résolution est proportionnelle au logarithme du coefficient EO jusqu'à environ 100 pm/V. Au-delà de cette valeur, la résolution tend vers une valeur de saturation inférieure à 5 bits, à cause d'une divergence du faisceau qui augmente proportionnellement au coefficient EO en présence d'une variation de champ  $E$  le long du guide.

Il est possible de dépasser les 6 bits de résolution, sur toute la bande de fréquence 1 – 10 GHz, en profitant du plus grand coefficient EO de polymère rapporté par S. Huang *et al.* [6]. La Figure 2.44 résume la résolution du défecteur sur la bande DC – 20 GHz avec deux coefficients EO, 70 pm/V avec le polymère PMMI/CPO-1 développé dans le cadre du projet ANR ModPol dont l'IETR était partenaire, et 350 pm/V avec le polymère AJ404 [6]. Évidemment, la résolution est plus élevée sur toute la bande avec  $r_{eo} = 350 \text{ pm/V}$ . Avec ce coefficient EO, la résolution atteint un maximum de 6,3 bits à 2,9 GHz et descend à 4,7 bits en DC et à 20 GHz, soit une variation de 1,6 bits sur la bande DC – 20 GHz. Avec le coefficient EO du PMMI/CPO-1, les résolutions maximale et minimale sont respectivement de 3,7 bits et 3 bits. Un plus grand coefficient EO n'améliore donc pas la résolution dans la même proportion sur toute la bande de fréquence (cf. Figure 2.43). Ceci s'explique par le fait que lorsque l'on

s'éloigne de la fréquence de compensation,  $f_c = 2,9$  GHz ici, un plus grand coefficient EO entraîne une variation d'effet EO plus prononcée le long du guide pour une variation de champ  $\Delta E$  donnée, donc un élargissement angulaire du faisceau plus important, ce qui contrebalance en partie l'augmentation de l'excursion angulaire avec un plus grand coefficient EO.

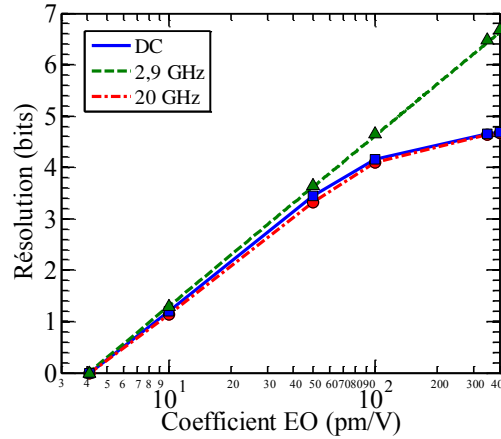


Figure 2.43 – Évolution de la résolution en fonction du coefficient EO aux fréquences : DC, 2,9 GHz et 20 GHz. Ces résultats de simulations sont obtenus pour  $V_0 = \pm 20$  V,  $G_0 = 5,5$   $\mu\text{m}$ ,  $\Gamma = 80\%$ ,  $L = 2$  cm,  $\alpha_f = 0,1$  Np/cm et  $\alpha_{gap} = 0,13$   $\text{cm}^{-1}$ .

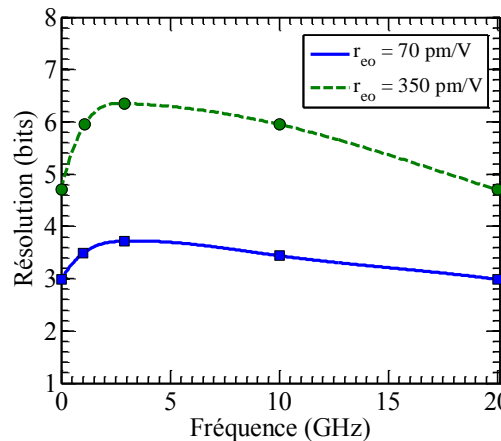


Figure 2.44 – La résolution sur la bande de fréquence DC – 20 GHz avec le coefficient EO de 70 pm/V du PMMI/CPO-1 et celui de 350 pm/V de l'AJ404 [6]. Les autres paramètres de simulation sont identiques à ceux utilisés pour la Figure 2.43.

Une résolution plus uniforme sur la bande de fréquence visée peut être obtenue en utilisant des matériaux polymères présentant moins de pertes, notamment pour la couche tampon. Par exemple, avec le polymère CuFlon fabriqué par la société Polyflon [83], sa tangente de pertes  $\tan\delta = 4,5 \times 10^{-4}$  permettrait de porter la résolution minimale, en DC et à 20 GHz, à plus de 5 bits avec  $r_{eo} = 350$  pm/V, contre 4,7 bits précédemment. Cette amélioration est obtenue grâce aux pertes HF réduite à environ 2 dB/cm à 20 GHz avec le polymère CuFlon, contre 2,34 dB/cm en utilisant la NOA 81 comme matériaux de gaine inférieure et de couche tampon.

Dans les conditions optimales où, d'une part, le champ électrique est parfaitement constant

au cours de sa propagation et, d'autre part, le polymère de cœur du guide optique a un coefficient EO de 350 pm/V, les pics d'intensité optique correspondant respectivement à  $\pm 20$  V sont très étroits ( $\delta\theta = 0,114$  mrad à mi-hauteur) et séparés de  $\Delta\theta = 9$  mrad, permettant ainsi de placer 80 pics résolus (niveaux de quantification) sur la plage  $\Delta\theta$  (cf. Figure 2.45.a). Dans le plan du masque de codage (cf. Figure 2.45.b), le faisceau de fuite est focalisé en une ligne horizontale, dont la largeur est égale à  $\delta\theta \cdot F$  (où  $F$  est la distance focale de la lentille cylindrique sur la Figure 2.3) et la position bouge verticalement au gré de la variation de la tension à l'entrée. Les deux lignes en rouge correspondent respectivement aux tensions d'entrée -20 V et +20 V et elles sont séparées d'une distance égale à  $\Delta\theta \cdot F$ . Dans ces conditions, comme la résolution atteint 6,3 bits, pour 80 lignes résolues, une matrice de quantification de 7 bits est donc nécessaire pour les couvrir.

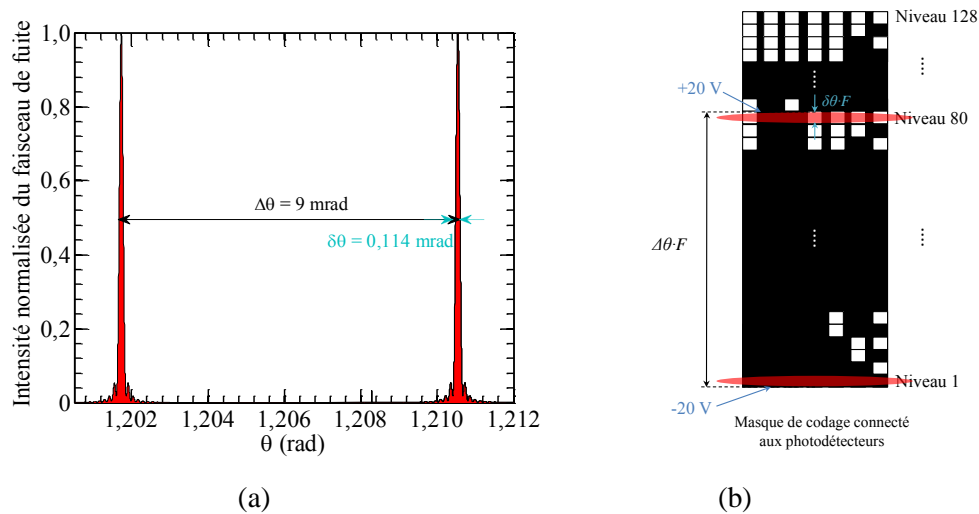


Figure 2.45 – a) Pics d'intensité du faisceau de fuite à -20 V et +20 V à 2,9 GHz (la fréquence de compensation de l'atténuation HF) pour un coefficient EO de 350 pm/V ; b) Diagramme schématisique du masque de codage avec emplacement des lignes de focalisation obtenues à respectivement -20 V et +20 V.

### Longueur optimale

La longueur du défecteur influence à la fois la bande passante et la résolution du défecteur. La bande passante est affectée par la longueur du défecteur à travers deux mécanismes : d'une part, la désadaptation des vitesses de phase des ondes optique et HF (cf. § 2.6.3) et, d'autre part, l'atténuation des électrodes de commande. Le second mécanisme sera étudié en détail dans le chapitre 3 en prenant en compte les électrodes dans leur globalité, y compris les accès HF et la transmission de la composante DC du signal. Quant à la résolution, elle dépend de la longueur du guide à travers la divergence verticale du faisceau de fuite via deux phénomènes : la diffraction (cf. § 2.5.4) et la variation du champ  $E$  le long du guide, (cf. § 2.6.4.1). Étant donné qu'à ce stade de l'étude, l'essentiel des paramètres du guide à fuite et des électrodes de commande CMS sont déjà déterminés pour optimiser les performances du défecteur, la longueur de celui-ci peut être fixée avec comme impératif que la bande passante hyperfréquence de l'ensemble du défecteur atteigne l'objectif visé de 20 GHz.

La résolution du défecteur en fonction de sa longueur est présentée sur la Figure 2.46 pour

deux coefficients EO, 70 pm/V et 350 pm/V. Les évolutions de la résolution sont similaires pour les deux coefficients EO considérés. Grâce à une diminution de la divergence avec une longueur de déflecteur croissante, la résolution exprimée en bits est proportionnelle au logarithme de la longueur du déflecteur tant que celle-ci reste inférieure à la longueur effective  $L_{eff}$  (cf. Figure 2.21). Lorsque la longueur dépasse 9 centimètres environ (longueur effective pour un coefficient de fuite  $\alpha_f = 0,1$  Np/cm), la résolution atteint la saturation car le phénomène de diffraction devient négligeable selon la direction de l'axe  $z$ . La résolution maximale avoisine les 5,6 bits pour  $r_{eo} = 70$  pm/V et les 8 bits pour  $r_{eo} = 350$  pm/V à la longueur effective. Il est donc intéressant, d'un point de vue résolution, de choisir une longueur  $L = L_{eff}$ . Cependant, un déflecteur aussi long (9 cm) aurait une bande passante très réduite. Nous choisissons une longueur de 2 cm pour un bon compromis entre bande passante supérieure à 20 GHz et résolution suffisamment élevée. En effet, cette longueur permet d'atteindre une résolution moyenne de 5,74 bits sur la bande de fréquence DC – 20 GHz pour  $r_{eo} = 350$  pm/V et de 3,59 bits pour  $r_{eo} = 70$  pm/V (cf. Figure 2.44).

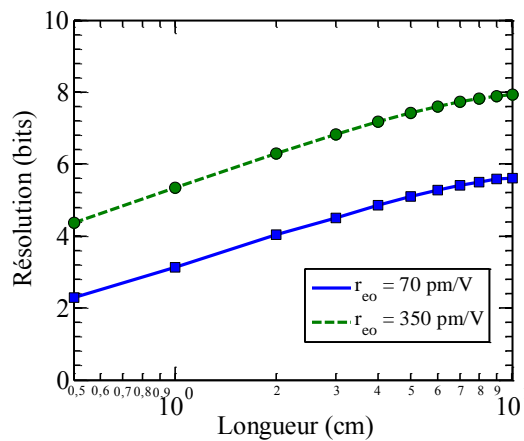


Figure 2.46 – Résolution en fonction de la longueur du guide pour une tension  $V_0 = \pm 20$  V et un taux de recouvrement de 80% lorsque le champ  $E$  est constant au cours de sa propagation (à la fréquence 2,9 GHz avec  $\alpha_{gap} = 0,13$  cm<sup>-1</sup>).

### Puissance optique de fuite

Avant que les impulsions laser déviées par le déflecteur arrivent sur les photodétecteurs situés derrière le masque de codage, elles traversent plusieurs matériaux et interfaces, en conséquence, ces impulsions subiront une atténuation significative de puissance durant la propagation. En outre, comme le faisceau de fuite est focalisé uniquement dans le plan vertical et s'étale dans le plan horizontal, l'ouverture de chaque bit sur le masque doit être correctement dimensionnée pour assurer la réception d'une puissance de fuite suffisante pour la détection. En amont, il faut augmenter la puissance. Mais une puissance de fuite élevée implique un coefficient de fuite plus fort, ce qui réduira la longueur effective du guide, conduit inévitablement à une plus faible résolution. Il y a donc un compromis à trouver entre puissance optique de fuite et résolution. Il est également envisageable de rajouter une seconde lentille cylindrique qui focaliserait le faisceau de fuite dans le plan horizontal. Cela permettrait, d'une part, de s'assurer d'une puissance suffisante pour la détection malgré un faible coefficient de fuite et, d'autre part, de ne pas élargir l'ouverture de bits au détriment de la bande passante des

photodétecteurs.

Chaque segment  $dz$  du guide d'onde à fuite contribue à la puissance de fuite par :

$$dP_f(z) = \alpha_f \cdot P_c(z) \cdot dz \quad (2.32)$$

où  $P_f$  et  $P_c$  sont respectivement la puissance de fuite et la puissance dans le cœur optique. La puissance de fuite totale en sortie du défecteur est alors donnée par l'intégrale de l'équation 2.32 sur toute la longueur  $L$  :

$$P_f = \int_0^L dP_f(z)$$

$$P_f = \frac{\alpha_f \cdot P_0}{\alpha_f + \alpha_{opt}} [1 - e^{-(\alpha_f + \alpha_{opt})L}] \quad (2.33)$$

où  $P_0$  est la puissance dans le cœur à  $z = 0$ . Pour une longueur  $L = 2$  cm,  $\alpha_f = 0,1$  Np/cm et  $\alpha_{opt} = 0,345$  Np/cm, la puissance de fuite est de 13,24 % de la puissance injectée à l'entrée  $P_0$ .  $P_f$  peut être réajustée en adaptant  $\alpha_f$  en fonction de la sensibilité des photodétecteur et de la lentille de focalisation horizontale. Ce travail sera effectué dans l'étude de la partie quantification à la suite du projet ADC PolyNano.

### Récapitulatif des paramètres optimums du défecteur

Nous regroupons dans le tableau suivant les valeurs des principaux paramètres du défecteur déterminées au terme de l'étude du défecteur présentée dans ce chapitre, dont les paramètres géométriques sont annotés sur les Figures 2.30 et 2.40.b.

Tableau 2.4 – Paramètres optimums du défecteur EO.

Paramètre	Valeur
Largeur du cœur : $a$	1,8 $\mu\text{m}$
Épaisseur du cœur : $b$	1,8 $\mu\text{m}$
Largeur des flancs latéraux : $f$	1,2 $\mu\text{m}$
Gap entre les rubans à l'entrée du défecteur : $G_0$	5,5 $\mu\text{m}$
Coefficient de compensation : $\alpha_{gap}$	0,13 $\text{cm}^{-1}$
Largeur des rubans à l'entrée du défecteur : $W_0$	80 $\mu\text{m}$
Coefficient de décroissance de la largeur des rubans : $\alpha_w$	0,03 $\text{cm}^{-1}$
Épaisseur de la couche tampon : $h_t$	3,16 $\mu\text{m}$
Épaisseur de la gaine inférieure : $h_g$	40 $\mu\text{m}$
Épaisseur des rubans de l'électrode : $t$	1,8 $\mu\text{m}$
Épaisseur du plan de masse : $t'$	200 nm
Longueur du défecteur : $L$	2 cm
Épaisseur du prisme : $h_s$	$> L/\tan\theta$
Fréquence de compensation : $f_c$	2,9 GHz

## 2.8 Conclusion

Une conception complète du déflecteur à guide d'onde à fuite a été effectuée et présentée dans ce chapitre. Tous les aspects et sujets connexes liés à la conception du déflecteur et à ses principales performances, résolution et bande passante, ont été traités, à l'exception de la bande passante hyperfréquence de toute la structure du déflecteur, comprenant les accès HF et la transmission de la composante DC du signal, qui sera traitée dans le chapitre 3.

En premier lieu, une caractérisation des matériaux polymères choisis pour la réalisation du déflecteur a été effectuée sur une large bande de fréquence. Une **méthode de caractérisation diélectrique** a été développée à cet effet et validée sur la large bande de fréquence 1,25 – 40 GHz. Elle associe un algorithme génétique et des simulations numériques des paramètres-S sous HFSS, en utilisant comme véhicule de test une ligne coplanaire blindée (GCPW) sur le matériau à caractériser, facile à réaliser et à mesurer. Sa validité en fréquence est en principe identique à celle du logiciel de simulation électromagnétique 3D utilisé.

Lors de la conception du guide optique à fuite, nous avons été rapidement confrontés aux limites des logiciels de simulation d'optique intégrée qui ne sont pas capables de traiter des volumes de l'ordre du  $\text{cm}^3$ . Nous nous sommes donc attachés à développer **un modèle analytique** complet, qui tient compte à la fois des pertes optique et HF mais aussi de l'effet EO. Grâce à sa rapidité de calcul et sa flexibilité, le modèle élaboré nous a permis d'effectuer la conception du guide à fuite avec une précision accrue et de mieux appréhender l'influence des différents paramètres sur les performances. Le taux de recouvrement entre l'onde optique et l'onde hyperfréquence s'est avéré faible dans la configuration initiale, où les électrodes de commande et le cœur du guide optique étaient décalés verticalement. Nous avons donc **enterré les électrodes de commande dans la gaine** au même niveau que le cœur optique, portant le taux de recouvrement dans le déflecteur de 40 % à plus 61 %, selon l'épaisseur des rubans. Cette modification permettra en outre de simplifier la pose du prisme sur la couche tampon lors de la réalisation.

La désadaptation entre les vitesses de phase des ondes optique et HF a été réduite grâce à **un plan de masse métallique qui écran le wafer Si**. La bande passante limitée par la désadaptation de vitesses est ainsi portée à 33,8 GHz pour une longueur d'électrodes de 2 cm, tout en préservant la résolution du déflecteur. Le plan de masse permet de réduire également les pertes HF en écrantant le wafer Si fortement absorbant.

Les pertes HF non seulement limitent la bande passante du déflecteur, mais aussi dégradent sa résolution, en induisant un élargissement angulaire du faisceau de fuite d'après nos résultats de calcul à l'aide du modèle analytique de l'onde de fuite. Les pertes HF sont même un élément critique pour la résolution dans la mesure où elles sont inévitables et elles déterminent la résolution ultime dans la limite de celle due à la diffraction. Nous avons donc conçu une **nouvelle topologie d'électrodes de commande qui compensent la variation de la tension** par un gap variable. La résolution moyenne est portée de 2,7 à 3,4 sur la bande DC – 20 GHz pour un coefficient EO de 70 pm/V grâce à cette nouvelle topologie d'électrodes.

En définissant la largeur angulaire du faisceau de fuite à mi-hauteur, la résolution moyenne atteint 5,74 bits avec un coefficient EO de 350 pm/V. Celle-ci pourrait être revue à la hausse s'il est pertinent de définir la largeur angulaire verticale plutôt à 60 % ou 70 % de l'intensité maximale du faisceau de fuite au lieu de 50 % actuellement. Pour trancher le pourcentage de l'intensité maximale définissant la largeur angulaire du faisceau, il faut examiner l'ambiguïté de quantification lorsqu'une ligne horizontale focalisée sur le masque de codage déborde sur plusieurs niveaux de quantification voisins, en tenant compte des traitements et des critères de décisions possibles.





# Chapitre 3 Étude des accès électriques du déflecteur EO

## Sommaire

---

3.1 Introduction .....	96
3.2 Accès hyperfréquences.....	97
3.2.1 Séparation des accès optique et hyperfréquence.....	97
3.2.2 Transition GCPW-CMS-GCPW.....	101
3.3 Accès DC en vue de l'orientation des chromophores et de la polarisation électrique .....	119
3.3.1 Orientation des chromophores du polymère EO.....	119
3.3.2 Accès de la composante continue .....	120
3.4 Conclusion.....	125

---

## 3.1 Introduction

Dans le chapitre 2 consacré à la conception du déflecteur EO, nous avons expliqué les choix effectués et proposé des solutions originales pour atteindre la résolution et la bande passante visées, à savoir respectivement 6 bits et 20 GHz. Cependant, il ne faut pas perdre de vue que, pour effectivement accéder à ces performances intrinsèques prévues pour le déflecteur, d'une part, les accès optique et hyperfréquence doivent être compatibles avec la géométrie du déflecteur et permettre aux ondes optique et hyperfréquence de se propager dans le même sens, et d'autre part, l'ensemble de la structure hyperfréquence doit avoir une bande passante supérieure à 20 GHz. Or l'architecture du déflecteur retenue rend ces impératifs particulièrement difficiles à tenir, étant donné que les rubans de l'électrode CMS sont enterrés dans la gaine et situés dans le même plan horizontal que le cœur optique (cf. Figure 2.29). Le gap micrométrique entre les rubans et la position du cœur optique entre ceux-ci constituent des contraintes supplémentaires.

Le boîtier des composants permet de les mettre à l'abri des parasites électromagnétiques extérieurs. Une mise en boîtier du déflecteur EO est représentée schématiquement sur la Figure 3.1. Dans cet exemple, le déflecteur et le bloc de quantification sont intégrés dans le même boîtier. Les quatre entrées et sorties du boîtier sont :

- une entrée optique pour l'injection des impulsions lasers ;
- un connecteur HF permettant d'appliquer la tension analogique à numériser aux électrodes CMS ;

- un connecteur DC nécessaire à la polarisation électrique (bias) du signal à numériser et à l'orientation des chromophores (cf. § 3.3.1) ;
- une sortie numérique pour récupérer le signal numérisé.

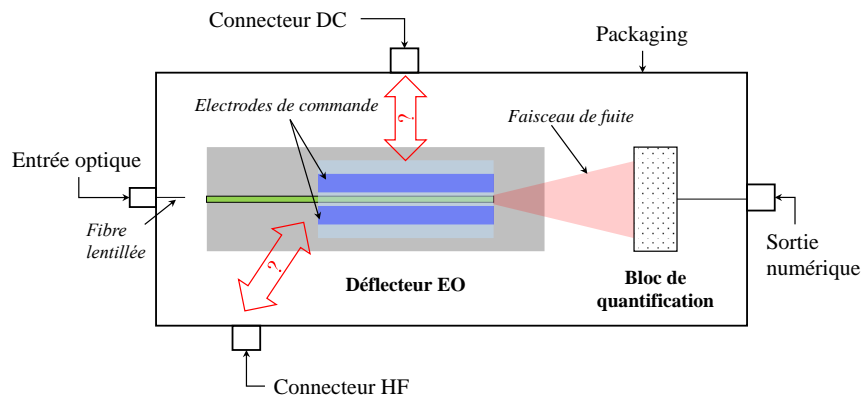


Figure 3.1 – Représentation schématique de la mise en boîtier du déflecteur EO avec le bloc de quantification, muni de quatre entrées et sorties.

Le premier obstacle à surmonter est l'accès de l'électrode de commande du déflecteur. Cette électrode doit permettre l'application, d'une part, d'une tension continue par le connecteur DC et, d'autre part, de la tension à numériser par le connecteur HF, le tout sans couper le guide optique bien entendu. Pour éviter d'augmenter les pertes de lumière à cause de la courbure du guide optique, l'accès optique sera privilégié. Ainsi, l'entrée optique sera alignée sur le guide optique à fuite droit. Des solutions pour les accès électriques vers les électrodes CMS restent alors à définir. Dans la suite de ce chapitre, nous allons concevoir et valider expérimentalement la structure électrique, y compris les accès HF et DC, du déflecteur EO.

## 3.2 Accès hyperfréquences

Dans la topologie retenue du déflecteur EO, le cœur optique et le gap entre les rubans de l'électrode CMS ont des dimensions micrométriques. Ces derniers sont en outre situés dans le même plan horizontal ( $xz$ ) que le cœur optique (cf. Figure 2.29), ce qui oblige à séparer les accès optique et HF, comme l'encombrement de la fibre lentillée pour le couplage optique et celui de l'accès HF, sonde ou connecteur, ne permettent pas de les garder dans le même sens côte à côte.

### 3.2.1 Séparation des accès optique et hyperfréquence

Comme indiqué précédemment, l'accès optique est privilégié en alignant la fibre lentillée pour le couplage optique sur le guide optique à fuite droit (cf. Figure 3.2), les rubans de l'électrode CMS sont quant à eux « coudés » de  $90^\circ$  afin de permettre de placer le connecteur HF perpendiculairement à l'électrode CMS et au guide optique. L'autre extrémité des rubans doit être reliée à une charge  $50 \Omega$  pour éviter toute réflexion du signal HF. Cependant, couder les deux rubans de l'électrode CMS oblige l'un d'eux à couper le cœur optique (cf. Figure 3.2), ce qui est de toute évidence inacceptable.

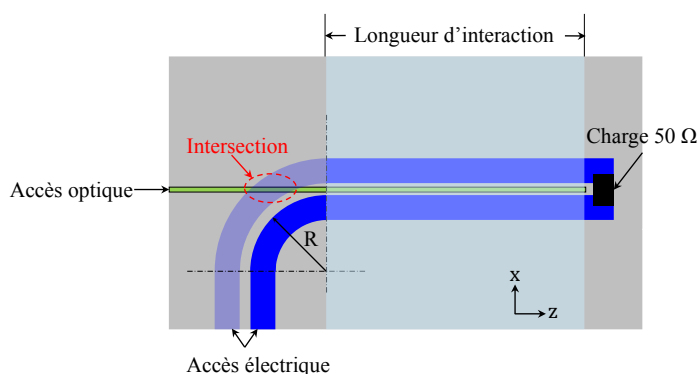


Figure 3.2 – Représentation schématique d'une vue de dessus du déflecteur où les deux rubans de l'électrode CMS sont coudés à  $90^\circ$  pour la séparation des accès électrique et optique ; cette figure illustre l'intersection d'un des rubans avec le cœur optique.

Pour éviter cette intersection entre ruban et guide optique, nous proposons de couder uniquement le ruban-signal pour le relier au connecteur HF et de considérer le ruban-masse seulement à l'entrée de la longueur d'interaction du déflecteur (cf. Figure 3.3). Comme le ruban-masse doit être mis au même potentiel que le plan de masse du connecteur HF sans croiser le cœur optique, la structure hyperfréquence résultante est une transition entre lignes MS et CMS (MS-CMS) à base d'un **couplage capacitif**. Il est donc nécessaire de développer des transitions entre différents types de lignes sans connexion physique entre leurs plans de masse en profitant de la spécificité de polymères en couche mince.

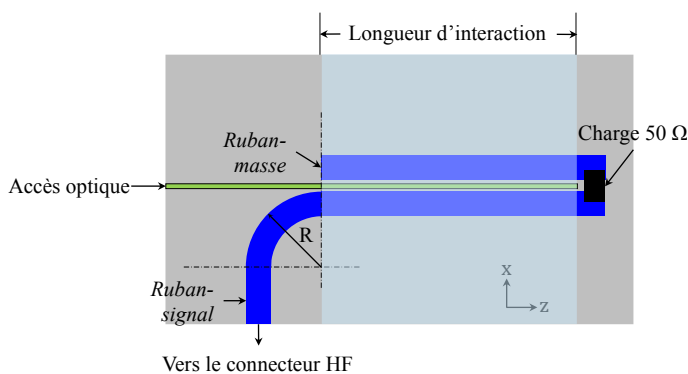


Figure 3.3 – Représentation schématique d'une vue de dessus du déflecteur où seul le ruban-signal de l'électrode CMS est coudé à  $90^\circ$  pour la séparation des accès électrique et optique ; cette configuration d'électrode évite l'intersection entre le cœur optique et les rubans.

### 3.2.1.1 Principe de la transition MS-CMS

La transition MS-CMS est constituée d'une ligne MS coudée à  $90^\circ$  pour transporter le signal HF (cf. Figure 3.4.a) et d'une ligne CMS pour appliquer un champ  $E$  au cœur du déflecteur en polymère EO (cf. Figure 3.4.b). La ligne MS a été proposée pour la première fois en 1952 par D. D. Grieg *et al.* [84]. Elle est constituée de deux conducteurs : un ruban métallique de largeur  $W_{ms}$  déposé sur un diélectrique d'épaisseur  $h_g$  et un plan de masse métallique qui recouvre la seconde face du diélectrique. Du fait de sa configuration, cette ligne supporte un seul mode

quasi-TEM<sup>5</sup>, que nous appellerons mode MS, dans lequel le champ  $E$  est orienté du ruban supérieur vers le plan de masse (cf. Figure 3.4.a). Cette transition sert à convertir le mode MS en un mode CMS-impair pour induire l'effet EO dans le cœur du défecteur en polymère EO.

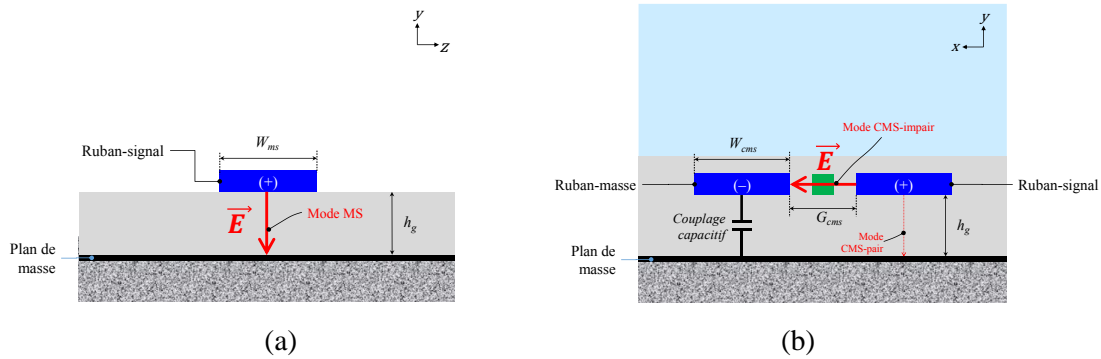


Figure 3.4 – Représentation schématique des modes de champ dans l'électrode de commande ; a) section MS suivant le connecteur HF (cf. Figure 3.3) ; b) section CMS sur la longueur d'interaction opto-hyperfréquence.

Deux conditions essentielles doivent être réunies pour convertir le mode MS en mode CMS-impair : (i) le gap entre les rubans doit être beaucoup plus faible que l'épaisseur du polymère de la gaine inférieure ( $G_{cms} \ll h_g$ ) (cf. Figure 3.4.b), comme le champ  $E$  a tendance à s'orienter entre le ruban-signal et la masse la plus proche ; (ii) le ruban-masse de la ligne CMS doit être au même potentiel que le plan de masse inférieur. Cette dernière condition peut être satisfaite soit en rajoutant des vias métalliques pour créer un court-circuit entre le ruban-masse et le plan de masse inférieur, soit par un couplage capacitif entre ces deux derniers. La première solution est à éviter à cause des étapes technologiques de réalisation supplémentaires nécessaires, telles que l'alignement de masque optique, gravure des trous dans le polymère de gaine et remplissage de ces trous en métal, pouvant entraîner une augmentation considérable du temps et du coût de fabrication. Nous préférons nous appuyer sur le couplage capacitif entre ces deux conducteurs pour réaliser la conversion de mode souhaitée. En effet, un diélectrique d'épaisseur  $h_g$  mis en sandwich entre deux conducteurs forme un condensateur de capacité  $C$  et d'impédance  $Z$ . Le module  $|Z|$  de cette impédance est donné par la relation 3.1 :

$$|Z| = \frac{1}{\omega \cdot C} = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot \left( \varepsilon \cdot \frac{W_{cms} \cdot L_{cms}}{h_g} \right)} = \frac{h_g}{2\pi \cdot f \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot W_{cms} \cdot L_{cms}} \quad (3.1)$$

où  $f$  représente la fréquence,  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide et  $\varepsilon_r$  la permittivité relative du diélectrique ;  $h_g$ ,  $W_{cms}$  et  $L_{cms}$  représentent respectivement l'épaisseur du diélectrique (ou gaine inférieure), la largeur du ruban-masse et sa longueur, égale à celle du défecteur.

L'impédance entre ces deux conducteurs en face tend vers zéro lorsque la fréquence augmente. Par conséquent, à des fréquences HF le ruban-masse et le plan de masse sont virtuellement court-circuités. Le champ  $E$  aura donc deux masses : le ruban-masse et le plan de

<sup>5</sup> On parle de mode quasi-TEM au lieu de mode TEM lorsque les composantes longitudinales, bien que faibles, ne sont pas nulles à cause de l'inhomogénéité du milieu de propagation de l'onde électromagnétique.

masse, mais comme  $G_{cms} \ll h_g$ , le champ  $E$  sera essentiellement orienté horizontalement à travers le cœur optique.

La relation 3.1 indique clairement l'influence des paramètres géométriques sur le module de l'impédance  $|Z|$ . Plus la surface du ruban est grande ( $W_{cms} \cdot L_{cms}$ ), plus faible sera l'impédance  $Z$ , nous avons donc tout intérêt à choisir une surface du ruban-masse assez grande. Cependant, la largeur  $W_{cms}$  doit également satisfaire l'adaptation d'impédance caractéristique à  $50 \Omega$  et la longueur du déflecteur  $L_{cms}$  est déterminée à l'issue d'un compromis entre la résolution et l'atténuation HF. De plus, si une faible épaisseur de gaine inférieure  $h_g$  renforce l'effet capacitif, elle risque de nous éloigner de la condition (i) favorable à la conversion de mode MS en mode CMS-impair :  $G_{cms} \ll h_g$ .

Afin de simplifier l'étude de cette électrode de commande, nous considérons ici un gap constant, au lieu d'un gap variable proposé dans le chapitre 2 (cf. § 2.6.4.2) pour compenser l'atténuation du champ  $E$ . Les impédances caractéristiques des sections MS et CMS sont adaptées à  $50 \Omega$  pour éviter des réflexions du signal HF. Pour la ligne CMS, les dimensions ont été optimisées dans le chapitre 2 :  $W_{cms} = 75 \mu\text{m}$ ,  $G_{cms} = 4,2 \mu\text{m}$  et  $h_g = 40 \mu\text{m}$ . La largeur de ruban dans la section MS est optimisée à  $W_{ms} = 94 \mu\text{m}$  puisque l'épaisseur du polymère de gaine était déjà fixée à  $40 \mu\text{m}$ .

### 3.2.1.2 Coude de liaison

Le coude doit être conçu pour ramener le signal HF à l'entrée du déflecteur avec le minimum d'atténuation possible. Plusieurs possibilités de connexion existent : coude à angle droit, coude chanfreiné ou coude circulaire. Cette dernière configuration a été retenue pour ses pertes par radiation les plus faibles grâce à un changement progressif de la direction de propagation [85].

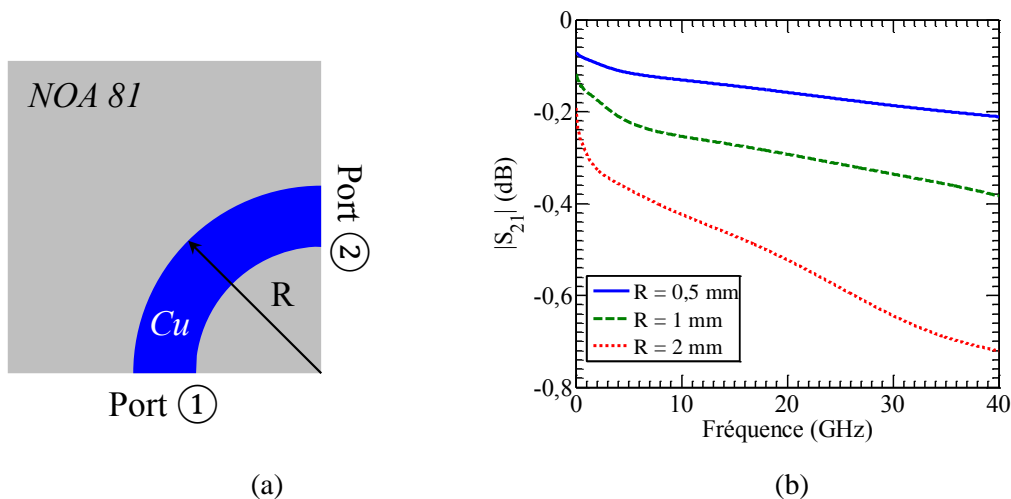


Figure 3.5 – a) Représentation schématique du coude circulaire étudié pour relier le connecteur HF et les électrodes CMS ; b) résultats de simulations du coefficient de transmission du coude circulaire pour des rayons de 0,5, 1 et 2 mm. Les paramètres de simulation sont : largeur du ruban  $W_{ms} = 94 \mu\text{m}$ , épaisseur cuivre  $t = 1,8 \mu\text{m}$ , épaisseur du polymère NOA 81 ( $\epsilon_r = 3,22$ ,  $\tan\delta = 2,25 \times 10^{-2}$ )  $h_g = 40 \mu\text{m}$ .

Le rayon de courbure  $R$  (cf. Figure 3.5.a) est donc le seul paramètre à optimiser. Ce rayon doit être suffisamment grand pour assurer un accès aisé aux électrodes lors de la caractérisation opto-hyperfréquence. Cependant un grand rayon augmente la distance parcourue par l'onde pour atteindre la zone d'interaction du déflecteur. Les courbes sur la Figure 3.5.b montrent que les performances s'améliorent avec la diminution du rayon du coude circulaire. En tenant compte de la facilité d'accès, le meilleur compromis est un rayon de courbure de 1 mm. Les pertes HF engendrées par le coude sont estimées à 0,3 dB à 20 GHz dans ce cas.

### 3.2.2 Transition GCPW-CMS-GCPW

Pour être convertie en excursion angulaire d'un faisceau de fuite par le déflecteur, la tension HF à numériser doit être amenée à l'entrée de la section MS coudée (cf. Figure 3.3). Mais il est quasiment impossible de l'amener d'un connecteur coaxial à une ligne MS réalisée sur couche mince. En effet, cette connexion nécessite que le rayon du conducteur extérieur du connecteur soit du même ordre de grandeur que l'épaisseur du substrat de la ligne MS [86]. Or, dans notre cas, le substrat a une épaisseur de  $40\ \mu\text{m}$ , contre le millimètre du diamètre du conducteur extérieur du connecteur (cf. Figure 3.6). Notre solution consiste à d'abord transformer le champ coaxial en champ coplanaire à l'aide d'un connecteur coplanaire, de type End Launch de Southwest Microwave par exemple (cf. Figure 3.7) [87], puis à convertir le champ coplanaire en champ MS à l'aide d'une transition entre lignes coplanaire blindée (GCPW pour *Grounded CoPlanar Waveguide*) et MS. Le principe de fonctionnement de cette transition sera détaillé dans les paragraphes suivants. À noter que la transition GCPW-MS sert non seulement à la mise en boîtier du composant, mais aussi à sa caractérisation sur wafer à l'aide de pointes de type GSG (*Ground-Signal-Ground*).

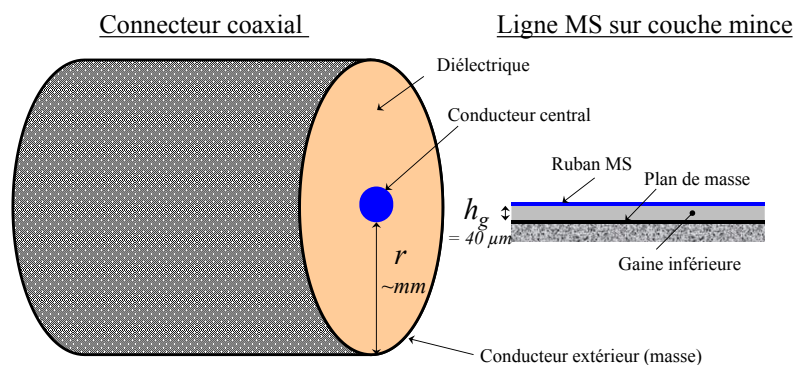


Figure 3.6 – Illustration des contraintes liées à la connexion entre une structure en couche mince et un connecteur coaxial.

Une fois que le plan de masse est ramené, grâce à la transition GCPW-MS, de la surface supérieure du diélectrique à sa surface inférieure, le ruban-masse de la ligne CMS peut être virtuellement relié au plan de masse de la section MS via un couplage capacitif (cf. Figure 3.8), sans intersection avec le cœur optique.

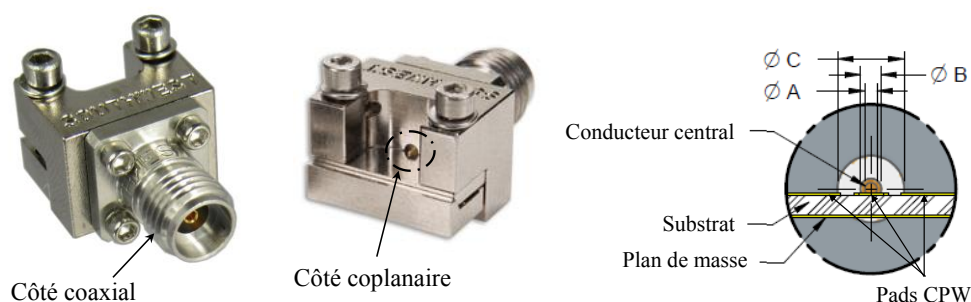


Figure 3.7 – Connecteur coplanaire End Launch de Southwest Microwave [87].

Pour caractériser et démontrer la faisabilité d'une telle transition GCPW-CMS-GCPW, élément clef et solution originale pour tirer le meilleur parti de l'architecture du déflecteur, nous allons la concevoir en configuration « back-to-back » (cf. Figure 3.8) avec deux points d'accès : port ① pour l'injection du signal HF et port ② pour la récupération de ce signal.

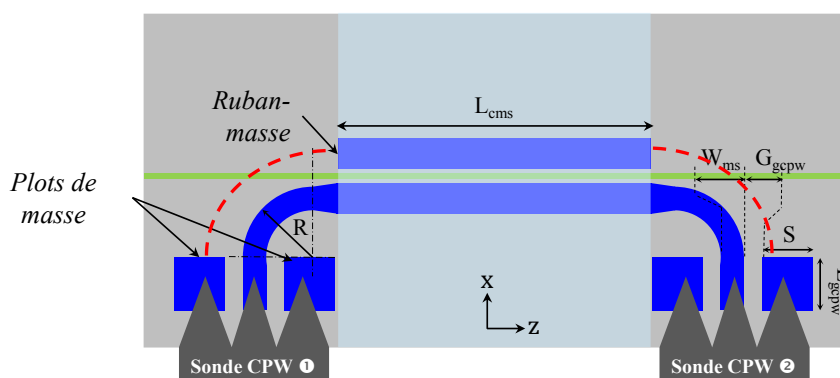


Figure 3.8 – Représentation schématique d'une vue de dessus de la transition GCPW-CMS-GCPW en configuration back-to-back.

### 3.2.2.1 Tour des travaux sur les transitions entre lignes GCPW, CPS et CMS

À notre connaissance, les transitions entre lignes GCPW et CMS n'ont jamais été étudiées, mais quelques travaux sur des transitions similaires aux transitions GCPW-CMS ont été rapportés [88 – 91]. En effet, les transitions entre lignes CPW et CPS peuvent être considérées comme un cas particulier des transitions GCPW-CMS, celui où ces dernières sont sur un substrat épais, si bien que la distance séparant le plan de masse inférieur des rubans en surface est bien plus grande que le gap entre eux. Dans ces transitions, la partie CPW sert souvent à alimenter la partie fonctionnelle CPS. Anagnostou *et al.* [88] ont étudié une transition CPW-CPS, dans laquelle ils relient les masses de la partie CPW par fils (*wire bonding*) afin d'éviter l'excitation de modes parasites. Ils ont obtenu une bande passante de 55 GHz en configuration back-to-back avec une longueur de la section CPS de seulement 1,37 mm. Pour éviter les modes parasites, Kim *et al.* [90] procèdent d'une manière différente. D'une part, ils combinent les masses latérales de la section CPW dans le plan et les connectent à la masse de la partie CPS ; d'autre part, ils relient le ruban signal de la ligne CPW à celui de la ligne CPS à l'aide d'un pont aérien (*air bridge*) pour éviter l'intersection avec les masses, ce qui complique considérablement sa réalisation. Une bande passante de 110 GHz a été obtenue, mais avec une

longueur de la partie CPS de seulement 200  $\mu\text{m}$ .

En dépit des bandes passantes impressionnantes des transitions CPW-CPS annoncées dans ces travaux, les longueurs fonctionnelles CPS associées sont très en-dessous des deux centimètres requis pour la longueur du déflecteur (cf. chapitre 2). Nous cherchons donc à développer des transitions GCPW-CMS en visant les caractéristiques suivantes : longueur fonctionnelle CMS de deux centimètres, bande passante de 20 GHz ou plus et facilité de fabrication. À noter en outre qu'à la différence des transitions CPW-CPS, les transitions GCPW-CMS ont un plan de masse inférieur, ce qui les met à l'abri de l'influence du packaging.

### 3.2.2.2 Principe et conception

La transition GCPW-CMS repose sur l'effet capacitif, comme les transitions GCPW-MS (cf. § 3.2.1.1), pour relier virtuellement les masses en surface de la ligne GCPW au plan de masse inférieur puis ce dernier au ruban-masse en surface de la ligne CMS. Le trait rouge en pointillé sur la Figure 3.8 indique que la connexion virtuelle entre les masses en surface des sections GCPW et CMS est assurée par le plan de masse inférieur grâce au couplage capacitif. L'énergie électromagnétique est donc transférée dans un premier temps de la ligne GCPW vers la ligne MS, ensuite, de la ligne MS vers la ligne CMS [92]. Cette transition présente l'avantage d'être rapide et facile à réaliser, donc bas coût, étant donné qu'elle ne nécessite ni via, ni liaison par fil (*wire bonding*), ni pont aérien (*air bridge*), ni même structuration du plan de masse inférieur.

Pour éviter des réflexions du signal HF, la section GCPW doit avoir une impédance caractéristique  $Z_c$  de 50  $\Omega$ , tout comme les pointes GSG (en amont de la GCPW) et les sections MS et CMS (en aval de la GCPW). Le ruban central de la section GCPW conserve la même largeur que le ruban de la section MS,  $W_{ms} = 94 \mu\text{m}$ , pour limiter les discontinuités dans cette transition. Le gap entre le ruban central et les masses,  $G_{gcpw}$  (cf. Figure 3.9), est optimisé à 55  $\mu\text{m}$  pour avoir une impédance caractéristique autour de 50  $\Omega$ .

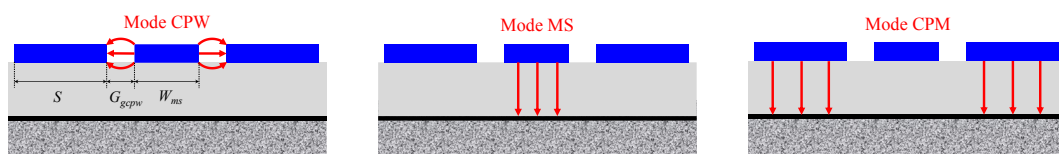


Figure 3.9 – Représentation schématique des modes de propagation possibles dans une ligne coplanaire blindée (GCPW).

La ligne GCPW présente quatre conducteurs disjoints, elle peut donc supporter jusqu'à trois modes de propagation différents : le mode microruban (MS), le mode coplanaire (CPW) et le mode microruban coplanaire (CPM) (cf. Figure 3.9) [93]. Étant donné que le déflecteur est conçu sur couche mince avec  $h_g < G_{gcpw}$ , l'excitation du mode MS sera favorisée. De plus, le signal HF issu d'un connecteur ou de pointes GSG arrive en mode CPW. Un mode hybride, composé de modes MS et CPW, est donc susceptible de se propager dans la section GCPW de la transition.



### Optimisation de la bande passante

Le mode CPM entraîne des fuites d'énergie électromagnétique entre les pads (masses en surface) et le plan de masse inférieur. Par conséquent, lorsque ce mode est excité, le signal HF à numériser n'est pas totalement transmis à la ligne CMS, même la bande passante du déflecteur peut s'en trouver réduite. En effet, la limite haute de la bande peut être déterminée soit par les pertes HF (pertes diélectriques, conductrices et par rayonnement), soit par l'excitation du mode CPM se traduisant par des pics sur la courbe du coefficient de transmission  $S_{21}$ . L'optimisation de la section GCPW mérite une attention particulière puisque c'est le mode CPM qui déterminera la limite haute de la bande quand les pertes HF sont faibles.

Les modes  $CPM_{mn}$  sont excités à des fréquences de résonance  $f_{mn}$  selon l'expression suivante [94] :

$$f_{mn} = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_r}} \left[ \left( \frac{m}{S} \right)^2 + \left( \frac{n}{L_{gcpw}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.2)$$

où  $c$  et  $\epsilon_r$  représentent respectivement la vitesse de la lumière dans le vide et la permittivité relative du diélectrique,  $S$  et  $L_{gcpw}$  respectivement la largeur et la longueur des pads de la ligne GCPW,  $m$  et  $n$  sont des entiers naturels représentant les indices de mode. La faible permittivité relative du polymère NOA 81 ( $\epsilon_r = 3,22$ ) favorise donc une limite haute élevée de bande passante. Comme  $\epsilon_r$  est propre au matériau, les dimensions géométriques des pads déterminent les fréquences d'excitation des modes  $CPM_{mn}$  pour un matériau donné.

Dans un premier temps, l'optimisation et la validation du principe de cette transition seront faites pour une petite longueur d'interaction  $L_{cms} = 5$  mm pour réduire le temps de calcul. Ensuite, nous présenterons les performances pour la longueur requise par l'interaction opto-hyperfréquence de  $L_{cms} = 2$  cm, issue d'un compromis entre bande passante et résolution (cf. chapitre 2).

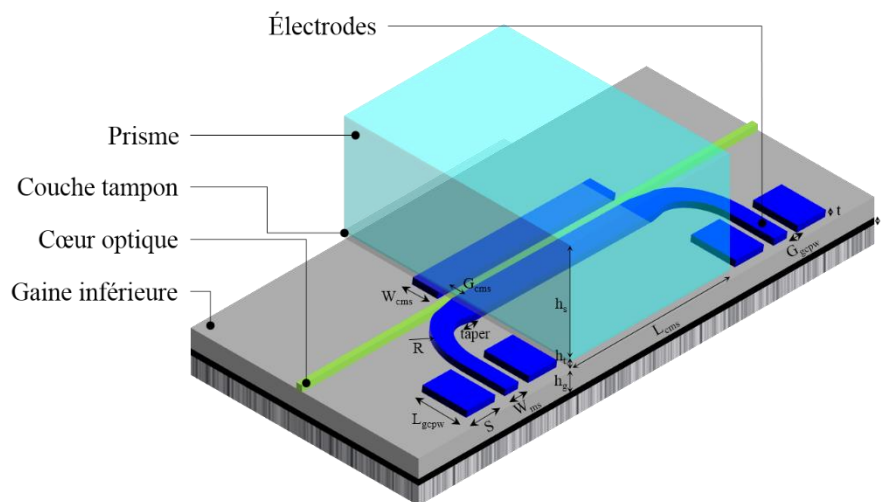


Figure 3.10 – Représentation schématique en 3D du déflecteur EO recevant le signal de commande à l'aide d'une transition GCPW-CMS-GCPW.

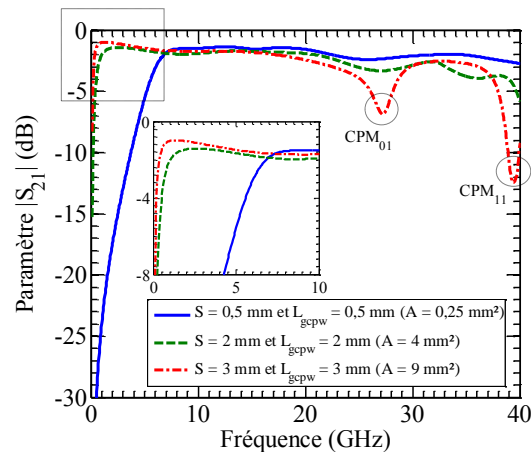


Figure 3.11 – Coefficient de transmission,  $|S_{21}|$ , simulé de la structure sur la Figure 3.11 pour différentes dimensions des pads de la section GCPW. Les paramètres géométriques de simulation sont :  $L_{cms} = 5$  mm,  $G_{cms} = 4,2$   $\mu\text{m}$ ,  $W_{cms} = 120$   $\mu\text{m}$ ,  $h_g = 40$   $\mu\text{m}$ ,  $W_{ms} = 94$   $\mu\text{m}$ ,  $G_{gcpw} = 55$   $\mu\text{m}$ ,  $R = 1$  mm,  $t = 1$   $\mu\text{m}$ ,  $t' = 200$  nm.

La Figure 3.10 montre une représentation schématique en 3D d'un déflecteur recevant le signal de commande à l'aide d'une transition GCPW-CMS-GCPW et la Figure 3.11 montre le coefficient de transmission,  $|S_{21}|$ , simulé de la structure en Figure 3.10 pour plusieurs surfaces des pads coplanaires,  $A = S \cdot L_{gcpw}$  (0,25, 4 et 9 mm<sup>2</sup>). Pour cette surface de pad maximum de  $A = 9$  mm<sup>2</sup> ( $S = 3$  mm et  $L_{gcpw} = 3$  mm), la capacité entre chaque pad et le plan de masse,  $C = \epsilon \cdot A / h_g$ , est maximum aussi, la limite basse de la bande passante est réduite à seulement 200 MHz. Cependant, deux modes indésirables,  $CPM_{01}$  et  $CPM_{11}$ , sont excités respectivement aux fréquences 27,2 et 39,4 GHz dans la bande DC – 40 GHz. Ces modes se traduisent par deux pics descendants sur la courbe du paramètre  $|S_{21}(f)|$ . Dans ce cas, la borne haute de la bande passante est limitée à 25 GHz par le premier mode CPM ( $CPM_{01}$  sur la Figure 3.11). Lorsque ce mode est excité, les trois modes MS, CPW et CPM se propagent dans la section GCPW (cf. Figure 3.12). En revanche, pour la surface de pad minimum considérée de  $A = 0,25$  mm<sup>2</sup> ( $S = 0,5$  mm et  $L_{gcpw} = 0,5$  mm), aucun mode CPM n'apparaît sur la bande DC – 40 GHz, comme le premier mode CPM prévu par l'équation 3.2 se situe à 167 GHz, la limite haute de la bande sera naturellement déterminée par les pertes HF ( $> 40$  GHz) qui croissent avec la fréquence de manière progressive. En parallèle, la capacité entre les pads coplanaires et le plan de masse inférieur diminue avec la surface des pads, conduisant à une limite basse de la bande passante plus élevée (5,5 GHz), ce qui réduit la bande passante du déflecteur. Une surface de pads de  $A = 4$  mm<sup>2</sup> ( $S = 2$  mm et  $L_{gcpw} = 2$  mm) semble être un compromis adéquat, pour permettre à la fois de réduire la limite basse grâce à une capacité suffisante et d'éjecter les modes CPM au-delà des 40 GHz.

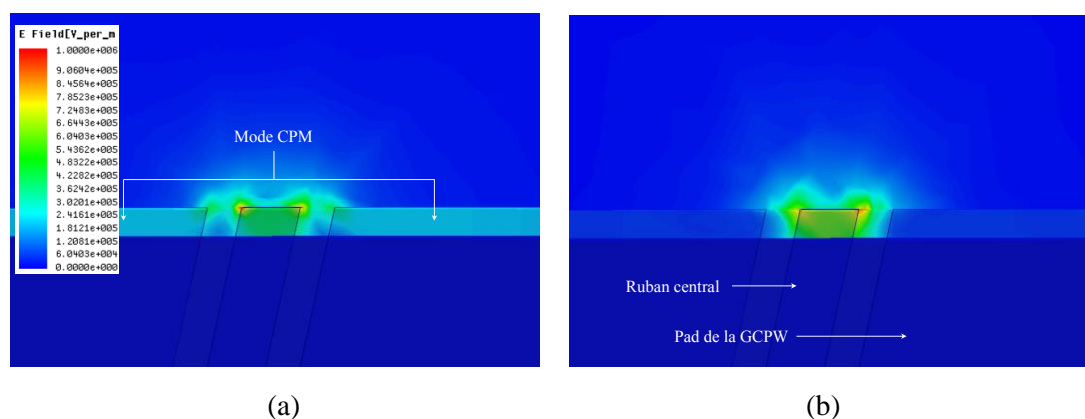


Figure 3.12 – a) Cartographie du champ  $E$  à la fréquence d’excitation du mode  $CPM_{01}$  (27,2 GHz) dans la section GCPW de la transition GCPW-CMS-GCPW ; trois modes se propagent à cette fréquence : le mode MS, le mode CPW et le mode  $CPM_{01}$  ; b) cartographie du champ  $E$  à la fréquence 10 GHz où seules les modes MS et CPW se propagent.

### Conversion de modes dans la transition GCPW-CMS

La Figure 3.13 montre la cartographie du champ  $E$ , établie à partir des résultats de simulations HFSS, dans les différentes sections de la transition GCPW-CMS (cf. Figure 3.10). Dans la section GCPW, le mode d’excitation (CPW) et la configuration couche mince entraînent une propagation en mode hybride CPW et MS (cf. Figure 3.14.a). Le champ  $E$  est ensuite entièrement converti en un mode MS pur dans la section MS coudée (cf. Figure 3.14.b). Finalement, le mode MS est majoritairement converti en un mode CMS-impair dans le déflecteur, qui permet une concentration du champ  $E$  dans la zone du cœur (cf. Figure 3.14.c), grâce à un choix approprié des paramètres géométriques :  $G_{cms} = 4,2 \mu\text{m}$  et  $h_g = 40 \mu\text{m}$ . Seule une faible partie du champ  $E$  se propage en mode CMS-pair (cf. Figure 3.14.c) à cause du plan de masse inférieur. Cette configuration de champ  $E$  répond parfaitement aux besoins du déflecteur pour obtenir un effet EO optimal.

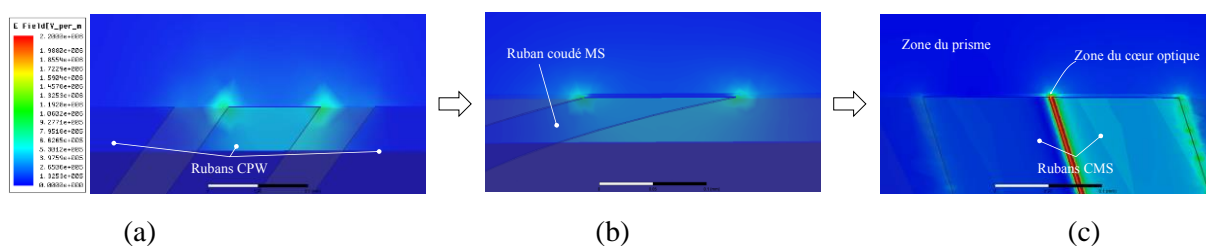


Figure 3.13 – Cartographies du champ  $E$  dans les différentes sections de la transition GCPW-CMS ; a) section GCPW ; b) section MS ; c) section CMS (déflecteur).

Pour valider expérimentalement le principe et évaluer les performances de cette transition GCPW-CMS-GCPW, nous allons procéder en deux étapes : (i) validation avec une transition sur un substrat commercial épais puis sur couche mince en polymère BCB, sans les différentes couches supérieures constituant le déflecteur ; (ii) validation avec une transition sur couche mince en polymère et recouverte par une couche tampon pour se rapprocher de la configuration du déflecteur.

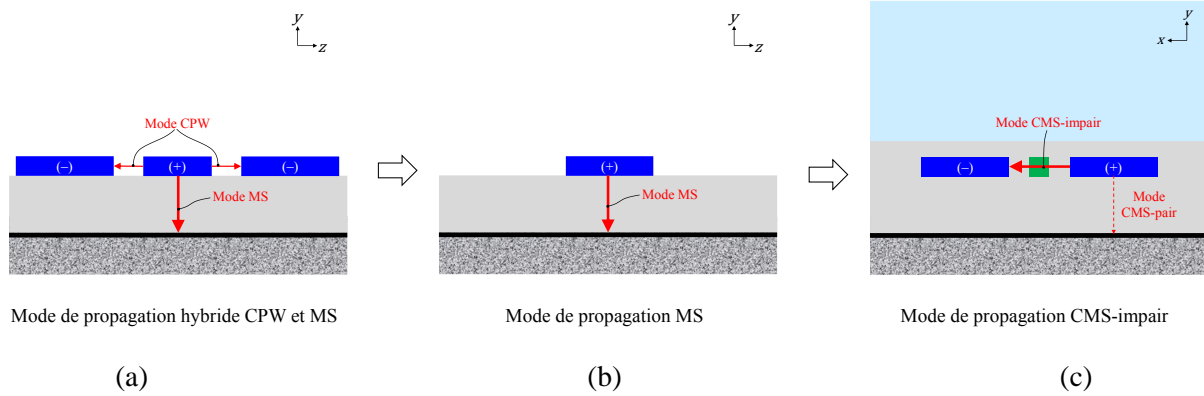


Figure 3.14 – Représentation schématique des modes de propagation dans les différentes sections de la transition GCPW-CMS ; a) section GCPW ; b) section MS ; c) section CMS (déflecteur).

### 3.2.2.3 Validation expérimentale avec une transition sur un substrat commercial

La réalisation de transitions GCPW-CMS-GCPW sur un substrat commercial épais est rapide et facile grâce au relâchement de la tolérance dimensionnelle. Notre choix pour cette première réalisation porte sur le substrat RO3003<sup>TM</sup> de Rogers Corporation [95], très utilisé dans les applications HF. Ce substrat est composé d'un diélectrique d'épaisseur  $h_g = 254 \mu\text{m}$ , de constante diélectrique  $\epsilon_r = 3$  et de tangente de pertes  $\tan\delta = 10^{-3}$  @ 10 GHz, métallisé des deux faces par une couche en cuivre de  $17 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Les paramètres géométriques de la transition sont optimisés pour, d'une part, avoir une impédance caractéristique de  $50 \Omega$  dans chaque section et, d'autre part, rester compatibles avec les dimensions des pointes de mesure GSG. Pour la caractérisation, nous utilisons des pointes ACP40-AW-GSG-500 de Cascade Microtech® [96], avec des pattes de  $30 \mu\text{m}$  de largeur et un pitch (distance entre les centres des pattes) de  $500 \mu\text{m}$ . Par conséquent, afin d'assurer un contact stable entre les pointes GSG et les rubans de la section GCPW, les dimensions géométriques de celle-ci doivent satisfaire la condition suivante :  $(W_{ms}/2 + G_{gcpw}) < 500 \mu\text{m}$ . Les paramètres optimisés de cette transition sont regroupés dans le Tableau 3.1.

Tableau 3.1 – Paramètres géométriques de la transition GCPW-CMS-GCPW sur le substrat commercial RO3003<sup>TM</sup>.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$L_{gcpw}$	1,5 mm	$W_{cms}$	615 $\mu\text{m}$
$S$	1,5 mm	$G_{cms}$	100 $\mu\text{m}$
$G_{gcpw}$	185 $\mu\text{m}$	$L_{cms}$	5 mm
$W_{ms}$	615 $\mu\text{m}$	$h_g$	254 $\mu\text{m}$
$R$	1,5 mm	$t'$	17 $\mu\text{m}$
$t$	17 $\mu\text{m}$	/	/

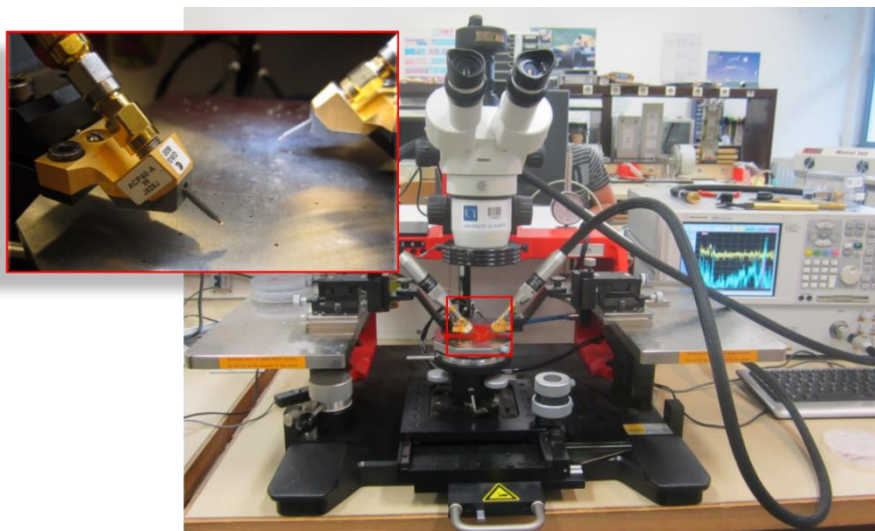


Figure 3.15 – Photographie du système de mesure sous pointes utilisé.

Les transitions sur le substrat commercial sont réalisées par photolithographie suivie d'une gravure chimique au perchlorure de fer (cf. § 4.5.1 du chapitre 4 pour les détails du protocole utilisé). La caractérisation est ensuite effectuée à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA pour *Vector Network Analyser*) E8364B de Agilent, dont la bande passante s'étend de 10 MHz à 50 GHz, et d'une station de test sous pointes manuelle PM5 de Süss MicroTec® (cf. Figure 3.15). Une calibration par la méthode *Short-Open-Line-Thru* (SOLT) est préalablement effectuée avec un substrat de calibration AE-106-682 de Cascade Microtech® [97].

Il est indispensable, pour déterminer avec exactitude les performances des transitions GCPW-CMS-GCPW, que les ports d'excitation en simulation électromagnétique aient la même configuration de mode et les mêmes dimensions que les pointes GSG utilisées pour la caractérisation. Sous le logiciel HFSS, nous excitions avec les ports localisés « *Lumped port* » en prenant en compte les dimensions des pointes et la distance qui les sépare « *le pitch* ».

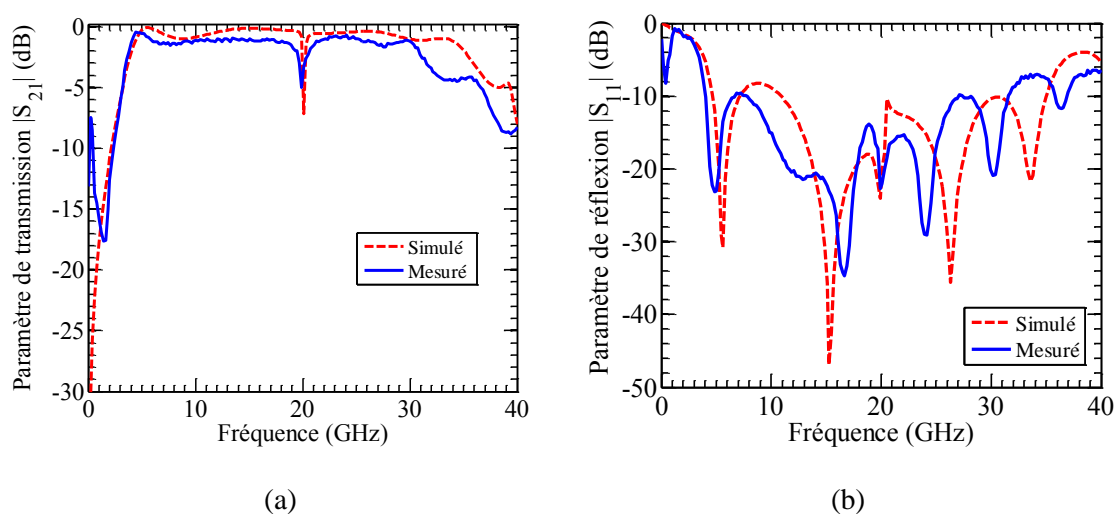


Figure 3.16 – Paramètres-S mesurés et simulés de la transition GCPW-CMS-GCPW sur substrat RO3003™ dont les paramètres géométriques sont dans le Tableau 3.1 ; a)  $|S_{21}|$  et b)  $|S_{11}|$ .

Les paramètres de transmission  $|S_{21}|$  et de réflexion  $|S_{11}|$  de la transition GCPW-CM-GCPW réalisée sur le substrat RO3003<sup>TM</sup> sont présentés sur la Figure 3.16. Les courbes montrent un très bon accord entre les résultats de mesure et de simulation HFSS®. Cette transition agit comme un filtre passe-haut à cause du couplage capacitif entre les rubans de masse en surface des sections GCPW et CMS d'une part et le plan de masse inférieur pleine plaque d'autre part. En effet, l'absence de connexion physique entre les masses empêche la transmission des composantes basses fréquences.

Sur un substrat épais, la capacité entre chaque pad de la section GCPW et le plan de masse inférieur est plus faible que celle sur un substrat en couche mince. Par conséquent, la limite basse de la bande passante à -3 dB sera plus haute. Elle est de 3,4 GHz avec le substrat RO3003<sup>TM</sup> (cf. Figure 3.16). La borne haute est de 19,8 GHz, limitée par un l'excitation d'un mode CPM dans la section CMS (cf. Figure 3.16.a). En effet, lorsque les différentes couches du déflecteur ne sont pas prises en compte (cœur optique, gaine latérale, couche tampon et prisme), la zone du gap dans la section CMS est à la permittivité relative de l'air ( $\epsilon_r = 1$ ), par conséquent, elle concentre moins le champ  $E$ . Des fuites d'énergie entre le ruban-masse de la ligne CMS et le plan de masse inférieur peuvent se produire plus facilement aux fréquences de résonance (cf. Figure 3.17). Ces fuites d'énergie se traduisent, comme dans le cas de la ligne GCPW, par des pics sur la courbe de transmission  $|S_{21}|$  et peuvent être localisées analytiquement par l'équation 3.2 en remplaçant les dimensions des pads de la section GCPW par celles du ruban-masse de la section CMS.

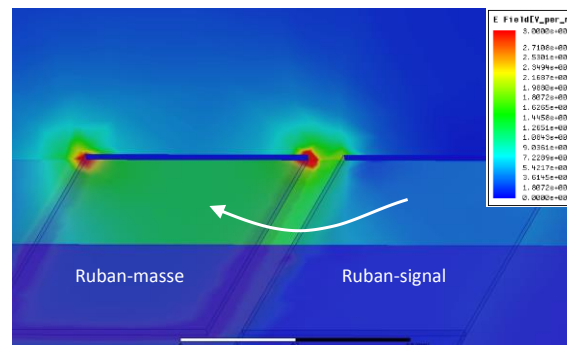


Figure 3.17 – Cartographie du champ  $E$  dans la section CMS de la transition GCPW-CMS-GCPW sur le substrat RO3003<sup>TM</sup> à la fréquence de résonance 19,8 GHz. Cette figure illustre la fuite du champ  $E$  entre le ruban-masse et le plan de masse à la résonance.

La phase d'insertion  $\phi_{21}$ , soit l'argument du paramètre complexe  $S_{21}$ , et le retard de groupe  $\tau_g$ , de la transition GCPW-CMS-GCPW sur le substrat RO3003<sup>TM</sup>, sont présentés respectivement sur les Figure 3.18.a et Figure 3.18.b. Rappelons que le retard de groupe correspond au temps mis par le signal pour traverser la transition GCPW-CMS-GCPW ; il est lié à la phase d'insertion par la relation suivante :

$$\tau_g = -\frac{d\phi_{21}(\omega)}{d\omega} \quad (3.3)$$

où  $\omega$  représente la pulsation.  $\tau_g$  traduit donc la variation de la phase  $\phi_{21}$  par rapport à la fréquence. Si la phase  $\phi_{21}$  ne varie pas linéairement avec la fréquence, le retard n'est pas constant,

cela entraînera une déformation du signal en sortie, parce que les composantes fréquentielles de ce dernier ne subiront pas toutes le même retard. Dans le cas de la transition GCPW-CMS-GCPW, la phase  $\phi_{21}$  varie quasi-linéairement avec la fréquence sur la bande 1,8 – 40 GHz (cf. Figure 3.18.a), excepté une certaine non-linéarité autour des fréquences 20 et 40 GHz causée par la résonance. La perturbation présente sur les mesures aux basses fréquences, quant à elle, est probablement introduite par le vieillissement des câbles reliant les pointes GSG au VNA. On retrouve logiquement des perturbations sur le retard de groupe (cf. Figure 3.18.b).

Cette première réalisation et mesure d'une part valide expérimentalement le principe et la faisabilité de la transition GCPW-CMS-GCPW et d'autre part confirme la fiabilité des simulations électromagnétiques effectuées. Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier cette transition sur polymères en couche mince, toujours sans couche tampon. Nous verrons plus loin les performances de cette transition avec une couche tampon au-dessus des électrodes pour se rapprocher de la structure du déflecteur. Les performances de cette transition sans via, ni liaison par fil dépendent fortement de l'effet capacitif (au niveau à la fois de la GCPW et de la CMS), par conséquent, de l'épaisseur du substrat utilisé. Avec un substrat en couche mince d'une épaisseur donnée, nous pouvons optimiser la bande passante en adaptant au mieux les pads de la section GCPW et le ruban-masse de la section CMS.

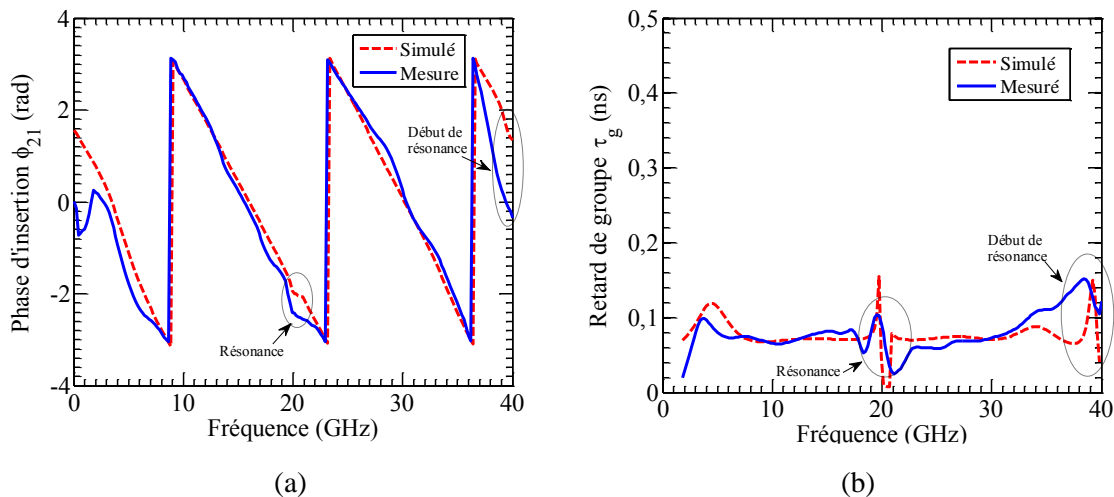


Figure 3.18 – Résultats de mesure et de simulation de a) la phase d'insertion  $\phi_{21}$  et du b) retard de groupe  $\tau_g$  de la transition GCPW-CMS-GCPW sur le substrat RO3003™ dont les paramètres géométriques sont regroupés dans le Tableau 3.1.

### 3.2.2.4 Validation expérimentale avec une transition sur un polymère en couche mince

#### Transitions sur le polymère BCB

Nous avons choisi le BCB pour une première validation de la transition sur couche mince. Ce polymère, très utilisé en microélectronique, a des propriétés diélectriques très intéressantes : faible permittivité relative ( $\epsilon_r = 2,77$ ) et faible tangente de pertes ( $\tan\delta = 7 \times 10^{-3}$ ) [65]. De plus, après polymérisation dans une étuve, le BCB devient très rigide, ceci rend sa métallisation plus facile en évitant des craquelures du métal. Pour optimiser l'effet capacitif dans le tronçon GCPW, nous avons fixé l'épaisseur du polymère à 20  $\mu\text{m}$  et la surface de chaque pad à 1  $\text{mm}^2$ ,

avec  $S = L_{gcpw} = 1$  mm. Dans ce cas, la capacité entre chaque pad et le plan de masse est de 1,22 pF contre 0,23 pF avec le substrat épais RO3003<sup>TM</sup>. Ceci permet d'abaisser la limite inférieure de la bande passante. Dans la section CMS, nous avons fixé le gap  $G_{cms}$  à 10  $\mu\text{m}$ . Cette valeur découle d'un compromis entre, d'une part, le besoin d'un gap étroit et plus petit que l'épaisseur du polymère pour respectivement accroître le champ  $E$  avec une tension appliquée donnée et favoriser l'excitation du mode CMS-impair et, d'autre part, la limite en résolution de nos moyens technologiques de réalisation. La longueur de la zone d'interaction est fixée comme précédemment à  $L_{cms} = 5$  mm pour effectuer une comparaison rigoureuse des performances. Par ailleurs, les autres paramètres géométriques sont optimisés pour assurer une impédance caractéristique autour de 50  $\Omega$  tout en ayant une section GCPW compatible avec les pointes GSG utilisées. En effet, pour toutes les caractérisations sur substrats en couches minces, nous avons utilisé des pointes GSG I40-A-GSG-250 de type *Infinity* avec un pitch de 250  $\mu\text{m}$  et une largeur de lame de 12  $\mu\text{m}$ . La calibration est effectuée dans ce cas avec un substrat AE-101-190 de Cascade Microtech®. Le Tableau 3.2 récapitule les paramètres géométriques de la transition GCPW-CMS-GCPW sur BCB en couche mince.

Cette transition est réalisée sur un wafer de Si métallisé par une couche de 200 nm d'aluminium. Une couche de 20  $\mu\text{m}$  de polymère BCB 3022-63 est déposée par tournette et durcie ensuite par un recuit de 60 minutes à 250 °C en étuve. Le promoteur d'adhésion AP 3000 [98] est utilisé préalablement à la couche de BCB pour améliorer son adhérence à la couche d'aluminium. Finalement, les motifs en Cu de la transition, d'épaisseur 900 nm, sont réalisés à l'aide du procédé *lift-off* décrit en détail dans le chapitre 4 (cf. § 4.5.2).

Tableau 3.2 – Paramètres géométriques de la transition GCPW-CMS-GCPW sur du polymère BCB en couche mince.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$L_{gcpw}$	1 mm	$W_{cms1}$	66 $\mu\text{m}$
$S$	1 mm	$W_{cms2}$	25 $\mu\text{m}$
$G_{gcpw}$	54 $\mu\text{m}$	$G_{cms}$	10,5 $\mu\text{m}$
$W_{ms}$	66 $\mu\text{m}$	$L_{cms}$	5 mm
$R$	0,5 mm	$h_g$	20 $\mu\text{m}$
$t$	900 nm	$t'$	200 nm

Pour rapprocher les résultats de simulations des mesures, nous avons évalué la conductivité électrique du cuivre  $\sigma$ , déposé par pulvérisation cathodique, à l'aide d'un processus itératif qui consiste à calculer le paramètre de transmission  $|S_{21}|$  en fonction de la fréquence en faisant varier la valeur de  $\sigma$ . La valeur  $\sigma = 3,7 \times 10^7$  S/m a été retenue comme elle permet d'atteindre l'écart minimum entre simulations et mesures du paramètre de transmission  $|S_{21}|$ . Tous les autres paramètres géométriques et diélectriques de la structure en question sont préalablement mesurés.

Un très bon accord entre résultats de mesures et résultats de simulations est obtenu (cf. Figure 3.19). Pour obtenir un tel accord, il est impératif de mailler à l'intérieur du métal pour prendre en compte l'effet de peau. Ce qui nécessite un maillage très fin et donc un temps de simulation conséquent. Par ailleurs, la faible pente du paramètre de transmission  $|S_{21}|$  est le



résultat d'une faible tangente de perte du BCB et de l'isolation du wafer de Si par un plan de masse métallique empêchant le champ  $E$  d'y pénétrer. Les courbes mesurée et simulée de  $|S_{21}|$  confirment un effet capacitif plus important avec un diélectrique en couche mince (cf. Figure 3.19.a) qu'avec un diélectrique épais (cf. Figure 1.16.a). En effet, la limite basse de la bande passante (à -3 dB) est de 1,5 GHz sur couche mince BCB contre 3,4 GHz sur couche épaisse RO3003<sup>TM</sup> malgré une surface de pad plus petite dans le cas en couche mince.

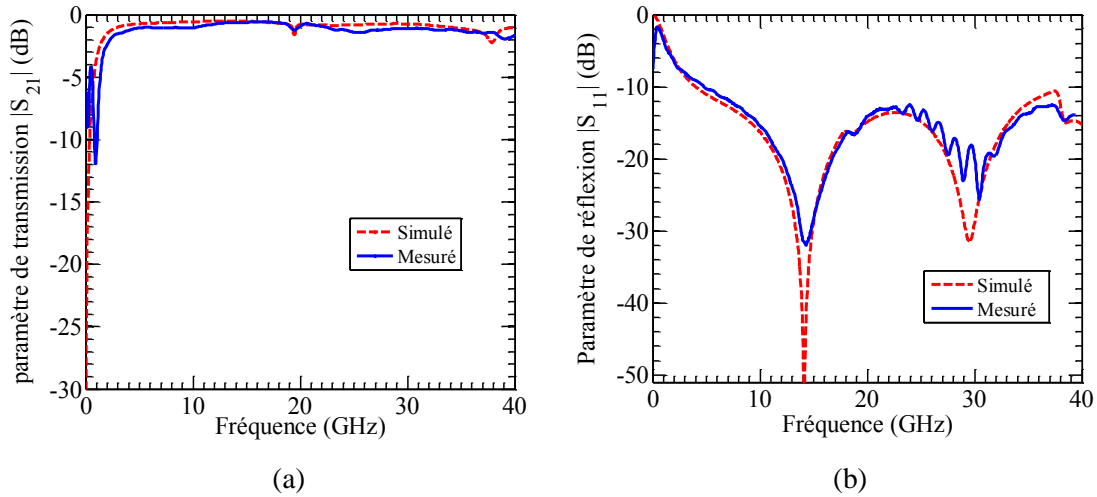


Figure 3.19 – Paramètres a)  $|S_{21}|$  et b)  $|S_{11}|$  mesurés et simulés de la transition GCPW-CMS-GCPW sur le polymère BCB en couche mince dont les paramètres géométriques sont regroupés dans le Tableau 3.2.

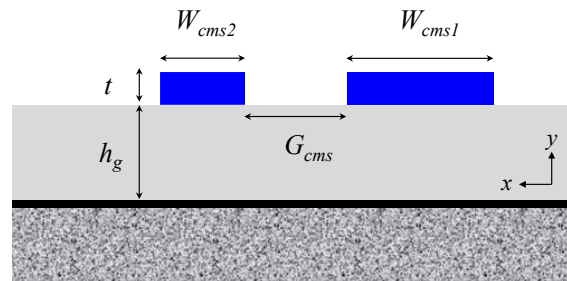


Figure 3.20 – Représentation schématique d'une section transversale d'une ligne CMS dissymétrique.

Sur la couche épaisse RO3003<sup>TM</sup>, la borne supérieure de la bande passante de la transition est limitée à 19,8 GHz par l'excitation d'un mode CPM dans la section CMS. Comme nous l'avons expliqué précédemment, les positions des deux pics autour de 20 et 40 GHz (peut varier selon  $\epsilon_r$  considéré) sont liées à la longueur de la section CMS (cf. éq. 3.2 où on remplace  $S$  et  $L_{gcpw}$  par  $W_{cms}$  et  $L_{cms}$ ). Il faudrait donc réduire la longueur  $L_{cms}$  pour pousser ces pics vers des fréquences plus hautes afin d'élargir la bande passante. Cependant, la longueur du déflecteur  $L_{cms}$  est imposée à environ 2 cm par la résolution visée, nous ne pouvons agir sur elle pour optimiser la transition GCPW-CMS-GCPW. En revanche, il est possible de réduire la profondeur des pics pour s'affranchir de la limite haute fixée par les pics de résonance sans toucher à la longueur d'interaction  $L_{cms}$ . En effet, les simulations montrent qu'en abaissant la largeur du ruban-masse et le gap de la ligne CMS, on réduit la quantité d'énergie qui fuit entre

ce ruban-masse et le plan de masse inférieur. Par conséquent, les pics présents sur le paramètre  $|S_{21}|$  seront moins profonds, donc sans influence sur la bande passante. Nous avons donc retenu une ligne CMS dissymétrique afin de choisir une faible largeur du ruban-masse,  $W_{cms2}$  (cf. Figure 3.20), tout en gardant une impédance caractéristique adaptée à  $50 \Omega$ . Les largeurs des rubans signal et masse sont fixées respectivement à  $W_{cms1} = 66 \mu\text{m}$  et  $W_{cms2} = 25 \mu\text{m}$ . La réduction de l'effet capacitif entre le ruban-masse et le plan de masse due à la faible largeur  $W_{cms2}$  est compensée par la faible épaisseur du diélectrique. L'excitation du mode CMS-impair reste donc privilégiée. Avec ce jeu de paramètre optimal, les deux pics de résonances se situant sur la plage de fréquence 10 MHz – 40 GHz ne limitent pas la bande passante à -3 dB, la limite haute est supérieure à 40 GHz (cf. Figure 3.19.a). D'après les simulations HFSS, la bande passante est limitée à 65 GHz par les pertes HF.

En ce qui concerne les réflexions du signal HF, nous avons obtenu expérimentalement un coefficient de réflexion  $|S_{11}|$  inférieur à -10 dB à partir de 4,7 GHz. En effet, une bonne adaptation d'impédance est primordiale pour assurer le bon transfert d'énergie à travers les différentes sections de la transition.

Les phases d'insertion simulée et mesurée sont parfaitement en accord (cf. Figure 3.21.a).  $\phi_{21}$  varie linéairement avec la fréquence hormis une non-linéarité en basses fréquences due à un effet capacitif limité. Par conséquent, le retard de groupe,  $\tau_g$ , est quasi-constant avec la fréquence autour de 0,036 ns (cf. Figure 3.21.b). Ainsi, le signal n'est pas déformé lors de sa traverser de la transition puisque toutes ses composantes fréquentielles subissent le même retard. On n'observe qu'une faible variation de  $\tau_g$  causée par les pics de résonance aux voisinages des fréquences 20 GHz et 40 GHz.

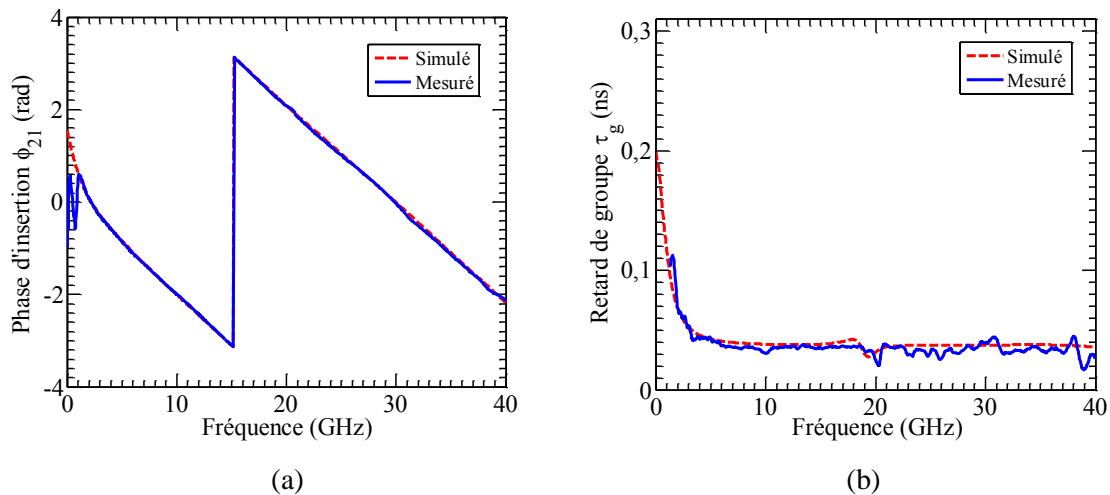


Figure 3.21 – a) Phase d'insertion,  $\phi_{21}$ , et b) retard de groupe,  $\tau_g$ , de la transition GCPW-CMS-GCPW sur polymère BCB en couche mince dont les paramètres géométriques sont regroupés dans le Tableau 3.2.

Les performances obtenues de la transition GCPW-CMS-GCPW avec  $L_{cms} = 5 \text{ mm}$  sont très intéressantes. Mais rappelons qu'afin d'atteindre une résolution supérieure à 4,7 bits sur la bande de fréquence DC – 20 GHz, le déflecteur doit avoir une longueur d'interaction EO de  $L_{cms} = 2 \text{ cm}$ , ce qui réduira inévitablement la bande passante à -3 dB de la transition. Des

solutions nouvelles sont donc indispensables.

### Transitions sur couche mince enterrées par une couche de polymère NOA 81

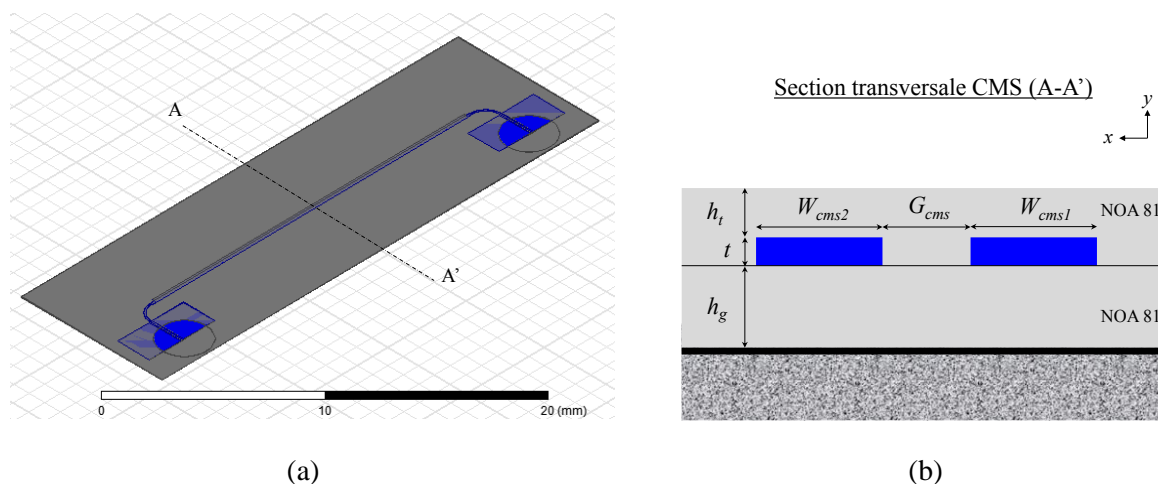


Figure 3.22 – Représentation schématique de la transition GCPW-CMS-GCPW enterrée par une couche de polymère NOA 81.

Afin de se rapprocher des conditions de propagation de l'onde HF dans le déflecteur, la transition sera conçue et réalisée sur le polymère NOA 81 (gaine inférieure du guide optique) et enterrée par une seconde couche de NOA 81 (couche tampon). La longueur d'interaction EO, c.-à-d. la longueur  $L_{cms}$  de la section CMS, sera de 2 cm. Une représentation schématique de cette structure est montrée sur la Figure 3.22. Dans l'étude HF à ce stade, nous ignorons le cœur optique dont l'influence est négligeable sur les propriétés HF du déflecteur en raison de sa faible section ( $1,8 \times 1,8 \mu\text{m}^2$ ) devant la longueur d'onde centimétrique du signal HF, ce qui nous permet d'aller beaucoup plus vite dans la validation expérimentale des performances des transitions enterrées.

Tableau 3.3 – Paramètres géométriques de la transition GCPW-CMS-GCPW enterrée par une couche de polymère NOA 81.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$L_{gcpw}$	2 mm	$W_{cms1}$	120 $\mu\text{m}$
$S$	2 mm	$W_{cms2}$	120 $\mu\text{m}$
$G_{gcpw}$	55 $\mu\text{m}$	$G_{cms}$	10 $\mu\text{m}$
$W_{ms}$	94 $\mu\text{m}$	$taper$	100 $\mu\text{m}$
$R$	1 mm	$L_{cms}$	2 cm
$t$	900 nm	$h_t$	6 $\mu\text{m}$
$t'$	200 nm	$h_g$	43 $\mu\text{m}$

Les paramètres géométriques optimisés de la transition GCPW-CMS-GCPW enterrée par une couche de polymère NOA 81 sont regroupés dans le Tableau 3.3. L'épaisseur de la gaine inférieure  $h_g$  et le gap entre les rubans de la section CMS  $G_{cms}$  sont optimisés respectivement à 40  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$ . Ceci permet d'avoir un rapport  $G_{cms}/h_g = 0,25 < 1$ , favorisant l'excitation du mode impair dans la section CMS. En plus, la présence de la couche supérieure en NOA 81 permet de mieux concentrer le champ  $E$  dans le gap de la ligne CMS, comparé au cas où les

électrodes sont à l'air, aboutissant à une très nette atténuation des pics de résonance se produisant à des fréquences périodiques. En basses fréquences où l'atténuation des pics de résonance est plus prononcée, la courbe du paramètre de transmission  $|S_{21}|$  devient simplement légèrement ondulée (cf. Figure 3.23). Nous gardons donc une topologie symétrique de la section CMS dans la transition car l'introduction de la couche tampon permet de porter la bande passante à -3 dB bien au-delà de celle de 20 GHz visée, réduisant l'effet de la résonance sous le ruban-masse de manière bien plus efficace qu'avec une topologie dissymétrique de la section CMS. La largeur des deux rubans est optimisée à  $W_{cms1} = W_{cms2} = 120 \mu\text{m}$  (pour un gap  $G_{cms} = 10 \mu\text{m}$ ), celle du ruban de la section MS est fixée à  $W_{ms} = 94 \mu\text{m}$  pour adapter son impédance caractéristique à  $50 \Omega$ . Un taper de longueur  $100 \mu\text{m}$  est donc rajouté pour relier le ruban de la section MS au ruban-signal de la section CMS.

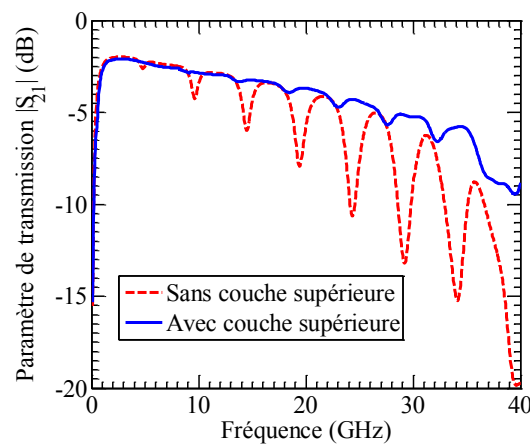


Figure 3.23 – Illustration de l'influence de la couche supérieure (couche tampon) sur la profondeur des pics de résonance se produisant dans la section CMS de la transition GCPW-CMS-GCPW.

Cette transition est réalisée sur un wafer de Si préalablement métallisé par une couche de 200 nm d'Al. La gaine inférieure est ensuite déposée par une tournette en quatre couches de 10  $\mu\text{m}$  chacune afin d'obtenir des films homogènes. Une pré-insolation de 10 minutes sous UV à la longueur d'onde 365  $\mu\text{m}$  est effectuée après le dépôt de chaque couche en plus d'une insolation finale de 30 minutes à 2,9 mW/cm<sup>2</sup>. Une épaisseur totale de 43  $\mu\text{m}$  est mesurée au profilomètre. Les motifs de la transition en Cu de 900 nm d'épaisseur sont réalisés comme précédemment à l'aide du protocole *lift-off* (qui sera détaillé dans le chapitre 4 § 4.5.2). Finalement, la transition est recouverte d'une couche de NOA 81 d'épaisseur  $h_t = 6 \mu\text{m}$ . Avant insolation de cette dernière couche, les accès HF (les pads CPW) en sont dégagés à l'aide d'un coton-tige pointu imbibé d'acétone afin de pouvoir appliquer le signal HF avec des pointes GSG (cf. Figure 3.24).

Les résultats de mesures sont en très bon accord avec les résultats de simulations (cf. Figure 3.25). Un effet capacitif élevé ( $C = 2,85 \text{ pF}$  entre chaque pad et la plan de masse) est obtenu grâce à une surface de 4 mm<sup>2</sup> pour chaque pad dans la section GCPW ( $S = L_{gcpw} = 2 \text{ mm}$ ), permettant de réduire la limite basse de la bande à -3 dB à seulement 700 MHz. Une borne supérieure de la bande passante à -3 dB de 24,5 GHz, limitée par les pertes HF, est atteinte malgré une pente prononcée du paramètre de transmission  $|S_{21}|$  à cause de la tangente de pertes

élevée de la NOA 81 ( $\tan\delta = 2,25 \times 10^{-2}$ ) et de la longueur totale de 2,73 cm de cette transition. En plus, la couche de polymère recouvrant les électrodes augmente la pente du paramètre  $|S_{21}|$  et les pertes d'insertion en introduisant des pertes diélectriques supplémentaires, comparé à l'air. Les réflexions du signal HF sont inférieures à -10 dB à partir de 1,5 GHz. Finalement, la bande passante expérimentale de la transition dans des conditions très proches de celles du déflecteur (couche tampon supérieure et longueur d'interaction de 2 cm) s'étend de 1,5 GHz jusqu'à 24,5 GHz, soit une largeur de bande de 23 GHz.

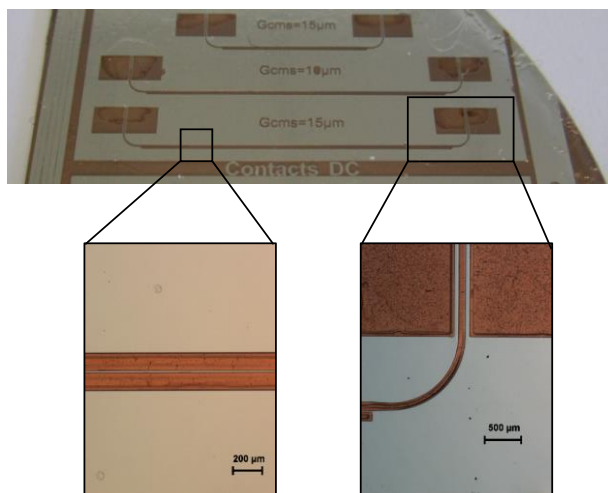


Figure 3.24 – Photographie (avec couche tampon) et images au microscope optique (avant recouvrement par la couche tampon) de la transition GCPW-CMS-GCPW réalisée sur NOA 81.

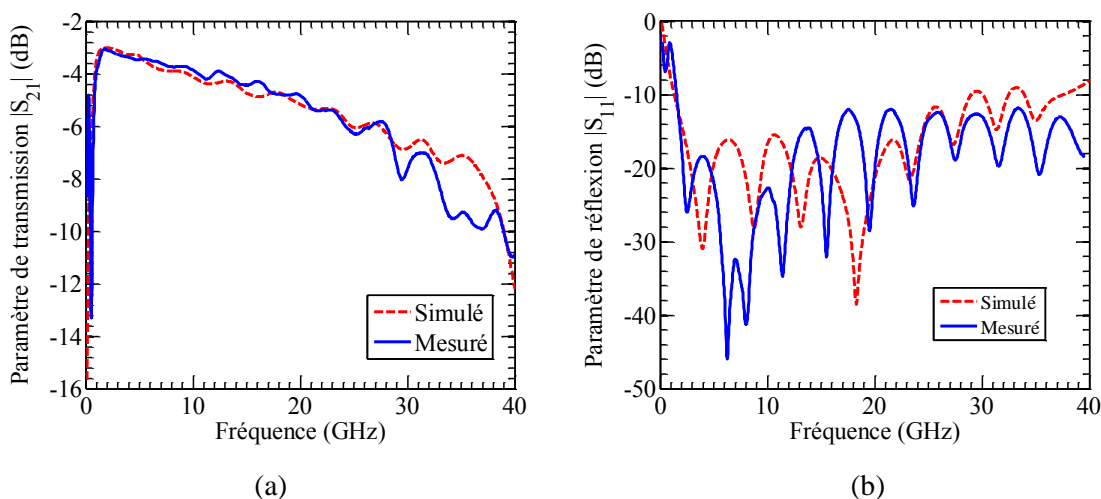


Figure 3.25 – a) Paramètres  $|S_{21}|$  et b)  $|S_{11}|$  simulés et mesurés de la transition GCPW-CMS-GCPW enterrée par une couche mince de polymère NOA 81. Les paramètres géométriques de la transition sont regroupés dans le Tableau 3.3.

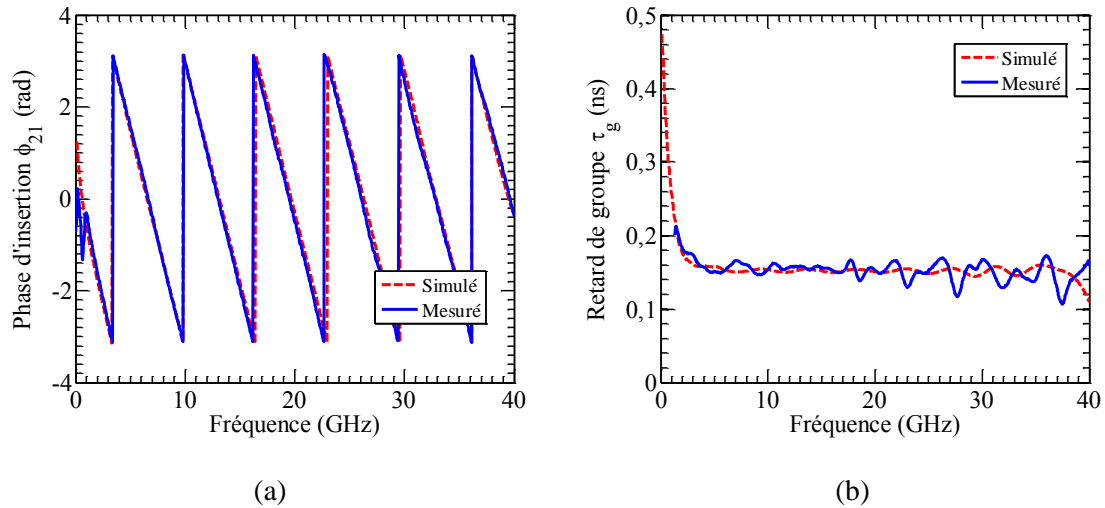


Figure 3.26 – a) Phase d’insertion,  $\phi_{21}$ , et b) retard de groupe,  $\tau_g$ , simulés et mesurés de la transition GCPW-CMS-GCPW enterrée par une couche mince de polymère NOA 81. Les paramètres géométriques de la transition sont regroupés dans le Tableau 3.3.

La phase d’insertion expérimentale, en parfait accord avec la simulation, varie linéairement avec la fréquence (cf. Figure 3.26), en conséquence, le retard de groupe est quasi-constant autour de 0,15 ns avec des ondulations de  $\pm 0,02$  ns sur la bande passante à -3 dB, à l’exception de la variation en basse fréquences causée par la limite de l’effet capacitif.

### 3.2.2.5 Performances de la structure optimale retenue pour le déflecteur

Nous avons vu dans les deux paragraphes précédents que les résultats mesurés étaient en bon accord avec les résultats de simulation sous HFSS. Nous calculons, dans ce paragraphe, les performances hyperfréquence du déflecteur EO commandé par la transition GCPW-CMS-GCPW, en prenant en compte ici, à la différence des paragraphes précédents, tous les éléments constitutifs du déflecteur dans les simulations sous HFSS : cœur optique, couche tampon et prisme-superstrat. Les dimensions des électrodes CMS sont ré-optimisées pour assurer une bonne excitation du champ en mode impair et éviter les réflexions du signal. Le Tableau 3.4 récapitule les paramètres géométriques optimisés.

Tableau 3.4 – Paramètres géométriques de la transition GCPW-CMS-GCPW retenue pour commander le déflecteur.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$L_{gcpw}$	2 mm	$W_{cms}$	75 $\mu\text{m}$
$S$	2 mm	$G_{cms}$	4,2 $\mu\text{m}$
$G_{gcpw}$	55 $\mu\text{m}$	$taper$	100 $\mu\text{m}$
$W_{ms}$	94 $\mu\text{m}$	$L_{cms}$	2 cm
$R$	1 mm	$h_t$	3,16 $\mu\text{m}$
$t$	1,8 $\mu\text{m}$	$h_g$	40 $\mu\text{m}$
$t'$	200 nm	$h_s$	500 $\mu\text{m}$

Les paramètres de transmission  $|S_{21}|$  et de réflexion  $|S_{11}|$  simulés du déflecteur commandé

par la transition GCPW-CMS-GCPW sont présentés sur la Figure 3.27. Pour une longueur optimale du déflecteur de  $L_{cms} = 2$  cm, la bande passante à -3 dB s'étend de 1 à 26,4 GHz en termes de transmission du signal. En ce qui concerne le coefficient de réflexion  $|S_{11}|$ , nous l'avons réduit en-dessous de -10 dB à partir de 1,7 GHz, signe d'une bonne adaptation des impédances caractéristiques à partir de cette fréquence. La bande passante HF, en tenant compte à la fois de la transmission et de la réflexion, s'étend donc de 1,7 GHz jusqu'à 26,4 GHz, soit une largeur de bande de 24,7 GHz.

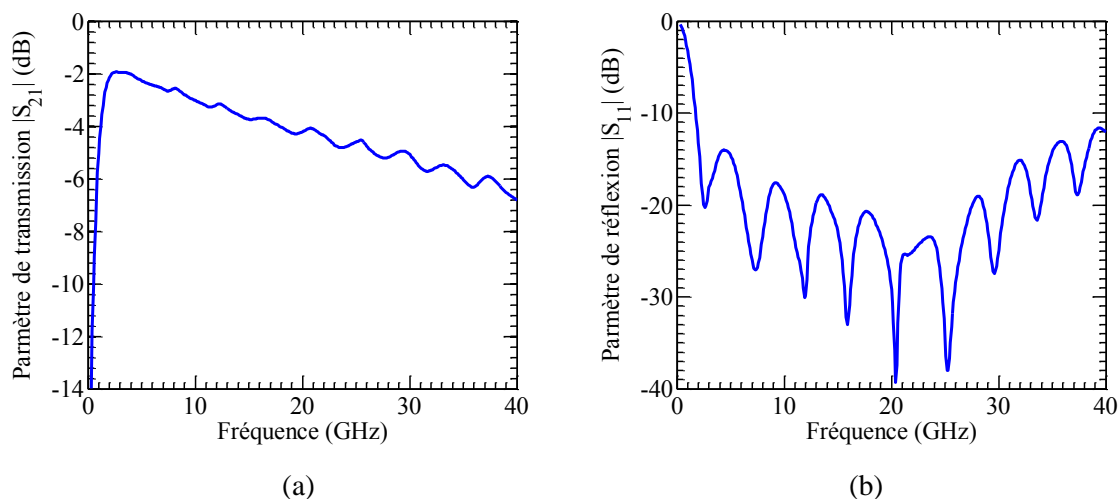


Figure 3.27 – Paramètres-S a)  $|S_{21}|$  et b)  $|S_{11}|$  simulés de la structure du déflecteur commandé par la transition GCPW-CMS-GCPW (cf. Figure 3.10) avec les paramètres du Tableau 3.4.

La Figure 3.28 montre que toutes les composantes fréquentielles du signal HF subissent le même retard de 0,15 ns au cours de leur traversée du déflecteur, à l'exception des composantes de basses fréquences, dont le retard de groupe est plus élevé dû à l'effet capacitif à l'œuvre dans la transition, ainsi, le signal n'est pas déformé par la transition.

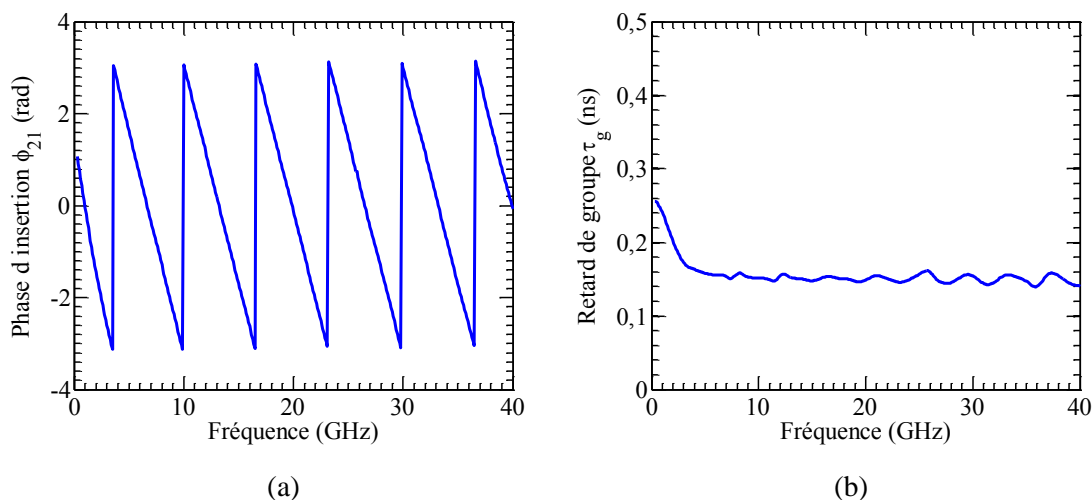


Figure 3.28 – a) Phase d'insertion,  $\phi_{21}$ , et b) retard de groupe,  $\tau_g$ , de la structure du déflecteur alimenté par la transition GCPW-CMS-GCPW (cf. Figure 3.10) avec les paramètres du Tableau 3.4.

Les performances de la transition GCPW-CMS-GCPW en prenant en compte tous les éléments du déflecteur sont quasiment identiques aux performances de la transition enterrée par une couche de NOA 81, confirmées expérimentalement (cf. § 3.2.2.4). En outre, cela non seulement confirme notre hypothèse sur la faible influence du cœur optique sur la propagation du signal HF, mais aussi montre que la portion de champ  $E$  se propageant dans le prisme-superstrat est faible.

### 3.3 Accès DC en vue de l'orientation des chromophores et de la polarisation électrique

#### 3.3.1 Orientation des chromophores du polymère EO

Un polymère EO est constitué d'une matrice polymère, neutre d'un point de vue électro-optique, dans laquelle sont insérées des molécules dipolaires (chromophores). Pour induire un effet EO dans le polymère, les chromophores doivent être orientés selon un même axe. Cette opération d'orientation des chromophores est appelée « *poling* ».

L'effet EO dans le déflecteur sera optimal lorsque les chromophores sont orientés dans la direction des lignes de champ  $E$  appliqué entre les rubans de l'électrode CMS. En effet, lorsque le cœur optique sera rempli par le polymère EO (PMMI/CPO-1), les chromophores (CPO-1) seront initialement orientés d'une manière aléatoire, en conséquence, l'effet EO moyen (macroscopique) résultant sera nul. Il est donc indispensable d'orienter artificiellement les chromophores dans une direction préférentielle afin d'aboutir à un coefficient EO optimal. Il existe plusieurs techniques d'orientation : photo-assistée [99], par effet Corona [100] et par électrodes de contact [101]. Les techniques utilisant un champ électrique (effet Corona et électrode de contact) sont les plus utilisées pour la réalisation des composants. Le procédé d'orientation a un impact déterminant sur le coefficient EO et donc sur la résolution angulaire du déflecteur EO. Dans les techniques d'orientation sous un champ  $E$ , le polymère EO est chauffé à une température autour de sa température de transition vitreuse ( $T_g$ ) afin d'augmenter la mobilité des molécules dans la matrice polymère et de faciliter ainsi leur alignement par un champ électrostatique intense ( $\sim 50$  V/ $\mu\text{m}$ ) appliqué pendant quelques dizaines de minutes. L'échantillon est ensuite ramené à la température ambiante tout en maintenant le champ électrostatique appliqué. Au final, on obtient un polymère EO dont les chromophores sont orientés dans la direction du champ électrostatique appliqué. Ce dernier peut être appliqué de deux manières différentes : des ions déposés par effet Corona ou par des électrodes de contact.

Le *poling* par effet Corona est souvent utilisé pour sa facilité de la mise en œuvre, mais cette méthode ne permet pas une orientation homogène sur toute la surface de l'échantillon. De plus, elle n'est pas adaptée pour une orientation des chromophores en direction parallèle au substrat, nécessaire pour le déflecteur commandé par la ligne CMS. L'orientation des chromophores par électrodes de contact s'impose dans notre cas.

#### Orientation par électrodes de contact

Dans cette technique, l'orientation des chromophores est effectuée par un champ



électrostatique appliqué à l'aide d'électrodes placées autour du polymère EO. Plusieurs configurations des électrodes peuvent être utilisées pour l'orientation (cf. Figure 3.29.a et Figure 3.29.b). Les lignes de champ ont des orientations différentes selon le type d'électrodes utilisé, par conséquent, les chromophores seront orientés différemment. Dans la configuration avec une électrode microruban (cf. Figure 3.29.a), les chromophores seront orientés suivant une direction perpendiculaire au substrat, alors que dans le cas des électrodes coplanaires (cf. Figure 3.29.b), les chromophores seront orientés parallèlement au substrat.

La méthode d'orientation par électrodes de contact permet d'obtenir une orientation homogène sur toute la surface de l'échantillon. De plus, l'orientation des chromophores par les mêmes électrodes que celles utilisées pour appliquer le signal HF à numériser permettra d'obtenir un effet EO maximal lors du fonctionnement du composant. Nous avons donc choisi de prendre en compte dans notre étude du déflecteur le procédé d'orientation des chromophores par électrodes de contact.

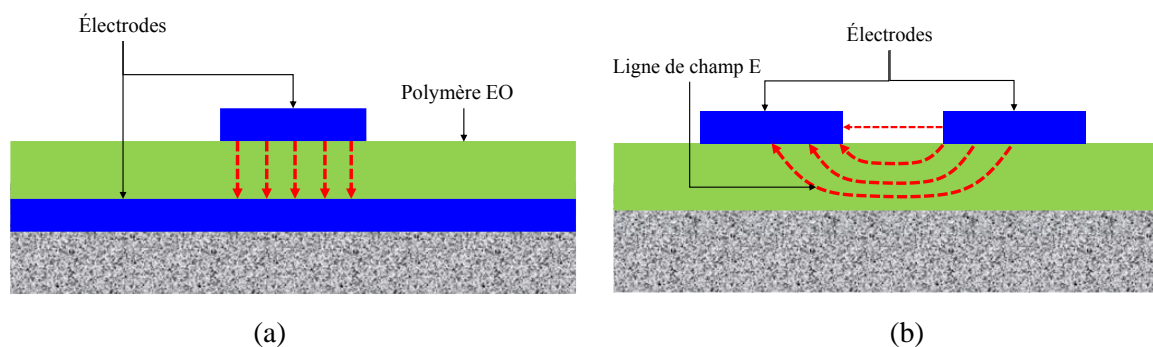


Figure 3.29 – Représentation schématique du procédé d'orientation des chromophores par électrodes de contact ; a) électrodes microruban ; b) électrodes coplanaires.

### 3.3.2 Accès de la composante continue

Comme il a été expliqué dans la section 3.2.2, la transition GCPW-CMS-GCPW se comporte comme un filtre passe-haut car la composante continue du signal électrique n'est pas transmise en raison de l'absence de contact physique entre les masses. Par conséquent, avec les accès GCPW, il est impossible d'appliquer un champ  $E$  continu (DC) entre le ruban-signal et le ruban-masse de la ligne CMS pour orienter les chromophores du polymère EO de cœur dans la direction horizontale. De plus, les rubans CMS, de faible largeur ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) et couverts par une couche tampon en NOA 81 et un prisme en verre, seront difficilement accessibles pour l'orientation des chromophores. Par ailleurs, il est important d'avoir un accès DC indépendant de l'accès HF afin de pouvoir appliquer une tension de polarisation ( $V_{bias}$ ), si nécessaire, pouvant optimiser le point de fonctionnement du déflecteur et sa résolution. Nous nous proposons donc de concevoir et de valider expérimentalement une structure électrique ayant à la fois des accès HF et des accès DC indépendants. En effet, le défi à relever est de rajouter un patch à chaque ruban de la CMS sans dégrader la bande passante de la transition optimisée précédemment. Ces patches de contact DC devraient avoir une surface suffisante pour faciliter le contact électrique lors de l'orientation des chromophores. Afin d'éviter les perturbations de la bande passante de la transition, la solution est de relier chaque patch de contact DC à un

ruban de la CMS à travers un filtre passe-bas (LPF pour *Low-Pass Filter*) (cf. Figure 3.30.a). En effet, des filtres passe-bas de faible fréquence de coupure  $f_0$ , connectés aux rubans de la ligne CMS, devrait être bloquants au signal HF dont la fréquence est suffisamment élevée par rapport à  $f_0$ . Ils doivent donc être conçus pour avoir, d'une part, une fréquence de coupure très faible devant la limite basse de la bande passante à -3 dB de la transition et, d'autre part, une réflexion qui reste inférieure à -10 dB sur la bande de fréquence considérée.

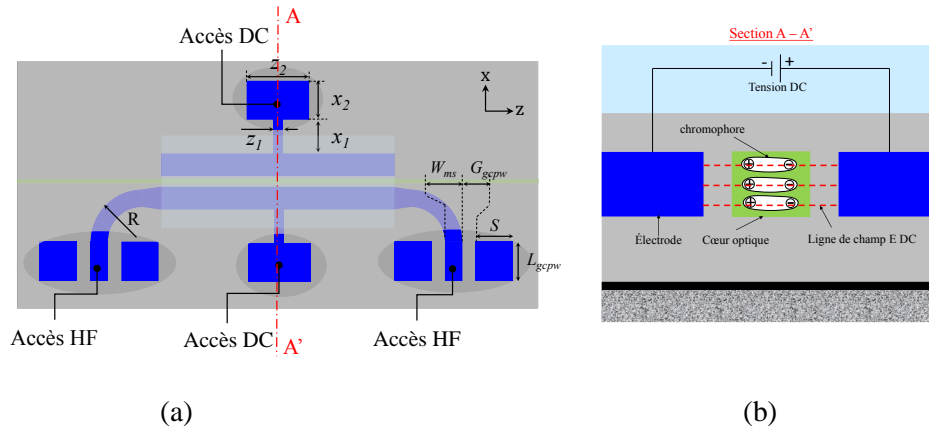


Figure 3.30 – a) Représentation schématique d'une vue de dessus d'un déflecteur EO alimenté par une transition GCPW-CMS-GCPW incluant le circuit d'orientation des chromophores ; b) Illustration de l'opération d'orientation de chromophores à l'aide des rubans de la ligne CMS.

### 3.3.2.1 Filtres passe-bas pour les contacts DC

Les filtres utilisés dans des circuits hyperfréquences sont généralement réalisés à l'aide de guides d'ondes, de lignes coaxiales, de lignes rubans, de lignes microrubans et/ou de cavités résonantes [102]. Une manière relativement simple d'implémenter un filtre passe-bas consiste à alterner des lignes microrubans de très grandes et de très faibles impédances caractéristiques. De tels filtres, connus sous les noms de *Stepped-Impedance* ou *Hi-Lo filter*, sont très courants grâce à la simplicité de leur mise en œuvre [103, 104].

Pour isoler le circuit HF de l'accès DC, le LPF à concevoir doit avoir une fréquence de coupure de l'ordre de quelques centaines de MHz, très en-dessous de sa limite basse de la bande passante. Pour réduire son encombrement, nous limitons à deux le nombre d'éléments réactifs du filtre. Le circuit équivalent en éléments localisés de ce LPF d'ordre 2 est composé d'un condensateur C et d'une inductance L (cf. Figure 3.31.a). En éléments distribués, le condensateur est réalisé par un patch rectangulaire de largeur  $z_2$  et de longueur  $x_2$  et l'inductance par un ruban de largeur  $z_1$  et de longueur  $x_1$  (cf. Figure 3.31.b), avec  $z_2 \gg z_1$ . L'étage capacitif servira de point de contact pour appliquer la tension DC grâce à sa grande surface. Une faible largeur du tronçon inductif joue un rôle important pour le découplage entre les circuits DC et HF. Cependant, une trop faible largeur  $z_1$  augmente le risque de claquage sous une tension de *poling* intense. Cette dimension a été fixée à  $z_1 = 10 \mu\text{m}$ . Les autres dimensions du LPF sont optimisées par des simulations itératives à  $x_1 = 3,8 \text{ mm}$ ,  $z_2 = 5 \text{ mm}$ ,  $x_2 = 3 \text{ mm}$ .

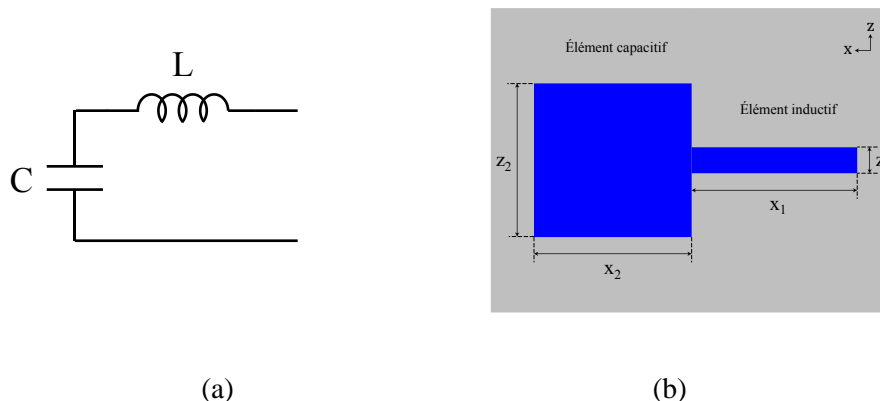


Figure 3.31 – a) Circuit équivalent d'un filtre passe-bas d'ordre 2 en éléments localisés ; b) géométrie d'un filtre passe-bas d'ordre 2 en éléments distribués.

La Figure 3.32 montre les résultats de simulation du filtre LPF d'ordre 2 optimisé. Dans cette simulation, le port d'excitation est situé à l'entrée de l'élément inductif. Le filtre présente une fréquence de coupure à -3 dB de 440 MHz et une atténuation inférieure à moins 10 dB à partir de 1,4 GHz jusqu'à plus de 40 GHz. Il est possible de diminuer la fréquence coupure et d'augmenter la raideur de la pente de la courbe du paramètre de transmission du LPF en augmentant l'ordre du filtre et/ou en utilisant un élément inductif en forme spirale. Cependant, la première opération augmentera considérablement la taille du filtre et avec la seconde opération, on court le risque d'avoir des arcs électriques lors du *poling*. Nous gardons ce LPF avec les dimensions optimisées ci-dessus pour la suite de l'étude.

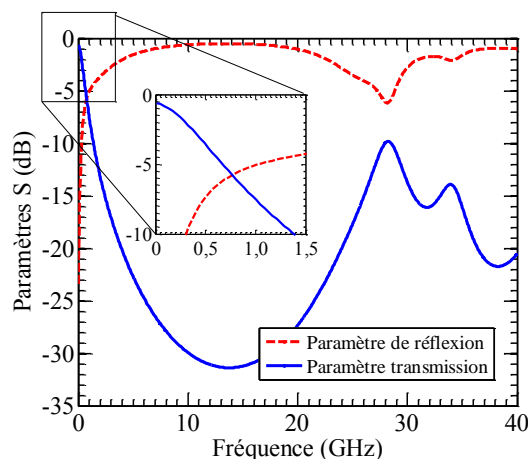


Figure 3.32 – Résultats de simulation des paramètres transmission et de réflexion du LPF qui peut servir de circuit de *poling* et de polarisation.

### 3.3.2.2 Circuit électrique complet

Le circuit électrique complet du déflecteur comprend une transition GCPW-CMS-GCPW (circuit HF) et deux LPF (accès DC) connectés aux rubans de la section CMS (cf. Figure 3.30.a). La Figure 3.33 présente une comparaison des résultats de simulations des transitions GCPW-CMS-GCPW enterrées par une couche de polymère NOA 81, avec et sans circuit de *poling*. Les dimensions géométriques des transitions sont identiques afin d'évaluer l'influence du

circuit de *poling* sur le paramètre de transmission  $|S_{21}|$  de l'ensemble. Ces dimensions sont celles optimisées sur couche mince de NOA 81 en section 3.2.2.4 (cf. Tableau 3.3). L'adjonction des LPF à la transition GCPW-CMS-GCPW, d'une part, réduit la bande passante de cette dernière à cause du pic de résonance autour de 25 GHz des LPFs et, d'autre part, entraîne des pertes d'insertion additionnelles aux basses fréquences à cause de la faible pente de la réponse du LPF (cf. Figure 3.32).

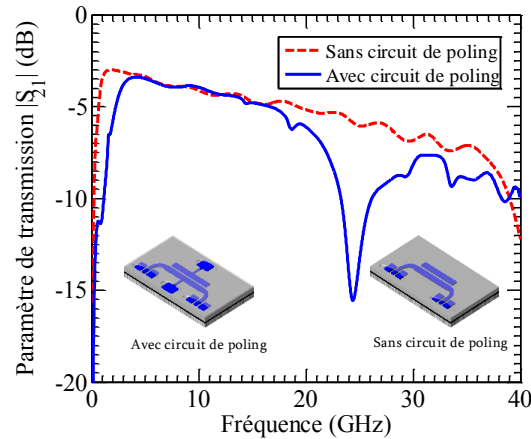


Figure 3.33 – Paramètres de transmission simulés des transitions GCPW-CMS-GCPW, enterrées par une couche de NOA 81, avec et sans circuit de *poling*.

### Réalisation et mesure

Le circuit complet des électrodes du déflecteur a été réalisé en suivant le même procédé que précédemment. La Figure 3.34 présente les résultats de mesures et de simulations des paramètres  $|S_{21}|$  et  $|S_{11}|$  de la transition complète. D'une manière générale, les mesures sont en bon accord avec les simulations et confirment les observations précédentes. Les pertes d'insertion sont importantes à cause de la faible épaisseur de métallisation (900 nm). La bande passante expérimentale à -3 dB s'étend de 1,6 GHz jusqu'à 20,6 GHz, soit une largeur de bande de 19 GHz. Par rapport à la transition sans les LPF, la limite basse de la bande passante a été augmentée de 0,1 GHz et la limite haute réduite de 3,9 GHz, soit une réduction totale de bande de 4 GHz. Le coefficient de réflexion mesuré est inférieur à -10 dB à partir de 0,9 GHz (cf. Figure 3.34.b), signifiant une bonne adaptation de l'impédance caractéristique malgré l'adjonction des LPF à la transition. Cependant, on peut remarquer un léger désaccord entre simulation et mesure du coefficient de réflexion sur la bande de fréquence 18 – 26 GHz, probablement dû à une prise en compte approximative, dans la simulation, des ouvertures pratiquées dans la couche supérieure de NOA 81 pour dégager les accès électriques HF et DC.

Un très bon accord est observé entre les résultats de mesures et de simulations de la phase d'insertion et du retard de groupe présentés sur la Figure 3.35. La phase d'insertion varie quasi-linéairement avec la fréquence sauf une non-linéarité autour de 25 GHz, qu'on peut probablement attribuer à la fuite d'énergie dans les LPF. Cette non-linéarité en phase entraîne une diminution du retard de groupe, par conséquent, les composantes à cette fréquence de résonance transitent plus vite, ce qui aurait pu entraîner une déformation du signal. Comme la bande passante coupe à 20,6 GHz, cette variation du retard de groupe n'a pas de conséquence

sur la fidélité du signal. À l'inverse, le retard de groupe est élevé en basses fréquences (allant jusqu'à 4 GHz) à cause de l'effet capacitif limité. Finalement, le retard de groupe est quasi-constant sur le reste de la bande passante (4 – 20,6 GHz) avec une valeur de  $0,164 \pm 0,012$  ns (cf. Figure 3.35.b).

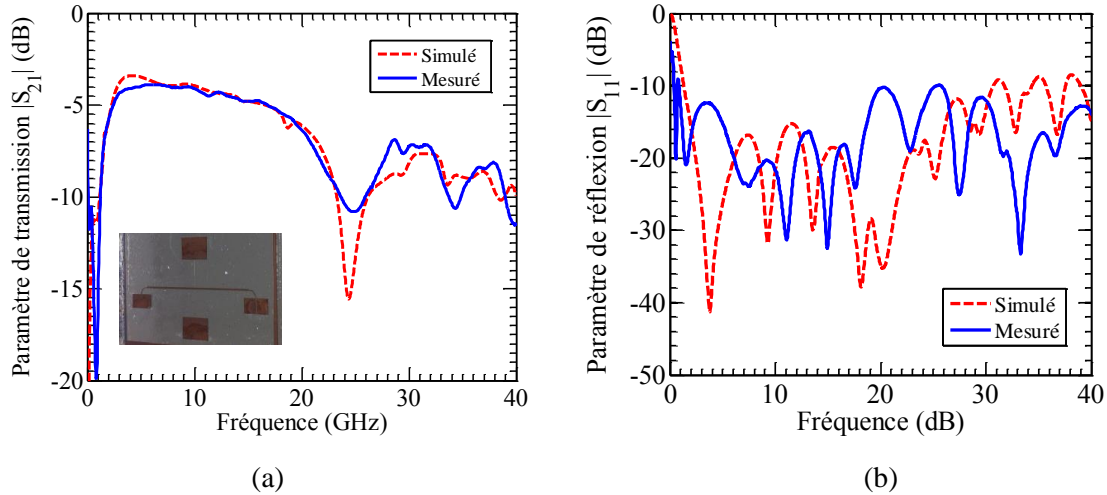


Figure 3.34 – a) Paramètres  $|S_{21}|$  et b)  $|S_{11}|$  simulés et mesurés de la structure électrique avec les accès HF et DC indépendants enterrée par une couche mince de polymère NOA 81.

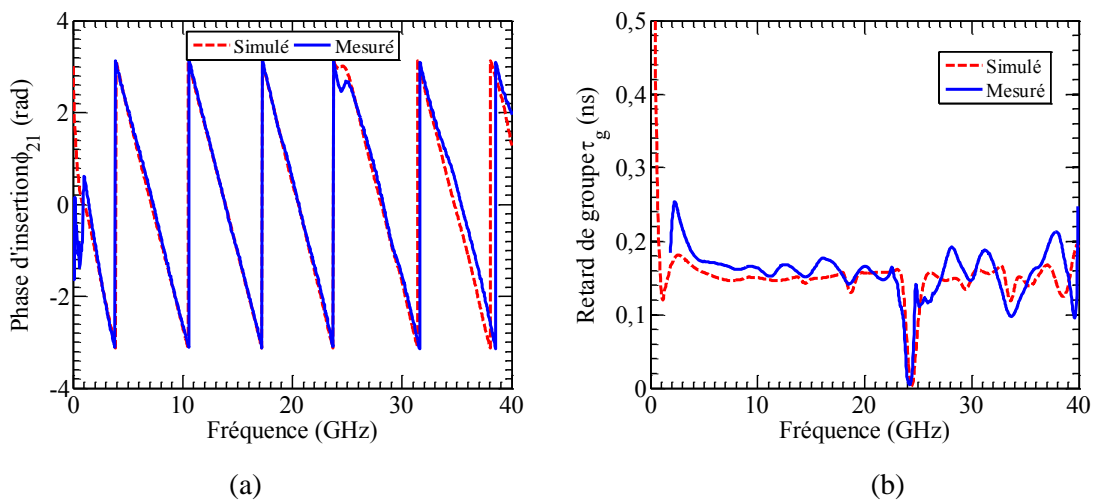


Figure 3.35 – a) Phase d'insertion  $\phi_{21}$ , et b) retard de groupe  $\tau_g$ , simulés et mesurés de la structure d'électrode avec accès HF et DC indépendants enterrée par une couche mince de polymère NOA 81.

### Caractérisation en tension continue

Cette caractérisation en continu vient compléter toutes les caractérisations HF déjà effectuées. Elle porte sur la totalité de la structure électrique du déflecteur en régime DC et permet de nous assurer que cette dernière puisse supporter de très fortes tensions, nécessaires pour le *poling*. Rappelons que l'alignement des chromophores dans une direction préférentielle nécessite un champ électrique de l'ordre de quelques dizaines de V/ $\mu\text{m}$  voire des centaines de

$V/\mu\text{m}$  [105] pour parvenir à une bonne efficacité de *poling*. Un champ intense risque d'endommager les électrodes dont certaines dimensions sont critiques : épaisseur d'électrodes 900 nm, largeur du ruban inductif  $z_I = 10 \mu\text{m}$  et gap de la ligne CMS  $G_{cms} = 10 \mu\text{m}$ . Ces trois très faible dimensions pourraient être causes de défaut, voire d'endommagement de la structure électrique.

Lors du test, les bornes d'un générateur de puissance DC ont été reliées aux patches rectangulaires des LPFs à l'aide de pointes (cf. Figure 3.36). Après vérification du contact, la tension DC est augmentée progressivement, en veillant à limiter à  $50 \mu\text{A}$  le courant de fuite maximal, jusqu'à la rupture d'un des rubans inductifs, intervenue à 1160 V. La rupture des rubans est probablement due à l'effet Joule provoqué par une densité excessive du courant dans les rubans inductifs dont la section est de seulement  $9 \mu\text{m}^2$ . Le champ électrique induit dans la zone du cœur optique est donc supérieur à  $110 V/\mu\text{m}$ . Celui-ci est largement suffisant pour aligner les chromophores avec une bonne efficacité. Toutefois, il serait possible de porter la tension au-delà de 1160 V en augmentant, par exemple, l'épaisseur du métal et/ou la largeur des rubans inductifs des LPFs. Bien sûr, cela va réduire l'inductance  $L$  et entraînera par conséquent des pertes d'insertion supplémentaires pour le signal de commande.

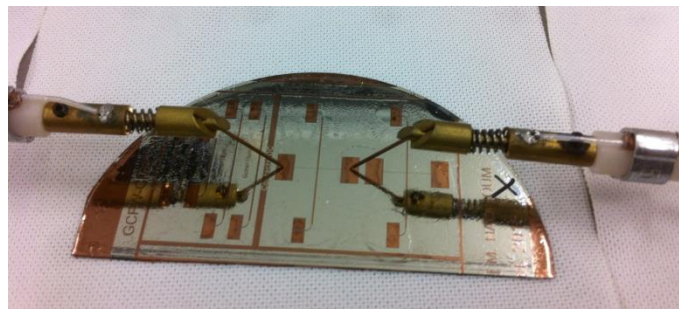


Figure 3.36 – Photographie d'un échantillon avec la totalité de la structure électrique enterrée dans le polymère NOA 81 lors d'un test avec une tension DC.

### 3.4 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons d'abord expliqué que pour des raisons d'encombrement, il était obligatoire de placer les connecteurs électriques perpendiculairement au guide optique droit du déflecteur EO. Nous avons ensuite décrit les difficultés pour amener le signal HF à numériser aux électrodes de commande CMS du déflecteur EO, enterrées dans le même plan horizontal que le cœur optique de ce dernier. En nous appuyant sur notre expertise sur les transitions sans via-holes, nous avons trouvé une **nouvelle architecture de transition GCPW-CMS-GCPW** pour amener le signal HF aux électrodes de commande CMS sans couper le cœur optique. Cette transition exploite le couplage capacitif pour relier virtuellement les rubans-masse en surface des lignes et le plan de masse inférieur. Les transitions réalisées sur le substrat commercial RO3003<sup>TM</sup> ont permis non seulement de valider expérimentalement et rapidement leur principe mais aussi d'évaluer l'influence de l'épaisseur du diélectrique sur la bande passante. Les réalisations de transitions sur polymères BCB en couches minces ont permis de profiter d'un effet capacitif élevé pour abaisser nettement la limite basse de la bande passante.

Pour nous rapprocher des conditions de propagation de l'onde HF dans le déflecteur, nous avons réalisé une autre transition sur polymère en couche mince, d'une longueur de section CMS de 2 cm correspondant à la longueur d'interaction et enterrée par une couche de polymère NOA 81. Cette dernière a permis de réduire les pics de résonance à de faibles ondulations grâce à une meilleure concentration de champ  $E$  dans le gap. Une bande passante expérimentale allant de 1,5 GHz jusqu'à 24,5 GHz est obtenue pour cette structure. À noter qu'une topologie dissymétrique de ligne CMS permet aussi de réduire la profondeur des pics de résonance.

Nous avons également apporté une solution aux problèmes liés à l'orientation des chromophores. Elle consiste à **adjoindre aux rubans de la ligne CMS deux LPFs qui permettent de ramener la composante DC** aux électrodes de commande tout en limitant les perturbations au circuit HF. La bande passante expérimentale ainsi obtenue est de 19 GHz pour la structure électrique complète incluant les contacts DC ainsi que la couche tampon. L'étude d'un taper d'adaptation des accès HF afin d'insérer un connecteur coplanaire reste l'ultime étape pour la mise en boîtier du composant.





# Chapitre 4 Procédés technologiques de réalisation

## Sommaire

---

4.1 Introduction .....	128
4.2 Métallisation.....	129
4.2.1 Dépôt par évaporation sous vide.....	130
4.2.2 Dépôt par pulvérisation cathodique .....	130
4.3 Dépôt de films minces en polymères .....	131
4.3.1 Centrifugation ( <i>spin-coating</i> ).....	132
4.3.2 Réticulation de la NOA 81.....	133
4.4 Structuration de la gaine inférieure .....	133
4.4.1 Généralités sur la structuration de couches polymères .....	134
4.4.2 Nano-impression thermique.....	134
4.4.3 Nano-impression assistée par UV .....	135
4.5 Structuration des électrodes .....	144
4.5.1 Gravure chimique .....	144
4.5.2 Procédé lift-off.....	145
4.6 Remplissage du cœur optique par un polymère EO.....	148
4.7 Conclusion.....	151

---

## 4.1 Introduction

Comme une première étape vers l'objectif très ambitieux de réalisation d'un CAN tout-optique opérant à 40 Géc/s avec une résolution de 6 bits, cette partie de la thèse vise à mettre en place les procédés technologiques permettant la réalisation de guides optiques en polymères dotés d'électrodes de commande CMS dans le même plan horizontal que le cœur. Ce dernier sera réalisé en polymère électro-optique PMMI/CPO-1 et la gaine en polymère NOA 81. Un modulateur de phase commandé par une ligne CMS serait alors une étape intermédiaire et indispensable avant l'étape finale qui consiste en la réalisation du déflecteur EO. La fabrication de ce modulateur de phase comprend trois étapes principales :

- réalisation des tranchées pour le cœur optique et les rubans de la ligne CMS dans le polymère de gaine NOA 81 ;
- réalisation des rubans en cuivre dans les tranchées destinées à cet effet ;
- remplissage de polymère PMMI/CPO-1 dans la tranchée pour le cœur optique et dépôt

d'une gaine supérieure.

Dans la suite de ce chapitre, nous détaillerons les procédés de réalisation du modulateur de phase commandé par électrodes CMS et nous mettrons en évidence les points difficiles identifiés pour la réalisation du composant final opérationnel.

### Structure retenue pour un démonstrateur statique

Nous avons choisi de relâcher, dans un premier temps, les résolutions requises permettant d'atteindre les performances optimums du déflecteur déterminées dans le chapitre 2, en privilégiant la démonstration de la faisabilité d'un composant commandé par électrodes CMS à travers un premier modulateur fonctionnant en quasi statique. La Figure 4.1 montre une coupe transversale de la structure que nous visons à réaliser dans ce travail. En tenant compte des moyens technologiques disponibles au sein de notre laboratoire, nous avons fixé la largeur  $a$  du cœur et les largeurs  $f$  des flancs latéraux à  $3\ \mu\text{m}$ . Afin de réaliser la même profondeur des tranchées pour le cœur et les électrodes, la structure est optimisée pour avoir la même épaisseur du cœur et des électrodes. La valeur choisie,  $b = t = 1\ \mu\text{m}$ , permet, d'une part, d'avoir un guide optique monomode et d'autre part, de réaliser des électrodes assez minces, ce qui permet de réduire la difficulté de dépôt et de gravure de métal de grande épaisseur sur des polymères. L'épaisseur du plan de masse en aluminium est  $t' = 200\ \text{nm}$ , celle de la gaine inférieure en NOA 81 est  $h_g = 20\ \mu\text{m}$  et la largeur des rubans en cuivre est fixée à  $W = 307\ \mu\text{m}$ , celle-ci n'a pas une influence pour un fonctionnement quasi-statique.

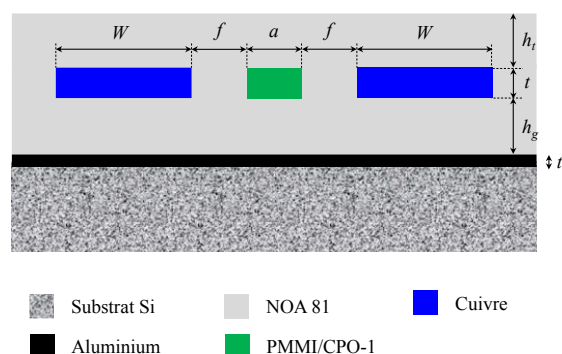


Figure 4.1 – Coupe transversale de la structure d'un modulateur de phase commandé par une ligne CMS dans le même plan horizontal que le cœur optique.

Comme cela a été expliqué dans le chapitre 2, nous avons choisi d'utiliser des wafers Si comme support du composant à réaliser en raison de leur excellente planéité et rigidité d'une part et de leur capacité d'être clivés dans une direction précise d'autre part. Des wafers de 3 pouces (7,62 cm) de diamètres et d'épaisseur  $381 \pm 25\ \mu\text{m}$  sont utilisés.

## 4.2 Métallisation

La métallisation en Al des wafers Si est la première étape de la réalisation du modulateur de phase de la Figure 4.1. Une métallisation en Cu est également nécessaire sur le polymère NOA 81 après sa structuration pour l'élaboration des rubans de la ligne CMS. Les méthodes de dépôt de métaux en couches minces se répartissent en deux catégories : physique ou chimique.

Les méthodes de dépôt physique par évaporation sous vide [106] et par pulvérisation cathodique [107] sont les plus utilisées dans la fabrication microélectronique. Nous testons ces deux méthodes de métallisation et expliquons leurs principes dans cette section.

#### 4.2.1 Dépôt par évaporation sous vide

Dans cette technique, le métal est évaporé dans une enceinte hermétique sous vide. Le vide permet de diminuer la température de sublimation du métal. Ce dernier, soumis à une source d'énergie, est évaporé pour venir se déposer sur la surface du substrat. L'énergie nécessaire à la sublimation est généralement apportée soit par effet Joule ou par bombardement ionique. Dans cette technique l'échantillon, en polymère, à métalliser dans l'enceinte est porté à une température élevée. Il va subir une dilatation et contraindre la couche métallique en se refroidissant. Des fissures et des rides apparaissent alors sur la surface du dépôt (cf. Figure 4.2.a). De plus, les particules métalliques évaporées ont une faible énergie cinétique, par conséquent, l'adhérence du métal sur le wafer Si et/ou le polymère NOA 81 est relativement médiocre. Le métal se décolle assez facilement pendant la structuration des rubans ou par un simple clivage du substrat. Nous avons donc choisi la technique de dépôt de métal par pulvérisation pour protéger nos échantillons.

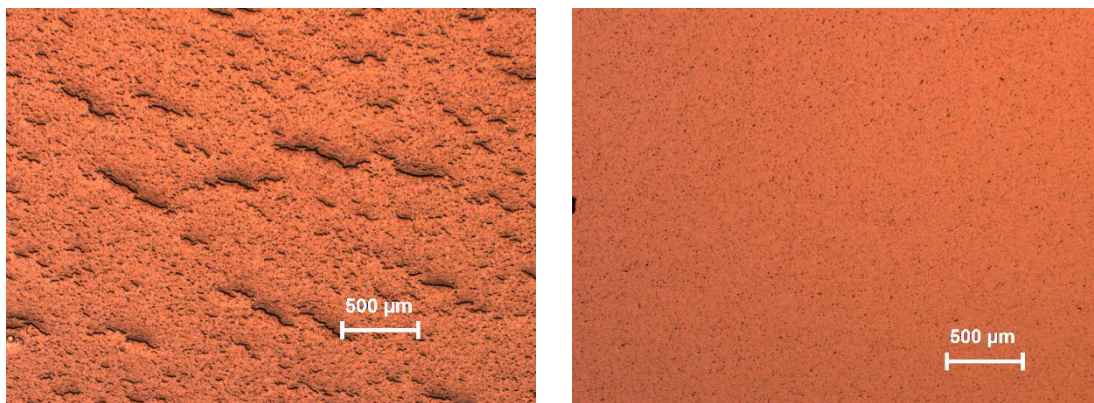


Figure 4.2 – Images au microscope optique de couches minces de cuivre sur le polymère NOA 81 ; a) déposé par évaporation ; b) déposé par pulvérisation.

#### 4.2.2 Dépôt par pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique DC est un procédé de dépôt fonctionnant à froid sous vide, en présence d'un plasma luminescent. Les dépôts sont réalisés avec un léger chauffage (60 à 70 °C), donc la dilatation du polymère NOA 81 est fortement réduite par rapport aux dépôts effectués par évaporation (cf. Figure 4.2.b). Le champ électrique entre la cible métallique et le porte-échantillon induit un mouvement de particules chargées positivement qui entrent en collision avec la cible et provoque la pulvérisation d'atomes de celle-ci qui vont ensuite se condenser sur l'échantillon à métalliser. Les particules métalliques incidentes arrivent sur l'échantillon à une plus grande vitesse et ont une plus forte énergie cinétique comparé au dépôt par évaporation, favorisant ainsi l'adhérence du film métallique sur l'échantillon. De plus, une meilleure accroche du métal sur l'échantillon est obtenue par un décapage à l'argon de l'échantillon au préalable du dépôt métallique afin d'augmenter sa rugosité surfacique. Le

décapage est effectué durant 3 min à une puissance de 100 W sous une pression de  $6 \times 10^{-2}$  mbar et un débit de 50 sccm. Cette méthode de dépôt a donc été utilisée pour la métallisation de nos échantillons.

Le bâti de pulvérisation d'Alliance Concept AC 450 disponible à l'Institut des Matériaux de Nantes (IMN) a été utilisé pour effectuer nos dépôts d'Al et de Cu. La vitesse de dépôt est différente selon le métal et l'état d'usure de la cible. Sous une pression de  $10^{-2}$  mbar et une puissance de 50 W, le Cu est déposé à une vitesse de 16 nm/min alors que l'Al est déposé à une vitesse de 9 nm/min environ.

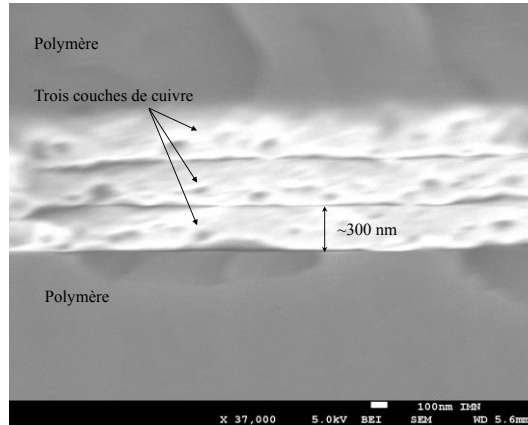


Figure 4.3 – Image MEB d'un dépôt de Cu sur le polymère NOA 81 effectué en trois dépôts de 20 min avec une remise à l'air après chaque dépôt.

Le plan de masse en Al (épaisseur 200 nm) est déposé sur le wafer Si en 22 min. Les films de Cu de 1  $\mu\text{m}$ , servant à la réalisation des rubans CMS, sont déposés sur la résine NOA 81 en effectuant des pauses avec une remise à l'air de l'échantillon pour relâcher les contraintes et éviter l'apparition de craquelures sur le Cu. Ainsi, dans notre cas, le film de 1  $\mu\text{m}$  de cuivre est déposé en trois fois 20 min avec des pauses d'une minute à chaque dépôt intermédiaire. La surface du film obtenue est satisfaisante (cf. Figure 4.2.b). Cependant, les pauses intermédiaires laissent des frontières distinctes entre les trois couches de Cu, comme on peut les voir sur l'image MEB (Microscopie Électronique à Balayage) en Figure 4.3. Ces traces de séparation entre les couches de cuivre pourraient réduire la conductivité du film métallique et engendrer des pertes HF supplémentaires, mais elles ne sont cependant pas gênantes pour la suite des étapes technologiques de réalisation.

### 4.3 Dépôt de films minces en polymères

La réalisation d'un modulateur de phase nécessite le dépôt d'au moins deux couches minces de polymère NOA 81 : la gaine inférieure et la gaine supérieure (cf. Figure 4.1). Ces films doivent être parfaitement homogènes et contrôlés en épaisseurs pour répondre aux exigences de guidage de la lumière. Nous visons une épaisseur de 20  $\mu\text{m}$  pour la gaine inférieure et une épaisseur entre 5 et 6  $\mu\text{m}$  pour la gaine supérieure (suffisante pour le confinement de la lumière).

### 4.3.1 Centrifugation (*spin-coating*)

Nous utilisons la méthode de dépôt par centrifugation [108] (ou *spin-coating*) en raison de l'homogénéité et de la planéité des films déposés. Dans cette technique, le polymère, dissous en solution, est déposé dans son état liquide au centre de l'échantillon. Ce dernier est ensuite mis en rotation sur une tournette. La solution polymère se répartit uniformément du centre vers la périphérie du substrat sous l'effet de la force centrifuge due à la rotation (cf. Figure 4.4). La vitesse, l'accélération et le temps de rotation de la tournette sont les paramètres déterminants pour l'épaisseur, la planéité et l'uniformité du film. En adaptant ces paramètres, on peut obtenir des films de quelques micromètres jusqu'à quelques dizaines de micromètres selon la viscosité de la solution.

Afin d'appréhender la variation de l'épaisseur du film en fonction de la vitesse de rotation, une courbe d'étalonnage est dressée (cf. Figure 4.5). La mesure de l'épaisseur des films, déposés à des vitesses de rotation allant de 500 à 8000 tr/min, est effectuée à l'aide d'un profilomètre. Étant donné que la viscosité du polymère NOA 81 commercialisé est de 300 mPa·s, l'épaisseur des films varie de 53 à 3  $\mu\text{m}$ . Ces épaisseurs correspondent donc parfaitement à notre besoin (20 et 5  $\mu\text{m}$ ). Il est préférable de choisir une vitesse de rotation élevée (supérieure à 1000 tr/min selon la viscosité de la solution polymère) pour avoir des films de bonne homogénéité et réduire les effets de bords. L'homogénéité étant en effet un important facteur de qualité, en raison des dimensions micrométriques du cœur optique. Une inhomogénéité du film peut s'avérer rédhibitoire pour le guidage de la lumière avec une accumulation de défauts engendrés par la suite des étapes de réalisation.

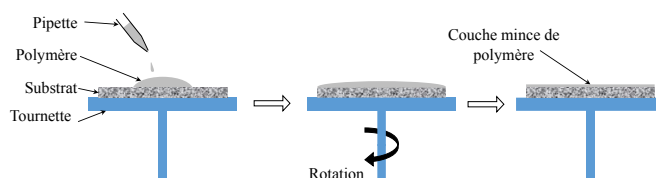


Figure 4.4 – Schéma de principe de dépôt de polymères en couches minces par centrifugation (*spin-coating*).

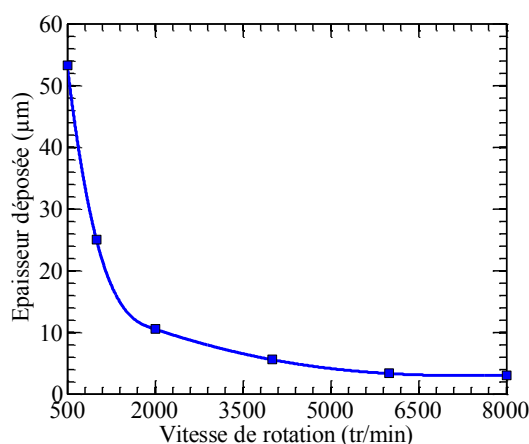


Figure 4.5 – Variation de l'épaisseur du film de polymère NOA 81 en fonction de la vitesse de rotation de la tournette.

### 4.3.2 Réticulation de la NOA 81

Le polymère NOA 81 est commercialisé sous forme de solution homogène. Après dépôt à la tournette, les films doivent être réticulés sous Ultra-Violet (UV) pour être durcis. La NOA 81 a la particularité de durcir rapidement, par rapport à la NOA 65 par exemple. Elle se réticule complètement après une exposition de 20 minutes sous une source UV de longueur d'onde 365 nm et de puissance moyenne de 2,9 mW/cm<sup>2</sup>. Du fait de sa particularité de durcissement rapide, la NOA 81 est recommandée par le fabricant pour l'assemblage de composants ou fibres optiques. De plus, cette résine présente une bonne adhésion sur les métaux et les verres. Après réticulation, les films de NOA 81 peuvent résister à des températures jusqu'à 150 °C.

La gaine inférieure est donc déposée sur une couche d'aluminium par centrifugation à une vitesse de 1150 tr/min durant 30 secondes pour obtenir un film d'environ 22,5 µm après réticulation (cf. Figure 4.6). L'étape de réticulation confère à la couche une excellente stabilité. En effet, celle-ci devient insensible au solvant utilisé pour le polymère de cœur, ce qui nous affranchit d'une couche protectrice. Le clivage des films de NOA 81 réticulés est aisé et sans bavures (cf. Figure 4.6).

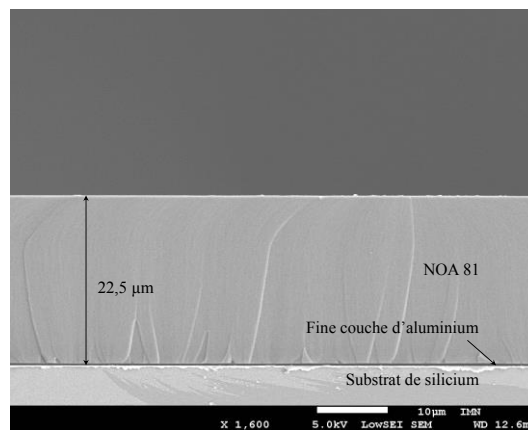


Figure 4.6 – Image MEB d'une couche mince de polymère NOA 81 déposée sur un substrat de Si préalablement métallisé par une couche de 200 nm d'Al.

## 4.4 Structuration de la gaine inférieure

Le polymère de gaine doit être structuré en trois tranchées de même profondeur (cf. Figure 4.7). Elles sont destinées à contenir respectivement les rubans de l'électrode de commande CMS en Cu et le polymère PMMI/CPO-1. Cette étape est décisive pour la qualité du dispositif final. Les critères déterminant la qualité des tranchées sont :

- faible rugosité afin de minimiser les pertes optiques engendrées par le phénomène de diffusion de surface ;
- flancs assez verticaux ;
- fidélité aux dimensions fixées par modélisation.

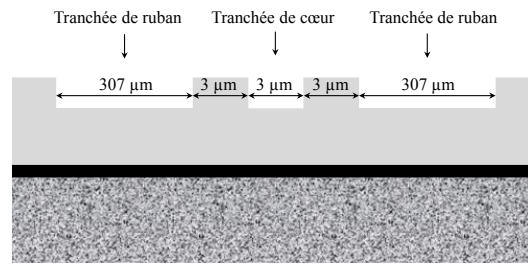


Figure 4.7 – Schéma des tranchées à réaliser dans le polymère de gaine NOA 81.

#### 4.4.1 Généralités sur la structuration de couches polymères

La structuration de guides en polymères peut être effectuée par différents procédés technologiques comme la photolithographie, la gravure ionique réactive (RIE pour *Reactive Ion Etching*) [109, 110], la lithographie électronique [111, 112] ou la nano-impression [113 – 115]. La photolithographie est l'une des techniques le plus couramment utilisées pour la réalisation de tranchées dans des matériaux polymères. Elle consiste en une étape de photolithographie suivie d'une gravure par RIE. Cette méthode peut fournir des tranchées avec des flancs verticaux et une faible rugosité. Ne disposant pas des équipements de RIE sur le site nantais de l'IETR, nous avons choisi d'utiliser la technique de nano-impression, dont le développement avait été initié par Hartmut Gundel de l'équipe de Matériaux Fonctionnels de l'IETR à l'UFR des Sciences et Techniques de Nantes. Cette technique bas coût devrait nous permettre de démontrer la faisabilité d'un modulateur de phase sur polymère commandé par des électrodes CMS.

La technologie nano-impression a été proposée initialement par Chou *et al.* en 1995 [116] comme une alternative à la photolithographie. Ils l'ont utilisée pour créer des tranchées et des vias de taille minimale de 25 nm et de profondeur de 100 nm dans un polymère thermoplastique. Vingt ans plus tard, le champ d'application de la nano-impression a énormément évolué. Elle est utilisée dans un large éventail d'applications industrielles, telles que la nano-photonique [117], les cellules solaires [118] et les diodes électroluminescentes [119], pour ne citer que celles-ci. L'avantage principal de cette technique est le peu de moyens qu'elle nécessite et la production en masse à faible coût, inégalé par d'autres techniques de réalisation de tranchées. En plus, c'est une technique à haute résolution. Deux variantes principales de nano-impression existent : la nano-impression thermique (T-NIL pour *Thermal NanoImprint Lithography*) et la nano-impression assistée par UV (UV-NIL pour *UV curing NanoImprint Lithography*) [120].

#### 4.4.2 Nano-impression thermique

Dans la T-NIL, une couche fine de polymère thermoplastique est déposée sur un substrat à l'aide d'une tournette (cf. Figure 4.8). Le moule qui présente des motifs sur sa face en regard du polymère et le substrat sont d'abord chauffés au-dessus de la température de transition vitreuse du polymère ( $T_g$ ). Le moule est ensuite pressé contre la couche de polymère avec une pression maintenue, ce qui va remplir les cavités du moule par le polymère ramolli. Après le refroidissement de l'ensemble, la pression est relâchée, le moule est séparé du polymère dont le relief reproduit celui inversé du moule. La nano-impression assistée par UV repose sur le

même principe pour reproduire les motifs d'un moule, excepté que le polymère est imprimé dans son état liquide et est réticulé sous rayonnement UV. Comme le polymère de gaine NOA 81 peut être réticulé sous UV, la technique UV-NIL convient mieux à notre application. Le principe de l'UV-NIL et l'optimisation des paramètres du protocole utilisé seront détaillés dans la sous-section suivante.

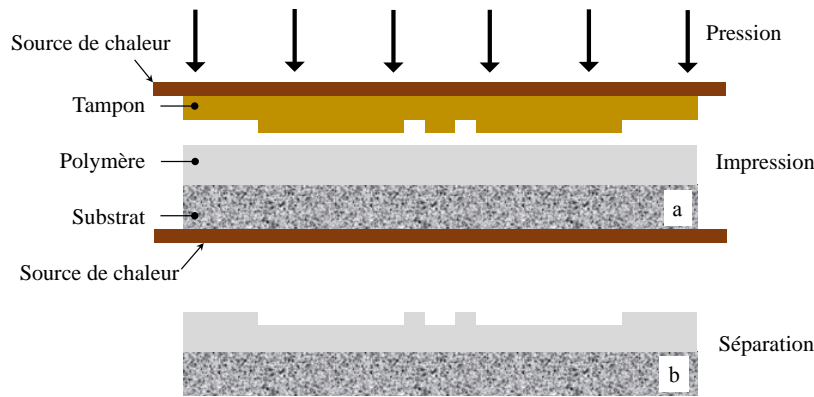


Figure 4.8 – Schéma de principe de la nano-impression thermique (T-NIL).

#### 4.4.3 Nano-impression assistée par UV

L'UN-NIL est une variante de la nano-impression thermique proposée par J. Haisma *et al.* en 1996 [121]. Son principe est illustré sur la Figure 4.9. Le moule contenant les motifs doit être transparent aux UV et le polymère à imprimer doit être réticulable sous rayonnement UV. Le moule est pressé contre le polymère liquide qui remplit ses cavités même avec une faible pression sur la face arrière du moule. Après insolation sous UV pour le durcissement du polymère, le moule et l'échantillon sont séparés. La rugosité des flancs de tranchées obtenues dépend de celle du moule. Ainsi, la résolution de cette technique de fabrication est aussi limitée par celle du moule.

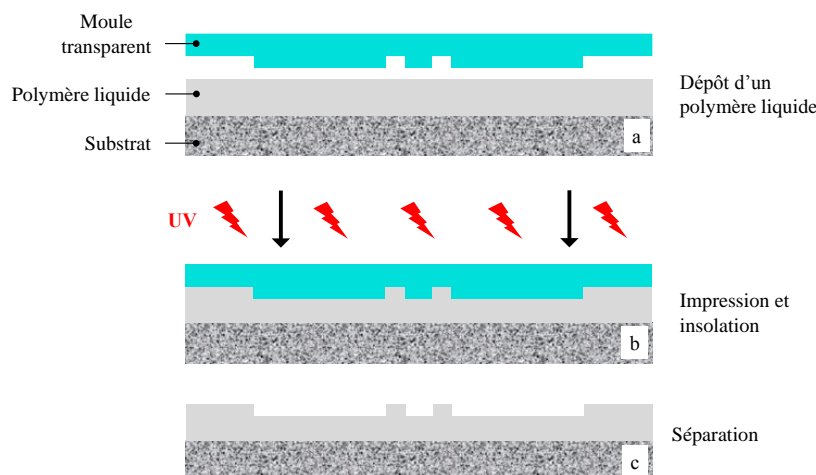


Figure 4.9 – Schéma de principe de la nano-impression assistée par UV (UV-NIL).

La fabrication du moule nécessite une technique conventionnelle coûteuse de lithographie haute résolution (ex. : la photolithographie). Cependant, pour réduire le coût de fabrication, ce moule peut être ensuite utilisé un très grand nombre de fois pour des répliques successives.



En plus, il est également possible d'utiliser un tampon transparent flexible habituellement fabriqué en Poly(DiMethylSiloxane) (PDMS) pour le transfert de motifs vers le polymère de gaine. Ce tampon souple peut être fabriqué en grande quantité à partir d'un seul moule-maître (*master-mold*) en Si. Nous avons donc choisi d'utiliser un tampon souple pour la réalisation des tranchées pour le cœur du guide optique et les rubans de la ligne CMS.

Les étapes de l'UV-NIL utilisant un tampon souple sont :

- fabrication du moule en Si avec les motifs désirés ;
- transfert des motifs à un tampon en PDMS par coulage et durcissement de celui-ci sur le moule, ensuite séparation du tampon souple du moule Si ;
- transfert des motifs du tampon au polymère de gaine NOA 81 et séparation du tampon de la NOA 81 après insolation.

Ces étapes seront détaillées et discutées dans les paragraphes suivants.

#### 4.4.3.1 Moule en silicium

La fabrication du moule en silicium est réalisée par photolithogravure (photolithographie suivie d'une gravure RIE) par O. Sagazan du site rennais de l'IETR. Pour cela, nous avons codé un masque optique contenant les motifs du cœur optique et des électrodes. Le fichier codant le masque est ensuite transmis à l'entreprise TOPPAN PHOTOMASKS INC. pour la réalisation. Le masque est réalisé sur une plaquette de quartz transparente aux UV. Les motifs en vert sur la Figure 4.10 sont en chrome. Plusieurs largeurs de cœur (2, 3 et 4  $\mu\text{m}$ ) et de flancs latéraux (2, 3 et 8  $\mu\text{m}$ ) ont été codées sur le masque. Les bandes blanches correspondant au cœur optique et aux électrodes (cf. Figure 4.10) ne sont pas délimitées en longueur sur le masque. Leur longueur sera déterminée au moment du clivage de l'échantillon une fois la réalisation achevée. Des patchs carrés de 1  $\text{mm}^2$  sont prévus pour chaque ruban métallique afin de faciliter le contact électrique (en statique). En effet, comme les électrodes seront enterrées dans la gaine (cf. Figure 4.1), il serait délicat et compliqué de découvrir les rubans sans endommager la partie de la gaine supérieure située au-dessus du cœur optique, ce qui pourrait altérer le guidage de la lumière. C'est pourquoi nous prévoyons ces patchs de grande surface bien éloignés du cœur optique afin de faciliter le contact électrique.

Les images MEB en Figure 4.11 montrent le moule en Si fabriqué par RIE. Le protocole de fabrication du moule n'est pas détaillé dans ce manuscrit, étant donné que cette étape a été effectuée sur le site de l'Université Rennes 1 de l'IETR. Le moule en Si conditionne la qualité des tranchées imprimées dans le polymère de gaine. En effet, le tampon en polymère PDMS sera une réplique fidèle du moule, ainsi, toute éventuelle imperfection de celui-ci sera reproduite dans le tampon en PDMS. Cette imperfection sera ensuite transférée aux tranchées dans le polymère de gaine NOA 81. Une fois que le moule en Si est fabriqué, il peut être utilisé plusieurs fois, soit directement par T-NIL pour imprimer un polymère thermoplastique, soit par UV-NIL en fabriquant des tampons en PDMS pour impression d'un polymère réticulable sous UV. Il est également à noter que chaque tampon PDMS peut être utilisé plusieurs fois. Les dimensions des motifs sur les moules sont légèrement différentes de celles codées sur le masque initialement. À titre d'exemple, une largeur de 7,8  $\mu\text{m}$  est obtenue pour un flanc de 8  $\mu\text{m}$  de

largeur prévue initialement, soit  $0,2 \mu\text{m}$  d'incertitude (cf. Figure 4.11). Cette différence provient de l'incertitude occasionnée lors de la photolithographie. Par exemple, une profondeur de tranchée d'environ  $0,83 \mu\text{m}$  au lieu de  $1 \mu\text{m}$  prévue est obtenue (cf. Figure 4.12.b). Un cœur de section plus petite que prévu confinerait moins de lumière, cependant, cela n'est pas bloquant pour une première démonstration de la faisabilité avec la technologie choisie.

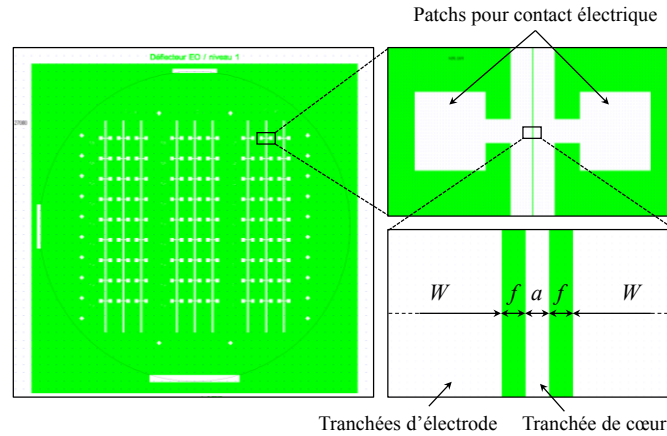


Figure 4.10 – Le masque optique codé pour la réalisation d'un moule en Si par photolithographie.

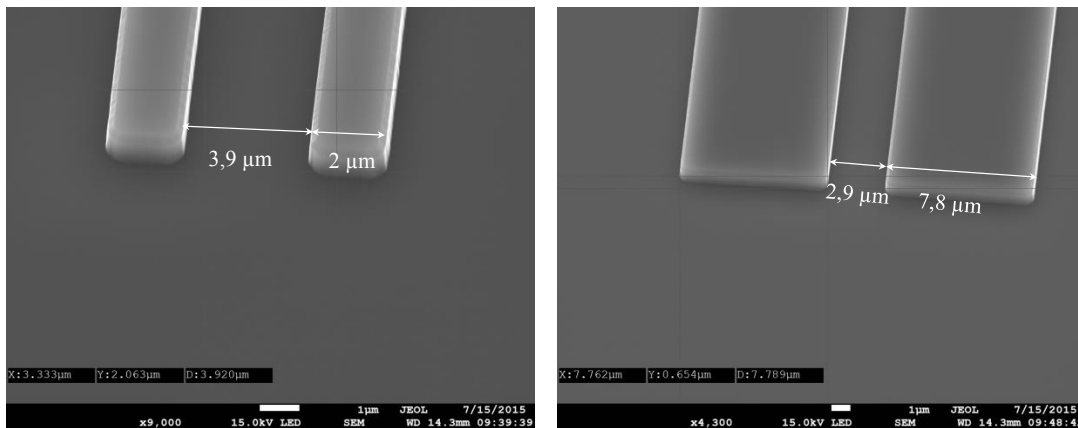


Figure 4.11 – Images MEB d'un moule en Si. Les deux rubans représentent les flancs latéraux qui séparent le cœur des électrodes.

La Figure 4.12.a montre la rugosité sur un flanc d'un des moules Si. Celle-ci est très faible et les flancs sont suffisamment verticaux. En effet, l'angle mesuré sur l'un des moules entre le flanc et l'horizontale est d'environ  $79,5^\circ$  (cf. Figure 4.12.b). Ce même angle sera par la suite mesuré sur des échantillons imprimés pour évaluer la précision de reproduction des motifs. À ce stade, la qualité des moules paraît satisfaisante pour le guidage de la lumière, à condition de bien reproduire ces motifs dans le polymère de gaine.

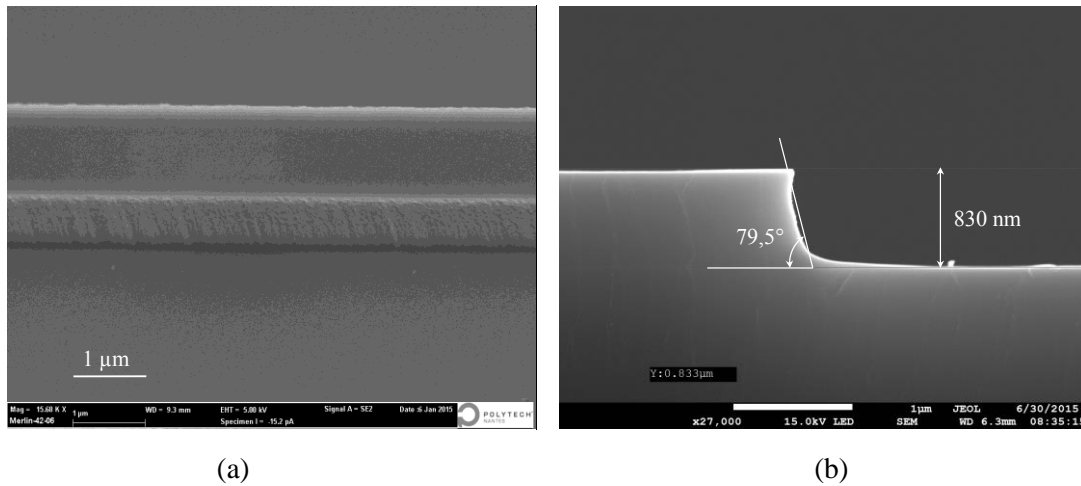


Figure 4.12 – Images MEB d'un moule en Si ; a) rugosité des flancs ; b) inclinaison des flancs.

#### 4.4.3.2 Fabrication de tampons en PDMS

L'UV-NIL utilisant des tampons transparents élastomères est appelée « *soft UV-NIL* » ou UV-NIL souple. La flexibilité du tampon permet d'assurer un bon contact avec le substrat même à faible pression, rendant ainsi possible la duplication des motifs sur de grandes surfaces jusqu'à plusieurs dizaines de cm<sup>2</sup> [122]. L'utilisation d'une copie du moule pour la nano-impression au lieu du moule lui-même réduit encore le coût de fabrication. Le polymère PDMS est l'élastomère très utilisé pour la fabrication de tampons flexibles pour l'UV-NIL [120, 123, 124]. Cet élastomère présente plusieurs avantages :

- déformable : bon contact facile sur des substrats rigides, flexibles ou déformés permettant des copies de grande précision même avec des pressions modérées ;
- transparent à partir de la longueur d'onde 256 nm [122] : faible atténuation des rayons UV pour une insolation rapide du polymère de gaine ;
- chimiquement inerte : séparation facile du tampon et du polymère imprimé après insolation ;
- perméable au gaz : évaporation aisée du solvant dans le polymère imprimé pendant l'insolation ;
- commercialement disponible à faible coût.

En raison de ces avantages, nous avons choisi le PDMS pour la fabrication de tampons flexibles et transparents.

La solution de PDMS est préparée à partir d'un kit Sylgard® 184 Silicone Elastomer commercialisé par Dow Corning [125]. Le kit comprend un monomère à base de silicone et son agent réticulant. Le monomère est d'abord mélangé avec l'agent réticulant à proportion massique 10/1. Cette proportion est l'un des facteurs déterminants, avec les conditions de recuit, pour la flexibilité du tampon. Étant donné la forte viscosité de la solution (3500 mPa·s), les bulles d'air introduites lors du mélange du monomère avec l'agent réticulant sont enlevées en mettant la solution sous vide dans un dessiccateur d'air durant au moins 45 minutes. Cette durée

dépend également du volume de la solution.

La Figure 4.13 présente schématiquement les principales étapes de fabrication d'un tampon transparent en PDMS. Une fois la solution préparée, une fine couche de celle-ci est d'abord déposée sur le moule Si par tournette à 8000 tr/min durant 30 secondes (cf. première étape sur la Figure 4.13). La tournette est utilisée afin de s'assurer d'un bon remplissage des tranchées micrométriques du moule par la solution visqueuse de PDMS et d'aboutir ainsi à une réplique négative précise de ce moule. Cette première couche d'une épaisseur d'environ 10  $\mu\text{m}$  est trop faible pour être décollée du moule puis manipulée pour le transfert des motifs au polymère de gaine NOA 81. Une seconde couche plus épaisse, de quelques millimètres, est déposée immédiatement après le dépôt de la fine couche (cf. deuxième étape en Figure 4.13). L'agent réticulant favorise le pontage entre molécules. Le mélange va donc réticuler pour former un élastomère solidifié sur les motifs du moule Si. La réticulation est effectuée à température ambiante pendant au moins 48 heures. Cette réaction peut être accélérée par chauffage, à une température généralement entre 60 à 80  $^{\circ}\text{C}$  pour une durée d'environ une heure. Cependant, lorsqu'il est chauffé, le PDMS devient moins flexible et a tendance à se casser plus facilement lors du démoulage. En plus, si le PDMS n'est pas suffisamment réticulé, le tampon se sépare difficilement du moule Si et un arrachement de matière peut se produire. Pour obtenir un tampon souple et faciliter son démoulage, la réticulation du PDMS est effectuée à température ambiante pendant 72 heures. Finalement, le tampon PDMS est séparé du moule Si (cf. dernière étape en Figure 4.13) et sa face arrière est posée sur une plaquette de quartz, transparente aux UV, pour faciliter sa manipulation et l'application d'une pression lors de l'impression du polymère de gaine.

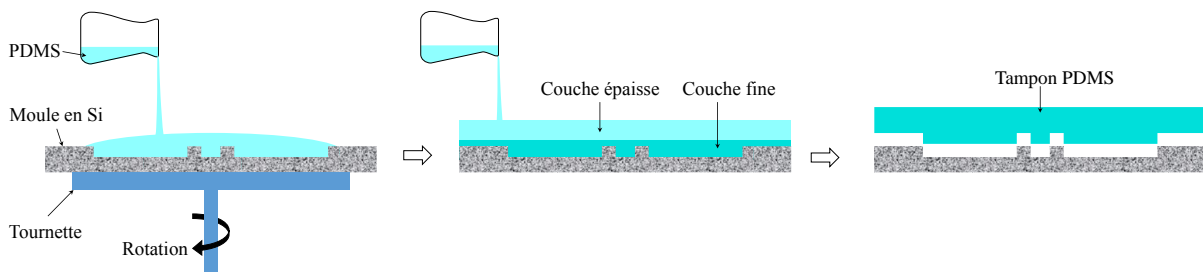


Figure 4.13 – Représentation schématique des étapes de fabrication d'un tampon en PDMS.

Des bulles d'air peuvent s'introduire entre la solution PDMS et le moule Si lors du moulage. Lorsqu'elles sont piégées dans des zones critiques, comme la tranchée de cœur par exemple, elles peuvent compromettre la qualité du tampon (cf. Figure 4.14), et par la suite, celle des tranchées, ainsi le guidage optique.

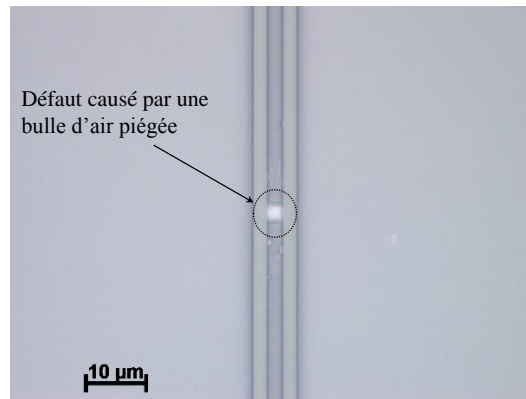


Figure 4.14 – Image par microscopie optique d'un tampon PDMS montrant un défaut dans la tranchée de cœur causé par le piégeage d'une bulle d'air.

#### 4.4.3.3 Transfert de motifs et insolation

Des presses automatiques dédiées à l'UV-NIL pour fabrication de nanostructures existent sur le marché. l'EVG®770 NIL et l'EVG®7200 LA Smart NIL sont des modèles proposés par le groupe EVG [126]. Ces presses sont en général constituées des éléments suivants : une source UV pour réticulation, un support de tampon (ou moule transparent) avec des canaux d'aspiration pour maintenir le tampon par sa face arrière, un porte-substrat avec canaux d'aspiration pour éviter tout glissement de l'échantillon lors de l'impression, un binoculaire pour effectuer des alignements de précision et un logiciel de pilotage semi-automatique. Dans notre cas, le seul équipement utilisé pour effectuer l'UV-NIL souple est une lampe UV. Toutes les étapes d'impression et de démoulage sont faites manuellement.

Un wafer Si est préalablement métallisé par Al, ensuite, une couche de gaine inférieure en NOA 81 est déposée par tournette et réticulée sous UV (cf. Figure 4.6). Les tranchées de cœur et d'électrodes seront imprimées sur une seconde couche de NOA 81 en état liquide. Le polymère à imprimer peut être déposé de deux manières : (i) dépôt par tournette d'une couche mince [127] et (ii) dépôt de gouttes [128, 129]. Nous utilisons la seconde méthode comme elle assure un meilleur remplissage des encoches du tampon par le polymère NOA 81. La Figure 4.15 présente schématiquement les principales étapes de transfert des motifs du tampon PDMS vers le polymère NOA 81. Après le dépôt de gouttes de NOA 81 sur la surface de l'échantillon, le tampon collé sur une plaque de quartz est enfoncé dans les gouttes de NOA 81 en appliquant une pression manuelle sur la face arrière de la plaque de quartz, de manière à chasser d'éventuelles bulles d'air piégées entre le polymère NOA 81 liquide et le tampon PDMS. La pression est ensuite relâchée avant de mettre l'ensemble sous UV pour réticulation durant 30 minutes avec une puissance transmise à la NOA 81 de 2,5 mW/cm<sup>2</sup> à la longueur d'onde 365 nm. Après réticulation, la plaquette de quartz est d'abord décollée du tampon, la résine NOA 81 imprimée est ensuite démoulée en enroulant le tampon PDMS. La souplesse et l'hydrophobie du PDMS permettent un démoulage sans casser l'échantillon ni arracher de la matière.

Une couche résiduelle, située sous les motifs imprimés, est présente lors de la nano-impression, donnant lieu à une gaine inférieure plus épaisse que prévu lors des simulations

numériques. L'épaisseur de cette couche dépend de la pression appliquée sur le tampon et de la viscosité du polymère imprimé. Dans notre cas, elle est comprise entre 2 et 5  $\mu\text{m}$ . Cette épaisseur peut donc être contrôlée en adaptant la pression appliquée sur la plaque de quartz portant le tampon. Cependant, la maîtrise de cette couche résiduelle n'est pas critique, nous nous attacherons à améliorer la qualité des tranchées de cœur et d'électrodes.

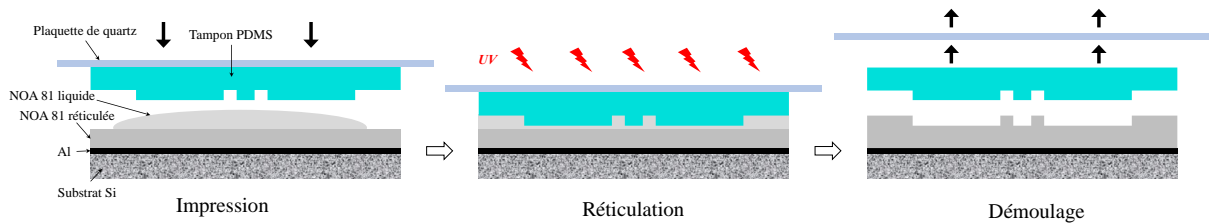


Figure 4.15 – Représentation schématique des étapes de transfert de motifs du tampon PDMS vers le polymère de gaine NOA 81.

La Figure 4.16 montre des tranchées dans la NOA 81 imprimées avec un tampon PDMS obtenus par le protocole de l'UV-NIL soft décrit précédemment. Une forte rugosité est observée sur les parois des flancs. En plus, la tranchée de cœur n'a pas la même profondeur que les tranchées d'électrodes. La qualité des tranchées imprimées dans la NOA 81 devrait être proche de celle du moule Si transférée à l'aide du tampon PDMS. Cependant, à cause de la forte viscosité de la solution PDMS, les tranchées de cœur du moule Si ne sont remplies que partiellement (cf. Figure 4.17), si bien que les tranchées imprimées dans la NOA81 n'ont pas la profondeur sur le moule Si.

Les problèmes de remplissage des moules par le PDMS lors de l'UV-NIL sont courants dans la littératures [123, 130, 131]. Parfois le PDMS est dilué par du toluène ou de l'hexane pour diminuer sa viscosité afin d'améliorer le remplissage des plus petits motifs du moule [130, 131]. Une autre étude considère que la forte viscosité du PDMS n'est pas un facteur limitant et que l'amélioration observée après dilution est due à l'augmentation de l'énergie de surface *in situ* du moule [123]. Dans ce cas, seule la surface du moule est traitée par les mêmes solvants pour améliorer le remplissage des motifs. Nous avons choisi d'explorer la dilution du PDMS pour améliorer le remplissage. La procédure suivie et les résultats obtenus sont présentés dans le paragraphe suivant.

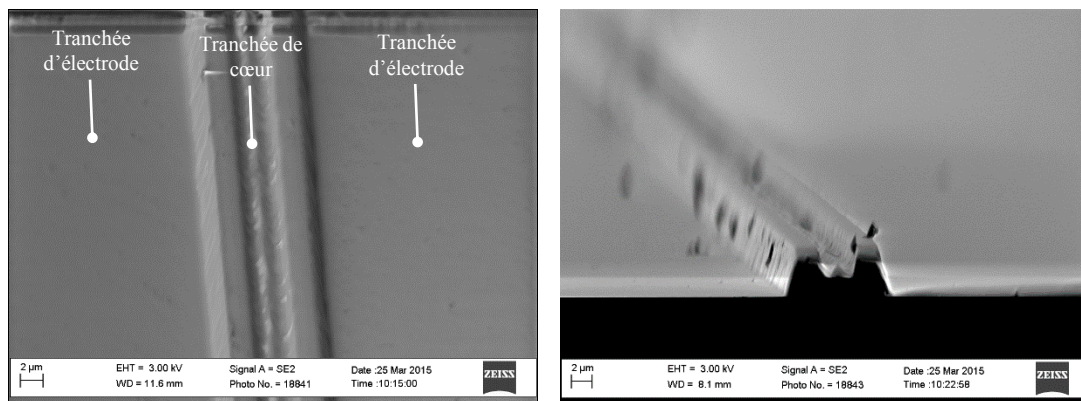


Figure 4.16 – Images MEB de la NOA 81 imprimée avec des tampons PDMS réalisés avec le protocole décrit précédemment (cf. Figure 4.15).

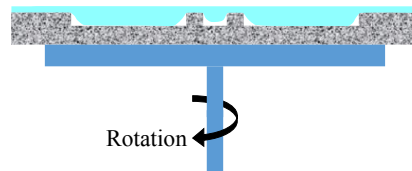


Figure 4.17 – Schématisation du remplissage partiel des tranchées micrométriques dû à la forte viscosité du PDMS (3500 mPa·s).

### Amélioration du remplissage des tranchées du moule Si par le PDMS

La dilution du PDMS dans le toluène est effectuée pour une concentration massique de toluène de 30% et de 60% dans la solution finale obtenue. La solution de PDMS (cf. paragraphe 4.4.3.2 pour sa préparation) est mélangée avec 30 ou 60 % massique de toluène. Pour homogénéiser le mélange, il est mis sous agitation magnétique pendant 2 heures. Une concentration de 60 % de toluène s'est vite avérée excessive comme les films déposés par tournette ne sont pas homogènes. Nous retenons donc une concentration de 30 % en toluène pour la suite de l'étude.

Une fine couche de PDMS dilué est déposée sur le moule Si par tournette à 8000 tr/min pendant 30 secondes. Ensuite, une seconde couche épaisse de PDMS non dilué est coulée sur la première couche pour faciliter la manipulation du tampon après démoulage. La réticulation s'effectue comme précédemment à température ambiante pendant 72 heures.

Nous avons analysé au microscope optique les tampons PDMS réalisés suivant le nouveau protocole (cf. Figure 4.18). Les flancs sont bien définis et propres. Il est néanmoins difficile d'analyser la rugosité et la verticalité des flancs en observant uniquement la surface des tampons. Par ailleurs, la découpe des tampons au scalpel détruit les motifs micrométriques au bord de la section et rend donc difficile l'analyse du bord pour montrer la qualité des flancs. En plus, une analyse des tampons élastomères aux MEB est délicate à cause de l'accumulation de charges statiques sur la surface de l'élastomère. C'est pourquoi, nous nous contenterons d'observer au MEB les motifs imprimés sur la NOA 81 pour évaluer la qualité des tampons PDMS obtenus avec le nouveau protocole.

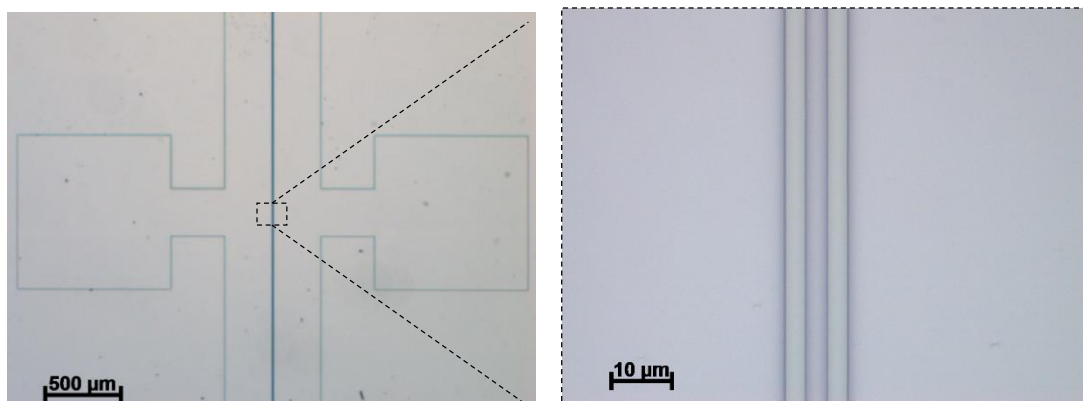


Figure 4.18 – Images par microscopie optique d'un tampon fabriqué avec du PDMS dilué.

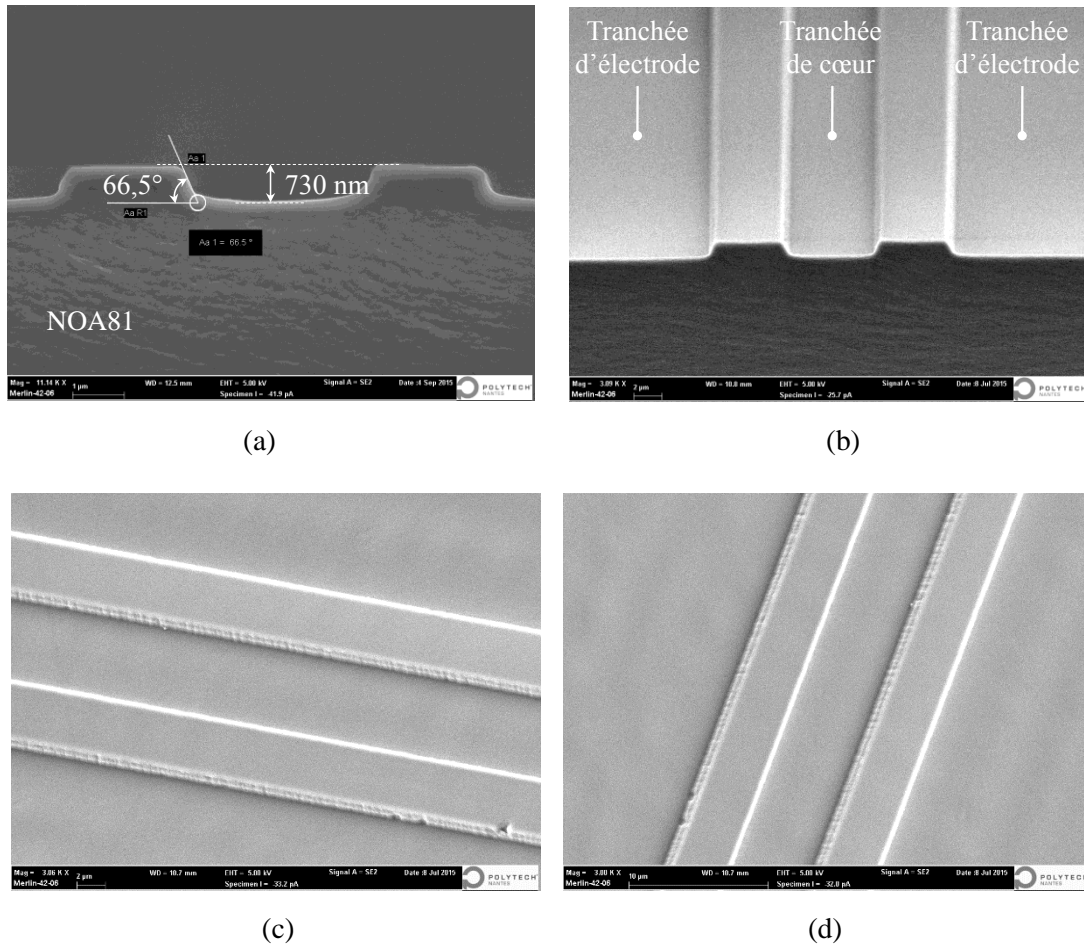


Figure 4.19 – Images MEB de tranchées dans la NOA 81 imprimées en utilisant des tampons fabriqués avec du PDMS dilué ; a et b) inclinaison des flancs ; c et d) rugosité des flancs.

Les tranchées de cœur et d'électrodes imprimées par des tampons fabriqués suivant le nouveau protocole sont montrées sur la Figure 4.19. Une nette amélioration de la qualité par rapport à celle des tranchées obtenues précédemment (cf. Figure 4.16) est obtenue. La tranchée de cœur présente une forme trapézoïdale. L'inclinaison des flancs est de  $66,5^\circ$  (cf. Figure 4.19.a et Figure 4.19.b) contre  $79,5^\circ$  sur les moules Si (cf. Figure 4.12.b), soit une dégradation de  $13^\circ$  de la verticalité des flancs. La profondeur de la tranchée de cœur obtenue est de  $730\text{ nm}$  contre une profondeur de  $830\text{ nm}$  sur les moules de Si (cf. Figure 4.12.b), soit une différence de  $100\text{ nm}$ . La rugosité des flancs imprimés est faible (cf. Figure 4.19.c et Figure 4.19.d). La qualité des tranchées peut être améliorée en agissant à la fois sur la qualité des moules Si et sur sa réplique négative en PDMS. En effet, ce dernier peut encore être amélioré en utilisant le moulage assisté par pression [131] (PAM pour *Pressure Assisted Moulding*). Cette technique de moulage consiste à appliquer une pression sur la solution PDMS, après son coulage sur le moule Si, à travers une plaque de quartz permettant d'améliorer le remplissage des tranchées. Toutefois, le profil des tranchées obtenu par le protocole utilisé est tout à fait satisfaisant pour une première réalisation destinée à démontrer la faisabilité d'un guide en polymère électro-optique par nano-impression.



## 4.5 Structuration des électrodes

Après la structuration de la gaine inférieure, l'étape suivante est la structuration des électrodes de commande, transportant le signal électrique, dans les tranchées dédiées. Comme évoqué dans le chapitre 2, nous avons choisi le cuivre pour la réalisation des rubans supérieurs de la ligne CMS en raison de sa bonne conductivité électrique et de son faible coût. Deux méthodes de réalisation des électrodes basées sur la photolithographie sont testées pendant cette thèse : la gravure chimique du Cu et le procédé *lift-off*. Ces approches sont présentées dans les paragraphes suivants.

### 4.5.1 Gravure chimique

L'échantillon de départ est un substrat Si métallisé par 200 nm d'Al sur lequel la gaine inférieure en polymère NOA 81 est structurée par l'UV-NIL souple (cf. Figure 4.19). La Figure 4.20 illustre schématiquement les principales étapes de structuration d'électrodes par gravure chimique :

- Métallisation de l'échantillon NOA 81 par une couche de Cu dont l'épaisseur correspond à la profondeur des tranchées de gaine (entre 700 et 800 nm en l'occurrence) ;
- Dépôt d'une résine photosensible (MICROPOSIT S1818 G2, Positive Photoresist) sur l'échantillon métallisé. Cette résine est ensuite insolée par UV à travers un masque optique contenant les motifs des électrodes ;
- Après développement dans une solution chimique (MF 351 dilué à 25%), la résine correspondant aux motifs d'électrodes reste (cf. étape « Développement » sur la Figure 4.20) ;
- L'échantillon est ensuite plongé dans un bain ( $\text{FeCl}_3$ -perchlorure de fer) pour graver chimiquement les parties de Cu non protégées par la résine. La copie en Cu des parties opaques du masque d'insolation forme les électrodes de commande ;
- Finalement, la résine sur les électrodes est enlevée à l'acétone (*Stripping*).

La photolithographie est effectuée sur une aligneuse Karl Süss MJB3 disponible au laboratoire.

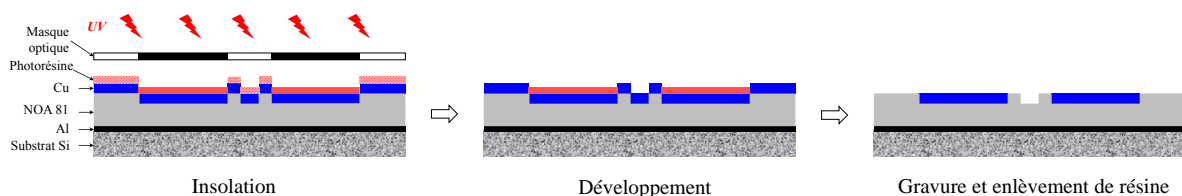


Figure 4.20 – Représentation schématique des principales étapes de photolithographie pour la structuration d'électrodes.

À cause de la faible adhérence du Cu sur le polymère NOA 81, les rubans du Cu sont parfois décollés lors de la gravure chimique. En plus, la gravure chimique est isotrope, c.-à-d. que la vitesse de gravure est la même dans toutes les directions, il en résulte une sur-gravure non négligeable, à l'égard des dimensions micrométriques du dispositif. Cette technique de

structuration a donc été abandonnée, au profit du procédé *lift-off* qui sera détaillé dans le paragraphe suivant.

### 4.5.2 Procédé *lift-off*

Le *lift-off* est une technique adaptée à la structuration de métaux en couches minces dont l'épaisseur peut aller jusqu'au micromètre avec une bonne précision. Il peut être effectué avec un masque en résine monocouche ou multicouche [132 – 135]. Les variantes multicouches permettent de mieux contrôler le profil du masque en résine. Un masque en résine bicouche est le plus utilisé. La Figure 4.21 présente les principales étapes du procédé *lift-off* bicouche que nous avons utilisé pour la structuration d'électrodes.

- Un masque en résine bicouche avec des motifs inverses de ceux des électrodes est créé par photolithographie (cf. Figure 4.22) ;
- Les zones des électrodes sont dissoutes après le développement ;
- Une couche de Cu est ensuite déposée par pulvérisation ; le Cu est directement déposé sur la NOA 81 dans les zones non masquées par la bicouche de résines (correspondant aux tranchées des électrodes) et déposé sur la résine dans les zones masquées par la bicouche (cf. étape « Dépôt de Cu » en Figure 4.21) ;
- Un *lifting* à l'acétone est effectué pour dissoudre le masque de résines et enlever ainsi le Cu se situant au-dessus. Seul le Cu directement déposé sur la NOA 81 (dans les tranchées des électrodes) reste. Il est à noter que le *lifting* ne dissout pas la NOA 81 puisque celle-ci résiste parfaitement à l'acétone et à toutes les solutions utilisées pendant les différentes étapes de réalisation.

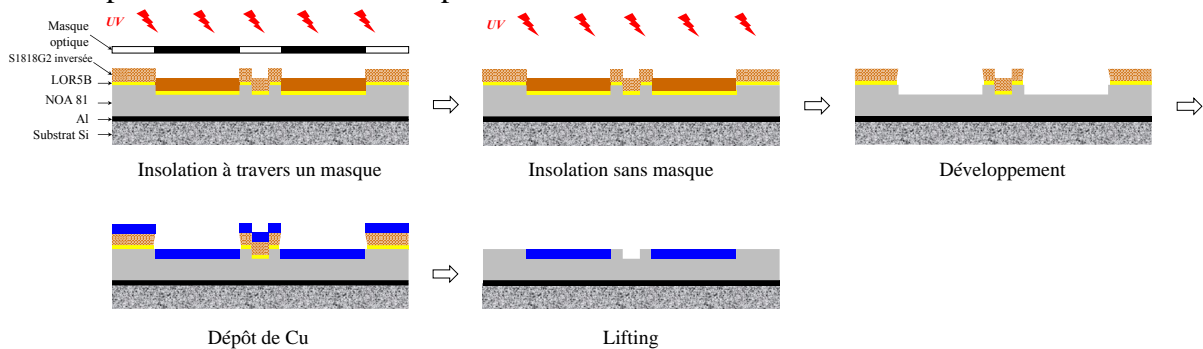


Figure 4.21 – Représentation schématique des principales étapes du procédé *lift-off* pour la structuration des électrodes.

La résine photosensible négative S1818G2-inversée est utilisée pour créer le masque de résine par photolithographie (cf. Figure 4.21, première étape). Pour éviter que le Cu ne se dépose sur le flanc du masque en résine S1818G2-inversée, ce qui aurait empêché, ou au moins ralenti, la dissolution de la résine S1818G2-inversée lors du *lifting*, le masque doit présenter un profil rentrant (cf. Figure 4.23.a), comme s'il était sous-gravé. Pour parvenir à ce profil, on dépose la résine S1818G2-inversée sur une couche intermédiaire en résine LOR 5B de MicroChemicals, profitant de la rétraction horizontale de cette dernière.

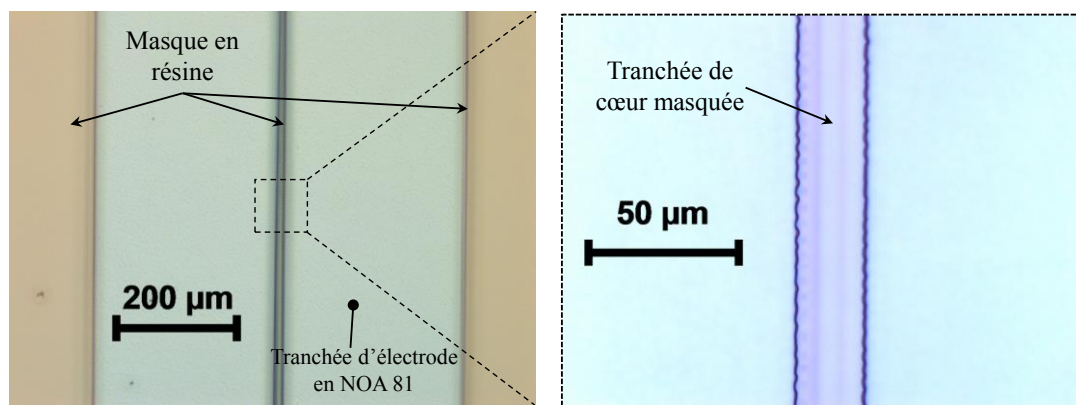


Figure 4.22 – Images par microscopie optique du masque en résine obtenu à l'étape de développement sur la Figure 4.21.

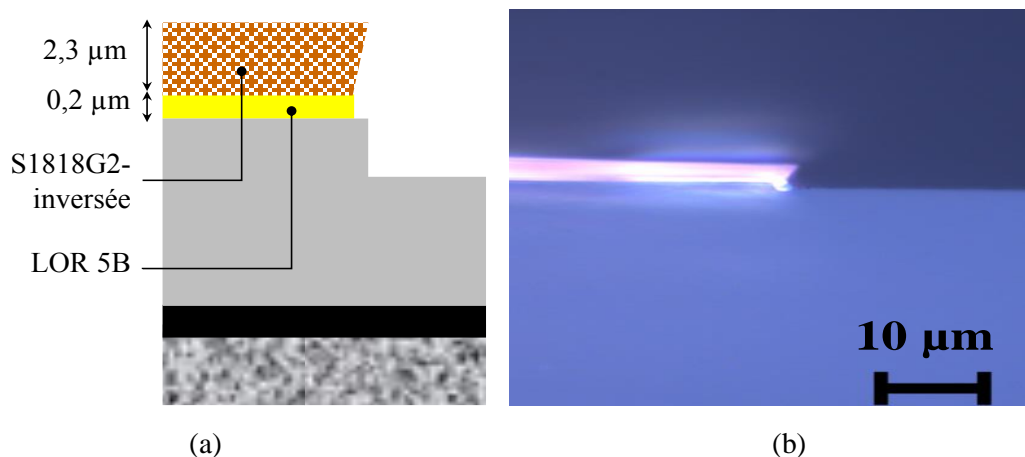


Figure 4.23 – Profil rentrant du masque en bicouche ; a) représentation schématique ; b) image au microscope optique d'un échantillon.

La réalisation des électrodes en Cu requiert un alignement du masque d'électrodes sur les tranchées en NOA 81 avec une précision en-dessous du micromètre étant donné les dimensions micrométriques du cœur et des flancs de gaine. L'alignement, manuel dans notre cas, est une étape très délicate. Il peut prendre parfois plusieurs heures pour un seul échantillon !

Le procédé *lift-off* utilisé a été optimisé dans un premier temps sur des couches de polymère NOA 81 non structurées pour éviter l'étape d'alignement. Des essais sont ensuite effectués sur des échantillons structurés. La Figure 4.24 montre deux images au microscope optique des électrodes réalisées par le protocole *lift-off* : rides et craquelures sur la gaine NOA 81 avec un masque bicouche (cf. Figure 4.24.a), sans rides ni craquelures sur la gaine NOA 81 avec un masque monocouche (cf. Figure 4.24.b). Nous en concluons logiquement que la couche intermédiaire est responsable des défauts observés, probablement dus à une importante différence entre les coefficients de dilatation thermique des couches de NOA 81 et de LOR 5B. En effet, après le dépôt de la couche de LOR 5B par tournette, un recuit est effectué sur plaque chauffante à 170 °C pendant 5 min pour l'évaporation du solvant et le durcissement de cette couche. La montée en température est sans doute à l'origine des dilatations différentes des couches de polymères, engendrant donc des craquelures lors du refroidissement de l'échantillon.

Le procédé *lift-off* monocouche est donc choisi pour la structuration des électrodes. Nous avons réajusté le temps d'insolation sous UV de la couche en résine photosensible négative S1818 G2-inversée afin d'avoir un masque avec un profil rentrant malgré la suppression de la couche intermédiaire LOR 5B. En effet, il est possible de contrôler les profils du masque en jouant sur le temps d'insolation et/ou le temps de développement de la résine. Lors d'une sous-insolation d'une résine photosensible négative, les bords du masque en résine après développement sont rentrants à cause d'une polymérisation incomplète [136]. Le temps d'insolation est passé de 26 secondes dans le protocole bicouche à 18 secondes dans le protocole monocouche (cf. Figure 4.24.b).

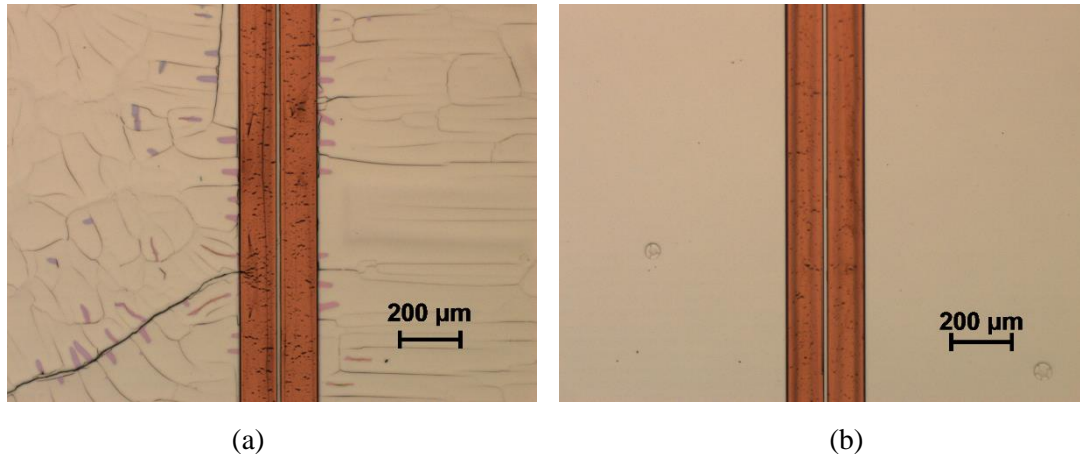


Figure 4.24 – Images au microscope optique des électrodes réalisées sur une couche de NOA 81 pour le test et l'optimisation du protocole *lift-off* avec a) un masque bicouche ; b) un masque monocouche.

La Figure 4.25 montre des images au microscope optique d'électrodes réalisées sur une gaine NOA 81 structurée. Il est très difficile d'aligner les motifs des électrodes, ayant un gap micrométrique, sur les tranchées dans la NOA 81 destinées aux électrodes malgré des croix d'alignement prévues à cet effet. En effet, les vibrations du bâtiment transmises à l'aligneuse nous empêchent d'atteindre la précision souhaitée. Une table anti-vibrations devrait permettre de découpler l'aligneuse du bâtiment, ce qui devrait améliorer sensiblement la précision d'alignement. Pour une première démonstration de réalisation d'un composant à faire fonctionner en régime quasi-continu, nous avons choisi de relâcher les contraintes. En effet, dans les échantillons réalisés, le gap entre électrodes sur le masque optique est plus large que le gap entre les tranchées dédiées aux électrodes dans la gaine en NOA 81 (cf. Figure 4.25).

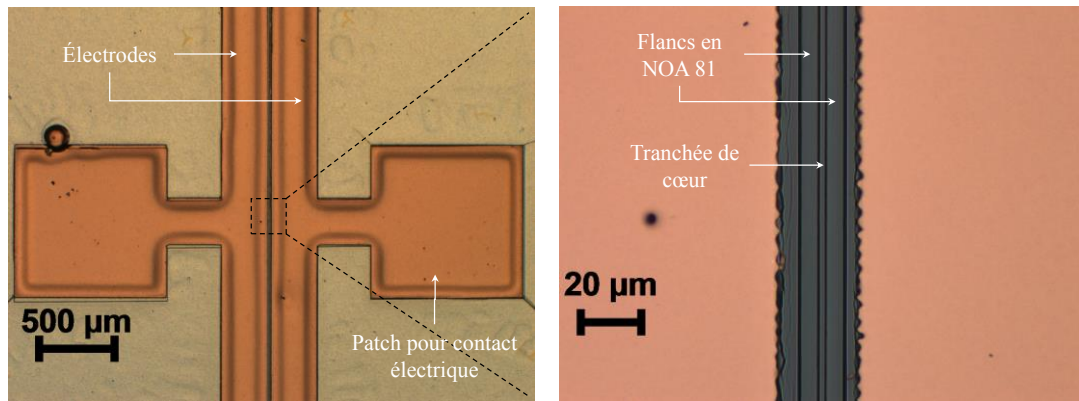


Figure 4.25 – Images au microscope optique des électrodes réalisées sur une gaine NOA 81 structurée.

## 4.6 Remplissage du cœur optique par un polymère EO

Le polymère PMMI est choisi comme matrice-hôte pour disperser les chromophores CPO-1. Un effet EO macroscopique est créé après l'opération d'orientation des chromophores CPO-1 sous l'effet à la fois d'un champ électrique intense et de l'agitation thermique. La préparation du polymère électro-optique PMMI/CPO-1 est effectuée selon un protocole préalablement utilisé dans le laboratoire [55]. Le PMMI est dissout dans le solvant trichloroéthane ensuite le chromophore CPO-1 est incorporé à 20 % massique dans la matrice PMMI. La solution obtenue est d'abord remuée par agitation magnétique pendant au moins 2 heures. Elle est ensuite mise sous ultrasons pendant une nuit. Les couches minces déposées par centrifugation sont durcies par un recuit thermique à 160 °C en étuve durant 30 minutes.

Le remplissage de la tranche de cœur dans le polymère de gaine NOA 81 est effectué par centrifugation. Les paramètres clés du remplissage sont la concentration du polymère PMMI/CPO-1 et les paliers de vitesses de rotation de la tournette. Nous avons étudié différentes concentrations afin d'aboutir à la solution optimale. Dans un premier temps, on mesure et note l'épaisseur des films réalisés en fonction de la vitesse de la tournette pour trois concentrations de solution : 100, 200 et 350 g/l (cf. Figure 4.26). Avec ces trois concentrations, des épaisseurs comprises entre 18 µm et 800 nm sont réalisables avec une vitesse de rotation de la tournette comprise entre 1000 et 8000 tr/min.

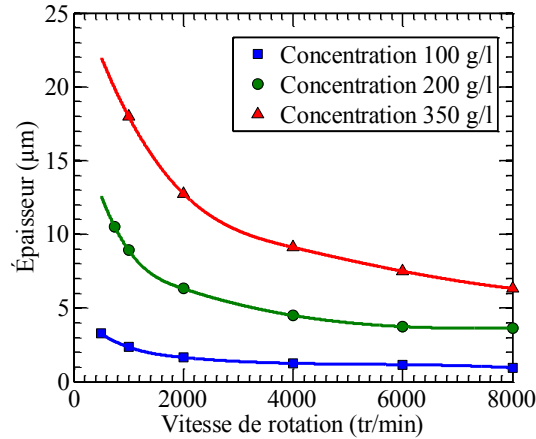


Figure 4.26 – L'épaisseur du film de polymère PMMI/CPO-1 en fonction de la vitesse de rotation de la tournette pour trois concentrations de solution 100, 200 et 350 g/l.

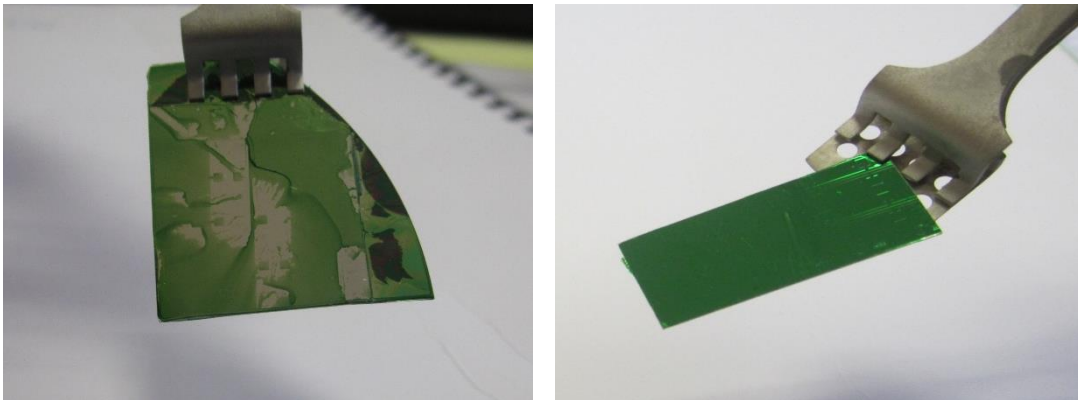


Figure 4.27 – Photographies des gaines structurées recouvertes par une couche de polymère PMMI/CPO-1 ; a) concentration de 75 g/l ; b) concentration de 100 g/l.

Une concentration élevée de la solution de PMMI/CPO-1 donne lieu à une couche résiduelle épaisse sur les flancs en polymère NOA 81. Par contre, une faible concentration réduit l'adhérence du PMMI/CPO-1 sur le polymère de gaine structuré (cf. exemple en Figure 4.27.a pour 75 g/l). Une concentration de 100 g/l permet une bonne adhérence de la couche de PMMI/CPO-1 sur la NOA 81 (cf. Figure 4.27.b), sans entraîner une couche résiduelle épaisse. Cette concentration est donc choisie pour le remplissage de la tranchée de cœur. Il est à souligner que le nettoyage préalable des échantillons de gaine structurée à l'acétone/éthanol réduit l'adhérence du PMMI/CPO-1 à la gaine. Le nettoyage à l'acétone/éthanol est donc systématiquement suivi d'un nettoyage à l'eau distillée.

Le second paramètre clé pour le remplissage de la tranchée de cœur est la vitesse de rotation de la tournette. Ce remplissage est réalisé avec trois vitesses de rotation différentes réparties sur trois paliers (cf. Figure 4.28). Une accélération d'une seconde précède chaque palier. Les deux premiers paliers de 2000 et 4000 tr/min durant 5 secondes chacun sont effectués pour assurer un remplissage correct de la tranchée de cœur, un dernier palier de 8000 tr/min durant 18 secondes est effectué pour réduire au minimum l'épaisseur de la couche résiduelle.

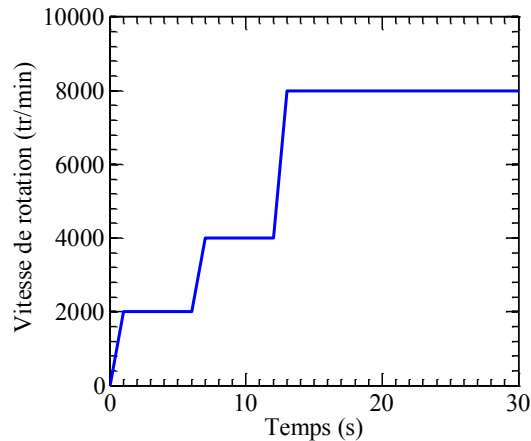


Figure 4.28 – Les paliers de vitesse de la tournette utilisés pour le remplissage de la tranchée de cœur par le polymère PMMI/CPO-1.

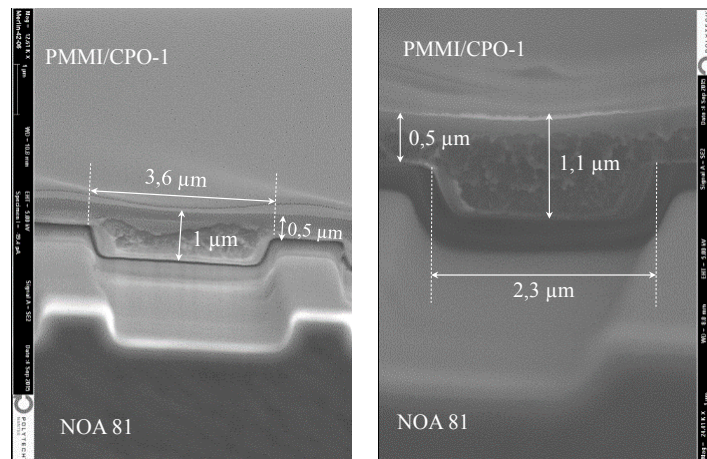


Figure 4.29 – Images MEB des tranchées de cœur dans la gaine en NOA 81 remplies par le polymère PMMI/CPO-1.

Les images MEB sur la Figure 4.29 montrent deux tranchées de cœur remplies par le polymère PMMI/CPO-1. Les paramètres de dépôt choisis ont permis de réduire la couche résiduelle sur les flancs de gaine à  $0,5 \mu\text{m}$ . Par ailleurs, le polymère EO adhère parfaitement aux parois des tranchées de cœur. On observe cependant un gap d'air entre le fond des tranchées et le polymère de cœur. Ce défaut serait imputable au décollement du polymère de cœur au bord de l'échantillon lors du clivage. On constate en plus que les deux polymères NOA 81 et PMMI/CPO-1 ne sont pas coupés au même plan transversal lors du clivage du substrat en silicium (cf. Figure 4.29), ce qui pose problème pour l'injection de lumière dans le guide. Ce problème de clivage pourrait encore s'accroître avec une troisième couche de polymère, la gaine supérieure (ou couche tampon dans le cas du déflecteur). Si la facette des guides en polymères coupées par clivage ne permet une injection optique optimale, il existe des solutions pour la préparer afin de réduire les pertes de couplage optique, par faisceau d'ion focalisé (FIB pour *Focused Ion Beam*) par exemple.

## 4.7 Conclusion

Nous avons mis en place et optimisé des procédés de réalisation de guides optiques en polymères et d'électrodes de commande, visant à démontrer la faisabilité d'un défecteur EO en régime quasi-statique avec les moyens disponibles sur le site nantais de l'IETR. Les dépôts de métaux ont été effectués par pulvérisation cathodique DC. La **gaine inférieure en polymère NOA 81 a été structurée** par la technique bas coût UV-NIL souple. La réalisation du tampon souple en PDMS a été optimisée en diluant ce dernier dans le solvant toluène permettant d'aboutir à une réplique précise du moule en Si. Des tranchées d'une faible rugosité et d'une inclinaison de  $66,5^\circ$  ont été ainsi obtenues. Le procédé *lift-off* basé sur la photolithographie a été validé pour **la réalisation d'électrodes CMS**. La variante utilisant un masque en résine bicouche paraît être une solution très séduisante mais elle a dû être abandonnée à cause des craquelures qu'elle engendre avec les polymères choisis. Le protocole *lift-off* monocouche a ensuite été adapté en sous-insolant la résine photosensible négative S1818G2-inversée pour avoir des profils rentrants souhaités. Le **remplissage de la tranchée de cœur** par le polymère PMMI/CPO-1 a été effectué par la tournette. Les trois paliers de vitesse choisis ont permis d'obtenir un bon remplissage de la tranchée de cœur tout en réduisant l'épaisseur de la couche résiduelle sur les flancs en NOA 81. Par contre, la qualité des facettes des guides en polymères NOA 81 et PMMI/CPO-1 obtenue par clivage du substrat silicium n'est pas satisfaisante pour une injection optique correcte. Il faut recourir à des techniques adaptées pour préparer les facettes des guides.

En résumé, le travail de réalisation présenté dans ce chapitre est très prometteur pour démontrer la faisabilité d'un défecteur EO à guide d'onde à fuite. Les paramètres détaillés des procédés technologiques, l'analyse des résultats obtenus et les solutions alternatives présentées sont des éléments très utiles pour la réalisation d'un composant, modulateur de phase ou défecteur, commandé par des électrodes CMS.





# Conclusion

## Contributions de la thèse

L'objectif de cette thèse consiste à étudier un défecteur en polymères EO en vue de la réalisation d'un CAN tout-optique de signaux hyperfréquences, visant une bande passante de 20 GHz, soit une fréquence d'échantillonnage de 40 Géch/s selon le théorème de Nyquist, et une résolution de 6 bits. Ce travail a été effectué dans le cadre du projet ADC PolyNano soutenu par la Région Pays de la Loire (2013-2017).

Les CANs électroniques élémentaires (non-entrelacés) sont limités en fréquence d'échantillonnage à cause de la gigue temporelle de leurs horloges, supérieure à 100 fs selon notre étude bibliographique. Grâce aux lasers à verrouillage de mode, la gigue des impulsions peut être réduite à plusieurs ordres de grandeur en dessous de celles des horloges électriques, ce qui permet de faire sauter le goulot d'étranglement par voie optique pour échantillonner à plusieurs dizaines de Géch/s tout en préservant la résolution. Par ailleurs, nous avons choisi de tirer profit des avantages des matériaux polymères EO qui, d'une part, offrent une excellente adaptation des vitesses de propagation entre les ondes optique et HF et, d'autre part, peuvent atteindre des coefficients EO très élevés.

Le défecteur EO, dont le rôle est de convertir les variations d'un signal électrique analogique en celles de la position spatiale d'impulsions laser, est l'élément central du CAN tout-optique visé. Nous avons optimisé ses structures optique et électrique d'une manière corrélée. En premier lieu, il a fallu déterminer les propriétés diélectriques des matériaux choisis pour la réalisation du défecteur. Nous avons alors mis en place une nouvelle **méthode de caractérisation diélectrique très large bande**, que nous avons validée sur la bande 1,25 – 40 GHz. Cette méthode s'appuie sur un algorithme génétique pour ajuster les valeurs obtenues par simulations numériques des paramètres-S d'une ligne GCPW aux résultats mesurés. Par ailleurs, comme les logiciels d'optique intégrée ne permettent pas de simuler des gros volumes tels que celui du défecteur étudié, nous avons **modélisé ce dernier analytiquement** afin de rendre la conception plus rapide et plus flexible. Ce modèle, qui tient compte à la fois des pertes optiques et HF et de l'effet EO, alors que les aspects optiques et HF sont traités séparément sous les logiciels de simulation OptiBPM et HFSS. Il a aussi le mérite de permettre d'appréhender l'influence des différents paramètres sur les performances.

À partir des propriétés intrinsèques des matériaux du défecteur, nous avons optimisé d'abord le guide d'onde à fuite pour permettre au faisceau de s'en échapper avec une très faible divergence. Un guide optique monomode, dont le cœur est d'une section carrée de 1,8  $\mu\text{m}$  de côté permettant un taux de confinement de 72 %, a été retenu. Le coefficient de fuite, l'un des

paramètres clé pour contrôler la divergence, a été étudié en fonction des paramètres opto-géométriques, notamment l'épaisseur de la couche tampon. Cette dernière, optimisée à 3,16  $\mu\text{m}$ , permet au faisceau de fuite d'atteindre une divergence de 0,114 mrad et de récupérer 13,24 % de la puissance injectée à l'entrée pour un guide de 2 cm de longueur. L'interaction opto-hyperfréquence a été optimisée ensuite pour améliorer à la fois la résolution et la bande passante intrinsèque. Par exemple, l'augmentation de la résolution passe par celle de l'efficacité de l'interaction EO, avec un coefficient EO et une tension appliquée donnés. Par conséquent, on enterre les rubans de l'**électrode de commande dans le même plan horizontal que le cœur optique** pour améliorer le taux de recouvrement entre les ondes optique et HF. Pour la même épaisseur de cuivre,  $t = 1,8 \mu\text{m}$ , le taux de recouvrement est porté à 61 %, contre 40 % lorsque les rubans de l'électrode de commande sont sur la couche tampon. Ce taux de recouvrement atteint même 80 % pour une épaisseur d'électrode de 2,5  $\mu\text{m}$ . De plus, cette modification permettra de simplifier la pose du prisme sur la couche tampon lors de la réalisation. Ensuite, nous avons amélioré l'adaptation des vitesses de propagation entre les ondes optique et HF **en écrantant le wafer Si par un plan de masse métallique**. Ce dernier a permis non seulement de porter la bande passante intrinsèque du défecteur à 33,8 GHz, mais aussi de réduire l'atténuation du signal HF. Une analyse à l'aide du modèle analytique du faisceau de fuite met évidence un important élargissement de sa divergence qui dégrade nettement la résolution, nous avons donc mis en place une **structure d'électrode, dont le gap entre rubans varie d'une manière exponentielle** selon l'axe de propagation. Elle permet de garder un champ  $E$  constant au cours de sa propagation malgré l'atténuation de la tension. Cette solution a permis de porter la résolution moyenne sur la bande de fréquence DC – 20 GHz, de 2,7 à 3,4 bits pour un coefficient EO de 70 pm/V et à 5,74 bits pour un coefficient EO de 350 pm/V.

Pour résoudre le problème d'encombrement entre les accès optique et HF, nous avons développé des **transitions GCPW-CMS** sans vias et sans gravure de plan de masse. Ces transitions, basées sur le couplage capacitif, permettent d'amener le signal électrique à numériser aux électrodes de commande, à l'aide de pointes GSG et/ou avec des connecteurs coplanaires, sans couper le guide optique. La première transition a été réalisée sur le substrat commercial RO3003<sup>TM</sup> de 254  $\mu\text{m}$  d'épaisseur afin d'étalonner la mesure et de valider son principe. La bande passante ainsi obtenue est de 16,4 GHz pour une longueur d'interaction (section CMS) de 5 mm, avec un très bon accord entre mesures et simulations. Nous avons ensuite amélioré les performances de la transition en utilisant le polymère BCB en couche mince de 20  $\mu\text{m}$  grâce à un effet capacitif plus fort. Pour la même longueur d'interaction (5mm), la limite basse de la bande passante mesurée est réduite à 1,5 GHz, contre 3,7 GHz pour la transition sur le substrat RO3003<sup>TM</sup>, et sa limite haute dépasse largement 40 GHz. Finalement, afin de se mettre dans des conditions de propagation HF très proches de celles du défecteur, nous avons optimisé et réalisé une transition, d'une longueur d'interaction de 2 cm, enterrée dans le polymère de gaine NOA 81. Une bande passante de 23 GHz, allant de 1,5 GHz jusqu'à 24,5 GHz, a été mesurée. Nos simulations prédisent une bande passante de 24,7 GHz (allant de 1,7 jusqu'à 26,4 GHz) pour le défecteur incluant une transition GCPW-CMS-GCPW.

Nous avons prévu des possibilités de l'orientation des chromophores dans la matrice polymère et/ou de la polarisation du point de fonctionnement du défecteur. En effet, comme

les chromophores doivent être orientés horizontalement, par un champ  $E$  continu intense, nous avons fait le choix d'utiliser l'électrode de commande prévue pour le signal HF pour ces deux fonctions. Cependant, comme cette dernière est reliée aux connecteurs électriques à l'aide d'une transition GCPW-CMS sans via, la composante continue se trouve bloquée à cause de l'absence de connexion physique entre les masses. Il est donc indispensable d'avoir des accès DC indépendants des accès HF. Dans cette intention, **des filtres passe-bas sont conçus et ajoutés aux rubans de l'électrode de commande HF**. Ce sont des filtres d'ordre 2 optimisés pour avoir une fréquence de coupure de 440 MHz, très faible devant la limite basse de la bande de la transition de 1,5 GHz. Pour tester la possibilité de *poling* avec les rubans de l'électrode de commande HF, une tension DC jusqu'à 1,1 kV a pu ainsi être appliquée par l'intermédiaire de ces filtres passe-bas. Les accès DC peuvent également servir, après *poling*, à la polarisation électrique. D'un point de vue HF, une large bande passante du circuit d'électrode complet a pu être maintenue malgré l'ajout des filtres passe-bas. D'après nos mesures, cette bande passante atteint 19 GHz, de 1,6 GHz jusqu'à 20,6 GHz.

Dans l'objectif de réaliser un défecteur EO, nous avons étudié la technique de nano-impimpression assistée par UV et de réplique par moulage. Au regard de son potentiel en termes de résolution et des moyens de réalisation dont nous disposons sur le site nantais de l'IETR, la nano-impimpression apparaît comme une alternative très intéressante aux procédés de photolithographie. Après de nombreuses campagnes d'essai, nous avons pu obtenir des **tranchées de guides** de faible rugosité de surface et aux profils inclinés à  $66,5^\circ$  par rapport à l'horizontale. A part la fabrication du moule Si par gravure sèche pouvant être sous-traitée, cette technique présente l'avantage d'être simple à mettre en œuvre et de nécessiter que très peu de moyens. Pour la **réalisation des électrodes** sur le polymère NOA 81, nous avons choisi le procédé *lift-off* pour sa capacité à éviter les problèmes de décollement du Cu lors des gravures chimiques. Après optimisation des différents paramètres du procédé, nous avons pu réaliser et valider le circuit électrique global du défecteur sur polymère NOA 81, avec un gap de 10  $\mu\text{m}$  entre rubans CMS. Finalement, nous avons effectué des essais concluants de **remplissage des tranchées** en NOA 81 par le polymère de cœur PMMI/CPO-1. En revanche, les facettes des guides, obtenues par clivage des substrats Si, ne sont pas d'une qualité suffisante pour l'injection optique. Elles doivent être préparées par des techniques adaptées.

## Perspectives

Au terme de nos travaux de thèse et au-delà des résultats obtenus qui nous rapprochent indéniablement d'un défecteur EO optimal pour application dans un CAN tout-optique, nous présentons une possible suite des travaux restant à faire pour la démonstration de ce défecteur.

Les premières étapes incontournables sont le dépôt d'une couche de gaine supérieure en NOA 81, la préparation des facettes des guides et le *poling* du polymère PMMI/CPO-1. Pour la préparation des facettes des guides, nous avons repéré une solution bas coût. Il s'agit d'un polissage à l'aide de tissus dédiés disponibles dans le commerce, NAPPAD<sup>TM</sup> Polishing Cloth de Peace Technologies [137] par exemple. Ses grains présentent une taille de 50 nm. Si le résultat est insatisfaisant, il faudra alors recourir à des techniques plus coûteuses, par exemple au faisceau d'ions focalisé (FIB pour *Focused Ion Beam*).

La caractérisation du modulateur de phase commandé par des électrodes CMS, en quasi-statique dans un premier temps, permettra alors, d'une part, de déterminer le coefficient EO effectif en fonction de la longueur d'onde et, d'autre part, d'estimer les pertes de propagation dans le guide. Ces informations précieuses seront alors utilisées pour une rétro-conception du déflecteur pour son optimisation.

Après validation de toutes les étapes technologiques de réalisation d'un modulateur de phase, le prisme-superstrat peut être posé en se servant de la couche tampon comme colle. L'épaisseur de cette couche pourrait être contrôlée par le biais de la pression appliquée sur le prisme lors de sa pose.

La focalisation des rayons de fuite dans le plan de détection est délicate comme ils ne proviennent pas tous du même plan longitudinal. La conception et la réalisation d'un jeu de lentilles pour collecter le faisceau de fuite et le focaliser en une ligne horizontale fine doivent être effectuées avant une caractérisation de l'onde de fuite dans le déflecteur. Il sera alors possible de caractériser la divergence verticale et horizontale de l'onde de fuite en utilisant dans un premier temps une caméra infra-rouge pour la détection.

La partie quantification consistera, pour l'essentiel, vraisemblablement en un masque de codage spatial suivi d'une matrice de photodétecteurs couvrant le même bit de plusieurs valeurs numériques. Cette architecture devrait être plus performante et plus simple que celle comprenant un masque de codage suivi d'une matrice de fibres optiques acheminant la lumière vers des photodétecteurs placés plus loin. La conception et l'optimisation du système de quantification constituent une étude assez conséquente, car elles doivent prendre en compte le bruit du signal électrique converti, l'encombrement et la bande passante des photodétecteurs, la divergence du faisceau de fuite et les caractéristiques du jeu de lentilles collectrices.

En plus des étapes obligatoires brièvement exposées ci-dessus, nous proposons quelques pistes à explorer afin d'améliorer les performances du déflecteur :

- La résolution du déflecteur pourrait être améliorée en définissant la largeur du faisceau de fuite à 60 % ou 70 %, par exemple, de son intensité maximale au lieu de 50 % actuellement. Cela permettrait d'avoir une divergence de faisceau plus réduite pour un même balayage. Pour trancher le pourcentage pertinent, il faudrait examiner l'ambiguïté que pourrait induire le débordement d'une ligne horizontale lumineuse sur les niveaux (valeurs numériques) voisins, en tenant compte des critères de décisions possibles.
- La bande passante et l'uniformité de la résolution pourraient être améliorées en utilisant des matériaux de pertes HF plus faibles. Par exemple, avec une tangente de pertes du polymère CuFlon de la société Polyflon ( $\tan\delta = 4,5 \times 10^{-4}$ ), la bande passante à -3 dB pourrait être portée à 30 GHz selon notre calcul, alors qu'elle est plafonnée à 26,4 GHz avec le polymère électro-optique PMMI/CPO-1 ( $\tan\delta = 1,05 \times 10^{-2}$ ) pour le cœur du guide optique et le polymère NOA 81 ( $\tan\delta = 2,25 \times 10^{-2}$ ) pour sa gaine inférieure et sa couche tampon.

Les points suivants doivent être traités pour compléter et approfondir les travaux de

conception déjà effectués :

- Étant donné la variation du gap selon l'axe de propagation, le taux de recouvrement devrait également varier selon cet axe. Une étude détaillée de cette variation devrait permettre de déterminer son influence sur la résolution.
- La modèle analytique devrait être affiné en prenant en compte à la fois la gigue des impulsions laser et la désadaptation des vitesses de propagation entre ondes optique et HF.
- La mise en boîtier du défecteur est un point important à prendre en compte lors de l'optimisation du composant final. Cette étude comprend l'optimisation du taper d'adaptation entre la transition GCPW-CMS et le connecteur coplanaire.



# Annexe A Caractérisation diélectrique très large bande

Dans cette annexe, nous présentons en détails une nouvelle approche développée au cours de cette thèse pour l'extraction de la permittivité complexe des matériaux sur une très large bande de fréquence. Ses grandes lignes ont été présentées dans le chapitre 2. Nous décrivons dans un premier temps le principe de cette méthode puis, nous présentons la validation expérimentale et les résultats de caractérisation des polymères utilisés durant cette thèse.

## A.1 Principe de la méthode

D'une manière générale, la caractérisation diélectrique est basée sur la mesure du coefficient de transmission  $S_{21}$  et/ou de réflexion  $S_{11}$  ou de la constante de propagation complexe  $\gamma$  et/ou de l'impédance caractéristique  $Z_c$  sur une cellule de mesure. On remonte habituellement à la permittivité complexe grâce à des relations analytiques établies moyennant des approximations et hypothèses. À cause de la validité de ces dernières, qui restreint celle des modèles analytiques, la valeur de la permittivité complexe ainsi déterminée est limitée en précision et/ou en gamme de fréquence.

Dans notre méthode de caractérisation, la cellule de mesure est une ligne GCPW sur le matériau diélectrique à caractériser utilisé comme substrat en couche mince. Une ligne GCPW est choisie en raison d'une excellente interaction entre le champ  $E$  et le diélectrique et d'une faible dispersion. Pour nous affranchir des restrictions en largeur de bande induites par les approximations des modèles analytiques, nous utilisons une résolution numérique par la méthode des éléments finis à l'aide du logiciel HFSS. La valeur de la permittivité complexe est ajustée afin de rapprocher au maximum le paramètre  $S_{21}$  calculé sous HFSS de celui mesuré sur la ligne GCPW.

L'amplitude  $|S_{21}|_{\text{sim}}$  et la phase  $\phi_{21\text{sim}}$  du paramètre de transmission de la ligne GCPW sont simulées par HFSS pour le diélectrique à caractériser dont la permittivité relative  $\epsilon_r$  et la tangente de pertes  $\tan\delta$  sont initialement choisies de manière arbitraire. Ensuite,  $|S_{21}|_{\text{sim}}$  et  $\phi_{21\text{sim}}$  sont comparées, à l'aide de la fonction coût  $\Delta$ , aux paramètres  $|S_{21}|_{\text{mes}}$  et  $\phi_{21\text{mes}}$  mesurés.  $\Delta$  est définie comme la somme pondérée des différences entre les valeurs simulées et mesurées de  $|S_{21}|$  et  $\phi_{21}$ . Les valeurs de  $\epsilon_r$  et  $\tan\delta$  permettant de réduire  $\Delta$  sous un seuil préalablement défini seront retenues comme celles du matériau à caractériser. Un algorithme génétique (AG) d'optimisation globale est élaboré afin de réduire le temps d'extraction de la permittivité complexe en accélérant la convergence. Les méthodes d'optimisation locales, comme la méthode du gradient, peuvent être plus rapides, cependant, elles sont susceptibles de converger vers un minima local. Par contre, les méthodes globales ont tendance à être plus lentes mais elles sont plus capables de converger vers une solution globale.

Des AGs sont utilisés dans plusieurs problèmes d'optimisation électromagnétique 3D multi-variables, conception d'antennes en particulier [141 – 143]. Cependant, ils sont très peu utilisés



pour la caractérisation des matériaux. Zhang *et al.* ont combiné un AG avec des modèles analytiques pour extraire les caractéristiques dispersives des substrats PCB (*Printed Circuit Board*) jusqu'à 10 GHz [141].

Avec le matériel de mesure à notre disposition (i.e. analyseur de réseau, pointes CPW et câbles coaxiaux), nous n'avons pu valider la méthode de caractérisation diélectrique développée que sur la bande de fréquence de 1,25 à 40 GHz. Cependant, cette méthode devrait être capable d'extraire la permittivité complexe sur une gamme de fréquence bien plus large, seulement limitée par l'outil de simulation numérique utilisé.

## A.2 Structure de la méthode et son fonctionnement

Cette technique de caractérisation diélectrique est basée sur la minimisation d'un critère de convergence  $\Delta$ , donné en équation A.1. Un algorithme génétique d'optimisation globale est élaboré afin d'accélérer la convergence.

$$\Delta = \frac{1}{2} \left[ \sum_f \sqrt{[|S_{21}(f)|_{mes} - |S_{21}(f, \varepsilon_r, \tan\delta)|_{sim}]^2} + \frac{1}{\pi} \sum_f \sqrt{[\phi_{21}(f)_{mes} - \phi_{21}(f, \varepsilon_r, \tan\delta)_{sim}]^2} \right] \quad (\text{A.1})$$

Nous présentons sur la Figure A.1 l'organigramme de cette méthode de caractérisation. L'ajustement des courbes simulées aux courbes de mesures de  $S_{21}$  est totalement automatisé sous Matlab. Une fonction principale gère les modules AG et Fonction coût ainsi que l'échange des données entre l'AG (sous Matlab) et HFSS. Le coût  $\Delta$  est calculé pour chaque combinaison  $(\varepsilon_r, \tan\delta)$  pour une fréquence donnée. Si  $\Delta$  n'est pas ramené en dessous d'un seuil, ou tolérance, préalablement défini, le module AG génère une nouvelle combinaison de  $(\varepsilon_r, \tan\delta)$ , le module Fonction coût l'envoie vers HFSS pour calculer de nouveau le paramètre  $S_{21}$ . Ce dernier est récupéré pour évaluer à nouveau  $\Delta$ . Le processus est effectué itérativement pour réduire globalement  $\Delta$  et aboutir à une permittivité complexe assez précise. Pour chaque fréquence, les valeurs de  $\varepsilon_r$  et  $\tan\delta$  réduisant le critère de convergence  $\Delta$  en dessous du seuil sont considérées comme une approximation suffisamment précise de la permittivité complexe, l'application passe à une autre fréquence.

L'AG fait partie de la famille des algorithmes évolutionnaires, méthodes stochastiques d'optimisation globale, qui s'inspirent de l'évolution des populations biologiques. Le parallèle avec l'évolution naturelle a conduit à l'utilisation d'un vocabulaire spécifique lié à la génétique. Nous avons repris le principe d'un AG pour déterminer la permittivité complexer d'un matériau diélectrique en faisant évoluer une population<sup>6</sup> de  $(\varepsilon_r, \tan\delta)$  jusqu'à vérification d'une condition d'arrêt (cf. Figure A.1). En effet, une population initiale de permittivité complexe  $(\varepsilon_r, \tan\delta)$  est générée aléatoirement permettant une bonne dispersion dans le domaine des solutions prédéfini

<sup>6</sup> Population : ensemble de combinaisons  $(\varepsilon_r, \tan\delta)$ .

(cf. Figure A.2.a). Toutes les valeurs possibles de  $\varepsilon_r$  et  $\tan\delta$  sont préalablement codées en binaire pour permettre des croisements entre les deux paramètres. Chaque paramètre codé est appelé gène dans le langage des AGs. Un gène  $\varepsilon_r$  et un gène  $\tan\delta$  forment une combinaison  $(\varepsilon_r, \tan\delta)$ . Pour chaque combinaison  $(\varepsilon_r, \tan\delta)_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, M$ , où  $M$  est le nombre de combinaison dans la population initiale, une valeur du critère  $\Delta$  est associée. Un tri est ensuite effectué entre les différentes combinaisons, selon la valeur correspondante du critère  $\Delta$ . Les mauvaises combinaisons, c'est-à-dire celles qui engendrent les paramètres  $S_{21\text{sim}}$  les plus éloignés du paramètre mesuré, sont écartées, les meilleures sont autorisées à se « reproduire » pour générer de nouvelles combinaisons  $(\varepsilon_r, \tan\delta)$ , qui réduisent de plus en plus le coût  $\Delta$ .

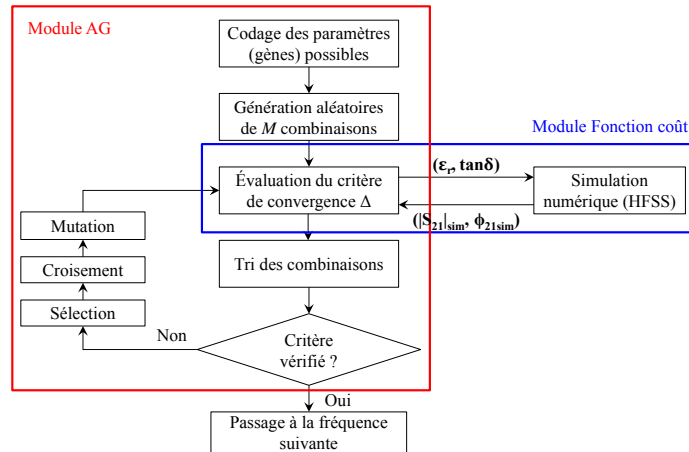


Figure A.1 – Organigramme de la méthode d'extraction de permittivités complexes des diélectriques basée sur une convergence entre les résultats de simulation et de mesure du coefficient de transmission  $S_{21}$ . Un algorithme génétique est utilisé pour accélérer la convergence.

Chaque combinaison écartée est remplacée par une nouvelle combinaison reproduite à partir d'un croisement<sup>7</sup> entre une paire de combinaisons survivante de l'itération précédente, de sorte à maintenir constant le nombre total de combinaisons après chaque itération. En plus, afin d'éviter la convergence vers un optimum local, des mutations<sup>8</sup> sont effectuées sur des combinaisons sélectionnées d'une manière aléatoire, permettant d'explorer toutes les zones du domaine de recherche prédéfini. Le coût  $\Delta$  est réévalué pour les nouvelles combinaisons, issues de croisements ou de mutations, pour effectuer de nouveau un tri. Le processus se répète jusqu'à convergence (cf. Figure A.2.b).

La Figure A.3 montre la décroissance de la fonction coût  $\Delta$  vers la combinaison optimale au cours des itérations. Les domaines prédéfinis des paramètres  $\varepsilon_r$  et  $\tan\delta$  contiennent  $2^H$  valeurs chacun, où  $H$  est le nombre de bits d'un gène. La taille de la population  $M$  est choisie proportionnellement au nombre total des solutions possibles. Dans l'exemple de la Figure A.3, nous avons fixé  $M = 40$  combinaisons, représentant 0,5% des 4096 combinaisons possibles dans le domaine prédéfini (les valeurs de  $\varepsilon_r$  sont distribuées entre 2,02 et 5,17 et celles de  $\tan\delta$

<sup>7</sup> Deux combinaisons s'échangent des parties de leurs codes, pour produire de nouvelles combinaisons.

<sup>8</sup> De façon aléatoire, un gène peut, au sein d'une combinaison, être substitué à un autre.

entre  $5 \times 10^{-4}$  et  $3,2 \times 10^{-2}$ , c.-à-d.,  $2^6$  valeurs possibles de  $\varepsilon_r$  et  $2^6$  valeurs possibles de  $\tan\delta$ ). Le programme converge rapidement après seulement 7 itérations. Le seuil de convergence est déterminé à partir d'un compromis entre précision et temps de calcul. D'après nos essais, la condition  $\Delta < 0,02$  permet une bonne précision (erreur inférieure à 2% pour  $\varepsilon_r$  et à 6% pour  $\tan\delta$ ) avec un temps de calcul d'environ 48 heures pour une caractérisation sur la bande 1,25 – 40 GHz. Après convergence de l'algorithme, une étape de décodage de la combinaison ( $\varepsilon_r$ ,  $\tan\delta$ ) optimale doit être effectuée pour avoir les valeurs décimales correspondantes.

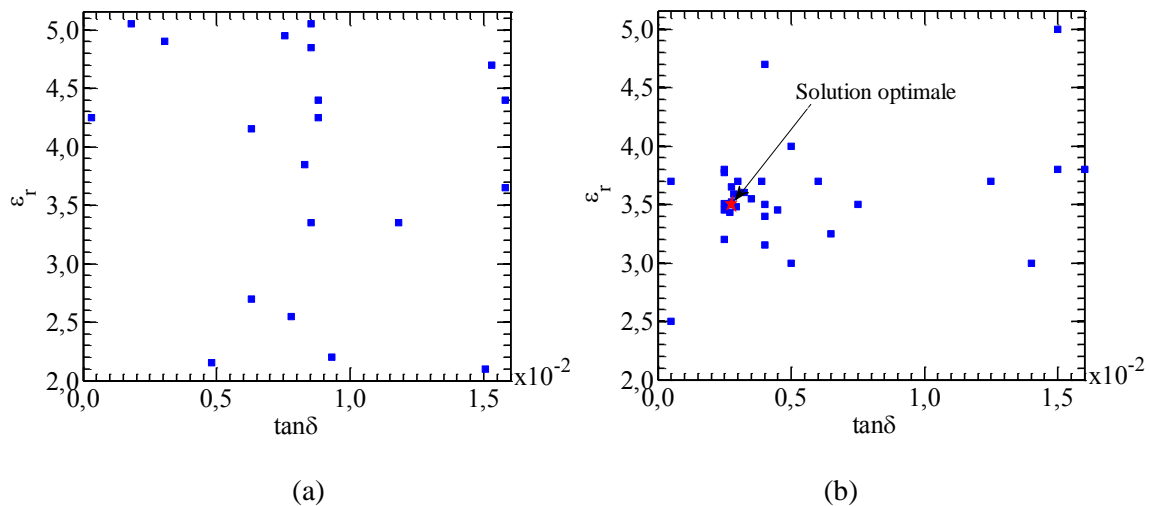


Figure A.2 – Exemple de l'évolution par l'AG d'une population de 32 combinaisons dans le domaine prédéfini ; a) génération aléatoire des combinaisons initiales (carrés bleus) dans un domaine 2D où l'axe des abscisses est représenté par  $\tan\delta = (5 \times 10^{-4} - 3,2 \times 10^{-2})$  et l'axe des ordonnées est représenté par  $\varepsilon_r = (2,02 - 5,17)$  ; b) convergence de la population de combinaisons vers la solution optimale représentée par une étoile rouge située au point  $(\varepsilon_r ; \tan\delta) = (3,5 ; 0,55 \times 10^{-2})$  après 7 itérations.

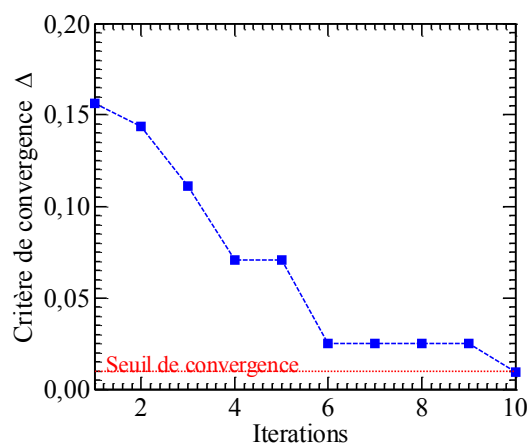


Figure A.3 – Décroissance du coût  $\Delta$  en fonction du nombre d'itérations. Dans cet exemple, le paramètre  $S_{21}$  est mesuré sur une ligne GCPW réalisée sur un substrat en polymère BCB (cf. Figure A.4).

### Cellule de mesure

En plus des modèles analytiques, la configuration de la cellule de mesure joue un rôle important sur la précision et la bande passante des méthodes de caractérisation diélectrique. Par exemple, la méthode capacitive est limitée à quelques GHz à cause de la dispersion [58]. Nous avons choisi d'utiliser une ligne GCPW (cf. Figure A.4.a) sur une couche mince en raison de ses caractéristiques non-dispersives. Elle présente de très faibles pertes par rayonnement sur une large plage de fréquences, ce qui favorise l'interaction entre le matériau à caractériser servant de substrat et le champ  $E$ , par conséquent, l'extraction de la permittivité complexe peut être obtenue avec une meilleure précision. Par ailleurs, comme le plan de masse inférieur agit comme un écran isolant le wafer, ce qui dispense de prendre en compte les caractéristiques de ce dernier dans l'algorithme, peu importent ses imperfections diélectriques. De plus, la configuration GCPW peut générer des pics de résonances sur la courbe du paramètre  $S_{21}$ , ce qui permet aussi d'augmenter la sensibilité de cette méthode de caractérisation.

## A.3 Validation expérimentale sur le polymère BCB

Une validation expérimentale de cette méthode est nécessaire avant son application aux matériaux polymères choisis pour le déflecteur. Elle consiste à appliquer notre méthode de caractérisation à un matériau dont les propriétés diélectriques sont bien connues. Nous avons choisi le polymère BCB 3022-63 [66] dont les propriétés diélectriques sont connues et largement utilisé dans diverses applications, telles que la microélectronique et les microsystèmes électromécaniques (MEMS pour *Micro Electro-Mechanical Systems*) [145, 146]. Le fabricant recommande des valeurs de permittivité relative et de la tangente de perte au tour de 2,7 (sur la bande de fréquence allant de 1 à 20 GHz) et de  $8 \times 10^{-4}$  (à 1 MHz) respectivement.

La cellule de mesure GCPW est réalisée sur un wafer Si sur lequel une couche de 200 nm d'Al est préalablement déposée par pulvérisation cathodique. Une couche de 40  $\mu\text{m}$  de BCB est ensuite déposée comme substrat de la ligne GCPW par tournette et recuite dans une étuve à 250 °C pendant 60 minutes. Les rubans de la ligne CPW sont réalisés par photolithographie et gravure chimique (cf. Figure A.4.b). Les dimensions géométriques effectives obtenues sont : épaisseur du BCB  $h = 42 \mu\text{m}$ , largeur du ruban central  $W = 81,6 \mu\text{m}$ , gap coplanaire  $G = 78,9 \mu\text{m}$ , largeur des rubans des masses latéraux  $W_g = 10 \text{ mm}$ , épaisseur du métal  $t = 900 \text{ nm}$  et longueur de la ligne  $L = 2,2 \text{ mm}$ .

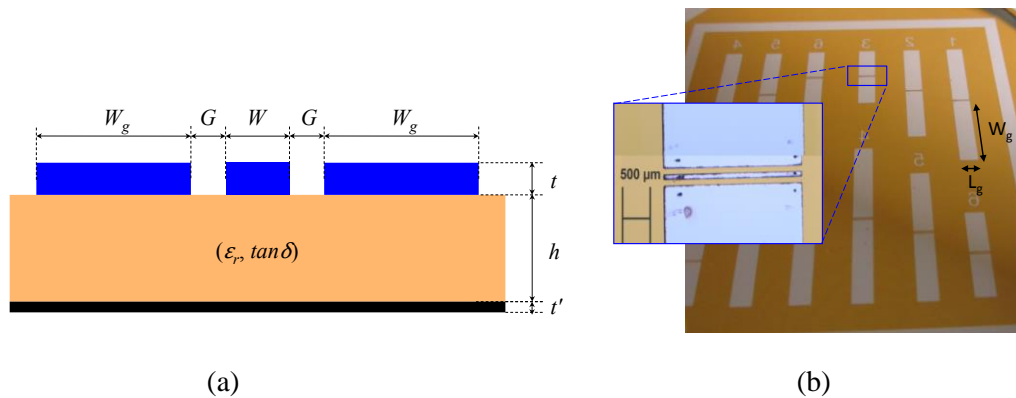


Figure A.4 – a) Coupe transversale de la ligne GCPW utilisée comme cellule de mesure ; b) photographie du jeu de lignes GCPW réalisées sur BCB (image au microscope optique).

À cause de la dispersion des matériaux diélectriques, leur permittivité complexe  $\epsilon_r^*$  varie en général en fonction de la fréquence. On détermine  $\epsilon_r^*$  ici sur la bande de fréquence comprise entre 1,25 et 40 GHz. Pour cela, on divise la bande de fréquence en plages de 2,5 GHz de largeur. La méthode d'ajustement numérique décrite ci-dessus est appliquée à plusieurs fréquences de chaque plage pour calculer le coût  $\Delta$  (cf. relation A.1). Les valeurs extraites de  $(\epsilon_r, \tan\delta)$  pour une plage donnée sont attribuées à sa fréquence centrale.

L'amplitude et la phase mesurées du paramètre  $S_{21}$  en fonction de la fréquence sont présentées sur la Figure A.5. Les mesures sont effectuées à l'aide du VNA E8364B d'Agilent et de la station de test sous pointes PM5 de Süss MicroTec®, équipée de bras avec déplacement dans les trois dimensions de l'espace. Une procédure de calibration est préalablement effectuée par la méthode SOLT avec le substrat de calibration AE-106-682 de CascadeMicrotech®. Quatre pics de résonances sont présents sur la courbe du coefficient de transmission  $|S_{21}|$ . Ces pics sont générés volontairement, avec un choix judicieux de la largeur  $W_g$  et de la longueur  $L_g$  des masses latérales, afin d'améliorer la précision de l'extraction de permittivité complexe, d'une manière similaire aux méthodes basées sur les cavités résonantes [59]. En effet, d'une part les positions des pics en fréquence dépendent de la permittivité relative (cf. équation 3.2) et, d'autre part, leurs largeurs et profondeurs sont liées à la tangente de pertes. Le nombre de pics sur une bande de fréquence donnée est proportionnel aux dimensions des pads. Ainsi, des pads de grandes dimensions permettent d'améliorer la précision de l'extraction, au détriment du temps de simulation qui augmente, un compromis doit alors être trouvé.

Notre méthode de caractérisation est appliquée aux résultats de mesures montrés sur la Figure A.5. 48 heures plus tard, le programme implémenté sous Matlab livre les propriétés diélectriques du BCB présentées sur la Figure A.6. La permittivité relative est comprise entre 2,75 et 2,95 et la tangente de pertes entre  $3,1 \times 10^{-3}$  et  $8,2 \times 10^{-3}$  sur la bande de fréquence 1,25 – 40 GHz. Ces propriétés sont en accord avec celles utilisées dans la littérature [67, 68]. L'erreur est estimée en effectuant des statistiques sur des valeurs extraites des meilleurs ajustements. L'erreur sur la permittivité relative est de  $\pm 5 \times 10^{-2}$  et elle est de  $\pm 5 \times 10^{-4}$  pour la tangente de pertes. L'erreur peut être réduite en réduisant le pas entre deux valeurs adjacentes dans le domaine prédéfini (donc en augmentant le nombre de bits  $H$  d'un gène) mais cela augmentera

le temps de convergence de l'AG.

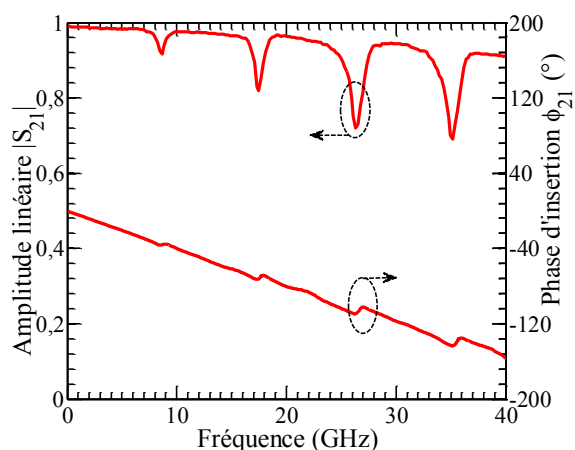


Figure A.5 – Résultats de mesures sur la ligne GCPW réalisée sur le polymère BCB.

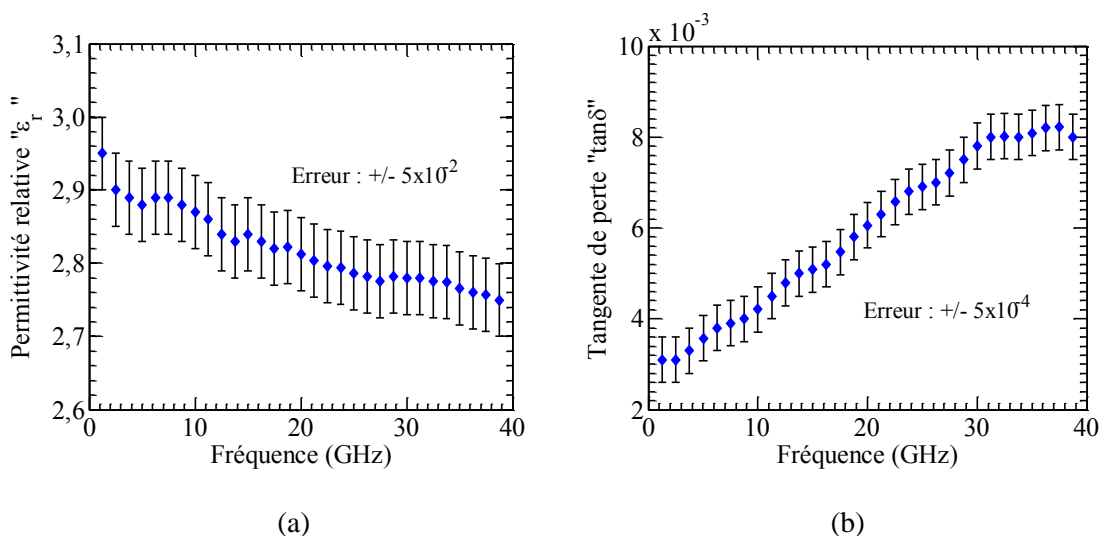


Figure A.6 – Résultat de la caractérisation diélectrique du polymère BCB ; a) permittivité relative ; b) tangente de pertes.

La Figure A.7 montre les valeurs mesurées et simulées de l'amplitude linéaire et de la phase du paramètre  $S_{21}$ . Les valeurs des propriétés diélectriques du matériau utilisées en simulations sont celles extraites précédemment :  $\epsilon_r = 2,77$  et  $\tan\delta = 7 \times 10^{-3}$ . Un très bon accord entre courbes simulées et courbes mesurées est obtenu.

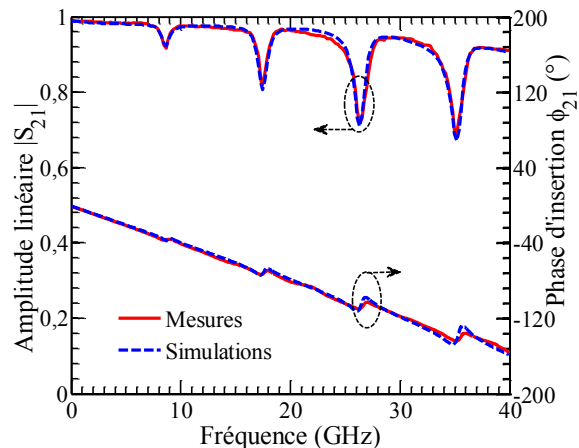


Figure A.7 – Comparaison de mesures et de simulations (avec  $\epsilon_r = 2,77$  et  $\tan\delta = 7 \times 10^{-3}$ ) de l'amplitude linéaire et de la phase du paramètre  $S_{21}$  d'une ligne GCPW sur polymère BCB utilisée pour validation de notre méthode de caractérisation.

## A.4 Application aux polymères NOA 81 et PMMI/CPO-1

Après validation de notre méthode de caractérisation diélectrique avec une ligne GCPW sur le polymère BCB, nous l'avons appliquée pour caractériser les polymères choisis pour le déflecteur. Nous avons donc suivi les étapes décrites précédemment pour extraire la permittivité complexe de la NOA 81. En revanche, une légère modification est apportée à notre méthode pour la caractérisation du PMMI/CPO-1. En effet, comme ce dernier est dissoluble par l'acétone, il est impossible de structurer les électrodes sur ce polymère sans le dissoudre lors de l'enlèvement du masque de photorésine avec de l'acétone (cf. § 4.5.1). C'est pourquoi nous avons introduit une couche tampon protectrice, dont les propriétés diélectriques sont déjà connues, entre le PMMI/CPO-1 et les électrodes (cf. Figure A.8). Nous rappelons que le polymère NOA 81 n'est pas dissoluble par l'acétone et résiste à toutes les solutions chimiques utilisées pendant les réalisations. Le processus de caractérisation a donc été modifié pour prendre en compte la structure bicouche de la cellule de mesure. En effet, à chaque fréquence considérée, la permittivité complexe de la couche tampon ( $\epsilon_{r-NOA81}$ ,  $\tan\delta_{NOA81}$ ) est injectée dans le logiciel HFSS pour être attribuée à cette couche. La suite du processus d'extraction de la permittivité complexe du PMMI/CPO-1 ( $\epsilon_{r-PMMI/CPO-1}$ ,  $\tan\delta_{PMMI/CPO-1}$ ) est effectuée de la même façon que précédemment (selon l'organigramme en Figure A.1).

Les permittivités complexes de la NOA 81 et du PMMI/CPO-1 (cf. Figure 2.5) de dimensions  $W_g = 10$  mm,  $W = 99,6$   $\mu\text{m}$ ,  $G = 65,6$   $\mu\text{m}$ ,  $L = 2,5$  mm,  $h = 43,9$   $\mu\text{m}$ ,  $t = 800$  nm,  $t' = 200$  nm pour la NOA 81 (cf. Figure A.4.a) et  $W_g = 10$  mm,  $W = 114,9$   $\mu\text{m}$ ,  $G = 114,9$   $\mu\text{m}$ ,  $L = 2,57$  mm,  $h_{NOA81} = 23,6$   $\mu\text{m}$ ,  $h_{PMMI/CPO-1} = 22,5$   $\mu\text{m}$ ,  $t = 800$  nm et  $t' = 200$  nm pour le PMMI/CPO-1 (cf. Figure A.8). Une comparaison entre résultats de mesures et résultats de simulations de  $|S_{21}|$  et  $\phi_{21}$  est montrée sur la Figure A.9 pour les deux matériaux. Les paramètres diélectriques utilisés en simulations sont ( $\epsilon_r = 3,22$ ,  $\tan\delta = 2,25 \times 10^{-2}$ ) pour la NOA 81 et ( $\epsilon_r = 3,31$ ,  $\tan\delta = 1,05 \times 10^{-2}$ ) pour le PMMI/CPO-1. Un très bon accord est obtenu dans les deux cas.

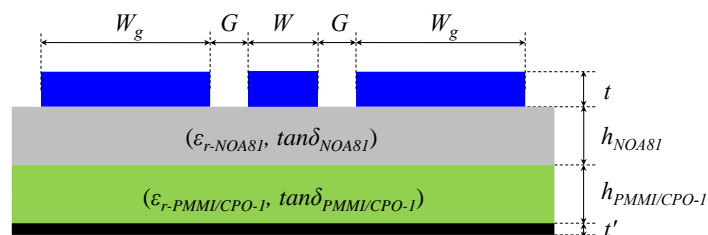


Figure A.8 – Coupe transversale de la ligne GCPW sur bicouche de polymère PMMI/CPO-1 | NOA 81 utilisée comme cellule de mesure pour caractériser le PMMI/CPO-1.

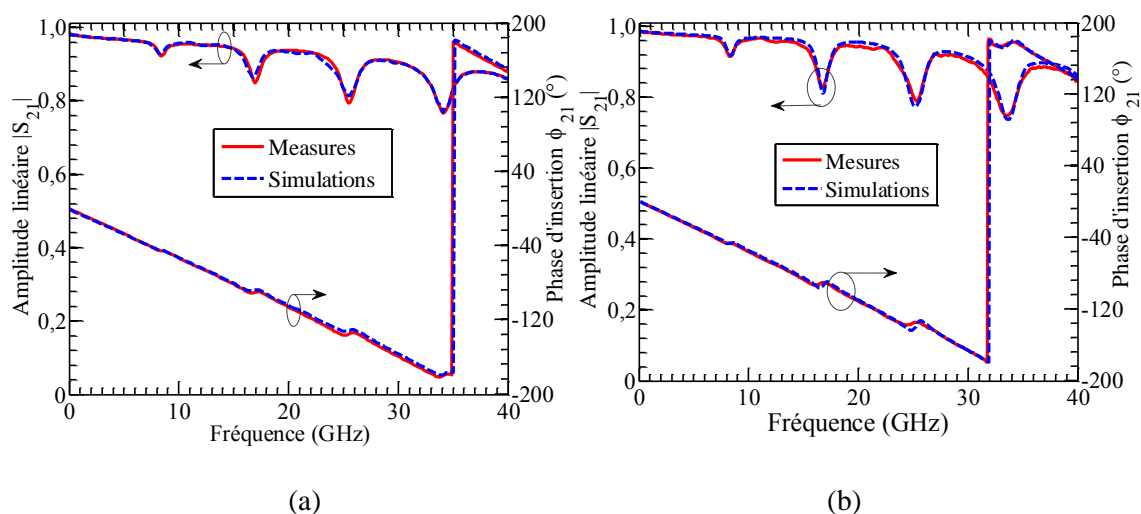


Figure A.9 – Comparaison des résultats de mesures et de simulations de l'amplitude linéaire et de la phase du paramètre  $S_{21}$  d'une ligne GCPW ; a) polymère NOA 81 ; b) bicouche de polymère PMMI/CPO-1 | NOA81.

## A.5 Conclusion

Une nouvelle méthode de caractérisation diélectrique a été présentée dans cette annexe. Celle-ci est basée sur l'ajustement de courbes issues de simulations numériques à une courbe de mesure. Les simulations numériques permettent de surmonter les limitations de précisions et les restrictions en bande liées à la validité des modèles analytiques utilisés dans les autres méthodes. Un AG est implémenté pour accélérer la convergence et pour réduire ainsi le nombre d'itérations, tout en permettant de se rapprocher de la solution optimum. Par ailleurs, le processus de l'extraction de la permittivité est totalement implémenté sous Matlab, lequel commande directement le logiciel HFSS.

Dans un premier temps, une validation de cette méthode en utilisant une ligne GCPW sur le polymère BCB est effectuée sur la bande 1,25 – 40 GHz et les résultats obtenus sont en accord avec la littérature. Nous nous sommes limités à 40 GHz à cause de nos instruments de mesures. Cependant, notre approche numérique peut extraire des permittivités complexes sur une plus grande bande de fréquences grâce, d'une part, à la bonne précision de modélisation offerte par la méthode FEM (HFSS) et, d'autre part, aux caractéristiques non-dispersives de la ligne



GCPW. Une extraction de la permittivité complexe des matériaux utilisés pour le déflecteur (PMMI/CPO-1 et NOA 81) a été également effectuée. Notre conception du déflecteur EO a été réalisée grâce aux valeurs obtenues avec cette méthode de caractérisation diélectrique puissante, précise et simple en réalisation et mesure.



## Bibliographie

- [1] “High Speed ADC > 10 MSPS | Analog Devices”, [consulté en ligne le 22/06/2016], disponible sur : <http://www.analog.com/en/products/analog-to-digital-converters/high-speed-ad-10msps.html>.
- [2] A. S. Daryoush, X. Hou and W. Rosen, “All-optical ADC and its applications in future communication satellites”, in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 2004), pp. 182-185, 2004.
- [3] B. Jalali and Y. M. Xie, “Optical folding-flash analog-to-digital converter with analog encoding”, *Opt. Lett.*, vol. 20, no 18, p. 1901, 1995.
- [4] C. Laperle and M. O’Sullivan, “Advances in High-Speed DACs, ADCs, and DSP for Optical Coherent Transceivers”, *J. Light. Technol.*, vol. 32, no 4, pp. 629-643, 2014.
- [5] A. Baudry, R. Lacasse, R. Escoffier, J. Greenberg, R. Treacy and A. Saez, “Phasing ALMA with the 64-antenna Correlator”, in Proceedings of 11th EVN Symposium (PoS), vol. 54, 2012.
- [6] S. Huang, T.-D. Kim, J. Luo, S. K. Hau, Z. Shi, X.-H. Zhou, H.-L. Yip and A. K.-Y. Jen, “Highly efficient electro-optic polymers through improved poling using a thin TiO<sub>2</sub>-modified transparent electrode”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no 24, p. 243311, 2010.
- [7] D. Chen, H. R. Fetterman, A. Chen, W. H. Steier, L. R. Dalton, W. Wang, and Y. Shi, “Demonstration of 110 GHz electro-optic polymer modulators”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no 25, pp. 3335-3337, 1997.
- [8] Y. Shi, C. Zhang, H. Zhang, J. H. Bechtel, L. R. Dalton, B. H. Robinson and W. H. Steier, “Low (sub-1-volt) halfwave voltage polymeric electro-optic modulators achieved by controlling chromophore shape”, *Science*, vol. 288, no 5463, pp. 119-122, 2000.
- [9] M. Bellanger, “Traitement numérique du signal : théorie et pratique”, Paris : Dunod, 2006.
- [10] “IEEE Standard for Terminology and Test Methods for Analog-to-Digital Converters”, IEEE Std 1241-2010 Revis. IEEE Std 1241-2000, pp. 1-139, 2011.
- [11] R. H. Walden, “Analog-to-digital converter survey and analysis”, *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 17, no 4, pp. 539-550, 1999.
- [12] R. H. Walden, “Analog-to-digital converter technology comparison”, in Gallium Arsenide Integrated Circuit Symposium (GaAs IC), pp. 217-219, 1994.
- [13] W. Kester, “Aperture Time, Aperture Jitter, Aperture Delay Time - Removing the Confusion”, *Analog Devices Tutor. MT-007 Rev A*, 2009.
- [14] G. C. Valley, “Photonic analog-to-digital converters”, *Opt. Express*, vol. 15, no 5, pp. 1955-1982, 2007.
- [15] “ADC performance evolution: Thermal noise”, *Converter Passion*, [consulté en ligne le 03/04/2014], disponible sur : <http://converterpassion.wordpress.com/2012/07/26/adc-performance-evolution-thermal-noise/>.
- [16] E. Krune, B. Krueger, L. Zimmermann, K. Voigt and K. Petermann, “Comparison of the Jitter Performance of different Photonic Sampling Techniques”, *J. Light. Technol.*, vol. 34, no 4, pp. 1360-1367, 2016.

- [17] G. Baili, M. Scwarz, P. Berger, L. Morvan, P. Nouchi and D. Dolfi, “Low noise semiconductor-based mode-locked laser at 800 nm suitable for high bandwidth photonic analogdigital conversion”, in 2014 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP) and the 2014 9th Asia-Pacific Microwave Photonics Conference (APMP), pp. 200-203, 2014.
- [18] K. Jung, J. Shin and J. Kim, “Ultralow Phase Noise Microwave Generation From Mode-Locked Er-Fiber Lasers With Subfemtosecond Integrated Timing Jitter”, *IEEE Photonics J.*, vol. 5, no 3, 2013.
- [19] J. Kim, “Attosecond-precision microwave photonics based on ultralow-jitter mode-locked lasers”, in 2015 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), pp. 1-4, 2015.
- [20] W. Kester, “ADC Architectures I: The Flash Converter”, *Analog Devices Tutor. MT-020 Rev A*, 2009.
- [21] M. JRIDI, “Etude, Modélisation et Amélioration des Performances des Convertisseurs Analogique Numérique Entrelacés dans le Temps”, Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, 2007.
- [22] Y. Chiu, P. R. Gray and B. Nikolic, “A 14-b 12-MS/s CMOS pipeline ADC with over 100-dB SFDR”, *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 39, no 12, pp. 2139-2151, 2004.
- [23] M. Miyahara, H. Lee, D. Paik and A. Matsuzawa, “A 10b 320 MS/s 40 mW open-loop interpolated pipeline ADC”, in 2011 Symposium on VLSI Circuits (VLSIC), pp. 126-127, 2011.
- [24] C. C. Cutler, “Differential quantization of communication signals”, Brevet US2605361A, 1952.
- [25] C. Xu, S. Zheng, X. Chen, H. Chi, X. Jin and X. Zhang, “Photonic-assisted time-interleaved ADC based on optical delay line”, *J. Opt.*, vol. 18, no 1, p. 15704, 2016.
- [26] B. Murmann, “ADC performance survey 1997-2015”, disponible en ligne sur : <http://web.stanford.edu/~murmman/adcsurvey.html>, 2016.
- [27] W. Cheng, W. Ali, M.-J. Choi, K. Liu, T. Tat, D. Devendorf, L. Linder and R. Stevens, “A 3b 40GS/s ADC-DAC in 0.12  $\mu\text{m}$  SiGe”, in 2004 IEEE International Solid-State Circuits Conference, 2004.
- [28] P. Schvan, D. Pollex, S.-C. Wang, C. Falt and N. Ben-Hamida, “A 22GS/s 5b ADC in 0.13 $\mu\text{m}$  SiGe BiCMOS”, in 2006 IEEE International Solid State Circuits Conference, pp. 2340-2349, 2006.
- [29] P. J. Pupalais, B. Yamrone, R. Delbue, A. S. Khanna, K. Doshi, B. Bhat and A. Sureka, “Technologies for very high bandwidth real-time oscilloscopes”, in 2014 IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting (BCTM), pp. 128-135, 2014.
- [30] P. Bower and I. Dedic, “High speed converters and DSP for 100G and beyond”, *Opt. Fiber Technol.*, vol. 17, no 5, pp. 464-471, 2011.
- [31] C. Vogel and H. Johansson, “Time-interleaved analog-to-digital converters: status and future directions”, in 2006 IEEE International Symposium on Circuits and Systems, p.3389, 2006.
- [32] J. A. Bell, M. C. Hamilton, D. A. Leep, T. D. Moran, H. F. Taylor and Y.-H. Lee, “Extension of electronic A/D converters to multi-gigahertz sampling rates using optical sampling and demultiplexing techniques”, in Twenty-Third Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers, vol. 1, pp. 289-293, 1989.
- [33] P. W. Juodawlkis, J. C. Twichell, G. Betts, J. J. Hargreaves, R. D. Younger, J. L. Wasserman, F. J. O'Donnell, K. G. Ray and R. C. Williamson, “Optically sampled analog-to-digital converters”, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 49, no 10, pp. 1840-1853, 2001.

- [34] M. Y. Frankel, J. U. Kang and R. D. Esman, “High-performance photonic analogue-digital converter”, *Electron. Lett.*, vol. 33, no 25, pp. 2096-2097, 1997.
- [35] A. Khilo, S. J. Spector, M. E. Grein, A. H. Nejadmalayeri, C. W. Holzwarth, M. Y. Sander, M. S. Dahlem, M. Y. Peng, M. W. Geis, N. A. DiLello, J. U. Yoon, A. Motamedi, J. S. Orcutt, J. P. Wang, C. M. Sorace-Agaskar, M. A. Popovic, J. Sun, G.-R. Zhou, H. Byun, J. Chen, J. L. Hoyt, H. I. Smith, R. J. Ram, M. Perrott, T. M. Lyszczarz, E. P. Ippen and F. X. Kärtner, “Photonic ADC: overcoming the bottleneck of electronic jitter”, *Opt. Express*, vol. 20, no 4, pp. 4454-4469, 2012.
- [36] A. S. Bhushan, F. Coppinger and B. Jalali, “Time-stretched analogue-to-digital conversion”, *Electron. Lett.*, vol. 34, no 11, pp. 1081-1083, 1998.
- [37] A. S. Bhushan, F. Coppinger, B. Jalali, S. Jeong and H. F. Fetterman, “150GS/s wavelength division sampler with time-stretched output”, *Electron. Lett.*, vol. 34, no 5, pp. 474-475, 1998.
- [38] J. Chou, O. Boyraz, D. Solli and B. Jalali, “Femtosecond real-time single-shot digitizer”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no 16, p. 161105, 2007.
- [39] Y. Han and B. Jalali, “Continuous-Time Time-Stretched Analog-to-Digital Converter Array Implemented Using Virtual Time Gating”, *IEEE Trans. Circuits Syst. Regul. Pap.*, vol. 52, no 8, pp. 1502-1507, 2005.
- [40] C. Tripon-Canseliet, M. Zegaoui, G. Jestin, C. Coinon, P. Berger, G. Baili, A. Descamps-Mandine, I. Maksimovic, D. Decoster, J. M. Hodé, D. Dolfi and J. Chazelas, “High dynamic range single channel sampling of wideband RF signals using ultra-fast nanoscale photoconductive switching”, *Electron. Lett.*, vol. 52, no 3, pp. 237-239, 2016.
- [41] C. Tripon-Canseliet, S. Faci, A. Pagies, V. Magnin, S. Formont, D. Decoster and J. Chazelas, “Microwave On/Off Ratio Enhancement of GaAs Photoconductive Switches at Nanometer Scale”, *J. Light. Technol.*, vol. 30, no 23, pp. 3576-3579, 2012.
- [42] H. F. Taylor, “An optical analog-to-digital converter - Design and analysis”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 15, no 4, pp. 210-216, 1979.
- [43] B. Shoop, “Photonic Analog-to-Digital Conversion”, Springer, 2001.
- [44] F. Leonberger, C. Woodward and D. Spears, “Design and development of a high-speed electrooptic A/D converter”, *IEEE Trans. Circuits Syst.*, vol. 26, no 12, pp. 1125-1131, 1979.
- [45] R. A. Becker, C. Woodward, F. J. Leonberger and R. C. Williamson, “Wide-band electrooptic guided-wave analog-to-digital converters”, *Proc. IEEE*, vol. 72, no 7, pp. 802-819, 1984.
- [46] M. Jarrahi, R. F. W. Pease and T. H. Lee, “Spatial Quantized Analog-to-Digital Conversion Based on Optical Beam-Steering”, *J. Light. Technol.*, vol. 26, no 14, pp. 2219-2226, 2008.
- [47] M. Jarrahi, R. F. W. Pease, D. A. B. Miller and T. H. Lee, “Optical Spatial Quantization for Higher Performance Analog-to-Digital Conversion”, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 56, no 9, pp. 2143-2150, 2008.
- [48] J. Stigwall and S. Galt, “Demonstration and analysis of a 40-gigasample/s interferometric analog-to-digital converter”, *J. Light. Technol.*, vol. 24, no 3, pp. 1247-1256, 2006.
- [49] Z. Kang, X. Zhang, J. Yuan, X. Sang, Q. Wu, G. Farrell and C. Yu, “Resolution-enhanced all-optical analog-to-digital converter employing cascade optical quantization operation”, *Opt. Express*, vol. 22, no 18, pp. 21441, 2014.
- [50] K. Xu, J. Niu, Y. Dai, X. Sun, J. Dai, J. Wu and J. Lin, “All-optical analog-to-digital conversion scheme based on Sagnac loop and balanced receivers”, *Appl. Opt.*, vol. 50, no 14, pp. 1995-2000, 2011.

- [51] H. Chi and J. Yao, "A photonic analog-to-digital conversion scheme using Mach-Zehnder modulators with identical half-wave voltages", *Opt. Express*, vol. 16, no 2, pp. 567–572, 2008.
- [52] X. Hou, "A Leaky Waveguide All-Optical Analog-to-Digital Converter", Thèse de doctorat, Drexel University, 2004.
- [53] R. M. D. Ridder, Alfred Driessen, E. Rikkers and Paul V. Lambeck, "Design and fabrication of electro-optic polymer modulators and switches", *Opt. Mater.*, vol. 12, pp. 205–214, 1999.
- [54] C.-Y. Lin, A. X. Wang, B. S. Lee, X. Zhang and R. T. Chen, "High dynamic range electric field sensor for electromagnetic pulse detection", *Opt. Express*, vol. 19, no 18, pp. 17372–17377, 2011.
- [55] K. R. PHILIPPE AUGUSTE, "Caractérisation et mise en oeuvre des matériaux en vue de la réalisation de modulateurs à base de nouveaux polymères électro-optiques", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2012.
- [56] "NOA81", [consulté en ligne le 21/03/2016], disponible sur : <https://www.norlandprod.com/adhesives/nea%2081.html>.
- [57] "M-line spectrometry", [consulté en ligne], disponible sur : <http://mffo.rmki.kfki.hu/mline>.
- [58] C. J. Mathai, S. Saravanan, M. R. Anantharaman, S. Venkitachalam and S. Jayalekshmi, "Characterization of low dielectric constant polyaniline thin film synthesized by ac plasma polymerization technique", *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 35, no 3, p. 240, 2002.
- [59] Z. Ma, A. J. Becker, P. Polakos, H. Huggins, J. Pastalan, H. Wu, K. Watts, Y.-H. Wong and P. Mankiewich, "RF measurement technique for characterizing thin dielectric films", *Electron. Devices IEEE Trans. On*, vol. 45, no 8, pp. 1811–1816, 1998.
- [60] D. C. Dube, M. T. Lanagan, J. H. Kim and S. J. Jang, "Dielectric measurements on substrate materials at microwave frequencies using a cavity perturbation technique", *J. Appl. Phys.*, vol. 63, no 7, pp. 2466–2468, 1988.
- [61] G. E. Ponchak and A. N. Downey, "Characterization of thin film microstrip lines on polyimide", *Compon. Packag. Manuf. Technol. Part B Adv. Packag. IEEE Trans. On*, vol. 21, no 2, pp. 171–176, 1998.
- [62] P. A. Bernard and J. M. Gautray, "Measurement of dielectric constant using a microstrip ring resonator", *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 39, no 3, pp. 592–595, 1991.
- [63] J. Hinojosa, K. Lmimouni, S. Lepilliet and G. Dambrine, "Very high broadband electromagnetic characterization method of film-shaped materials using coplanar", *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 33, no 5, pp. 352–355, 2002.
- [64] A. K. Horestani, C. Fumeaux, S. Al-Sarawi and D. Abbott, "Characterization of the complex permittivity of thin films using a slow-wave coplanar strips resonator", in *2012 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pp. 1–2, 2012.
- [65] M. Hadjloum, M. El Gibari, H. Li and A. S. Daryoush, "An ultra-wideband dielectric material characterization method using grounded coplanar waveguide and genetic algorithm optimization", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, no 14, p. 142908, 2015.
- [66] "Cyclotene Advanced Electronics Resins", [consulté en ligne], disponible sur : <http://www.dow.com/cyclotene/prod/302263.htm>.
- [67] S. Seok, N. Rolland and P.-A. Rolland, "Design, Fabrication, and Measurement of Benzocyclobutene Polymer Zero-Level Packaging for Millimeter-Wave Applications", *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 55, no 5, pp. 1040–1045, 2007.
- [68] S. Costanzo, F. Venneri, A. Borgia, I. Venneri and G. Di Massa, "60 GHz microstrip reflectarray on a benzocyclobutene dielectric substrate", *IET Sci. Meas. Technol.*, vol. 5, no 4, p. 134, 2011.

- [69] X. SAINT MARTIN, “Packaging des circuits intégrés”, Tech. Ing. Cartes Électroniques Technol. Concept., vol. base documentaire : TIB287DUO., no ref. article : e3400, 2016.
- [70] “Ansys HFSS”, [consulté en ligne le 05/02/2015], disponible sur : <http://www.ansys.com/Products/Electronics/ANSYS-HFSS>.
- [71] “OptiBPM: Waveguide Optics Design Software”, [consulté en ligne], disponible sur : <http://optiwave.com/category/products/component-design/optibpm/>.
- [72] C. A. Balanis, “Antenna Theory: Analysis and Design”, 3rd Edition. John Wiley & Sons, Inc., 1997.
- [73] C. FOURCADE DUTIN, “Réduction de la durée d’impulsions laser par des techniques extra et intra-cavité : Post-compression d’impulsions femtosecondes énergétiques et modulation spectrale des pertes dans un pré-amplificateur Ti:saphir”, Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, 2011.
- [74] B. A. Saleh and M. C. Teich, “Fundamentals of photonics”, John Wiley and Sons Inc., 1991.
- [75] L. Arizmendi, “Photonic applications of lithium niobate crystals”, Phys. Status Solidi A, vol. 201, no 2, pp. 253-283, 2004.
- [76] S. Adachi, “Dispersion of the linear electro-optic coefficients in GaAs”, J. Appl. Phys., vol. 72, no 8, p. 3702, 1992.
- [77] S. Prorok, A. Petrov, M. Eich, J. Luo and A. K.-Y. Jen, “Modification of a Teng-Man technique to measure both  $r_{33}$  and  $r_{13}$  electro-optic coefficients”, Appl. Phys. Lett., vol. 105, no11, p. 113302, 2014.
- [78] D. M. Gill and A. Chowdhury, “Electro-optic polymer-based modulator design and performance for 40 Gb/s system applications”, J. Light. Technol., vol. 20, no 12, pp. 2145-2153, 2002.
- [79] R. Song, H.-C. Song, W. H. Steier and C. H. Cox, “Analysis and Demonstration of Mach-Zehnder Polymer Modulators Using In-Plane Coplanar Waveguide Structure”, IEEE J. Quantum Electron., vol. 43, no 8, pp. 633-640, 2007.
- [80] B. M. A. Rahman, V. Haxha, S. Haxha and K. T. V. Grattan, “Design optimization of polymer electrooptic modulators”, J. Light. Technol., vol. 24, no 9, pp. 3506-3513, 2006.
- [81] “Silicon Wafers”, [consulté en ligne le 29/02/2016], disponible sur : <http://si-mat.com/silicon-wafers.html>.
- [82] R. Garg and I. J. Bahl, “Characteristics of Coupled Microstriplines”, IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 27, no 7, pp. 700-705, 1979.
- [83] “Polyflon Company - Microwave Substrates - Microwave Circuit Manufacturing, PTFE, Cufion, NuCLAD, ULTEM, POLYGUIDE”, [consulté en ligne le 14/03/2016], disponible sur : <http://www.polyflon.com/microw.htm>.
- [84] D. D. Grieg and H. F. Engelmann, “Microstrip-a new transmission technique for the kilomegacycle range”, Proc. IRE, vol. 40, no 12, pp. 1644-1650, 1952.
- [85] M. El Gibari, “Conception optique et hyperfréquence d’un modulateur électro-optique sur polymère : optimisation de transitions ultra-large bande pour l’électrode de commande”, Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2009.
- [86] M. El Gibari, D. Averty, C. Lupi, Y. M. H. Li and S. Toutain, “Coplanar-microstrip transitions for ultra-wideband communications, ultra wideband communications: novel trends - antennas and propagation”, ISBN 978-953-307-452-8, INTECH, 2011.
- [87] “End Launch | Southwest Microwave”, [consulté en ligne le 26/04/2016], disponible sur : <http://mpd.southwestmicrowave.com/products/family.php?family=71>.
- [88] D. E. Anagnostou, M. Morton, J. Papapolymerou and C. G. Christodoulou, “A 0-55-GHz Coplanar Waveguide to Coplanar Strip Transition”, IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 56, no 1, pp. 1-6, 2008.

- [89] A. Butrym and S. Pivnenko, "CPW to CPS transition for feeding UWB antennas", in *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 2004 Second International Workshop*, pp. 107-108, 2004.
- [90] S. Kim, S. Jeong, Y.-T. Lee, D. H. Kim, J.-S. Lim, K.-S. Seo and S. Nam, "Ultra-wideband (from DC to 110 GHz) CPW to CPS transition", *Electron. Lett.*, vol. 38, no 13, pp. 622-623, 2002.
- [91] D. Yu and R. Zhu, "A New Wideband Vertical Transition between Coplanar Waveguide and Coplanar Stripline", *Prog. Electromagn. Res. Symp. (PIERS), Beijing, China*, pp. 315-317, 2009.
- [92] M. Hadjloum, M. El Gibari, S. Ginestar, H. W. Li and A. S. Daryoush, "Via-Hole Less Broadband Conductor-Backed Coplanar Waveguide to Coupled Microstrip Transition Up to 40 GHz », *Prog. Electromagn. Res. Lett.*, vol. 56, pp. 47-51, 2015.
- [93] J.-P. Raskin, G. Gauthier, L. P. Katehi and G. M. Rebeiz, "Mode conversion at GCPW-to-microstrip-line transitions", *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 48, no 1, pp. 158-161, 2000.
- [94] W. H. Haydl, "On the use of vias in conductor-backed coplanar circuits", *Microw. Theory Tech. IEEE Trans. On*, vol. 50, no 6, pp. 1571-1577, 2002.
- [95] "RO3003TM Laminates", [consulté en ligne le 10/05/2016], disponible sur : <https://www.rogerscorp.com/acs/products/42/RO3003-Laminates.aspx>.
- [96] "RF Microwave Probes | Air Coplanar, Infinity, [Z] Probes | Cascade Microtech, Inc.", [consulté en ligne le 10/05/2016], disponible sur : <http://www.cmicro.com/products/probes/rf-microwave>.
- [97] "Impedance Standard Substrates | High-Frequency Probing | Cascade Microtech, Inc.", [consulté en ligne le 10/05/2016], disponible sur : <https://www.cascademicrotech.com/products/calibration-tools/impedance-substrate>.
- [98] "AP3000 Adhesion Promoter", [consulté en ligne le 12/05/2016], disponible sur : <http://www.dow.com/cyclotene/prod/ap3000.htm>.
- [99] Z. Sekkat and M. Dumont, "Photoassisted poling of azo dye doped polymeric films at room temperature", *Appl. Phys. B*, vol. 54, no 5, pp. 486-489, 1992.
- [100] M. Eich, A. Sen, H. Looser, G. C. Bjorklund, J. D. Swalen, R. Twieg and D. Y. Yoon, "Corona poling and real-time second-harmonic generation study of a novel covalently functionalized amorphous nonlinear optical polymer", *J. Appl. Phys.*, vol. 66, no 6, pp. 2559-2567, 1989.
- [101] J. P. Drummond, S. J. Clarson, J. S. Zetts, F. K. Hopkins and S. J. Caracci, "Enhanced electro-optic poling in guest-host systems using conductive polymer-based cladding layers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no 3, pp. 368-370, 1999.
- [102] D. M. Pozar, "Microwave engineering", Hoboken, NJ: Wiley, 2012.
- [103] K. Rajasekaran, J. Jayalakshmi and T. Jayasankar, "Design and analysis of stepped impedance microstrip low pass filter using ADS simulation tool for wireless applications", *Int. J. Sci. Res. Publ.*, vol. 3, no 8, p. 1, 2013.
- [104] H. F. Liew, M. Mazalan, S. Johari, N. S. Safari and Y. Wahab, "Development of microstrip chebyshev low pass filters using laser micromachining", *2nd International Conference on Electronic Design (ICED)*, pp. 473-478, 2014.
- [105] C. Palazzesi, F. Stella, F. De Matteis and M. Casalboni, "In-plane poling characterization of organic electro-optical polymer", *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no 11, p. 113101, 2010.
- [106] J.-J. BESSOT, "Dépôts par évaporation sous vide", *Techniques de l'ingénieur*.
- [107] J.-J. BESSOT, "Dépôts par pulvérisation cathodique", *Techniques de l'ingénieur*.
- [108] C. J. Lawrence, "The mechanics of spin coating of polymer films", *Phys. Fluids*, vol. 31, no 10, p. 2786, 1988.



- [109] S. Michel, J. Zyss, I. Ledoux-Rak and C. T. Nguyen, “High-performance electro-optic modulators realized with a commercial side-chain DR1-PMMA electro-optic copolymer”, in OPTO, p. 75990I, 2010.
- [110] M.-C. Oh, W.-Y. Hwang, H.-M. Lee, S.-G. Han and Y.-H. Won, “Electrooptic polymer modulators operating in both TE and TM modes incorporating a vertically tapered cladding”, *Photonics Technol. Lett. IEEE*, vol. 9, no 9, pp. 1232–1234, 1997.
- [111] T. Liu and R. R. Panepucci, “Design and fabrication of polymer waveguide resonator with distributed bragg reflectors”, in SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), pp. 375–378, 2007.
- [112] Y. Lin, N. Rahmanian, S. Kim and G. P. Nordin, “Compact and high efficiency polymer air-trench waveguide bends and splitters”, in MOEMS-MEMS 2007 Micro and Nanofabrication, p. 64620V, 2007.
- [113] B. D. Gates, “Nanofabrication with molds & stamps”, *Mater. Today*, vol. 8, no 2, pp. 44–49, 2005.
- [114] C. Chao and L. J. Guo, “Polymer microring resonators fabricated by nanoimprint technique”, *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.*, vol. 20, no 6, p. 2862, 2002.
- [115] M. U. Khan, J. Justice, J. Petäjä, T. Korhonen, A. Boersma, S. Wieggersma, M. Karppinen and B. Corbett, “Multi-level single mode 2D polymer waveguide optical interconnects using nano-imprint lithography”, *Opt. Express*, vol. 23, no 11, p. 14630, 2015.
- [116] S. Y. Chou, P. R. Krauss and P. J. Renstrom, “Imprint of sub-25 nm vias and trenches in polymers”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no 21, pp. 3114–3116, 1995.
- [117] M. Bartels, S. Wittzack, F. Köhler, X. Wang, A. Albrecht, S. Schudy, M. Engenhorst, H. H. Mai, O. Setyawati, T. Voit and others, “High vertical resolution 3D nanoimprint technology for nanophotonic applications”, in IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics, pp. 87–88, 2009.
- [118] Y. Yang, K. Mielczarek, M. Aryal, A. Zakhidov and W. Hu, “Nanoimprinted Polymer Solar Cell”, *ACS Nano*, vol. 6, no 4, pp. 2877–2892, 2012.
- [119] S. Jeon, J.-W. Kang, H.-D. Park, J.-J. Kim, J. R. Youn, J. Shim, J. Jeong, D.-G. Choi, K.-D. Kim, A. O. Altun, S.-H. Kim and Y.-H. Lee, “Ultraviolet nanoimprinted polymer nanostructure for organic light emitting diode application”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no 22, p. 223307, 2008.
- [120] Y. CHEN, “Nanoimpression et nanomoulage”, *Techniques de l’Ingénieur*.
- [121] J. Haisma, “Mold-assisted nanolithography: A process for reliable pattern replication”, *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.*, vol. 14, no 6, p. 4124, 1996.
- [122] A. Cattoni, H. Anne-Marie, D. Decanini, J. Shi and J. Chen, “Soft UV nanoimprint lithography: a versatile tool for nanostructuring at the 20nm scale”, INTECH, 2011.
- [123] C. Con and B. Cui, “Effect of mold treatment by solvent on PDMS molding into nanoholes”, *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 8, no1, pp. 1–6, 2013.
- [124] U. Plachetka, “Wafer scale patterning by soft UV-Nanoimprint Lithography”, *Microelectron. Eng.*, vol. 73-74, pp. 167-171, 2004.
- [125] “SYLGARD® 184 SILICONE ELASTOMER KIT”, [consulté en ligne le 31/09/2016], disponible sur : <http://www.dowcorning.com/applications/search/products/Details.aspx?prod=01064291>
- [126] “EVG|EV Group Scales Up Nanoimprint Lithography for Display Manufacturing”, [consulté en ligne le 07/04/2016], disponible sur : [http://www.evgroup.com/en/about/news/2016\\_03\\_EVG7200LA/](http://www.evgroup.com/en/about/news/2016_03_EVG7200LA/).

- [127] P. Voisin, "Lithographie de nouvelle génération par nanoimpression assistée par UV: étude et développement de matériaux et procédés pour l'application microélectronique", Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble, 2007.
- [128] S. Reddy and R. T. Bonnacaze, "Simulation of fluid flow in the step and flash imprint lithography process", *Microelectron. Eng.*, vol. 82, no 1, pp. 60-70, 2005.
- [129] A. Abdo, S. Schuetter, G. Nellis, A. Wei, R. Engelstad and V. Truskett, "Predicting the fluid behavior during the dispensing process for step-and-flash imprint lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.*, vol. 22, no 6, p. 3279, 2004.
- [130] N. Koo, M. Bender, U. Plachetka, A. Fuchs, T. Wahlbrink, J. Bolten and H. Kurz, "Improved mold fabrication for the definition of high quality nanopatterns by Soft UV-Nanoimprint lithography using diluted PDMS material", *Microelectron. Eng.*, vol. 84, no 5-8, pp. 904-908, 2007.
- [131] N. Koo, U. Plachetka, M. Otto, J. Bolten, J. Jeong, E. Lee and H. Kurz, "The fabrication of a flexible mold for high resolution soft ultraviolet nanoimprint lithography", *Nanotechnology*, vol. 19, no 22, p. 225304, 2008.
- [132] K. Domanský, "Lift-off process for noble metals", *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.*, vol. 11, no 6, p. 2121, 1993.
- [133] A. A. Milgram, "Lift-off process for achieving fine-line metallization", *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.*, vol. 1, no 2, p. 490, 1983.
- [134] J. Tallal, K. Berton, M. Gordon and D. Peyrade, "4 inch lift-off process by trilayer nanoimprint lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.*, vol. 23, no 6, p. 2914, 2005.
- [135] M. Zhu, A. Sang, D. Zheng, X. Wang, D. Dong and Z. Zhu, "Nanopatterning using a simple bilayer lift-off process by transfer printing based on poly(dimethylsiloxane) templates", *Micro Nano Lett.*, vol. 10, no 11, pp. 633-636, 2015.
- [136] "Application Notes: Lift-off Processes with Photoresists", [consulté en ligne le 21/04/2016], disponible sur : [http://www.microchemicals.com/downloads/application\\_notes.html](http://www.microchemicals.com/downloads/application_notes.html).
- [139] "Metallographic Polishing Pads - PSA backed", [consulté en ligne le 06/06/2016], disponible sur : <http://www.metallographic.com/Technical/Polishing-PSA.htm>.
- [141] F. J. Villegas, T. Cwik, Y. Rahmat-Samii and M. Manteghi, "A parallel electromagnetic genetic-algorithm optimization (EGO) application for patch antenna design", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 52, no 9, pp. 2424-2435, 2004.
- [142] S. Sun, Y. Lv, J. Zhang, Z. Zhao and F. Ruan, "Optimization based on genetic algorithm and HFSS and its application to the semiautomatic design of antenna", in *International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT)*, pp. 892-894, 2010.
- [143] R. L. Haupt, "An introduction to genetic algorithms for electromagnetics", *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 37, no 2, pp. 7-15, 1995.
- [144] J. Zhang, M. Y. Koledintseva, J. L. Drewniak, D. J. Pommerenke, R. E. DuBroff, Z. Yang, W. Cheng, K. N. Rozanov, G. Antonini and A. Orlandi, "Reconstruction of Dispersive Dielectric Properties for PCB Substrates Using a Genetic Algorithm", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 50, no 3, pp. 704-714, 2008.
- [145] S. Seok, R. Crunelle, M. Fryziel, N. Rolland and P.-A. Rolland, "RF-MEMS packaging technique using benzocyclobutene (BCB)", in *French Symposium on Emerging Technologies for Micro-nanofabrication (JNTE)*, Toulouse, 2008.
- [146] D. Burdeaux, P. Townsend, J. Carr and P. Garrou, "Benzocyclobutene (BCB) dielectrics for the fabrication of high density, thin film multichip modules", *J. Electron. Mater.*, vol. 19, no 12, pp. 1357-1366, 1990.



# Liste des publications

## Articles en revues internationales à comité de lecture

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, S. Ginestar, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Via-Hole Less Broadband Conductor-Backed Coplanar Waveguide to Coupled Microstrip Transition”, *Progress In Electromagnetics Research Letters*, vol. 56, pp. 47-51, 2015.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Design Challenges of EO Polymer Based Leaky Waveguide Deflector for 40 GS/s All-Optical Analog-to-Digital Converters”, *Optics Communications*, Vol. 373, pp. 82-90, 2016.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “An Ultra-Wideband Dielectric Material Characterization Method using Grounded Coplanar Waveguide and Genetic Algorithm Optimization”, *Applied Physics Letters*, vol. 107, p. 142908, 2015.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Leaky Waveguide Deflector for 40 GS/s All-Optical Analog-to-Digital Converters”, *The Journal of Franklin Institute* (accepté pour publication).

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Broadband Capacitively Grounded Coplanar to Coupled Microstrip Transition for Planar Microwave”, *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, <http://dx.doi.org/10.1017/S1759078716000969>.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Improvement of Bandwidth up to 67 GHz of Polymer Modulators by Using Buried In-Plane Coupled Micro-Strip Driving Electrodes”, *Soumis à IEEE Journal of Lightwave Technology*.

## Conférences internationales à comité de lecture et actes

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Leaky Waveguide Deflector for 40 GS/s All-Optical ADC”, *2014 IEEE Benjamin Franklin Symposium on Microwave and Antenna Sub-systems (BenMAS 2014)*, Philadelphia, USA, 2014, Présentation orale.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Gundel, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Ultra-Wideband GCPW-CMSGCPW Transition for Characterization of All-optical ADCs Based on Leaky Waveguide Deflector”, *2014 IEEE 22<sup>nd</sup> Telecommunications Forum (TELFOR 2014)*, Belgrade, Serbia, pp. 356-359, 2014, Présentation orale.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, M. Halbax, J.-P. Vilcot, H. W. Li, A. S. Daryoush, “40 GSPS All-Optical ADC with ENOB of 6.6 using EO Polymer Optical Deflector and Spatial Quantizer”, *2015 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 2015)*, Paphos, Cyprus, 2015, Présentation poster.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Electrode Structure for both Poling and Driving of the Electro-Optic Polymer in an Analog-to-Digital Converter based on an Optical Deflector”, *2015 IEEE 23<sup>rd</sup> Telecommunications Forum (TELFOR 2015)*, Belgrade, Serbia, pp. 567-570, 2015, Présentation orale.

M. El Gibari, **M. Hadjloum**, H. W. Li, “Coplanar Waveguide to Microstrip Transition in Thin Polymer Film for Characterization and Packaging of Microwave Photonic Components”, *2015 IEEE 23<sup>rd</sup> Telecommunications Forum (TELFOR 2015)*, Belgrade, Serbia, pp.591-594, 2015, Présentation orale.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Study of an Electro-Optic Polymers Leaky Waveguide Deflector and its Microwave access across a GCPW to CMS transition for realizing a 40 GSPS AOADC”, *2015 IEEE 2<sup>nd</sup> International Conference on Microwave and Photonic (ICMAP 2015)*, Dhanbad, India, 2015, Présentation orale.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Microwave and Optical Design Optimization of Polymer Phase Modulators with Over 40 GHz BW”, *2015 IEEE 2<sup>nd</sup> International Conference on Microwave and Photonic (ICMAP 2015)*, Dhanbad, India, 2015, Présentation orale.

M. El Gibari, **M. Hadjloum**, H. W. Li, “Conductor-Backed Coplanar Waveguide to Microstrip Transition on BCB Polymer Thin Film with Bandwidth over 60 GHz”, *2015 IEEE 2<sup>nd</sup> International Conference on Microwave and Photonic (ICMAP 2015)*, Dhanbad, India, 2015, Présentation orale.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Study of an Electro-Optic Leaky Waveguide Deflector for Application in All-Optical Analog-to-Digital Converters”, *Progress In Electromagnetics Research Symposium*, Shanghai, China, 8-11 August 2016.

M. El Gibari, S. Bretin, **M. Hadjloum**, P. Derval, G. Lirzin, H. W. Li, “Design and realization of high-performance microwave and millimeter wave band-pass filters on thin polymer films”, *Progress In Electromagnetics Research Symposium*, Shanghai, China, 8-11 August 2016.

## Workshops

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush, “Advances on all-optical ADCs based on a polymer leaky waveguide deflector”, *Workshop on advanced ADCs*, La Baule, 16 décembre 2015.

## Conférences nationales sans actes

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, A. S. Daryoush, H. W. Gundel, H. W. Li, “Convertisseur analogiquenumérique de signaux hyperfréquences à base de polymères électro-optiques”, *Journée Optique Microonde/Société Française d’Optique*, 19 Juin 2014, Lannion, France, 2014, Présentation orale.

**M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, A. S. Daryoush “Conception d’un défecteur à guide d’onde à fuite électro-optique pour un convertisseur analogique-numérique tout optique fonctionnant à 40 Géc/s”, *Journée Optique Micro-onde/Société Française d’Optique*, Nantes, France, 12 Juin 2015, Présentation poster.

S. Bretin, **M. Hadjloum**, M. El Gibari, H. W. Li, “Transition coplanaire microruban large bande pour le packaging d’un composant opto-hyperfréquence”, *Journée Optique Micro-onde/Société Française d’Optique*, Nantes, France, 12 Juin 2015, Présentation poster.



## Liste des figures

Figure 1.1 – Représentation des étapes de conversion A/N ; a) tension analogique ; b) tension échantillonnée ; c) tension quantifiée. ....	14
Figure 1.2 – Représentation schématique de l'opération d'échantillonnage d'un signal analogique. ....	15
Figure 1.3 – Fonction de transfert d'un CAN idéal (linéaire). ....	15
Figure 1.4 – Illustration de l'erreur de quantification. Le signal analogique est en trait continu bleu, le signal quantifié est en trait discret vert et le signal d'erreur est en pointillé en rouge. ....	16
Figure 1.5 – Segment élémentaire d'un signal d'erreur de quantification $e(t)$ . ....	16
Figure 1.6 – Illustration de la dynamique libre des raies parasites. ....	19
Figure 1.7 – Illustration de la gigue temporelle $\delta t$ et de l'erreur $\delta v$ induite sur la valeur échantillonnée du signal. La ligne en pointillé en rouge indique l'instant d'échantillonnage théorique et la ligne continue en noire adjacente l'instant d'échantillonnage réel. ....	21
Figure 1.8 – Limite théorique de l'ENoB en fonction de la fréquence d'échantillonnage imposée par la gigue temporelle de l'horloge. ....	21
Figure 1.9 – Limite théorique de l'ENoB en fonction de la fréquence d'échantillonnage, imposée par la métastabilité des comparateurs. ....	22
Figure 1.10 – Limite théorique de l'ENoB en fonction de la fréquence d'échantillonnage, imposée par le bruit de circuit. ....	23
Figure 1.11 – Architecture d'un CAN flash à 3 bits de résolution. ....	25
Figure 1.12 – Architecture d'un CAN pipeline. ....	25
Figure 1.13 – Architecture d'un CAN $\Sigma\Delta$ . ....	26
Figure 1.14 – Illustration d'un CAN (ADC) à entrelacement temporel basé sur plusieurs CANs élémentaires [25]. ....	27
Figure 1.15 – ENoB et fréquence d'échantillonnage des CANs. Les points en rouge noir représentent les CANs électroniques présentés aux ISSCC et VLSI entre 1997 et 2015 et les carrés en bleu cyan représentent quelques CANs optiques. ....	28
Figure 1.16 – Schéma de principe d'un CAN hybride à entrelacement temporel [33]. ....	30
Figure 1.17 – Principe d'un CAN à échantillonnage optique et à multiplexage en longueur d'onde de Khilo [35]. ....	30
Figure 1.18 – Schéma de principe d'un CAN à étirement temporel. ....	31
Figure 1.19 – Schéma d'un échantillonneur en matériau semi-conducteur photoconductif GaAs [40].	32
Figure 1.20 – Schéma de principe d'un CAN tout-optique de 4 bits basé sur des interféromètres Mach-Zehnder. ....	33
Figure 1.21 – Schéma de principe d'un CAN à quantification spatiale dans le domaine optique [46].	34
Figure 1.22 – Schéma de principe d'un CAN utilisant un laser MLL pour l'échantillonnage et une conversion tension-position pour la quantification. ....	35
Figure 1.23 – Architecture d'un CAN tout-optique combinant deux étages de quantification [49]. ....	35
Figure 1.24 – Schéma de principe du CAN tout-optique basé sur un défecteur EO à guide d'onde à fuite. ....	36
Figure 2.2 – Coupe transversale du défecteur à guide d'onde à fuite en polymère EO. ....	43

Figure 2.3 – Régimes de propagation de l’onde optique dans le déflecteur à guide d’onde à fuite.....	44
Figure 2.4 – Coupe longitudinale du déflecteur à guide d’onde à fuite. La lentille cylindrique et le masque de codage sont également illustrés.....	44
Figure 2.5 – Organigramme de la méthode d’extraction de permittivités complexes des matériaux diélectriques basée sur une convergence entre les résultats de simulation et de mesure du paramètre de transmission $S_{21}$ . Un algorithme générique est utilisé pour accélérer la convergence. ....	47
Figure 2.6 – Permittivités complexes déterminées par rétro-simulations en utilisant notre méthode de caractérisation diélectrique. ....	48
Figure 2.7 – Coupe longitudinale du guide d’onde à fuite simulé avec OptiBPM pour récupérer le champ de fuite proche. ....	52
Figure 2.8 – Champ de fuite proche exporté sur un guide de longueur $L = 1$ cm, calculé sous OptiBPM. a) Amplitude normalisée ; b) Phase en radian. ....	52
Figure 2.9 – Comparaison entre le champ lointain calculé avec le modèle analytique (éq. 2.9) et celui calculé par FFT à partir du champ proche simulé sous OptiBPM. ....	53
Figure 2.10 – Diagramme conceptuel du CAN tout-optique à quantification spatiale illustrant les deux paramètres déterminant la résolution : balayage et divergence verticale.....	54
Figure 2.11 – Projection des vecteurs d’onde $k_c$ et $k_s$ selon la direction de propagation (axe $z$ ).....	56
Figure 2.12 – Domaines monomode et multimode en fonction des dimensions du cœur pour un guide qui confine la lumière et dont l’écart d’indice entre cœur et gaine est $\Delta n = 0,07$ .....	57
Figure 2.13 – Cartographie du champ optique, sur une échelle linéaire, polarisé en mode TE dans un guide formé d’un cœur carré de $1,8 \mu\text{m}$ ( $n_c = 1,63$ ) entouré d’une gaine d’indice $n_g = 1,56$ . ....	58
Figure 2.14 – Courbes de dispersion des modes optiques TE dans le guide à fuite. Le cœur carré ( $n_c = 1,63$ ) de côté $a = b = 1,8 \mu\text{m}$ , l’épaisseur de couche tampon ( $n_t = 1,63$ ) $h_t = 3,5 \mu\text{m}$ et l’indice de réfraction du prisme-superstrat est $n_s = 1,7$ .....	58
Figure 2.15 – La courbe continue en bleu représente l’atténuation de la puissance optique normalisée dans le cœur du guide à fuite, celle en pointillé rouge suivant une loi exponentielle est ajustée numériquement afin de remonter au coefficient de fuite $\alpha_f$ ; a) $h_t = 3,5 \mu\text{m}$ ; b) $h_t = 2,1 \mu\text{m}$ . ....	61
Figure 2.16 – Coefficient de fuite $\alpha_f$ en fonction de l’épaisseur de la couche tampon $h_t$ à $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ . Le cœur optique est en PMMI/CPO-1 d’indice 1,63 et de section carrée de $1,8 \mu\text{m}$ de côté, la gaine inférieure ainsi que la couche tampon sont en NOA 81 d’indice 1,56, le prisme est en verre d’indice 1,7. ....	62
Figure 2.17 – Illustration de l’onde de fuite depuis le guide d’onde optique. Les simulations sont effectuées dans les mêmes conditions que pour la Figure 2.16 ; a) $h_t = 1,2 \mu\text{m}$ ; b) $h_t = 1,6 \mu\text{m}$ . ....	62
Figure 2.18 – a) Variation du coefficient de fuite en fonction de l’indice de réfraction du cœur. b) Variation de l’indice effectif du mode fondamental en fonction de l’indice de réfraction du cœur. Les paramètres opto-géométriques de simulations sont : $n_g = n_t = 1,56$ , $n_s = 1,7$ , $\alpha_{opt} = 0,345$ Np/cm, $a = b = 1,8 \mu\text{m}$ et $h_t = 2,9 \mu\text{m}$ . ....	63
Figure 2.19 – Divergence verticale à mi-hauteur en intensité du faisceau de fuite en fonction du coefficient de fuite. Les paramètres utilisés : $n_{oe0} = 1,5882$ , $n_s = 1,7$ , $L = 2$ cm. ....	64
Figure 2.20 – Intensité optique normalisée du faisceau de fuite. Les pertes optiques sont de $\alpha_{opt} = 0,345$ Np/cm pour la courbe continue en bleu et de $\alpha_{opt} = 0$ Np/cm pour la courbe discontinue en vert. La longueur du guide à fuite considérée est de $L = 2$ cm avec un coefficient de fuite est de $\alpha_f = 1$ Np/cm. ....	64



Figure 2.21 – Divergence verticale du faisceau de fuite en fonction de la longueur du guide à fuite pour plusieurs coefficients de fuite. Paramètres opto-géométriques :  $n_{oe} = 1,5882$ ,  $n_s = 1,7$ ,  $\alpha_{opt} = 0,345$  Np/cm,  $V_{HF} = 0$  V. .... 65

Figure 2.22 – Longueur effective en fonction du coefficient de fuite. Cette courbe est produite en relevant la longueur pour laquelle la divergence arrive à stabilisation sur la Figure 2.21.65

Figure 2.23 – Ellipsoïde des indices d'un matériau biréfringent uniaxe. LiNbO3 est pris comme exemple avec  $n_o = 2,286$  et  $n_e = 2,200$ . .... 67

Figure 2.24 – Cartographie du champ électrique dans une coupe transversale du déflecteur EO commandé par des électrodes CPS posées sur la couche tampon. Les paramètres géométriques sont  $a = b = 1,8$   $\mu\text{m}$  pour le cœur,  $t = 1,8$   $\mu\text{m}$  pour l'épaisseur des électrodes,  $G = 6$   $\mu\text{m}$  pour le gap et  $h_t = 3,16$   $\mu\text{m}$  pour l'épaisseur de la couche tampon, égale au dénivelé entre cœur et électrodes. .... 70

Figure 2.25 – Coupe transversale du déflecteur EO commandé par une ligne CPS enterrée dans le même niveau plan horizontal que le cœur optique. .... 71

Figure 2.26 – Cartographie du champ  $E$  dans un déflecteur commandé par des électrodes CPS dans le même plan que le cœur optique. Les paramètres géométriques sont identiques à ceux de la Figure 2.24, soit  $a = b = 1,8$   $\mu\text{m}$ ,  $t = 1,8$   $\mu\text{m}$ ,  $G = 6$   $\mu\text{m}$  et  $h_t = 3,16$   $\mu\text{m}$ . .... 71

Figure 2.27 – Distribution de l'intensité optique dans le guide suivant l'axe horizontal et au centre vertical du cœur optique dont les dimensions sont  $a = b = 1,8$   $\mu\text{m}$ . .... 72

Figure 2.28 – Influence de la désadaptation des vitesses de phase entre ondes optique et HF sur l'impulsion de fuite ; a) schéma de la section longitudinale du guide à fuite montrant des champs de fuite élémentaires qui émergent dans le prisme à des angles différents à cause de la désadaptation des vitesses de phase ; b) intensité des impulsions de fuite dans les cas où les vitesses de phase sont respectivement adaptées ( $n_{oe}$  constant) et désadaptées ( $n_{oe}$  variable), en insertion les indices effectifs dans les deux cas. .... 73

Figure 2.29 – Coupe transversale du déflecteur EO sur un wafer de silicium. .... 75

Figure 2.30 – Coupe transversale du déflecteur EO avec un plan de masse métallique pour écranter le wafer Si. .... 76

Figure 2.31 – Bande passante du déflecteur en fonction de sa longueur. Seule la désadaptation des vitesses de phase entre ondes optique et HF est prise en compte pour tracer les courbes avec l'équation 2.28.  $\varepsilon_{HF} = 5,44$  pour le déflecteur commandé par électrodes CPS et  $\varepsilon_{HF} = 3,50$  pour le déflecteur commandé par électrodes CMS. .... 76

Figure 2.32 – Évolution de l'épaisseur de peau sur la plage de fréquence 1 – 40 GHz pour les métaux : cuivre (Cu), or (Au) et aluminium (Al). .... 78

Figure 2.33 – Configuration des champs  $E$  et  $H$  dans un déflecteur commandé par une ligne CMS ; a) mode TEM impair ; b) mode TEM pair. .... 79

Figure 2.34 – Vecteurs de champ  $E$  à 20 GHz dans une coupe transversale du déflecteur EO issus de simulation sous HFSS pour a)  $G/h_g = 0,1$  ; b)  $G/h_g = 4$ . .... 79

Figure 2.35 – Résultats de simulations de l'atténuation HF pour déflecteurs commandés par électrodes CPS et CMS. .... 81

Figure 2.36 – Résultats de simulations du paramètre  $S_{21}$  pour déflecteurs commandé par électrodes CPS et CMS d'une longueur  $L = 1$  cm. .... 81

Figure 2.37 – Distribution angulaire de l'intensité du faisceau de fuite dans un cas d'école sans pertes HF et dans un cas réel avec 2,34 dB/cm de pertes HF (pertes à 20 GHz avec la ligne CMS, cf. Figure 2.35). Ces résultats sont obtenus à l'aide de la formule 2.9 avec un coefficient de fuite  $\alpha_f = 0,1$  Np/cm, un coefficient de pertes optiques  $\alpha_{opt} = 0,345$  Np/cm, un indice effectif  $n_{oe} = 1,5882$ , un guide de longueur  $L = 2$  cm, une tension  $V_{HF} = 20$  V, un gap  $G = 5,5$   $\mu\text{m}$ , un coefficient EO  $r_{eo} = 70$  pm/V et un taux de recouvrement  $\Gamma = 61$  % ..... 82

- Figure 2.38 – Balayage du faisceau de fuite pour une tension  $V_{HF} = \pm 20$  V aux fréquences : DC, 10 GHz et 20 GHz. Les mêmes paramètres du déflecteur que ceux utilisés pour la Figure 2.37. . 83
- Figure 2.39 – Dégradation de la résolution du déflecteur causée par l'augmentation des pertes HF avec la fréquence..... 83
- Figure 2.40 – Vue de dessus dans le plan  $xz$  des électrodes du déflecteur EO ; a) électrodes CMS classiques avec un gap constant ; b) électrodes CMS avec un gap décroissant exponentiellement selon  $z$ ..... 85
- Figure 2.41 – Résultats de simulation sous HFSS du champ  $E$  dans le déflecteur au milieu du guide optique en polymère EO, normalisé à l'entrée, pour plusieurs fréquences (cf. Figure 2.35) ; a) pour une ligne CMS à gap constant ; b) pour une ligne CMS à gap variable, avec une compensation à la fréquence  $f_c = 2,9$  GHz. Les dimensions géométriques de simulation sont : une épaisseur de gaine inférieure  $h_g = 40$   $\mu\text{m}$ , une largeur de rubans  $W = 80$   $\mu\text{m}$ , un gap à l'entrée  $G_0 = 5,5$   $\mu\text{m}$ , une épaisseur de couche tampon  $h_t = 3,16$   $\mu\text{m}$  et une épaisseur du prisme  $h_s = 500$   $\mu\text{m}$ ..... 86
- Figure 2.42 – La résolution en fonction de la fréquence avec et sans compensation de l'atténuation du champ  $E$ . La résolution moyenne sur la bande de fréquence DC – 20 GHz est de 2,7 bits sans compensation et 3,4 bits avec compensation. .... 87
- Figure 2.43 – Déplacement angulaire en fonction de la tension appliquée à l'entrée de la ligne CMS à la fréquence de compensation  $f_c = 2,9$  GHz. Les paramètres de simulation sont  $\alpha_{gap} = 0,13$   $\text{cm}^{-1}$ ,  $G_0 = 5,5$   $\mu\text{m}$ ,  $\Gamma = 80\%$ ..... 88
- Figure 2.44 – Évolution de la résolution en fonction du coefficient EO aux fréquences : DC, 2,9 GHz et 20 GHz. Ces résultats de simulations sont obtenus pour  $V_0 = \pm 20$  V,  $G_0 = 5,5$   $\mu\text{m}$ ,  $\Gamma = 80\%$ ,  $L = 2$  cm,  $\alpha_f = 0,1$  Np/cm et  $\alpha_{gap} = 0,13$   $\text{cm}^{-1}$ . .... 89
- Figure 2.45 – La résolution sur la bande de fréquence DC – 20 GHz avec le coefficient EO de 70 pm/V du PMMI/CPO-1 et celui de 350 pm/V de l'AJ404 [6]. Les autres paramètres de simulation sont identiques à ceux utilisés pour la Figure 2.44. .... 89
- Figure 2.46 – a) Pics d'intensité du faisceau de fuite à -20 V et +20 V à 2,9 GHz (la fréquence de compensation de l'atténuation HF) pour un coefficient EO de 350 pm/V ; b) Diagramme schématique du masque de codage avec emplacement des lignes de focalisation obtenues à respectivement -20 V et +20 V. .... 90
- Figure 2.47 – Résolution en fonction de la longueur du guide pour une tension  $V_0 = \pm 20$  V et un taux de recouvrement de 80% lorsque le champ  $E$  est constant au cours de sa propagation (à la fréquence 2,9 GHz avec  $\alpha_{gap} = 0,13$   $\text{cm}^{-1}$ ). .... 91
- Figure 3.1 – Représentation schématique de la mise en boîtier du déflecteur EO avec le bloc de quantification, muni de quatre entrées et sorties..... 97
- Figure 3.2 – Représentation schématique d'une vue de dessus du déflecteur où les deux rubans de l'électrode CMS sont coudés à  $90^\circ$  pour la séparation des accès électrique et optique ; cette figure illustre l'intersection d'un des rubans avec le cœur optique. .... 98
- Figure 3.3 – Représentation schématique d'une vue de dessus du déflecteur où seul le ruban-signal de l'électrode CMS est coudé à  $90^\circ$  pour la séparation des accès électrique et optique ; cette configuration d'électrode évite l'intersection entre le cœur optique et les rubans. .... 98
- Figure 3.4 – Représentation schématique des modes de champ dans l'électrode de commande ; a) section MS suivant le connecteur HF (cf. Figure 3.3) ; b) section CMS sur la longueur d'interaction opto-hyperfréquence. .... 99
- Figure 3.5 – a) Représentation schématique du coude circulaire étudié pour relier le connecteur HF et les électrodes CMS ; b) résultats de simulations du coefficient de transmission du coude circulaire pour des rayons de 0,5, 1 et 2 mm. Les paramètres de simulation sont : largeur

du ruban $W_{ms} = 94 \mu\text{m}$ , épaisseur cuivre $t = 1,8 \mu\text{m}$ , épaisseur du polymère NOA 81 ( $\epsilon_r = 3,22$ , $\tan\delta = 2,25 \times 10^{-2}$ ) $h_g = 40 \mu\text{m}$ .	100
Figure 3.6 – Illustration des contraintes liées à la connexion entre une structure en couche mince et un connecteur coaxial.	101
Figure 3.7 – Connecteur coplanaire End Launch de Southwest Microwave [87].	102
Figure 3.8 – Représentation schématique d’une vue de dessus de la transition GCPW-CMS-GCPW en configuration back-to-back.	102
Figure 3.9 – Représentation schématique des modes de propagation possibles dans une ligne coplanaire blindée (GCPW).	103
Figure 3.10 – Représentation schématique en 3D du déflecteur EO recevant le signal de commande à l’aide d’une transition GCPW-CMS-GCPW.	104
Figure 3.11 – Coefficient de transmission, $ S_{21} $ , simulé de la structure sur la Figure 3.11 pour différentes dimensions des pads de la section GCPW. Les paramètres géométriques de simulation sont : $L_{cms} = 5 \text{ mm}$ , $G_{cms} = 4,2 \mu\text{m}$ , $W_{cms} = 120 \mu\text{m}$ , $h_g = 40 \mu\text{m}$ , $W_{ms} = 94 \mu\text{m}$ , $G_{gcpw} = 55 \mu\text{m}$ , $R = 1 \text{ mm}$ , $t = 1 \mu\text{m}$ , $t' = 200 \text{ nm}$ .	105
Figure 3.12 – a) Cartographie du champ $E$ à la fréquence d’excitation du mode $\text{CPM}_{01}$ (27,2 GHz) dans la section GCPW de la transition GCPW-CMS-GCPW ; trois modes se propagent à cette fréquence : le mode MS, le mode CPW et le mode $\text{CPM}_{01}$ ; b) cartographie du champ $E$ à la fréquence 10 GHz où seules les modes MS et CPW se propagent.	106
Figure 3.13 – Cartographies du champ $E$ dans les différentes sections de la transition GCPW-CMS ; a) section GCPW ; b) section MS ; c) section CMS (déflecteur).	106
Figure 3.14 – Représentation schématique des modes de propagation dans les différentes sections de la transition GCPW-CMS ; a) section GCPW ; b) section MS ; c) section CMS (déflecteur).	107
Figure 3.15 – Photographie du système de mesure sous pointes utilisé.	108
Figure 3.16 – Paramètres-S mesurés et simulés de la transition GCPW-CMS-GCPW sur substrat RO3003 <sup>TM</sup> dont les paramètres géométriques sont dans le Tableau 3.1 ; a) $ S_{21} $ et b) $ S_{11} $ .	108
Figure 3.17 – Cartographie du champ $E$ dans la section CMS de la transition GCPW-CMS-GCPW sur le substrat RO3003 <sup>TM</sup> à la fréquence de résonance 19,8 GHz. Cette figure illustre la fuite du champ $E$ entre le ruban-masse et le plan de masse à la résonance.	109
Figure 3.18 – Résultats de mesure et de simulation de a) la phase d’insertion $\phi_{21}$ et du b) retard de groupe $\tau_g$ de la transition GCPW-CMS-GCPW sur le substrat RO3003 <sup>TM</sup> dont les paramètres géométriques sont regroupés dans le Tableau 3.1.	110
Figure 3.19 – Paramètres a) $ S_{21} $ et b) $ S_{11} $ mesurés et simulés de la transition GCPW-CMS-GCPW sur le polymère BCB en couche mince dont les paramètres géométriques sont regroupés dans le Tableau 3.2.	112
Figure 3.20 – Représentation schématique d’une section transversale d’une ligne CMS dissymétrique.	112
Figure 3.21 – a) Phase d’insertion, $\phi_{21}$ , et b) retard de groupe, $\tau_g$ , de la transition GCPW-CMS-GCPW sur polymère BCB en couche mince dont les paramètres géométriques sont regroupés dans le Tableau 3.2.	113
Figure 3.22 – Représentation schématique de la transition GCPW-CMS-GCPW enterrée par une couche de polymère NOA 81.	114
Figure 3.23 – Illustration de l’influence de la couche supérieure (couche tampon) sur la profondeur des pics de résonance se produisant dans la section CMS de la transition GCPW-CMS-GCPW.	115

Figure 3.24 – Photographie (avec couche tampon) et images au microscope optique (avant recouvrement par la couche tampon) de la transition GCPW-CMS-GCPW réalisée sur NOA 81. ....	116
Figure 3.25 – a) Paramètres $ S_{21} $ et b) $ S_{11} $ simulés et mesurés de la transition GCPW-CMS-GCPW enterrée par une couche mince de polymère NOA 81. Les paramètres géométriques de la transition sont regroupés dans le Tableau 3.3.....	116
Figure 3.26 – a) Phase d’insertion, $\phi_{21}$ , et b) retard de groupe, $\tau_g$ , simulés et mesurés de la transition GCPW-CMS-GCPW enterrée par une couche mince de polymère NOA 81. Les paramètres géométriques de la transition sont regroupés dans le Tableau 3.3.....	117
Figure 3.27 – Paramètres-S a) $ S_{21} $ et b) $ S_{11} $ simulés de la structure du défecteur commandé par la transition GCPW-CMS-GCPW (cf. Figure 3.10) avec les paramètres du Tableau 3.4. .	118
Figure 3.28 – a) Phase d’insertion, $\phi_{21}$ , et b) retard de groupe, $\tau_g$ , de la structure du défecteur alimenté par la transition GCPW-CMS-GCPW (cf. Figure 3.10) avec les paramètres du Tableau 3.4. ....	118
Figure 3.29 – Représentation schématique du procédé d’orientation des chromophores par électrodes de contact ; a) électrodes microruban ; b) électrodes coplanaires. ....	120
Figure 3.30 – a) Représentation schématique d’une vue de dessus d’un défecteur EO alimenté par une transition GCPW-CMS-GCPW incluant le circuit d’orientation des chromophores ; b) Illustration de l’opération d’orientation de chromophores à l’aide des rubans de la ligne CMS.....	121
Figure 3.31 – a) Circuit équivalent d’un filtre passe-bas d’ordre 2 en éléments localisés ; b) géométrie d’un filtre passe-bas d’ordre 2 en éléments distribués.....	122
Figure 3.32 – Résultats de simulation des paramètres transmission et de réflexion du LPF qui peut servir de circuit de <i>poling</i> et de polarisation. ....	122
Figure 3.33 – Paramètres de transmission simulés des transitions GCPW-CMS-GCPW, enterrées par une couche de NOA 81, avec et sans circuit de <i>poling</i> .....	123
Figure 3.34 – a) Paramètres $ S_{21} $ et b) $ S_{11} $ simulés et mesurés de la structure électrique avec les accès HF et DC indépendants enterrée par une couche mince de polymère NOA 81.....	124
Figure 3.35 – a) Phase d’insertion $\phi_{21}$ , et b) retard de groupe $\tau_g$ , simulés et mesurés de la structure d’électrode avec accès HF et DC indépendants enterrée par une couche mince de polymère NOA 81.....	124
Figure 3.36 – Photographie d’un échantillon avec la totalité de la structure électrique enterrée dans le polymère NOA 81 lors d’un test avec une tension DC.....	125
Figure 4.1 – Coupe transversale de la structure d’un modulateur de phase commandé par une ligne CMS dans le même plan horizontal que le cœur optique. ....	129
Figure 4.2 – Images au microscope optique de couches minces de cuivre sur le polymère NOA 81 ; a) déposé par évaporation ; b) déposé par pulvérisation. ....	130
Figure 4.3 – Image MEB d’un dépôt de Cu sur le polymère NOA 81 effectué en trois dépôts de 20 min avec une remise à l’air après chaque dépôt.....	131
Figure 4.4 – Schéma de principe de dépôt de polymères en couches minces par centrifugation ( <i>spin-coating</i> ). ....	132
Figure 4.5 – Variation de l’épaisseur du film de polymère NOA 81 en fonction de la vitesse de rotation de la tournette.....	132
Figure 4.6 – Image MEB d’une couche mince de polymère NOA 81 déposée sur un substrat de Si préalablement métallisé par une couche de 200 nm d’Al. ....	133
Figure 4.7 – Schéma des tranchées à réaliser dans le polymère de gaine NOA 81.....	134
Figure 4.8 – Schéma de principe de la nano-impression thermique (T-NIL).....	135
Figure 4.9 – Schéma de principe de la nano-impression assistée par UV (UV-NIL).....	135
Figure 4.10 – Le masque optique codé pour la réalisation d’un moule en Si par photolithographie...	137

Figure 4.11 – Images MEB d’un moule en Si. Les deux rubans représentent les flancs latéraux qui séparent le cœur des électrodes.....	137
Figure 4.12 – Images MEB d’un moule en Si ; a) rugosité des flancs ; b) inclinaison des flancs. ....	138
Figure 4.13 – Représentation schématique des étapes de fabrication d’un tampon en PDMS.....	139
Figure 4.14 – Image par microscopie optique d’un tampon PDMS montrant un défaut dans la tranchée de cœur causé par le piégeage d’une bulle d’air. ....	140
Figure 4.15 – Représentation schématique des étapes de transfert de motifs du tampon PDMS vers le polymère de gaine NOA 81. ....	141
Figure 4.16 – Images MEB de la NOA 81 imprimée avec des tampons PDMS réalisés avec le protocole décrit précédemment (cf. Figure 4.15).....	141
Figure 4.17 – Schématisation du remplissage partiel des tranchées micrométriques dû à la forte viscosité du PDMS (3500 mPa·s).....	142
Figure 4.18 – Images par microscopie optique d’un tampon fabriqué avec du PDMS dilué. ....	142
Figure 4.19 – Images MEB de tranchées dans la NOA 81 imprimées en utilisant des tampons fabriqués avec du PDMS dilué ; a et b) inclinaison des flancs ; c et d) rugosité des flancs. ....	143
Figure 4.20 – Représentation schématique des principales étapes de photolithogravure pour la structuration d’électrodes. ....	144
Figure 4.21 – Représentation schématique des principales étapes du procédé <i>lift-off</i> pour la structuration des électrodes. ....	145
Figure 4.22 – Images par microscopie optique du masque en résine obtenu à l’étape de développement sur la Figure 4.21. ....	146
Figure 4.23 – Profil rentrant du masque en bicouche ; a) représentation schématique ; b) image au microscope optique d’un échantillon. ....	146
Figure 4.24 – Images au microscope optique des électrodes réalisées sur une couche de NOA 81 pour le test et l’optimisation du protocole <i>lift-off</i> avec a) un masque bicouche ; b) un masque monocouche. ....	147
Figure 4.25 – Images au microscope optique des électrodes réalisées sur une gaine NOA 81 structurée. ....	148
Figure 4.26 – L’épaisseur du film de polymère PMMI/CPO-1 en fonction de la vitesse de rotation de la tournette pour trois concentrations de solution 100, 200 et 350 g/l.....	149
Figure 4.27 – Photographies des gaines structurées recouvertes par une couche de polymère PMMI/CPO-1 ; a) concentration de 75 g/l ; b) concentration de 100 g/l.....	149
Figure 4.28 – Les paliers de vitesse de la tournette utilisés pour le remplissage de la tranchée de cœur par le polymère PMMI/CPO-1.....	150
Figure 4.29 – Images MEB des tranchées de cœur dans la gaine en NOA 81 remplies par le polymère PMMI/CPO-1.....	150
Figure A.1 – Organigramme de la méthode d’extraction de permittivités complexes des diélectriques basée sur une convergence entre les résultats de simulation et de mesure du coefficient de transmission $S_{21}$ . Un algorithme génétique est utilisé pour accélérer la convergence.	161
Figure A.2 – Exemple de l’évolution par l’AG d’une population de 32 combinaisons dans le domaine prédéfini ; a) génération aléatoire des combinaisons initiales (carrés bleus) dans un domaine 2D où l’axe des abscisses est représenté par $\tan\delta = (5 \times 10^{-4} - 3,2 \times 10^{-2})$ et l’axe des ordonnées est représenté par $\epsilon_r = (2,02 - 5,17)$ ; b) convergence de la population de combinaisons vers la solution optimale représentée par une étoile rouge située au point $(\epsilon_r ; \tan\delta) = (3,5 ; 0,55 \times 10^{-2})$ après 7 itérations. ....	162
Figure A.3 – Décroissance du coût $\mathcal{J}$ en fonction du nombre d’itérations. Dans cet exemple, le paramètre $S_{21}$ est mesuré sur une ligne GCPW réalisée sur un substrat en polymère BCB (cf. Figure A.4).....	162

---

Figure A.4 – a) Coupe transversale de la ligne GCPW utilisée comme cellule de mesure ; b) photographie du jeu de lignes GCPW réalisées sur BCB (image au microscope optique). .....	164
Figure A.5 – Résultats de mesures sur la ligne GCPW réalisée sur le polymère BCB. ....	165
Figure A.6 – Résultat de la caractérisation diélectrique du polymère BCB ; a) permittivité relative ; b) tangente de pertes. ....	165
Figure A.7 – Comparaison de mesures et de simulations (avec $\epsilon_r = 2,77$ et $\tan\delta = 7 \times 10^{-3}$ ) de l'amplitude linéaire et de la phase du paramètre $S_{21}$ d'une ligne GCPW sur polymère BCB utilisée pour validation de notre méthode de caractérisation. ....	166
Figure A.8 – Coupe transversale de la ligne GCPW sur bicouche de polymère PMMI/CPO-1   NOA 81 utilisée comme cellule de mesure pour caractériser le PMMI/CPO-1. ....	167
Figure A.9 – Comparaison des résultats de mesures et de simulations de l'amplitude linéaire et de la phase du paramètre $S_{21}$ d'une ligne GCPW ; a) polymère NOA 81 ; b) bicouche de polymère PMMI/CPO-1   NOA81. ....	167



## Liste des tableaux

Tableau 2.1 – Comparaison des caractéristiques des matériaux EO les plus utilisés ou prometteurs. L'indice de réfraction est donné à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ . .....	45
Tableau 2.2 – Résumé des propriétés diélectriques des matériaux utilisés dans le déflecteur. Les indices de réfraction sont donnés à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ , les permittivités relatives et les tangentes de perte sont données à la fréquence 20 GHz. ....	49
Tableau 2.3 – Tenseurs électro-optiques de matériaux à effet Pockels. ....	68
Tableau 3.1 – Paramètres géométriques de la transition GCPW-CMS-GCPW sur le substrat commercial RO3003 <sup>TM</sup> . ....	107
Tableau 3.2 – Paramètres géométriques de la transition GCPW-CMS-GCPW sur du polymère BCB en couche mince. ....	111
Tableau 3.3 – Paramètres géométriques de la transition GCPW-CMS-GCPW enterrée par une couche de polymère NOA 81. ....	114
Tableau 3.4 – Paramètres géométriques de la transition GCPW-CMS-GCPW retenue pour commander le déflecteur. ....	117





# Liste des abréviations et des grandeurs physiques

$\vec{\psi}_T$	Distribution transverse du champ optique
$\psi_g$	Champ optique complexe dans le guide optique
$ S_{11} $	Coefficient de réflexion (paramètre-S)
$ S_{21} $	Coefficient de transmission (paramètre-S)
$2D$	2 dimensions
$3D$	3 dimensions
A/N	Analogique-numérique
AG	Algorithme génétique
Al	Aluminium
Au	Or
$b$	Nombre de bits
$B$	Puissance moyenne du bruit de quantification
BCB	Benzocyclobutene
BiCMOS	Bipolar complementary metal oxide semi-conductor
BPM	Beam propagation method
$C$	Taux de confinement de guides optiques
CAN	Convertisseur analogique-numérique
CMOS	Complementary metal oxide semi-conductor
CMS	Coupled microstrip line
CNA	Convertisseur numérique-analogique
CPM	Coplanar microstrip mode
CPS	Coplanar strips
CPW	Coplanar waveguide
Cu	Cuivre
dB	Décibels
DC	Continu
$dn_{oe}$	Variation de l'indice effectif
$dV$	Variation de la tension analogique
$d\theta$	Variation angulaire de la direction du faisceau de fuite
$E$	Champ électrique
$e(t)$	Signal d'erreur de quantification
E/B	Échantillonneur-Bloqueur
EHF	Extrêmement haute fréquence
ENoB	Nombre de bits effectif
EO	Électro-optique
$F$	Distance focale de la lentille cylindrique
$f$	Fréquence
$f_0$	Fréquence de coupure de filtres passe-bas

$f'_{éch}$	Fréquence d'échantillonnage d'un convertisseur analogique-numérique élémentaire
$f_c$	Fréquence pour laquelle la compensation de l'atténuation du champ électrique est réalisée
$f_{éch}$	Fréquence d'échantillonnage
FeCl <sub>3</sub>	Perchlorure de fer
FEM	Méthode des éléments finis
FFT	Transformée de Fourier rapide
$f_{max}$	Fréquence maximale du signal analogique
$f_T$	Fréquence de transition des transistors
GaAs	Arséniure de Galium
GCPW	Ligne coplanaire blindée
Géch/s	Giga échantillons par seconde
GHz	Gigahertz
$H$	Champ magnétique
HBT	Transistors bipolaires à hétérojonction
HF	Hyperfréquence
HFSS	Logiciel de simulation électromagnétique basé sur la FEM
$k_0$	Nombre d'onde dans le vide
$k_c$	Nombre d'onde dans le cœur
$k_s$	Nombre d'onde dans le prisme-superstrat
LiNbO <sub>3</sub>	Niobate de Lithium
LPF	Filtre passe-bas
LSB	Bite de poids le plus faible
MDAC	Convertisseur numérique-analogique multiplicateur
MEB	Microscope électronique à balayage
Méch/s	Méga échantillons par seconde
MHz	Mégahertz
MLL	Laser à verrouillage de modes
MS	Ligne microruban
MSB	Bite de poids le plus fort
MZ	Mach-Zehnder
$n$	Indice de réfraction
$N$	Nombre de niveaux de quantification
$n_c$	Indice de réfraction du matériau du cœur optique
$n_g$	Indice de réfraction du matériau de gaine inférieure
$n_i$	Indice de réfraction dans le milieu $i$
$n_{oe}$	Indice de réfraction effectif
$n_{oe0}$	Indice de réfraction effectif en absence de champ électrique
$n_s$	Indice de réfraction du prisme-superstrat
$n_t$	Indice de réfraction du matériau de couche tampon
OptiBPM	Logiciel de simulation d'optique intégrée basé sur la BPM
PAM	Moulage assisté par pression
$P_c$	Puissance dans le cœur optique
PDMS	Poly DiMethylSiloxane
$P_f$	Puissance de fuite
PMMI	Polyméthyl méthacrylimide
$P_o$	Puissance dans le cœur à l'origine $z = 0$
$q$	Pas de quantification (quantum)

$r_{33}$	Coefficient électro-optique pour le champ lumineux selon l'axe optique z lorsque le champ électrique est appliqué selon l'axe z
$R_{eff}$	Résistance thermique équivalente
$r_{eo}$	Coefficient électro-optique
RIE	Gravure sèche
SFDR	Dynamique libre des raies parasites
Si	Silicium
SiGe	Silicium-Germanium
SINAD	Rapport signal sur bruit plus distorsion
SNR	Rapport signal sur bruit
SOLT	Calibration Short-Open-Line-Thru
$\tan\delta$	Tangente de pertes
TE	Mode transverse électrique
$T_{éch}$	Période d'échantillonnage
TEM	Mode transverse électrique et magnétique
$T_g$	Température de transition vitreuse
THD	Distorsion d'harmonique totale
TM	Mode transverse magnétique
T-NIL	Nano-impression thermique
UV	Ultraviolet
UV-NIL	Nano-impression assistée par ultraviolets
$V_0$	Amplitude de la tension hyperfréquence à l'entrée de l'électrode CMS
$V_a$	Tension analogique
$V_{éch}$	Tension échantillonnée
$V_{HF}$	Tension hyperfréquence
$V_{max}$	Tension maximale du signal analogique
$V_n$	Tension numérique
VNA	Analyseur de réseaux vectoriel
$V_{pe}$	Tension pleine échelle
$\alpha$	Coefficient d'atténuation optique totale dans le guide
$\alpha_f$	Coefficient de fuite du champ optique
$\alpha_{gap}$	Coefficient de compensation
$\alpha_{HF}$	Coefficient de pertes hyperfréquences
$\alpha_{opt}$	Coefficient de pertes optiques dans le guide
$\beta$	Constante de phase
$\Gamma$	Taux de recouvrement entre l'onde optique et l'onde hyperfréquence
$\delta$	Épaisseur de peau
$\Delta E$	Variation du champ électrique le long de l'axe z entre l'entrée et la sortie de l'électrode de commande CMS
$\delta_{Te}$	Impulsions de Dirac espacées de la période d'échantillonnage $T_{éch}$
$\delta V$	Pas de quantification
$\Delta\theta$	Balayage du faisceau de fuite
$\delta\theta$	Divergence verticale du faisceau de fuite
$\varepsilon'$	Partie réelle de la permittivité relative complexe
$\varepsilon''$	Partie imaginaire de la permittivité relative complexe
$\varepsilon_r$	Partie réelle de la permittivité relative complexe
$\varepsilon_r^*$	Permittivité relative complexe
$\theta$	Angle entre le faisceau de fuite et la verticale dans le prisme
$\theta_o$	Angle entre le faisceau de fuite et la verticale dans l'air
$\lambda$	Longueur d'onde

$\lambda_0$	Longueur d'onde dans le vide
$\lambda_c$	Longueur d'onde dans le cœur optique
$\lambda_s$	Longueur d'onde dans le superstrat
$\pi$	Constante mathématique représentant le rapport entre la circonférence d'un cercle et son diamètre
$\sigma$	Conductivité électrique
$\sigma_j$	Moyenne quadratique de la gigue temporelle
$\tau_g$	Retard de groupe
$\phi_{21}$	Phase d'insertion
$\omega$	Pulsation d'un signal sinusoïdal
$\psi_{\text{loin}}$	Champ optique lointain
$\psi_{\text{proche}}$	Champ optique proche



# Thèse de Doctorat

Massinissa HADJLOUM

Défecteur en polymères électro-optiques en vue de la réalisation d'un convertisseur analogique-numérique tout-optique de signaux hyperfréquences à 40 Géc/s

Electro-optic polymer deflector for all-optical analog-to-digital converter of microwave signals at 40 GS/s

## Résumé

Dans les systèmes de communication ultra-rapide, comme les systèmes de guerre électronique et les satellites larges bandes, on souhaite effectuer le maximum de traitement de signaux par voie numérique pour réduire le nombre de composants analogiques encombrants et gagner en flexibilité. Pour cela, des convertisseurs analogique-numérique (CANs) traitant des signaux de dizaines de GHz de bande passante (BP) instantanée sont nécessaires. Comme les CANs électroniques peinent à répondre à ce besoin, nous étudions un défecteur électro-optique (EO) en vue de la réalisation d'un CAN tout-optique alliant haute cadence et résolution élevée. Ce CAN profitera à la fois de la faible gigue des impulsions laser et de l'excellente adaptation des vitesses de propagation entre les ondes optique et hyperfréquence (HF) dans les polymères. Avec un design judicieux de l'électrode de commande, nous avons porté la BP intrinsèque du défecteur à 33,8 GHz et obtenu une résolution supérieure à 4,7 bits sur la bande de fréquences DC – 20 GHz, avec un maximum de 6,3 bits. La structure HF, dont l'accès électrique, du défecteur a été optimisée pour accéder aux performances prévues pour ce dernier. En effet, d'une part, une transition entre lignes coplanaire-blindée et microruban-couplée a été réalisée pour transmettre le signal HF et, d'autre part, un circuit de *poling* lui a été rajouté pour ramener la composante DC. Par ailleurs, nous avons élaboré et optimisé des procédés technologiques en vue de la réalisation de ce défecteur, à savoir la nanoimpression pour la réalisation de tranchées dans la gaine et le lift-off pour la réalisation de l'électrode.

## Mots clés

Convertisseur analogique-numérique tout-optique, défecteur électro-optique, polymères électro-optique, transition coplanaire blindée vers microruban couplée, nanoimpression.

## Abstract

In high-speed communication systems, such as electronic warfare systems and broadband satellites, it's desirable to carry out the maximum of signal processing in digital domain for reducing not only the number of cumbersome analog components, but also offering more flexibility and performances. Therefore, analog-to-digital converters (ADCs) dealing with signals of tens of GHz instantaneous bandwidth (BW) are required. As it's very difficult for electronic ADCs to meet such requirement, we study an electro-optic (EO) deflector for realization of an all-optical ADC combing high sampling rate and high resolution. This all-optical ADC takes advantage of both low timing jitter of laser pulses and the excellent velocity matching between optical and electrical waves in polymer materials. Due to our optimum design of driving electrodes, we achieved an intrinsic BW of 33,8 GHz and a resolution higher than 4.7 bits over the frequency band from DC to 20 GHz. The highest resolution of 6.3 bits is attained at 2.9 GHz. In addition, electrical access of the EO deflector through a large BW grounded coplanar to coupled microstrip transition was studied. Both microwave signal applying and requirement of chromophores poling were taken into account. BWs of 19 and 23 GHz for the transitions were experimentally achieved with and without the poling circuit respectively. Otherwise, we have optimized technological processes for the deflector fabrication, i.e., nanoimprint lithography for trenches realization in the cladding polymer and lift-off process for driving electrode deposition.

## Key Words

All-optical analog-to-digital converter, electro-optic deflector, electro-optic polymers, grounded coplanar to coupled microstrip transition, nanoimprint lithography