
N° d'ordre : 40743

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

-UNIVERSITE LILLE-NORD DE FRANCE-

Ecole Doctorale Sciences Pour l'ingénieur

En vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : Micro et Nanotechnologies, Acoustique et Télécommunication

Par

Antoine PAGIES

Nanophotointerrupteur avec optique intégrée pour échantillonnage hyperfréquence

Soutenance prévue le 9 décembre 2011

Directeur :	Didier DECOSTER	Professeur à l'Université de Lille 1
Co-encadrant :	Vincent MAGNIN	Maître de conférences à l'Université de Lille 1
Rapporteurs :	Jean-François ROUX Georges ALQUIE	Maître de conférences (HDR) à l'Université de Savoie Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie
Membres :	Guy JESTIN Stéphane FORMONT Tuami LASRI Jean-François LAMPIN	Ingénieur d'Etudes et de Fabrications, DGA MI, Bruz Ingénieur, Thales Systèmes Aéroportés, Elancourt Professeur à l'Université de Lille 1 Chargé de Recherche à l'IEMN, UMR 8520

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, au sein du Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS), dans l'équipe optoélectronique. Je remercie Monsieur A. CAPPY, Professeur à l'Université de Lille, et Monsieur L. BUCHAILLOT, Directeur de Recherche au CNRS, qui ont été les directeurs successifs de l'IEMN durant ma thèse au sein de ce laboratoire.

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une bourse DGA (Direction Générale de l'Armement) et s'intègre au sein de la PREI "Nanophotointerrupteur pour l'échantillonnage hyperfréquence" avec le soutien financier de la DGA.

Tout d'abord, je tiens à remercier M. Tuami LASRI d'avoir accepté de présider le jury de ma thèse, Messieurs J-F. ROUX, Maître de conférences à l'Université de Savoie, et Georges ALQUIE, Professeur à l'Université de Paris 6 qui ont bien voulu être les rapporteurs de ce travail. Tous mes remerciements également aux autres membres du jury, Monsieur G. JESTIN, Ingénieur d'Etudes et de Fabrications à la DGA MI, Monsieur S. FORMONT, Ingénieur à Thales Systèmes Aéroportés, et Monsieur J-F. LAMPIN, Chargé de Recherche à l'IEMN d'avoir accepté de faire partie de ce jury, mais également pour toute l'aide et l'expertise qu'ils m'ont m'apporté durant toutes ces années de thèse.

Ce travail ayant été soutenu par la Direction Générale de l'Armement (DGA). J'adresse également mes remerciements aux correspondants qui se sont succédés pour superviser ce travail, notamment Messieurs F. LAPLANCHE et J. MUNOZ.

Je tiens à remercier également le Professeur Didier DECOSTER, Responsable de l'équipe Optoélectronique et Professeur à l'Université de Lille, qui m'a accueilli au sein de son équipe et a accepté de diriger ma thèse.

Toute ma profonde gratitude à Monsieur V. MAGNIN et Monsieur J. HARARI, Maîtres de Conférences à l'Université de Lille, pour leur encadrement, leur aide et par-dessus tout leur

soutien. Les nombreuses conversations que l'on a pu avoir, scientifique ou non, m'ont toujours passionné et apporté énormément. On en a eu des difficultés, je leur dois beaucoup.

Je remercie également, Monsieur J-P. VILCOT, Chargé de Recherche à l'IEMN au sein de l'équipe Optoélectronique pour sa disponibilité et son aide. Tous mes remerciements également à Cathy, Sophie, Dorothee et Elhadj. Toutes ces personnes m'ont toujours écouté et soutenu.

Toute ma gratitude également à celui qui m'a permis d'atteindre une certaine expertise et dextérité en salle blanche, Monsieur M. ZEGOUI. Pour toute l'aide qu'il m'a apporté pour la réalisation de ce composant, un grand Merci.

Merci également à Monsieur J. CHAZELAS, Directeur Technique à Thales Systèmes Aéroportés pour sa contribution à ce sujet de thèse.

Un immense merci à l'ensemble des personnes de la centrale de technologie avec qui j'ai eu le plaisir de travailler, et qui ont su me faire profiter de leur expérience : C. LEGRAND, P. TILMANT, M. FRANCOIS, F. VAURETTE, Y. DEBLOCK, E. PEYTAVIT, M. MULLER, A. LEROY, C. BOYAVAL, C. COINON...et d'autres que j'ai peut-être oubliés

Merci également à D. DUCATTEAU et V. SBRUGNERA-AVRAMOVIC qui m'ont permis d'effectuer les mesures hyperfréquences en salle de caractérisation dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie très chaleureusement le personnel et les étudiants du groupe optoélectronique mais également tous les autres : Christophe, Benjamin, Thomas, Arnaud, Tahsin, Fabio, Djamila, Floriane, Aurélien, Mathieu, Anisha, Romuald, Damien, Alexandre, Estelle, Naima, Eddy, Gwen, et tous ceux que j'aurais oublié.

Les derniers mots vont à ma famille qui m'a toujours soutenu, mais également à celle qui partage ma vie et qui a réussi à me supporter ces derniers mois de thèse.

Table des matières

Glossaire	2
Introduction Générale	4
1. Généralités	8
1.1. Principe de la conversion analogique-numérique	8
1.1.1. Echantillonnage	9
1.1.1.1. Rappels sur l'échantillonnage	9
1.1.1.2. Le théorème de Shannon-Nyquist	11
1.1.1.3. L'échantillonnage de signaux à bande étroite	11
1.1.2. Performances des systèmes d'échantillonnage	14
1.1.2.1. Introduction du nombre de bits effectifs	14
1.1.2.2. La quantification	14
1.1.2.3. Limitations des systèmes d'échantillonnage	15
1.1.1.1.1. Influence du bruit	16
1.1.1.1.2. Gigue d'échantillonnage	17
1.2. Etat de l'art	18
1.2.1. Convertisseurs analogiques-numériques	18
1.2.2. Techniques d'échantillonnage électro-optiques	19
1.2.2.1. Technique dite de time stretching (étirement du temps)	19
1.2.2.2. Techniques par photoconducteur	20
1.3. Le nanophotointerrupteur	22
1.4. La photoconductivité	25
1.4.1. Principes généraux sur les semi-conducteurs	25
1.4.1.1. Semi-conducteurs pour l'optoélectronique	25
1.4.1.2. Mobilité des porteurs	26
1.4.1.3. Conductivité en obscurité	27
1.4.1.4. Génération et recombinaison de porteurs	27
1.4.1.4.1. Processus de génération	27
1.4.1.4.2. Processus de recombinaison	28
1.4.2. Le GaAs basse température	30

1.5.	La ligne coplanaire	32
1.6.	Outils de modélisation.....	34
1.6.1.	Modélisation optique.....	34
1.6.1.1.	Equations vectorielles de propagation des ondes optiques	34
1.6.1.2.	Principe de la méthode des faisceaux propagés (BPM).....	37
1.6.1.3.	Méthode des faisceaux propagés à trois dimensions (BPM3D).....	38
1.6.1.4.	L'analyse modale	40
1.6.1.5.	Conditions de simulation.....	41
1.6.2.	Modélisation hyperfréquence	44
1.7.	Conclusion.....	45
2.	Première approche du nano-photointerrupteur.....	48
2.1.	Introduction	48
2.1.1.	Description générale de fonctionnement.....	48
2.1.2.	Besoins défenses	49
2.1.2.1.	Besoin applications radars aéroportés	50
2.1.2.2.	Besoin applications guerre électronique	51
2.1.2.3.	Cahier des charges du projet REI.....	52
2.2.	Première série de dispositifs hyperfréquences	54
2.2.1.	Conception	54
2.2.2.	Etapas technologiques des lignes coplanaires hyperfréquences	55
2.2.3.	Mesures des premiers dispositifs.....	59
2.2.3.1.	En obscurité.....	59
2.2.3.2.	Résultats sous éclairement	60
2.3.	Conclusion.....	62
3.	Optimisation du nano-photointerrupteur.....	64
3.1.	Etudes géométriques de lignes hyperfréquences interrompues.....	64
3.1.1.	Forme des <i>tapers</i>	65
3.1.2.	Largeur de l'interruption et largeur du conducteur central au niveau de l'interruption.....	72
3.1.2.1.	Largeur d'interruption	72
3.1.2.2.	Largeur du conducteur central à l'interruption	73
3.1.3.	Longueur des <i>tapers</i>	76

3.1.4.	Résultats en éclairement.....	77
3.1.4.1.	Présentation du banc de mesure	77
3.1.4.2.	Résultats des mesures en éclairement et interprétations	79
3.2.	Nouvel axe de recherche d'optimisation de l'isolation hyperfréquence : le resserrement des masses.....	85
3.2.1.	L'objectif du resserrement	86
3.2.2.	Résultats de l'étude	87
3.2.2.1.	Simulation des lignes coplanaires	87
3.2.2.2.	Résultats des mesures expérimentales des lignes en obscurité	90
3.2.2.2.1.	Avec resserrement des masses	91
3.2.2.2.2.	Résultats suivant le paramètre d (largeur d'interruption).....	94
3.2.2.3.	Résultats des mesures expérimentales des lignes à l'état On.....	96
3.2.2.3.1.	Suivant le paramètre d (largeurs d'interruption).....	96
3.2.2.3.2.	Resserrements des masses	98
3.3.	Conclusion.....	100
4.	Conception d'un nano-photointerrupteur avec optique intégrée	102
4.1.	Choix du guide optique	102
4.1.1.	Guides semi-conducteurs	103
4.1.1.1.	Résultats de l'étude	104
4.1.2.	Guides diélectriques	107
4.1.3.	Schéma général du nanophotointerrupteur.....	110
4.1.3.1.	Première tentative : un conducteur central surélevé.....	111
4.1.3.2.	Seconde tentative : utilisation d'un canal gravé.....	113
4.2.	Conception des guides optiques diélectriques.....	114
4.2.1.	Guides rubans.....	115
4.2.1.1.	Dimensions du guide.....	115
4.2.1.1.1.	Analyse modale de la structure type ruban	116
4.2.1.1.2.	Etude par BPM3D	118
4.2.1.1.2.1.	Présentation des structures simulées	118
4.2.1.1.2.2.	Résultats des simulations	119
4.2.2.	Etapas technologiques des guides et premiers essais.....	120
4.2.3.	Problème rencontré	123

4.2.4.	Conception des guides enterrés	124
4.2.4.1.	Géométrie du guide	125
4.2.4.2.	Analyse modale à deux dimensions	125
4.2.4.3.	Etude de la propagation par BPM à 3 dimensions	127
4.2.5.	Etude de la marche optique et du couplage en direct.....	128
4.2.5.1.	Schéma de l'étude	128
4.2.5.1.1.	Résultats de modélisation.....	129
4.3.	Etapas technologiques des guides optiques.....	132
4.3.1.	Etapas technologiques des guides optiques.....	132
4.4.	Caractérisation des guides optiques	138
4.4.1.	Présentation du banc de mesure	138
4.4.2.	Méthode d'alignement.....	139
4.4.3.	Méthode de mesure	140
4.4.4.	Caractérisation des guides optiques	140
4.5.	Conclusion.....	142
5.	Fabrication et caractérisation d'un nanophotointerrupteur avec	
	optique intégrée	144
5.1.1.	Description de l'ensemble des étapes du composant intégré	144
5.2.	Caractérisation du nano-photointerrupteur intégré	152
5.2.1.	Présentation du banc de mesure	152
5.2.2.	Résultats pour un composant intégré	157
5.3.	Conclusions	173
	Conclusion Générale.....	176
	Bibliographie	182

Glossaire

BPM 3D	Beam Propagation Method 3 Dimensions, méthode des faisceaux propagés à 3 dimensions
DGA	Délégation Générale pour l'Armement
EJM	Epitaxie par Jets Moléculaires
EBL	Electron Beam Lithography, lithographie par faisceau d'électrons
IEMN	Institut d'Electronique, de Microélectronique, et de Nanotechnologie
ICP	Inductively Coupled Plasma, plasma à couplage inductif
MBE	Molecular Beam Epitaxy : épitaxie par Jets Moléculaires
MEB	Microscope Electronique à Balayage
MFD	Mode Field Diameter : Diamètre de mode
PREI	Projet de Recherche Exploratoire et Innovation
Res	Resserrement des masses
RF	Radiofréquence
RIE	Reactive Ion Etching : Gravure Ionique Réactive
rpm	Rotation par minute : unité de vitesse
rpm/s rpm per second	unité d'accélération
SOI	Silicon On Insulator, une couche de silicium monocristalline séparée du substrat de silicium par une couche de silice
sccm	Standard Centimeter Cube per Minute, unité de débit de gaz, 1 sccm correspond à un débit de 1 cm ³ de gaz par minute à 0°C et à la pression atmosphérique

TE	Transverse Electrique
TM	Transverse Magnétique

Introduction Générale

Étant donnés les progrès technologiques réalisés depuis une quinzaine d'années dans les domaines de l'optoélectronique et des sources optiques, la voie opto-hyperfréquence devient intéressante pour l'avenir de l'échantillonnage hyperfréquence. Tout d'abord, nous disposons désormais de sources laser impulsionnelles à très faible gigue (de l'ordre de 100 fs), idéales pour cadencer l'échantillonnage. Qui plus est, des sources compactes sont déjà disponibles à la longueur d'onde 1.55 μm . Ensuite, le développement des matériaux semi-conducteurs épitaxiés à basse température nous permet de disposer de matériaux de bonne qualité, ayant une très forte résistivité en obscurité et dans lesquels les porteurs ont une durée de vie très faible (de l'ordre de la picoseconde), ce qui est idéal pour la conception d'un photointerrupteur très rapide. Enfin, l'utilisation courante de la lithographie électronique, ainsi que le développement de procédés technologiques permettant une fabrication à l'échelle nanométrique, en particulier en optique intégrée, ouvrent de nouvelles perspectives concernant les applications des photoconducteurs.

L'objectif de cette thèse était donc d'explorer les possibilités offertes par la convergence de ces développements, c'est-à-dire la possibilité de fabriquer un nanophotointerrupteur avec optique intégrée permettant de répondre aux besoins en terme d'échantillonnage optique de signaux radars. Ce travail exploratoire s'inscrivait dans le cadre du projet DGA REI n°07.34.014 « Etude de faisabilité d'un nano photointerrupteur pour échantillonnage de signaux hyperfréquences » impliquant l'IEMN, le L2E et THALES SA, associé à une bourse DGA. Plus précisément, il s'agissait de concevoir un photointerrupteur à base de GaAs basse température, fonctionnant à 0.8 μm , longueur d'onde à laquelle sont disponibles des sources laser impulsionnelles à très faible gigue, avec une interruption de ligne coplanaire de taille micronique, voire submicronique, éclairée par un nanoguide optique. L'ensemble des caractéristiques de ce composant devait alors permettre lors de la démonstration finale de sous-échantillonner un signal à 20 GHz avec plusieurs bits effectifs, idéalement huit. Notons qu'il était également important, dans ce travail de conception, de garder à l'esprit l'objectif à long terme de pouvoir transposer ce travail à 1.55 μm , longueur d'onde à laquelle sont disponibles des sources laser impulsionnelles très compactes, mais qui nécessite la mise au

point d'un matériau de qualité ayant, par exemple, des propriétés similaires à celles du GaAs basse température.

Concernant le plan de ce manuscrit, nous avons choisi de suivre à peu près la chronologie de notre travail, afin que ressorte clairement le chemin que nous avons exploré, sa logique interne mais aussi les problèmes rencontrés, car bien que nous ayons toujours essayé d'avancer le plus directement possible vers notre but, certaines idées se sont bien sûr montrées impraticables, et de plus, nos efforts en salle blanche se sont souvent heurtés aux réalités parfois imprévisibles de la technologie. Notre méthode de travail a été, somme toute, assez classique que ce soit du côté optique ou du côté hyperfréquence, puisqu'elle a consisté en un certain nombre d'allers et retours conception, fabrication, caractérisation, nous permettant ainsi de corriger notre trajectoire selon les nécessités et d'arriver pas à pas jusqu'au composant susceptible d'être intégré dans le démonstrateur final.

Le chapitre premier présente les connaissances et les outils qui sont au fondement de notre travail : le principe de l'échantillonnage, un état de l'art orienté vers les techniques électro-optiques, le concept de photointerrupteur et la photoconductivité, le matériau GaAs basse température, les lignes coplanaires et enfin les méthodes et logiciels de modélisation optique et hyperfréquence que nous avons utilisés.

Le deuxième chapitre est consacré aux travaux que nous avons effectués au début du projet. Nous en rappelons donc le cahier des charges puis nous présentons la conception par le L2E des premiers nanophotointerrupteurs éclairés par le dessus, ainsi que le procédé technologique de fabrication et les caractérisations opto-hyperfréquences de ces composants.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les études expérimentales et par simulation que nous avons menées sur l'optimisation de la géométrie des lignes coplanaires : forme des adaptateurs modaux hyperfréquences (*tapers* en terminologie anglo-saxonne), dimensions de l'interruption, resserrement des masses autour du conducteur central, etc.

Le quatrième chapitre concerne le choix et la conception des nanoguides optiques, leur intégration avec la ligne coplaire, leur procédé de fabrication, ainsi que les études concernant les divers problèmes rencontrés.

Le dernier chapitre présente le composant final, un nanophotointerrupteur avec optique intégrée, ainsi que ses caractérisations et les résultats obtenus avec le démonstrateur final du projet REI, c'est-à-dire des mesures en situation réelle d'échantillonnage.



1. Généralités

Dans ce chapitre, on s'intéressera dans un premier temps aux principes de la conversion analogique-numérique. Nous dresserons ensuite un état de l'art des photo-interrupteurs. Nous nous intéresserons ensuite au phénomène de photoconductivité, sur lequel ils sont basés, puis au GaAs Basse température. Nous présenterons également les outils de modélisation utilisés au sein de ce travail, et plus spécialement, celui utilisé pour nos guides optiques.

1.1. Principe de la conversion analogique-numérique.

Un signal analogique peut être décrit, d'un point de vue mathématique, par une fonction continue du temps possédant une valeur réelle pour chaque instant t . Ces signaux sont généralement perturbés par des éléments extérieurs, tels que des parasites ou du bruit, dégradant leur qualité, et limitant ainsi leur utilisation. Le traitement direct de signaux analogiques est relativement complexe, comme par exemple le filtrage fortement sélectif. Ainsi la conversion en signal numérique s'impose d'elle-même mais demande à être rigoureuse de façon à ce que cette conversion en signal numérique soit la plus fidèle possible au signal originel.

Un signal numérique est à l'inverse du signal analogique un signal dont l'amplitude et le temps sont décrits par des valeurs discrètes. La conversion d'un signal analogique en numérique se décompose en deux opérations, qui sont une discrétisation temporelle et une discrétisation de l'amplitude. La première correspond à l'échantillonnage du signal dont le but est de passer d'un signal continu dans le temps à une suite de valeurs appartenant à un ensemble continu. La deuxième étape appelée quantification permet de passer de cet intervalle continu à un ensemble fini de nombres. Ces étapes sont présentées Figure 1.

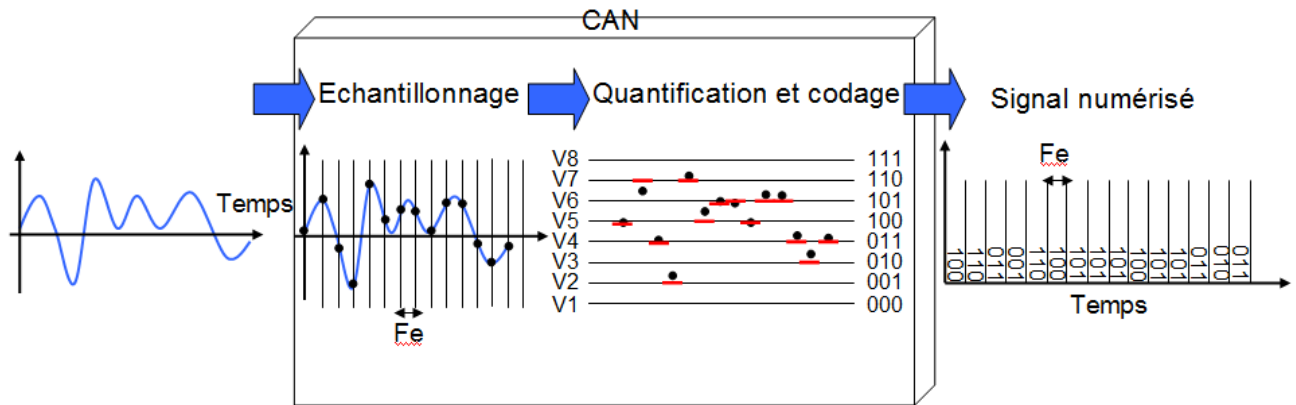


Figure 1 : Etapes de conversion analogique-numérique.

Deux grandeurs significatives établissent les performances d'un système de conversion analogique-numérique (CAN), la fréquence d'échantillonnage f_e et le nombre de pas de quantification. Ce dernier donne la résolution du convertisseur et s'exprime généralement en puissance de deux, soit un nombre de bits. Sur la figure 1, le nombre de bits est de 3, c'est-à-dire que chaque échantillon peut prendre 8 valeurs. L'augmentation de cette valeur correspond à une augmentation de la résolution du codage. Par exemple, avec une résolution de 8 bits, chaque échantillon peut prendre 256 valeurs.

1.1.1. Echantillonnage

1.1.1.1. Rappels sur l'échantillonnage

L'échantillonnage consiste à transformer un signal analogique d'une précision infinie en temps et en valeur, en un signal numérique discret. Cette transformation s'effectue par la saisie de valeurs du signal analogique suivant des intervalles de temps réguliers, ces intervalles de temps correspondent à la période d'échantillonnage T_e ou fréquence f_e suivant le domaine dans lequel on se place. Mathématiquement, l'échantillonnage correspond au produit du signal d'entrée par un peigne de Dirac dans le domaine temporel, et à une convolution dans le domaine spectral.

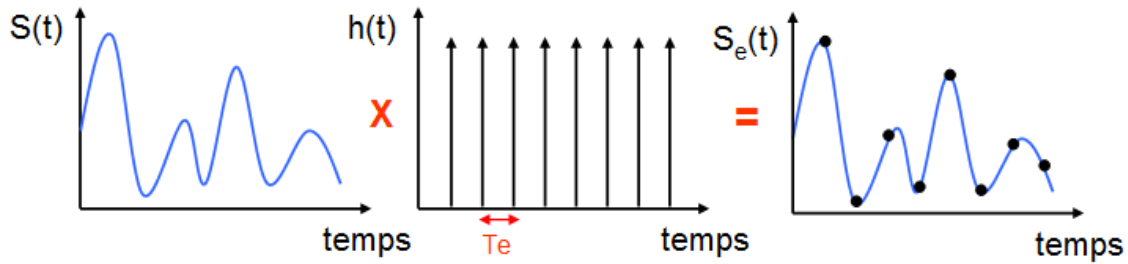


Figure 2 : Echantillonnage idéal d'un signal analogique dans le domaine temporel

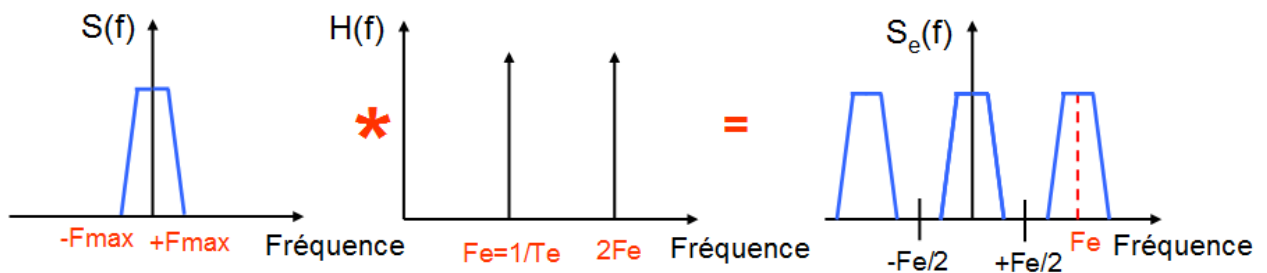


Figure 3 : Echantillonnage idéal d'un signal analogique dans le domaine fréquentiel

La transformation d'un signal continu en une suite de points discrets dans le domaine temporel introduit une série de composantes à la fréquence fondamentale F_e et ses harmoniques $2F_e$, $3F_e$ (Figure 2 et 3), etc. Chacune de ces composantes contient la transformée du domaine temporel $S(t)$ dans l'espace fréquentiel $S(f)$. Afin que l'échantillonneur n'altère pas l'information contenue dans le signal analogique, le domaine spectral associé à $S(f)$ (représenté Figure 4 par $-F_{max}$, $+F_{max}$) doit pouvoir être inclus dans deux harmoniques successives (soit $F_{max} < F_e/2$).

Dans le cas contraire, les hautes fréquences de la période centrée sur zéro vont se superposer sur les basses fréquences de la période suivante, entraînant une perte d'information plus ou moins importante. Ce phénomène, appelé repliement de spectre, répercute les hautes fréquences sur le spectre des basses fréquences ; ceci est illustré Figure 4.

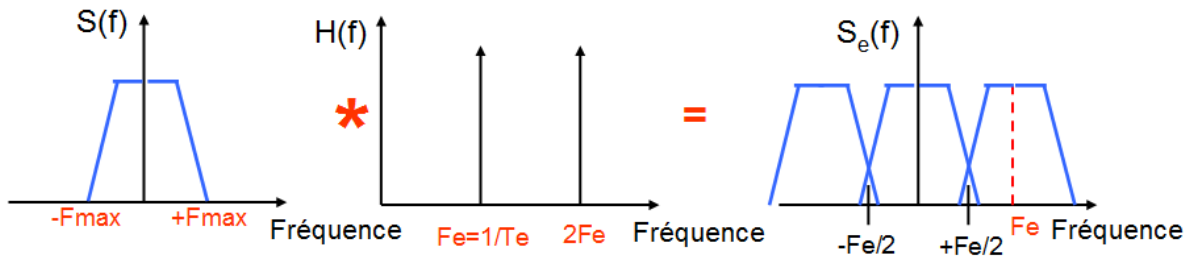


Figure 4 : Phénomène de recouvrement de spectre

1.1.1.2. Le théorème de Shannon-Nyquist

Ce théorème énonce que la fréquence d'échantillonnage doit être au minimum égale au double de la fréquence maximale du signal à échantillonner afin de convertir correctement un signal analogique en signal numérique, c'est-à-dire sans perte d'information du signal d'origine par le phénomène de repliement de spectre. Le critère définissant la condition à respecter est appelé critère de Nyquist [1]:

$$F_e > 2f_M \quad (1-1)$$

En respectant ce critère, il suffit alors d'un filtre passe-bas de fréquence de coupure égale à la moitié de la fréquence d'échantillonnage pour retrouver le spectre du signal échantillonné (Figure 5).

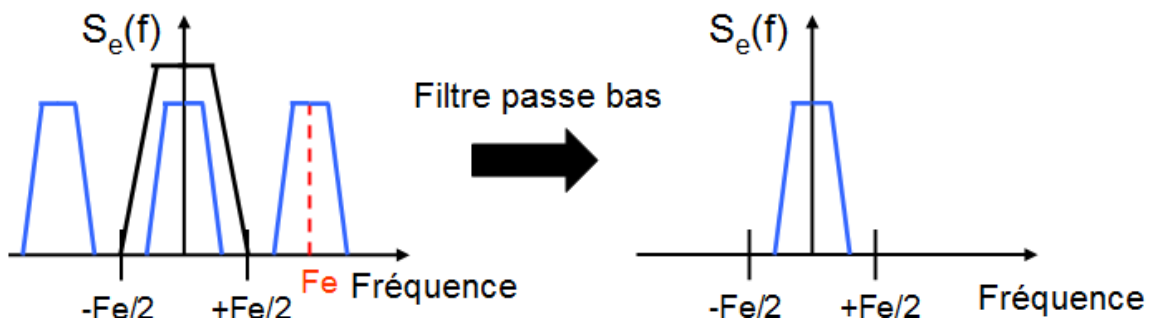


Figure 5 : Filtre passe-bas permettant de récupérer le spectre du signal échantillonné

1.1.1.3. L'échantillonnage de signaux à bande étroite

L'échantillonnage de signaux en bande étroite est un cas particulier de l'échantillonnage pour lequel la fréquence d'échantillonnage est plus faible que la fréquence préconisée par le

théorème, ce qui revient à être en sous-échantillonnage. Considérons le cas pour lequel le signal à échantillonner présente une occupation spectrale limitée centrée autour d'une fréquence supérieure à la fréquence d'échantillonnage, un exemple est la modulation d'amplitude centrée autour d'une fréquence porteuse, et de bande passante $[F_{\min}, F_{\max}]$ tel qu'il est présenté Figure 6.

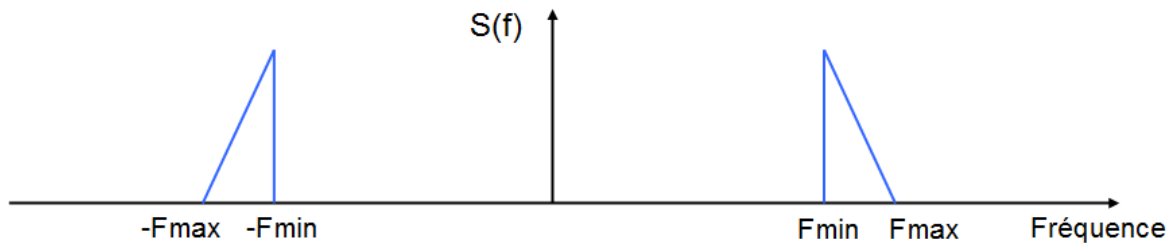


Figure 6 : Sous-échantillonnage d'un signal dont le spectre est centré autour d'une fréquence f_0

Le théorème de Shannon impose une fréquence d'échantillonnage supérieure à $2(f_0 + BW)$ où $BW = F_{\max} - F_{\min}$. Comme cela a été présenté précédemment, l'échantillonnage d'un signal conduit à une périodisation du spectre du signal d'entrée, aussi, sous certaines conditions, ce phénomène s'applique aussi à l'échantillonnage (ou sous-échantillonnage) de signaux en bande étroite, qui conditions si elles sont remplies permettront de retrouver centré autour de la fréquence nulle un spectre représentatif du signal à analyser. L'idée consiste à utiliser les espaces disponibles dans la bande de fréquence $[-F_{\min}, F_{\min}]$. En effet, comme cette bande ne contient pas de signal, on peut y placer les parties périodiques qui apparaissent lors de l'échantillonnage.

Si l'on cherche les conditions sur F_e pour que le spectre, une fois périodisé, soit constitué de bandes disjointes (Figure 7).

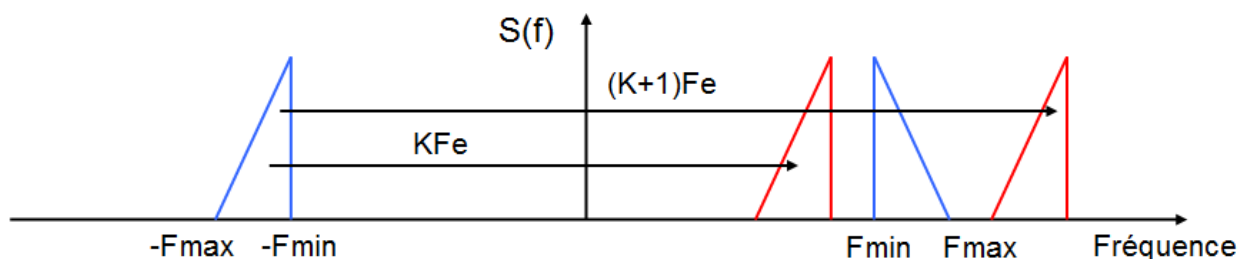


Figure 7 : Périodisation du spectre pour un signal à bande étroite

On voit graphiquement (Figure 7) qu'il suffit de choisir deux valeurs de K et F_e , telles que la k -ième et la $(k+1)$ -ième translatées de la partie de $S(f)$ dans les fréquences négatives ne recouvrent pas la partie de $S(f)$ dans les fréquences positives. On peut écrire cela sous forme d'inégalités telles que :

$$-F_{\min} + kF_e < F_{\min} \quad (1-2)$$

et

$$-F_{\max} + (k+1)F_e > F_{\max} \quad (1-3)$$

On en déduit donc que F_e doit être choisie dans des plages de valeurs de la forme :

$$\frac{2F_{\max}}{(k+1)} < F_e < \frac{2F_{\min}}{k} \quad (1-4)$$

Où k est un entier tel que $k \leq \frac{F_{\min}}{F_{\max} - F_{\min}}$

Deux cas sont alors possibles :

- $k < 1$, le signal est trop large pour que l'on puisse inclure des copies du signal dans la zone $[-F_{\min}, F_{\min}]$. La fréquence d'échantillonnage devra donc vérifier $F_e > 2F_{\max}$
- $k > 1$, on peut placer des copies du signal dans la zone $[-F_{\min}, F_{\min}]$. On peut donc échantillonner à une fréquence plus faible que celle prévue par le théorème de Shannon.

Dans ce dernier cas, la fréquence d'échantillonnage la plus faible sera

$$F_e = \frac{2F_{\max}}{(k+1)} \quad (1-5)$$

Avec k entier.

On trouve ainsi pour finir :

$$F_e = 2BW \quad (1-6)$$

Où BW représente la largeur de bande soit $F_{\max} - F_{\min}$.

Les autres conditions permettant ce type d'échantillonnage sont principalement :

- La bande passante BW du signal à analyser doit être finie.
- La durée d'échantillonnage doit être courte au regard de la fréquence centrale du signal.
- La fréquence d'échantillonnage doit être extrêmement stable, c'est-à-dire une gigue temporelle très faible (de l'ordre de 10 fs)

Après cet échantillonnage, il suffit d'appliquer un filtre passe-bas ou passe-bande dans le domaine de fréquence où se situe le spectre du signal échantillonné pour avoir une parfaite copie du signal. Ce principe doit permettre de réaliser des applications de conversion directe, c'est-à-dire sans passer par tout un système de conversion basse fréquence comme c'est le cas actuellement, permettant ainsi de réduire les étages de conversion fréquentielle, et de relâcher les contraintes sur les convertisseurs analogiques-numériques.

1.1.2. Performances des systèmes d'échantillonnage

1.1.2.1. Introduction du nombre de bits effectifs

Afin de pouvoir comparer les convertisseurs analogiques-numériques entre eux, un paramètre universel a été mis en place appelé le nombre de bits effectifs ou ENOB en anglais pour effective number of bits. La formule se présente sous la forme suivante :

$$\left(\frac{P_{Signal}}{P_{Erreur}} \right)_{dB} = 6.02 \times enob + 1.76 \quad (1-7)$$

Avec P_{Signal} et P_{Erreur} la puissance du signal utile et puissance de l'erreur du signal respectivement. Cette formule du nombre de bits effectifs est la plus couramment utilisée. D'autres formulations permettent de prendre en compte différentes limitations mais dans notre cas nous nous cantonnerons à la formule générale.

1.1.2.2. La quantification

La quantification est une règle de correspondance entre le signal échantillonné analogique et le signal numérique discret. La règle de correspondance entre les deux signaux est obtenue en subdivisant la plage de variation du signal d'entrée en plusieurs intervalles juxtaposés. Toutes

les valeurs d'entrée contenues dans un intervalle sont représentées par une seule et même valeur. Un tel processus introduit donc une distorsion intrinsèque qui dépend de la nature du signal à quantifier et de la loi de quantification utilisée.

La loi de quantification la plus souvent utilisée afin de numériser des signaux est la loi uniforme pour laquelle les pas de quantification sont uniformes. Ainsi, la valeur exacte du signal est remplacée par une valeur approchée, lors du processus de quantification. Le signal quantifié a subi une distorsion harmonique, du fait de la fonction de transfert du quantificateur, et on peut considérer que le signal quantifié s_n est la somme du signal analogique $s(t)$ et d'un bruit $b(n)$ appelé bruit de quantification, voir Figure 8.

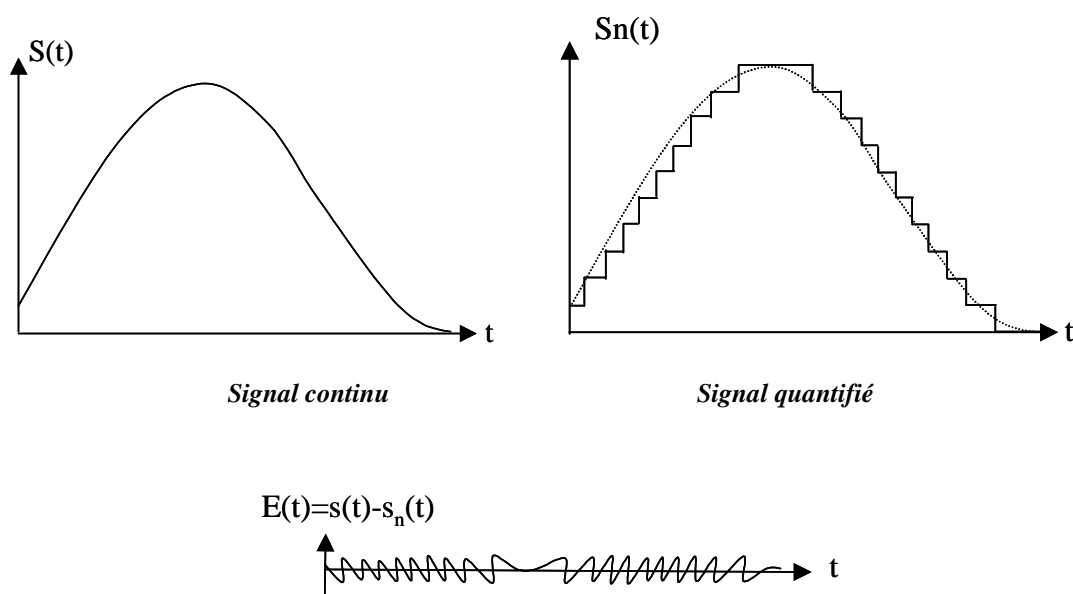


Figure 8: Bruit de quantification

Ce bruit est d'autant plus faible que le pas de quantification q est faible, et donc que le nombre de bits utilisé afin de coder le signal est élevé. Le nombre de bits effectifs est donc un paramètre qui permet de caractériser la quantité d'information conservée par un signal après qu'il ait été échantillonné et quantifié. Cette valeur dépend de la fréquence du signal d'entrée et d'un certain nombre de limitations qui peuvent conduire à une déformation plus ou moins importante du signal.

1.1.2.3. Limitations des systèmes d'échantillonnage

On peut considérer trois limitations qui engendrent une dégradation de la résolution des systèmes d'échantillonnage : le bruit, la gigue, et les non-linéarités. Dans le cas de

l'échantillonnage en bande étroite ou sous-échantillonnage, les principaux problèmes sont dus essentiellement aux bruits tels que le bruit thermique de l'échantillonneur et le bruit introduit par la gigue.

1.1.1.1.1. Influence du bruit

Le niveau de bruit des systèmes est défini par le rapport signal-à-bruit (SNR en anglais pour Signal to Noise Ratio). Ce paramètre qui associe la puissance utile du signal à la puissance de l'erreur permet d'utiliser directement la définition du nombre de bits effectifs présentée précédemment, soit dans le cas d'un signal sinusoïdal :

$$SNR_{dB} = 6.02 \times enob_{Bruit} + 1.76 \quad (1-8)$$

En revanche, dans notre cas, nous sommes en échantillonnage en bande étroite (ou sous-échantillonnage), c'est-à-dire que le sous-échantillonnage d'un signal passe bande entraînera également le repliement du bruit thermique dans la bande utile de l'échantillonneur tel qu'il est présenté sous la Figure 9 suivante.

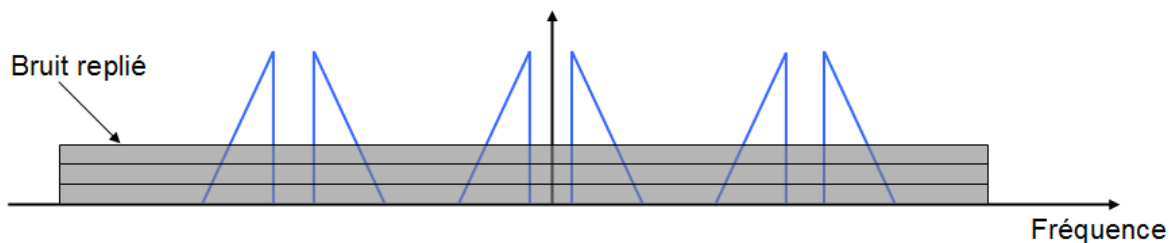


Figure 9 : conséquence d'un sous-échantillonnage sur le spectre du bruit

Dans le cas d'un signal sinusoïdal pour un échantillonnage en bande étroite, le rapport signal à bruit peut être décrit par

$$SNR_{dB} = 6.02 \times enob_{Bruit} + 1.76 + 10 \text{Log} \left(\frac{f_e}{2BW} \right) \quad (1-9)$$

Sur cette formule [2], on voit bien que plus la fréquence d'échantillonnage augmente et plus on améliore le rapport signal à bruit. A l'inverse, lorsque la fréquence d'entrée croît on vient dégrader ce rapport signal à bruit.

1.1.1.1.2. Gigue d'échantillonnage

La gigue d'échantillonnage est un paramètre qui va agir sur le nombre de bits avec lequel pourra être quantifié le signal échantillonné. En effet, l'erreur de tension d'échantillonnage résultant de la gigue dépend de la pente du signal au point d'échantillonnage, ceci est illustré sur la Figure 9 suivante.

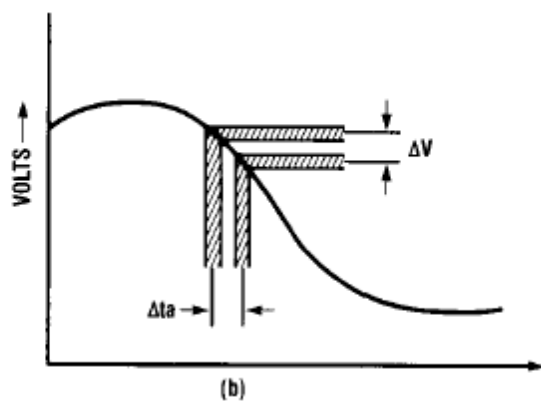


Figure 10 : Incertitude sur l'amplitude du signal échantillonné en fonction de la gigue des impulsions d'échantillonnage

Dans le cas de l'échantillonnage en bande étroite, le principal inconvénient de la gigue est la remontée du plancher de bruit, ce qui aura pour effet de dégrader le SNR total. Ainsi, pour une conversion qui sera réalisée sur n bits, on peut montrer qu'afin que la gigue ne produise pas d'erreur supplémentaire, elle doit mener à une erreur inférieure à un bit, et donc doit vérifier la condition suivante :

$$t < \frac{1}{2\pi f_{in} 2^n} \quad (1-10)$$

où f_{in} représente la fréquence du signal à échantillonner. Ainsi, la dégradation en performance associée à la gigue devient de plus en plus critique au fur et à mesure que la fréquence du signal d'entrée augmente, ce qui est particulièrement dimensionnant pour les applications avec du sous-échantillonnage puisque l'on travaille avec des fréquences de l'ordre du GHz.

Par exemple, pour 10 bits effectifs et un signal à 10 GHz, la gigue doit être de 10 fs. Seuls les lasers impulsionnels sont capables d'atteindre des giges aussi faibles.

1.2. Etat de l'art

1.2.1. Convertisseurs analogiques-numériques

Nous avons vu précédemment que l'un des critères fondamentaux des convertisseurs analogiques-numériques étaient le nombre de bits effectifs qui correspond à la résolution des convertisseurs. La Figure 11 dresse un état de l'art des performances des ADC électroniques de ces dernières années (Walden et Valley).

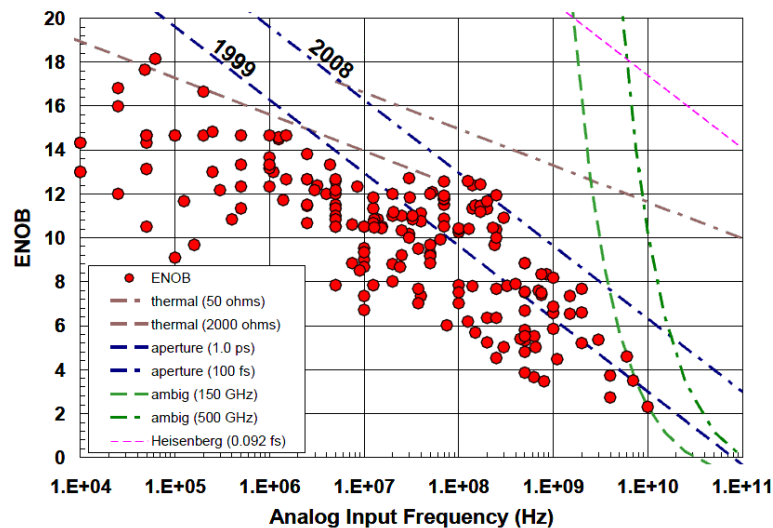


Figure 11 : Nombre de bits effectifs en fonction de la fréquence du signal analogique d'entrée, Valley 2007, et mise à jour Walden 2008 d'Aerospace Corporation [3; 4]

On constate qu'actuellement, les principales limitations de la résolution des codeurs sont le bruit thermique pour les basses fréquences, et la gigue des composants pour les hautes fréquences. Pour des signaux à échantillonner d'une bande passante supérieure à 10 GHz, seule une gigue inférieure à 100 fs (courbe 2008) permet d'obtenir un échantillonnage avec plus de 4 bits effectifs.

Le projet REI avait pour objectif de réaliser un dispositif capable d'échantillonner un signal large bande jusqu'à 20 GHz (voire 40 GHz) avec un nombre de bits effectifs supérieurs à 7.

1.2.2. Techniques d'échantillonnage électro-optiques

La principale raison qui peut représenter l'intégration de composants optiques dans des systèmes d'échantillonnage est la faible gigue apportée par les lasers. Cet avantage connu depuis longtemps est l'origine de nombreuses recherches sur des systèmes hybrides permettant d'outrepasser les limitations des systèmes du tout-électronique [4-6]. On peut dénombrer plusieurs architectures optoélectroniques intéressantes.

1.2.2.1. Technique dite de time stretching (étirement du temps)

Cette technique d'échantillonnage basée sur la dispersion fréquentielle des fibres optiques permet de ralentir le signal que l'on souhaite analyser, et présente à ce jour des fréquences d'échantillonnage plus élevées que n'importe quelle autre technique [7].

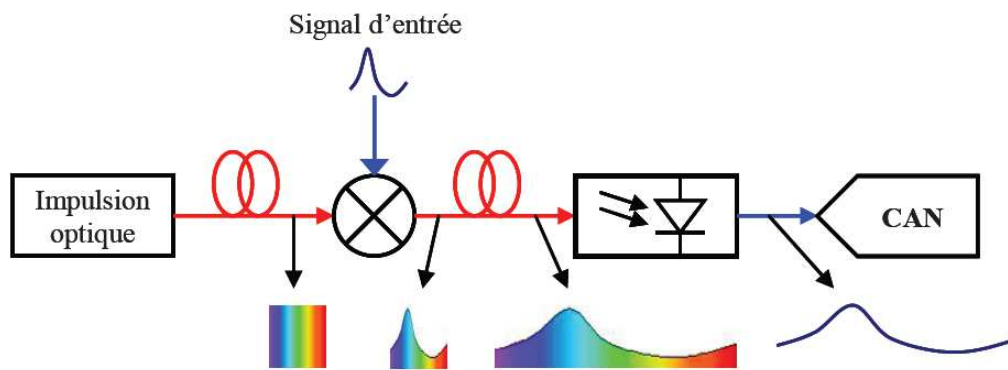


Figure 12 : Principe schématique de la technique de l'étirement temporel [8]

La Figure 12 suivante présente le principe de cette technique d'échantillonnage. Une impulsion optique est étalée fréquentiellement par le biais d'une première fibre optique dispersive, de longueur L_1 . La largeur temporelle du signal optique devient donc relativement grande, typiquement de l'ordre de quelques nanosecondes. Cette porteuse est ensuite modulée par le signal à analyser par l'intermédiaire d'un modulateur d'intensité électro-optique, et l'on étale de nouveau dans une seconde fibre optique, de longueur L_2 . On étire donc une deuxième fois l'impulsion optique, de façon d'autant plus marquée que la longueur de fibre est grande. Le signal est ensuite reconverti en signal électrique par une photodiode, et numérisé par un convertisseur classique. A noter que la longueur des fibres est de l'ordre de quelques kilomètres.

Cette technique a permis ces dernières années l'obtention de fréquences d'échantillonnage très élevées, jusqu'à 10 Tera/s jusqu'à 90 GHz [9-11].

Les performances en termes de bande passante de ce type de système d'échantillonnage sont limitées principalement par les modulateurs électro-optiques dont la fréquence de fonctionnement est de l'ordre de 50 GHz. Une autre limitation vient des interférences se produisant dans les fibres optiques utilisées qui vont créer des trous dans la bande de fréquences. Ces trous sont d'autant plus rapprochés que la longueur de fibre est grande [12].

Actuellement des recherches sont en cours sur des fibres à cristaux photoniques comme alternative aux fibres optiques généralement utilisées, limitant les atténuations et augmentant donc le rapport signal-à-bruit [13].

La résolution de ces systèmes était encore relativement faible, 4 bits effectifs pour des fréquences inférieures à 10 GHz. La principale cause était la modulation et la démodulation optique, mais on peut également ajouter l'atténuation de la fibre optique. Pour pouvoir étirer le signal, il est nécessaire d'utiliser des fibres très longues et très dispersives entraînant de fortes atténuations, qui peuvent être corrigées par des amplificateurs, mais qui ne compensent pas la dégradation du signal-à-bruit.

En 2008, S. Gupta et B. Jalali ont obtenu par cette technique d'étirement un échantillonneur de largeur de bande de 10 GHz pour un nombre de bits effectifs supérieur à 7 [14].

1.2.2.2. Techniques par photoconducteur

Cette technique a commencé à susciter de l'intérêt à mesure que les sources lasers devenaient de plus en plus compactes. En effet, avant cette émergence, les sources lasers étaient massives et à des prix excessifs. Il est reconnu depuis les 1970 que des impulsions de courte durée, inférieure à la centaine de picosecondes pouvaient être utilisées pour des applications d'échantillonnage [15].

On notera la publication de George C Valley qui dresse un état de l'art des convertisseurs à base de composants optiques. On s'intéressera plus particulièrement à la partie « optically clocked track and hold circuits » qui traite notamment des composants à base de photoconducteur similaire à notre composant. On pourra également noter les travaux de Leonberger et Moulton du MIT en 1979 [16] qui présente une première démonstration d'échantillonnage d'un signal RF (68.9 MHz) synchronisé avec un laser à blocage de modes

de fréquence de répétition de 275 MHz, de largeur de pulses de 150 ps, et d'une puissance moyenne de 1 mW. Le dispositif est une ligne micro-ruban interrompue (gap d'environ 3 μm) sur un substrat InP : Fe éclairé par le dessus. Une précision d'échantillonnage de 0.2 dB a été obtenue, et un rapport On/Off de 40 dB à 68.9 MHz.

Dans les résultats plus récents, nous pouvons citer les travaux de R. Urata de l'université de Stanford [17] qui a réalisé un échantillonneur-bloqueur différentiel en utilisant deux commutateurs photoconducteurs MSM commandés par un laser à mode bloqué, et associés chacun à une capacité de maintien permettant ensuite la conversion par un convertisseur analogique-numérique. Cette structure différentielle a pour but d'augmenter l'isolation qui est relativement faible (12 dB) lorsque l'on ne fonctionne qu'avec un seul MSM et une capacité de maintien. En effet, dans ce cas, la limitation de l'isolation vient de la capacité parasite. Pour réduire la résistance à l'état passant, on augmente la largeur du photocommutateur, mais cela entraîne aussi l'augmentation de la capacité parasite. Cette capacité parasite est de 10 fF alors que la capacité de maintien est de 30 fF. On crée donc un diviseur capacitif qui limite l'isolation du photocommutateur. La solution envisagée est donc l'utilisation d'une structure différentielle dont une seule des deux voies est commutée.

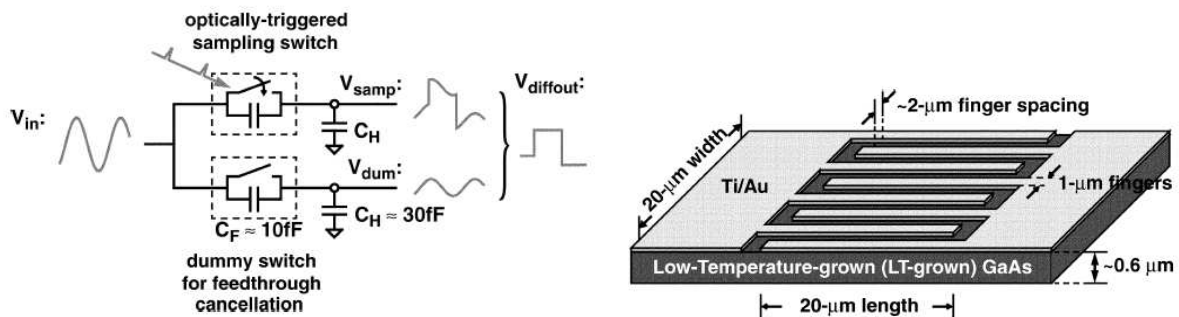


Figure 13 : Structure différentielle proposée par R. Urata à gauche. A droite, présentation du MSM de cette structure

Un des principaux avantages de cette solution est de profiter des performances temporelles du laser à verrouillage de mode sans être contraint de convertir optiquement le signal à traiter. Cette architecture permet donc d'obtenir un très faible jitter tout en conservant un bon rapport signal-à-bruit.

Cette structure associée aux travaux de L. Nathawad (également de l'Université de Stanford) sur la partie intégration avec un convertisseur en technologie CMOS a permis d'échantillonner des signaux jusqu'à 40 GHz avec 4 bits effectifs [18].

En France, des travaux récents sur les photoconducteurs à base de GaAs-BT pour l'échantillonnage rapide ont été menés par l'IMEP-LAHC (Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique et Laboratoire d'Hyperfréquence et de Caractérisation) au sein de l'Université de Savoie notamment avec la thèse de Jean-Marie Delord et les travaux de Jean-François Roux, dirigés par Jean-Louis Coutaz [19-21]. Les travaux de thèse de Jean-Marie Delord ont notamment porté sur des études de modélisation afin de concevoir et d'optimiser un photointerrupteur dans un premier temps. Puis dans un deuxième temps, des séries de caractérisation ont été réalisées sur différents photo-interrupteurs de conception et fabrication diverses (Thales, Université de Vilnius, IEMN, etc.) avec des largeurs de gap allant de 50 à 150 μm , et des puissances optiques (laser CW) allant de quelque mW à quelque dizaine de mW. Les dispositifs réalisés par l'IEMN en collaboration avec Jean-François Lampin ont montré qu'il était possible d'avoir des puissances optiques moyennes de commande inférieures à 1 mW, et que les résultats des échantillonneurs obtenus permettraient par extrapolation d'obtenir un ENOB théorique de l'ordre de 6 pour une fréquence de 10 GHz et une puissance incidente RF de 0.1 V d'amplitude. Cependant ces derniers dispositifs perdraient en résolution (diminution en ENOB) à mesure que la puissance d'entrée augmente (3 bits effectifs pour 13 dBm en entrée, Fréquence d'entrée 10 GHz).

On notera bien sûr également les travaux du L2E (Laboratoire d'Electronique et Electromagnétisme) de l'Université de Paris 6 depuis plusieurs années sur ce sujet [22; 23].

1.3. Le nanophotointerrupteur

Avant de présenter les concepts et outils de modélisation que nous utiliserons, nous allons présenter succinctement le principe du nanophotointerrupteur. Cette approche basée sur la réalisation d'un interrupteur à photoconducteur commandé optiquement par une source impulsionnelle ps à taux de répétition élevée (GHz) permet de combiner la très faible gigue des sources laser impulsionnelles à la simplicité et la linéarité du dispositif d'échantillonnage basé sur une ligne de propagation coplanaire interrompue.

Ce type de photoconducteur est réalisable en employant des matériaux de type GaAs-BT qui sont sensibles à des longueurs d'onde d'excitation courtes, inférieures à $0.85 \mu\text{m}$. Les diodes lasers impulsives, opérant à $1.55 \mu\text{m}$ et ayant des cadences de répétition de plusieurs GHz devraient bénéficier des récents développements dans le domaine des télécommunications à fibre optique. Cependant, à ces longueurs d'ondes, le GaAs-BT standard n'est plus sensible, aussi est-il nécessaire de mettre au point un matériau de caractéristiques identiques (résistivité, temps de recombinaison), opérant à cette longueur d'onde. Parmi les différentes voies possibles, le GaAsSb est un candidat potentiel.

Une application numérique fondée sur des valeurs tout à fait typiques d'impulsions optiques fournies par un laser impulsif de type télécom $1.55 \mu\text{m}$ ($\tau = 1 \text{ ps}$, $P = 100 \text{ mW}$ crête, soit $P_{moyen} = 4 \text{ mW}$ à 40 Gbits/s), avec des matériaux GaAs BT typiques ($n_i = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\mu = 500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), montre qu'il est nécessaire que les dimensions de la partie absorbante active du dispositif soient micrométrique voire submicronique.

Ce nouveau concept provient de la nécessité de créer une forte densité de photoporteurs en régime d'éclairement pour atteindre un plasma qui se rapproche d'un comportement de type métallique. Atteindre de telles conditions avec des diodes lasers pour télécommunications de puissance raisonnable, implique forcément des volumes de partie active extrêmement faibles. L'autre condition extrêmement contraignante à satisfaire provient des hyperfréquences. Celle-ci implique que la capacité associée à la discontinuité de la ligne métallique soit la plus faible possible pour éviter de court-circuiter le signal hyperfréquence par cette capacité aux fréquences les plus élevées (20 GHz). Cette condition implique que la surface de métallisation en présence au niveau de la ligne interrompue soit la plus faible possible.

Ces dimensions vont imposer des contraintes technologiques importantes sur l'objet à réaliser. Tout d'abord au niveau de la géométrie de la ligne 50Ω hyperfréquence, elle devra avoir des dimensions réduites aussi bien au niveau de la longueur de la discontinuité de la ligne que de sa largeur proprement dite. Ensuite, au niveau de la façon d'éclairer l'objet, sa forme impose un éclairage par un guide d'onde optique de taille nanométrique pour assurer un bon couplage à la source de lumière. La Figure 14 présente le principe du nanophotointerrupteur, un guide optique traverse de part et d'autre la ligne coplanaire interrompue en son centre au niveau du ruban central. Lors de l'injection optique, le guide optique permet de rendre la ligne

coplanaire passant un bref instant ; ce principe est le même qu'un interrupteur et va nous permettre de réaliser notre fonction d'échantillonnage.

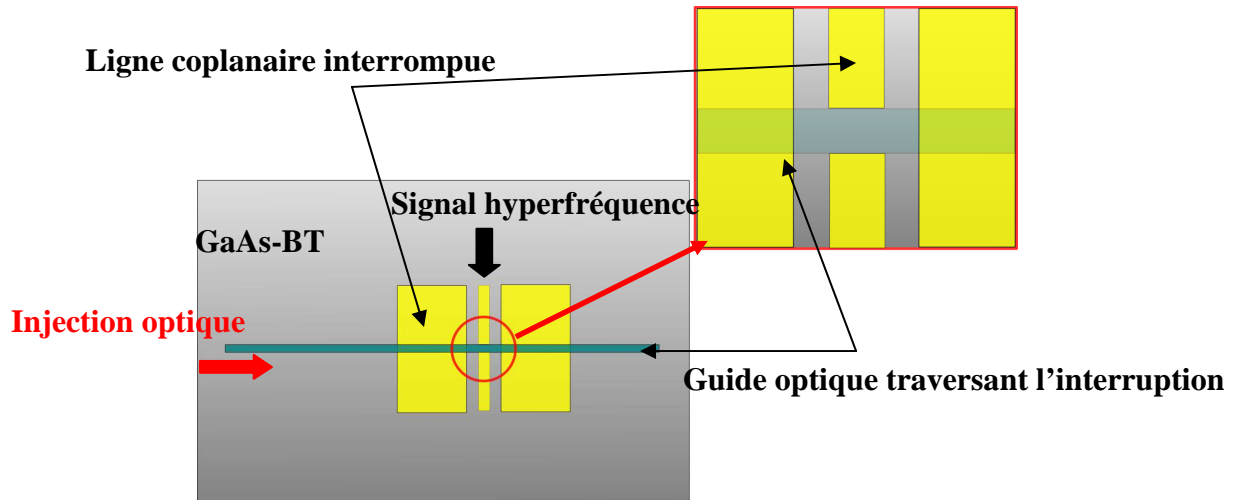


Figure 14 : Principe schématique du nanophotointerrupteur. Zoom de la partie centrale en haut à droite, le guide optique traverse l'interruption de la ligne coplanaire

On pourra citer les premiers travaux de Stéphanie Chouteau [24] réalisés à l'Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique en 1998 sur un dispositif tout intégré réalisé sur du polysilicium, comme présenté Figure 15.

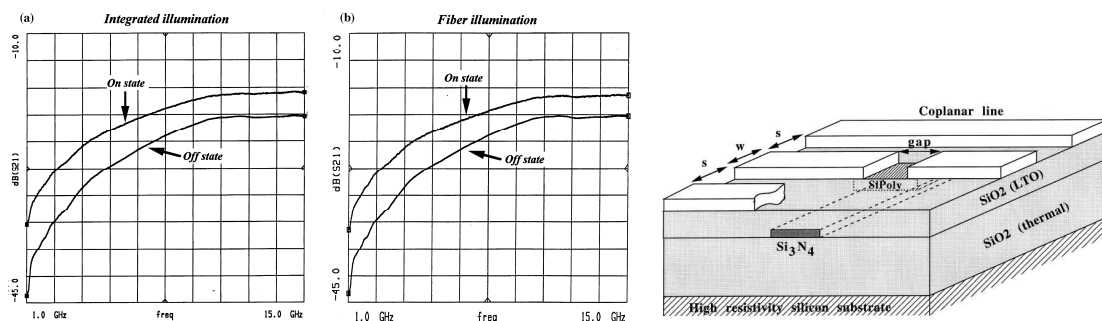


Figure 15 : A droite illustration du photointerrupteur avec guide optique réalisé par Stéphanie Chouteau à droite. A gauche résultats obtenus avec ce dispositif.

La Figure 15 présente les résultats des rapports On/Off dans le cas où l'on éclaire par le guide ou directement par-dessus par l'intermédiaire d'une fibre lentillée. Les paramètres sont $W=100 \mu\text{m}$, $s=40 \mu\text{m}$, et $\text{gap}= 10 \mu\text{m}$ pour une puissance de 1 mW (longueur d'onde $0.82 \mu\text{m}$), et des temps de vie de l'ordre de la vingtaine de picosecondes. De plus, les mêmes dispositifs ont été réalisés sur du silicium et ont été éclairés par le dessus, donnant comme résultat un ratio On/Off de 10 dB à 10 GHz pour les mêmes dimensions de W , s et du gap. La durée de vie des porteurs dans ce cas est de plusieurs centaines de picosecondes.

Pour terminer, nous pouvons citer les travaux réalisés au MIT en 1999 sur l'étude de l'échantillonnage par photoconduction à base de GaAs basse température [25]. Les composants utilisés pour cette étude étaient des lignes coplanaires interrompues de très faibles dimensions, interruption de $1.8\ \mu\text{m}$ pour une largeur de ligne de $4.1\ \mu\text{m}$.

L'objectif de cette thèse est en fait de réaliser un mixte entre ces deux derniers composants, à savoir utiliser un guide optique de faibles dimensions couplé à une ligne coplanaire interrompue dont les dimensions seraient également très faibles.

1.4. La photoconductivité

1.4.1. Principes généraux sur les semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont par nature isolants à l'équilibre, mais possèdent des propriétés intrinsèques qui sous un apport d'énergie extérieur (thermique, électrique ou optique) leur permettent de devenir conducteurs. La photoconduction repose sur le mécanisme photoélectrique et les propriétés électroniques des semi-conducteurs. Dans ce paragraphe, nous présenterons les mécanismes physiques fondamentaux permettant la photoconductivité.

1.4.1.1. Semi-conducteurs pour l'optoélectronique

On peut dénombrer deux familles de semi-conducteurs intéressantes pour les applications optoélectroniques qui sont les semi-conducteurs de type III-V et II-VI à bande directe, et ceux de type IV à bande indirecte.

Dans le cas d'un semi-conducteur à gap direct (GaAs, idem pour le GaAs basse température) le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction se situent à une valeur déterminée du vecteur d'onde k sur le diagramme $E(k)$. Lors de l'absorption d'un photon dont l'énergie $h\nu$ est supérieure à l'énergie de bande interdite du semi-conducteur, il y a génération d'un électron dans la bande de conduction et d'un trou dans la bande de valence. La conductivité du matériau est alors augmentée.

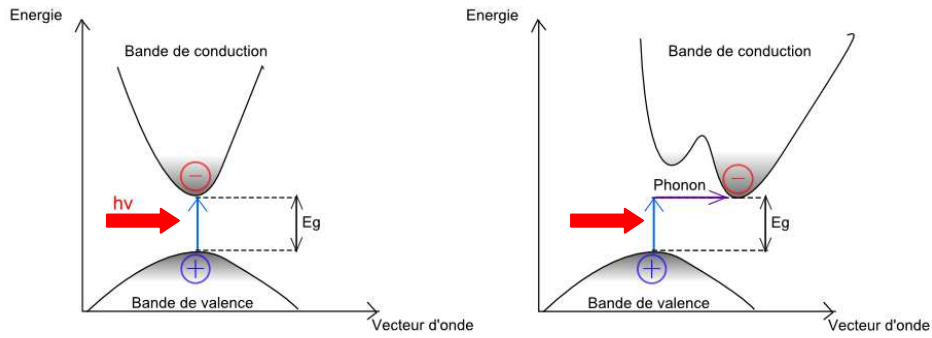


Figure 16 : Processus d'absorption dans les semi-conducteurs dans les cas d'un gap direct (à gauche) et indirect (à droite)

Dans le cas d'un matériau à gap indirect (Silicium par exemple), les maximums de bande de valence et le minimum de la bande de conduction se situent à des valeurs distinctes du vecteur d'onde k sur le diagramme $E(k)$. Ce processus s'accompagne de la génération d'un phonon pour assurer la conservation du vecteur d'onde. Ce processus à trois particules étant moins probable, l'absorption optique dans ce type de matériau est moins efficace et le spectre d'absorption est moins abrupt au voisinage de l'énergie de bande interdite. Les matériaux à gap directs sont donc plus adaptés aux applications optoélectroniques.

1.4.1.2. Mobilité des porteurs

En l'absence de champ électrique, les porteurs libres, i.e. les électrons et les trous, se déplacent sous l'agitation thermique de façon aléatoire suivant un mouvement brownien. Statistiquement, le déplacement moyen est nul, empêchant un mouvement global des porteurs, il n'y a donc aucun courant électrique qui circule.

Sous l'effet d'un champ électrique, les porteurs sont accélérés. Mais sous l'effet des différentes collisions subies (atomes du réseau, atomes d'impuretés, défauts, etc.), les porteurs perdent en énergie (effet joule) et la direction de leur vitesse est également modifiée, ce qui globalement ralentit leur mouvement. Le régime de transport stationnaire est atteint quand il y a équilibre entre l'accélération communiquée par le champ électrique et le ralentissement sous l'effet des collisions. La vitesse moyenne a alors une composante non nulle dans la direction du champ électrique : c'est la vitesse de dérive. La mobilité mesure l'aptitude des porteurs à se déplacer sous l'influence du champ électrique, elle s'écrit :

$$\mu = \frac{|q|\tau}{m^*} \quad (1-11)$$

Avec μ la mobilité en $\text{cm}^2\text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, τ la durée moyenne entre deux collisions, et m^* la masse effective des électrons ou des trous.

Lorsque l'on introduit des défauts dans un matériau, comme par exemple le GaAs basse température, on augmente la probabilité de chocs pour les porteurs, donc τ diminue.

1.4.1.3. Conductivité en obscurité

Lorsque l'on se trouve à l'équilibre thermodynamique dans un semi-conducteur, la répartition des électrons en énergie est décrite par la statistique de Fermi-Dirac. Dans certains cas, la statistique de Boltzmann peut s'appliquer notamment pour régir la statistique de piégeage des porteurs. C'est ainsi que, les nombres de porteurs dans la bande de conduction et la bande de valence vont dépendre de la largeur de la bande interdite, du nombre et de la position des niveaux associés aux défauts, et de la température ambiante. A l'équilibre thermodynamique, le nombre de porteurs libres est décrit par l'équation suivante :

$$N_0 \cdot P_0 = n \cdot p = N_c \cdot N_v \exp \left(- \frac{E_g}{kT} \right) \quad (1-12)$$

On note N_0 et P_0 la densité d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence, E_g l'énergie de la bande interdite, et pour finir, N_c et N_v les densités d'états libres dans la bande de conduction et la bande de valence.

1.4.1.4. Génération et recombinaison de porteurs

1.4.1.4.1. Processus de génération

Les porteurs peuvent être générés de différentes manières. L'irradiation par une onde électromagnétique ou par un faisceau de particules peut permettre aux électrons de la bande de valence ou de niveaux discrets de la bande interdite de passer en bande de conduction. Les transitions électroniques inter-bandes correspondent à la création de paires électron-trou. L'excitation lumineuse pendant un certain temps permet de maintenir une population d'électrons dans la bande de conduction et modifie ainsi les propriétés de transport

électronique du semi-conducteur. Ce processus à la base de la photoconduction intervient dans de nombreuses applications en optoélectronique.

L'excitation d'un électron du sommet de la bande de valence vers la bande de conduction suppose que l'énergie des photons fournis par la source soit supérieure à la largeur de la bande interdite. La longueur d'onde maximale correspondante est donnée par la formule suivante :

$$\lambda_{\max} = \frac{1,24}{E_g \text{ (eV)}} \quad (1-13)$$

Où E_g est l'énergie de bande interdite du semi-conducteur. Par exemple, dans le cas du GaAs (ou GaAs BT), E_g est de l'ordre de 1,42 eV, ce qui signifie un λ_{\max} de 0,873 μm .

1.4.1.4.2. Processus de recombinaison

On peut dénombrer plusieurs types de recombinaisons, directes et indirectes, s'accompagnant de différents processus pour revenir à l'équilibre. La Figure 17 présente les deux types de recombinaisons.

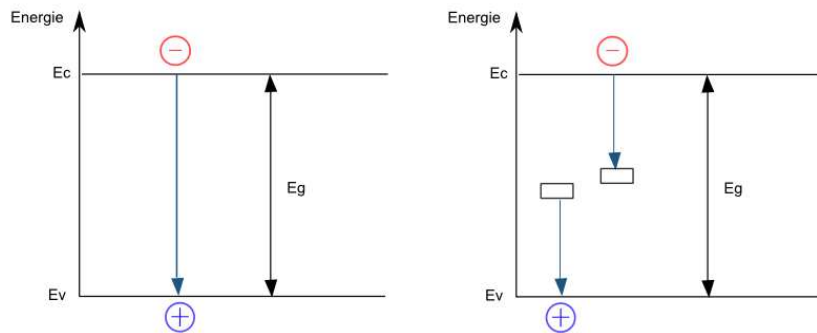


Figure 17 : Processus de recombinaison de type directe à gauche, et indirecte à droite

Dans le cas de la recombinaison directe, c'est-à-dire où aucun défaut ou impureté n'intervient, l'électron passe directement de la bande de conduction vers la bande de valence. L'énergie récupérée peut être :

- transformée en photons, c'est une recombinaison radiative avec émission de lumière,

- transformée en phonons, c'est une recombinaison non radiative, dont la dissipation d'énergie se fait sous forme thermique par échauffement du réseau cristallin,
- cédée à un électron de la bande de conduction qui se trouve transféré à un niveau supérieur ou un trou de la bande de valence qui se trouve transféré à un niveau inférieur : ce type de recombinaison à trois particules est appelé recombinaison Auger.

Dans le cas de la recombinaison indirecte ou recombinaison assistée, des défauts dans le réseau cristallin (dislocations, interstitiels, lacunes, ou certaines impuretés chimiques) vont donner des niveaux discrets d'énergie situés vers le milieu de la bande interdite : ce sont des niveaux profonds. Ils vont accélérer le processus de recombinaison des porteurs photogénérés ou thermiquement excités.

Quand un défaut capte un électron :

- Soit la probabilité de capturer un trou est plus importante que celle de renvoyer un électron, c'est alors une recombinaison, on a donc un centre de recombinaisons.
- Soit la probabilité est importante de réémettre l'électron thermiquement dans la bande de conduction, le défaut est alors un piège à électrons.

L'effet de tels défauts ou impuretés est donc de limiter la durée de vie des porteurs dans le semi-conducteur et donc de diminuer la conductivité en obscurité du semi-conducteur. Le tableau suivant présente quelques données caractéristiques de quelques semi-conducteurs :

Matériau	GaAs SI	GaAs	GaAs BT	Silicium
Croissance	LEC	EJM à 600°C	EJM à 200°C	LEC
Bande interdite	Direct : 1.42 eV	Direct : 1.42 eV	Direct : 1.42 eV	Indirect : 1.1eV
Résistivité	$1-4 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$	qqs $\Omega \cdot \text{cm}$	$10^7 \Omega \cdot \text{cm}$	$10^3 \cdot 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$
Mobilité à 300K	$\geq 6000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	$7000-9000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	$1000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	$1350 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$
Durée de vie des porteurs	qqs 100 ps	~1 ns	qqs 100 fs à qqs ps	qqs μs

Tableau 1 : valeurs typiques pour quelques semi-conducteurs. A noter LEC pour Liquid Encapsulated Czochralski, et EJM pour épitaxie par jet moléculaire

1.4.2. Le GaAs basse température

La croissance de l'arséniure de gallium (GaAs) en épitaxie par jets moléculaires (EJM) est généralement réalisée sous un excès d'arsenic. Cette croissance doit respecter la règle des trois températures provenant des données thermodynamiques relatives à l'arsenic et au gallium. La température du substrat (typiquement 600°C) doit être supérieure à la température d'évaporation de l'arsenic (environ 250°C) et inférieure à celle du gallium (aux alentours de 900°C). Ce mécanisme assure la stœchiométrie du GaAs épitaxié. Le matériau est semi-conducteur avec un dopage résiduel de type p se situant à $10^{14} - 10^{15} /\text{cm}^3$.

Pour répondre au développement des circuits à transistors MESFET sur GaAs, il était nécessaire de disposer de matériaux semi-isolants afin d'isoler les composants entre eux et d'augmenter la tension de claquage des transistors, c'est ainsi que les substrats de GaAs sont rendus semi-isolant par le chrome. A la fin des années 80, on a découvert qu'il était aussi possible de rendre le GaAs semi-isolant en réduisant la température atteinte par le substrat lors de la croissance par EJM du GaAs suivi d'un recuit [26].

En diminuant la température de croissance, et sous un excès d'arsenic, on se trouve dans des conditions non stœchiométriques. Le fait de maintenir le substrat à une température assez faible favorise la croissance d'un cristal présentant un excès d'As. Cela se traduit par de nombreux défauts ponctuels [27; 28]: atomes d'arsenic en sites substitutionnels (As_{Ga}), interstitiels (As_i), lacunes en gallium (VGa) et complexe $\text{As}_i\text{-As}_{\text{Ga}}$ [29]. Quand le GaAs BT est recuit, les antisites d'arsenic migrent via les lacunes de gallium et des précipités se forment [30]. La taille des précipités varie avec la température de recuit [31].

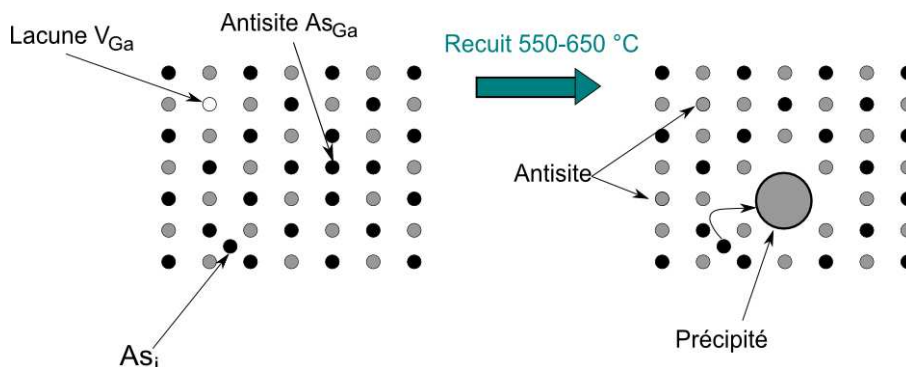


Figure 18 : réseau cristallin du GaAs basse température

La forte résistivité du GaAs basse température est généralement attribuée aux défauts ponctuels liés au GaAs qui, comme dans le cas de substrats semi-isolants Czochralski, présentent un niveau donneur profond AsGa qui vient compenser naturellement le niveau accepteur superficiel VGa. C'est-à-dire que la présence d'antisites AsGa bloque le niveau de Fermi au milieu de la bande interdite, ce qui fait du GaAs-BT un semi-conducteur compensé. Une autre hypothèse avancée pour expliquer cette forte résistivité a été proposée par Warren [32], et expliquerait ce caractère semi-isolant par le recouvrement des zones de déplétion qui se créent autour des précipités métalliques d'arsenic.

La présence de ces défauts ponctuels dans le GaAs basse température donne des centres de recombinaison radiative qui permettent d'obtenir des temps de vie très courts (de l'ordre de la picoseconde). Cette propriété associée à une très grande résistivité (de l'ordre de 10^6 à 10^7 Ohms.cm-1) rend ce matériau très intéressant pour de nombreuses applications travaillant à $0.8 \mu\text{m}$.

L'excès d'As entraîne un désaccord de maille par rapport au GaAs, qui peut se traduire pour les couches épaisses par des dislocations. On limite donc l'épaisseur des couches à $2 \mu\text{m}$ maximum.

Au cours de cette thèse nous avons été amenés à fabriquer un nano-photointerrupteur sur deux épitaxies de GaAs basse température différentes qui ont été réalisées à l'IEMN par l'équipe Epiphy. La Figure 19 présente les résultats de mesure de temps de vie par l'expérience pompe-sonde.

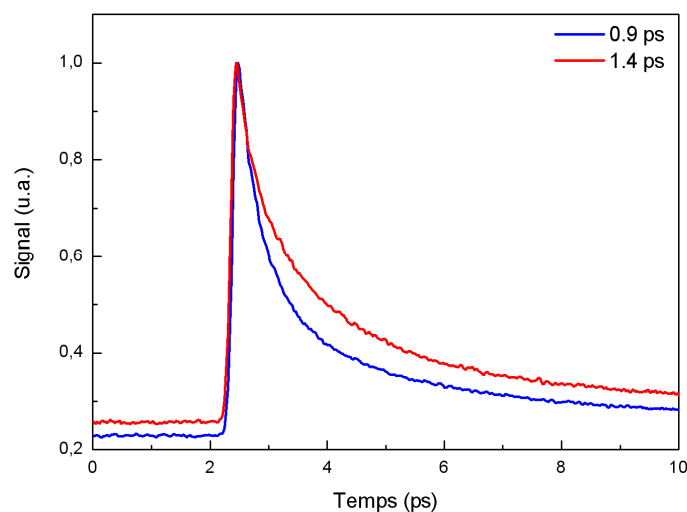


Figure 19 : mesures pompe-sonde de nos deux épitaxies de GaAs-BT

Nous avons donc utilisé deux temps de vie relativement proches, 0.9 ps et 1.4 ps. Au départ, à la place de 1.4 ps, nous aurions dû obtenir des temps de vie de l'ordre de 4 ps, mais le contrôle du temps de vie voulu lors de l'épithaxie est relativement complexe et difficile. Une variation de température de croissance de quelques degrés peut complètement modifier le temps de vie attendu après recuit.

1.5. La ligne coplanaire

Ces lignes sont très utilisées dans le domaine des micro-ondes pour leurs propriétés électromagnétiques, ainsi que leur facilité d'intégration aux seins des circuits intégrés. Elles se composent d'une ligne centrale avec de part et d'autre de celle-ci les plans de masse. Elles furent inventées en 1969 par Cheng P. Wen [33]- (Figure 20) :

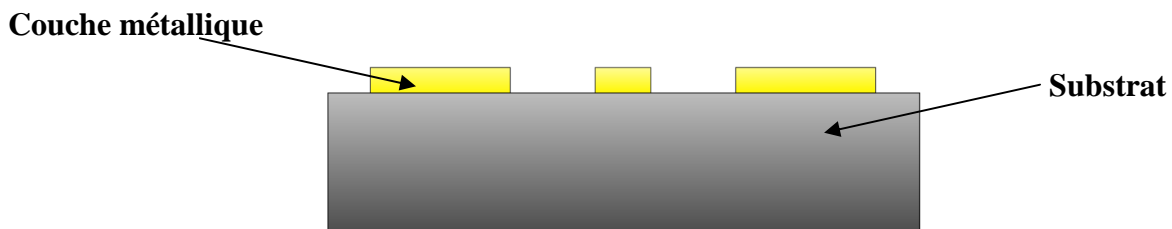


Figure 20 : Vue en coupe d'une ligne coplanaire. Le conducteur central est entouré de deux plans de masse

D'un point de vue électromagnétique, ce type de ligne peut supporter deux modes fondamentaux de propagation, le premier est un mode coplanaire, qui est un mode impair quasi-TEM. Ce type de mode est très peu dispersif, donc intéressant pour notre application. Le second est un mode fente, mode pair fortement dispersif. Ce mode apparaît lorsque la ligne présente par exemple des discontinuités, entraînant un rayonnement.

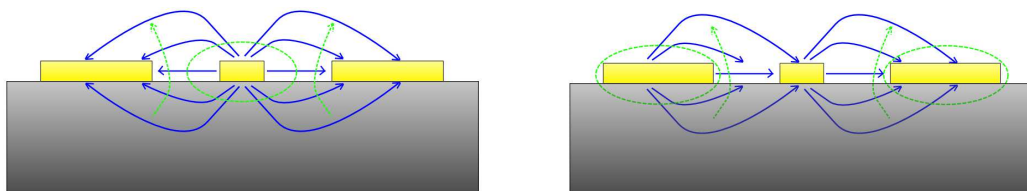


Figure 21 : Modes fondamentaux de propagation d'une ligne coplanaire (Champ électrique en bleu, champ magnétique en vert). A gauche, mode coplanaire, très peu dispersif. A droite, mode fente, très dispersif

Il existe trois mécanismes principaux engendrant des pertes dans les lignes de transmission coplanaires. Les pertes ohmiques α_c dans les conducteurs métalliques, les pertes diélectriques α_d dans le substrat, et les pertes radiatives α_r . L'atténuation totale α_T est donnée par la somme de ces trois types de pertes.

- Pertes ohmiques

Ces types de pertes au sein d'une ligne coplanaire sont proportionnels à la résistance R_s des conducteurs métalliques de la ligne. Cette résistance peut-être considérée comme surfacique car la propagation du signal se fait principalement dans l'épaisseur de peau δ . R_s peut être exprimée suivant la formule suivante :

$$R_s = \sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu \cdot \rho_c} = \frac{1}{\sigma_c \cdot \delta} \quad (1-14)$$

où σ_c est la conductivité du métal, μ sa perméabilité magnétique et δ l'épaisseur de peau. Les pertes ohmiques sont dépendantes de la géométrie des lignes coplanaires ainsi que de la fréquence.

Pour minimiser ce type de pertes, il existe plusieurs solutions. La première consiste à utiliser un métal ayant une très bonne conductivité tel que le cuivre ou l'or, ainsi que des épaisseurs relativement grandes. En effet, les pertes ohmiques diminuent avec l'augmentation de l'épaisseur t des conducteurs métalliques. En revanche cette diminution tend à stagner à mesure que l'épaisseur augmente (3 à 4 fois l'épaisseur de peau).

- Pertes diélectriques

Les pertes diélectriques dépendent principalement des paramètres intrinsèques du matériau utilisé.

Ces pertes sont liées à la fois au facteur de pertes ($\tan \delta$) du matériau diélectrique et à la résistivité de celui-ci. Dans le cas du GaAs semi-isolant (ou GaAs BT) les pertes diélectriques sont relativement faibles puisque le coefficient de tangente de pertes est de l'ordre de 0.006 et la résistivité de l'ordre de $2 \cdot 10^7$ Ohms.cm⁻¹.

En outre, contrairement aux pertes métalliques (proportionnelles à la racine carrée de la fréquence), les pertes diélectriques varient linéairement avec la fréquence. Leur contribution dans les pertes globales devient donc prédominante dans le domaine micro-onde.

- Pertes radiatives

Ce type de pertes dans une ligne coplanaire correspond à une dissipation de l'énergie électromagnétique dans le substrat. Celles-ci apparaissent lorsque la fréquence est supérieure à 200 GHz. Dans notre cas, la plage de fréquence utilisée est 0-40 GHz, donc bien en deçà de la fréquence limite de ces pertes. Nous les négligerons donc ce type au sein de cette thèse.

Dans notre étude, les lignes coplanaires présentent plusieurs avantages par rapport aux lignes micro-rubans. Elles permettent de s'affranchir des procédés technologiques face arrière utilisés pour la réalisation des lignes micro-rubans et donc de simplifier la fabrication. Elles présentent aussi une souplesse de conception et de réalisation. Elles montrent également une facilité d'intégration avec d'autres circuits sans avoir recours aux vias métalliques grâce à leur caractère uniplanaire.

1.6. Outils de modélisation

1.6.1. Modélisation optique

1.6.1.1. Equations vectorielles de propagation des ondes optiques

Les modèles utilisés au sein de cette thèse pour la modélisation du guidage optique sont basés sur les équations de Maxwell, qui décrivent les sources, la structure et l'évolution des champs électromagnétiques. Ces équations dans l'hypothèse d'un milieu continu s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(r,t) = -\frac{\partial \vec{B}(r,t)}{\partial t} \quad (1-15)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(r,t) = \frac{\partial \vec{D}(r,t)}{\partial t} + \vec{J}(r,t) \quad (1-16)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(r,t) = \rho(r,t) \quad (1-17)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(r,t) = 0 \quad (1-18)$$

Dans ces équations, \vec{E} et \vec{H} représentent respectivement les champs électriques et magnétiques, \vec{D} et \vec{B} les inductions électriques et magnétiques, \vec{J} et ρ sont les densités de courant et de charge, $r(x, y, z)$ la position dans l'espace et t le temps.

La perméabilité magnétique $\mu(r)$ et la permittivité $\varepsilon(r)$ du milieu relie champs et inductions par :

$$\vec{B}(r, t) = \mu(r)\vec{H}(r, t) \quad (1-19)$$

$$\vec{D}(r, t) = \varepsilon(r)\vec{E}(r, t) \quad (1-20)$$

Pour cette étude, nous considérons des milieux diélectriques, soit non magnétiques $\mu(r) = \mu_0$, électriquement neutres $\rho(r, t) = 0$, et isolants $\vec{J}(r, t) = \vec{0}$.

Afin de simplifier la résolution des équations de Maxwell, nous séparons la dépendance temporelle de la dépendance spatiale en décomposant les champs en harmoniques. Nous considérons alors une onde électromagnétique monochromatique de pulsation ω qui se propage dans le milieu. La dépendance temporelle des champs est en $\exp(j\omega t)$ et les équations de Maxwell deviennent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(r) = -j\omega\mu_0\vec{H}(r) \quad (1-21)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(r) = j\omega\varepsilon(r)\vec{E}(r) \quad (1-22)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(r)\vec{E}(r)) = 0 \quad (1-23)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(r) = 0 \quad (1-24)$$

On notera ici que $\varepsilon(r) = \varepsilon_0\varepsilon_r(r)$. En utilisant la règle suivante $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$, l'opération $\vec{\nabla} \times$ appliquée aux équations (1.21), (1.22), (1.23), (1.24) nous donne :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(r)) = -j\omega\mu_0\vec{\nabla} \times \vec{H}(r) \quad (1-25)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(r)) = (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}(r) - \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \quad (1-26)$$

Toujours des équations (1.21), (1.22), (1.23), (1.24), on obtient

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(r) \vec{E}(r)) = (\vec{\nabla} \cdot \varepsilon) \cdot \vec{E}(r) + \varepsilon (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(r)) = 0 \quad (1-27)$$

$$(\vec{\nabla} \cdot \varepsilon) \cdot \vec{E}(r) = -\varepsilon (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(r)) \quad (1-28)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(r) = j\omega \varepsilon(r) \vec{E}(r) \quad (1-29)$$

D'où

$$\Delta \vec{E}(r) + \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla} \cdot \varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)} \cdot \vec{E}(r) \right) + k_0^2 \varepsilon_r(r) \vec{E}(r) = 0 \quad (1-30)$$

Ici, $\Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$

De la même façon, nous pouvons obtenir l'équation d'onde du champ magnétique :

$$\Delta \vec{H}(r) + \frac{\vec{\nabla} \cdot \varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(r)) + k_0^2 \varepsilon_r(r) \vec{H}(r) = 0 \quad (1-31)$$

Ces deux équations décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique, où k_0 est le vecteur d'onde associé à une propagation dans le vide et est relié à la longueur d'onde λ_0 dans le vide par :

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (1-32)$$

Si l'on considère que la variation d'indice de réfraction est faible selon la direction de propagation z , on néglige les termes :

$$\vec{\nabla}_z \varepsilon_r \cong 0; \vec{\nabla}_z \varepsilon_r(r) \cdot \vec{E}(r) \cong 0 \quad (1-33)$$

$$\vec{\nabla}_z \varepsilon_r \cong 0; \vec{\nabla}_z \varepsilon_r(r) \cdot \vec{\nabla}_z \vec{H}(r) \cong 0 \quad (1-34)$$

Les équations vectorielles ci-dessus deviennent pour les champs transversaux :

$$\Delta \vec{E}_t(r) + \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla}_t \epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)} \cdot \vec{E}_t(r) \right) + k_0^2 \epsilon_r(r) \vec{E}_t(r) = 0 \quad (1-35)$$

$$\Delta \vec{H}_t(r) - \frac{\vec{\nabla}_t \epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)} [\vec{\nabla}_t \vec{H}_t(r) - \vec{\nabla}_t \vec{H}_t(r)] + k_0^2 \epsilon_r(r) \vec{H}_t(r) = 0 \quad (1-36)$$

Les sous-indices « t » et « t' » représentent ici les directions transversales à la direction de propagation. Ces équations vectorielles fondamentales sont utilisées dans tous les modèles de propagation, que ce soit les analyses modales ou la méthode des faisceaux propagés (BPM pour Beam Propagation Method).

1.6.1.2. Principe de la méthode des faisceaux propagés (BPM)

Il s'agit d'une méthode qui, à partir d'un champ électromagnétique incident, permet de calculer le champ à l'intérieur d'une structure, aussi complexe soit-elle. Ce calcul est effectué en divisant la structure en « tranches » espacées de Δz et en résolvant les équations de propagation dans chaque tranche $j+1$ à partir du champ connu en j . Les équations de propagation peuvent être résolues soit par utilisation de la transformée de Fourier rapide (on parle alors de BPM-FFT), soit par la méthode des éléments finis ou des différences finies. C'est cette dernière méthode qui est utilisée dans tous nos modèles.

On ne peut en revanche directement discrétiser les équations de propagation, il est nécessaire d'effectuer des approximations au préalable. Les approximations les plus utilisées sont l'approximation scalaire et l'approximation paraxiale. Elles facilitent considérablement la résolution des équations de propagation tout en n'étant pas trop restrictives.

L'approximation scalaire consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ. On supposera donc que si un faisceau polarisé entre dans un guide optique, il restera polarisé dans la même direction tout au long de la propagation. Ceci est valable pour toutes les structures d'optique intégrée qui ne changent pas de direction trop vite, ce qui est le cas dans le cadre des guides optiques de cette thèse.

L'approximation paraxiale considère que l'on peut négliger la dérivée seconde du champ par rapport à z , devant sa dérivée première. Ceci impose que le champ électromagnétique varie lentement selon z , et que la propagation se fasse avec un angle faible (inférieur à 30 degrés)

par rapport à la direction initiale. L'approximation paraxiale est applicable à une large gamme de dispositifs en optique intégrée (c'est le cas pour nos structures).

Nous allons maintenant à partir des équations de Maxwell décrire la BPM d'un point de vue mathématique. Nous négligeons le couplage entre les différentes composantes du champ électrique. L'équation de propagation a donc la forme suivante :

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} E(x, y, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) \cdot E(x, y, z) = 0 \quad (1-37)$$

Si on l'admet une solution du type,

$$E_i(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \cdot e^{-j\beta z}, \quad i=x, y \quad (1-38)$$

Où on note $\Psi(x, y, z)$ l'amplitude complexe de l'onde optique, en faisant l'approximation paraxiale qui consiste à négliger la seconde dérivée de $\Psi(x, y, z)$ par rapport à z ,

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi(x, y, z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} \right| \quad (1-39)$$

L'équation du champ prend la forme suivante :

$$\bar{\Delta}_{x,y} \Psi(x, y, z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) - \beta^2) \Psi(x, y, z) = 0 \quad (1-40)$$

Où β est la constante de propagation. Cette équation bien connue est appelée équation de Fresnel. Dans notre étude, nous utilisons principalement la BPM 3D, que nous présenterons ci-dessous.

1.6.1.3. Méthode des faisceaux propagés à trois dimensions (BPM3D)

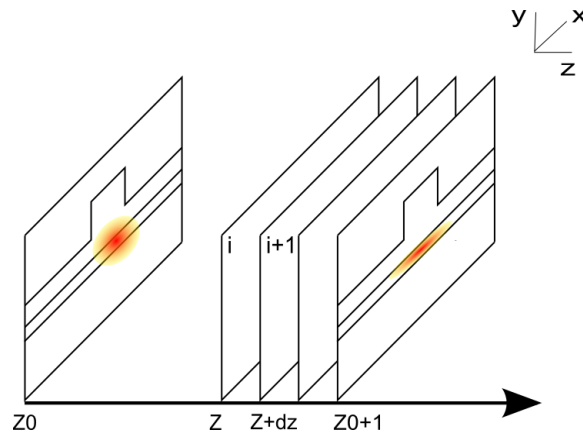


Figure 22 : Principe schématique de la méthode des faisceaux propagés

La BPM-3D utilisée pour la modélisation de nos guides optiques est basée sur la méthode du double balayage alterné. Pour cela, le passage du pas z au pas $z + \Delta z$ s'effectue en deux temps : une demi-étape à $\frac{\Delta z}{2}$ résolvant les équations selon x et l'autre demi-étape à Δz les résolvant selon y 35]. En posant l'hypothèse qu'au début de la propagation, le champ a la valeur $\Psi(i, j, k)$, nous avons :

$$-j2k_0n_0 \cdot \frac{\Psi^*(i, j) - \Psi(i, j, k)}{\Delta z/2} = \partial_x^2 \Psi^*(i, j) + \partial_y^2 \Psi(i, j, k) + \frac{1}{2} k_0^2 (n^2(i, j) - n_0^2) (\Psi^*(i, j) + \Psi(i, j, k)) \quad (1-41)$$

$$-j2k_0n_0 \cdot \frac{\Psi(i, j, k+1) - \Psi^*(i, j)}{\Delta z/2} = \partial_x^2 \Psi^*(i, j) + \partial_y^2 \Psi(i, j, k+1) + \frac{1}{2} k_0^2 (n^2(i, j) - n_0^2) (\Psi^*(i, j) + \Psi(i, j, k+1)) \quad (1-42)$$

Où $\Psi^*(i, j)$ est la valeur intermédiaire du champ en $z + \frac{\Delta z}{2}$.

En considérant les discontinuités du champ électrique à l'interface des milieux, on obtient :

$$\partial_x^2 \Psi = \frac{T_{i+1,j} \Psi(i+1, j) - (2 - R_{i+1,j} - R_{i-1,j}) \Psi(i, j) + T_{i-1,j} \Psi(i-1, j)}{\Delta x^2} \quad (1-43)$$

$$\partial_y^2 \Psi = \frac{\Psi(i, j+1) - 2\Psi(i, j) + \Psi(i, j-1)}{\Delta y^2} \quad (1-44)$$

$$\partial_x^2 \Psi = \frac{\Psi(i+1, j) - 2\Psi(i, j) + \Psi(i-1, j)}{\Delta x^2} \quad (1-45)$$

$$\partial_y^2 \Psi = \frac{T_{i,j+1} \Psi(i, j+1) - (2 - R_{i,j+1} - R_{i,j-1}) \Psi(i, j) + T_{i,j-1} \Psi(i, j-1)}{\Delta y^2} \quad (1-46)$$

Avec

$$T_{i\pm 1,j} = \frac{2n^2(i\pm 1, j)}{n^2(i\pm 1, j) + n^2(i, j)}, \quad R_{i\pm 1,j} = T_{i\pm 1,j} - 1 \quad (1-47)$$

$$T_{i,j\pm 1} \pm 1 = \frac{2n^2(i, j\pm 1)}{n^2(i, j\pm 1) + n^2(i, j)}, \quad R_{i,j\pm 1} = T_{i,j\pm 1} - 1 \quad (1-48)$$

R et T sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces transverses du guide.

Les équations (1-43) et (1-44), ainsi que (1-45) et (1-46) constituent des ensembles des systèmes tridiagonaux qui sont résolus par la méthode du double balayage. L'échantillonnage s'effectuant dans les deux directions x et y , le nombre de points à calculer à chaque pas de propagation est relativement grand en BPM-3D ; pour ne pas se retrouver avec des temps de calcul trop longs, il convient de bien déterminer la fenêtre de calcul ainsi que les discrétisations Δx et Δy en x et y respectivement.

1.6.1.4. L'analyse modale

Nous avons vu dans ce paragraphe comment on a déterminé la propagation d'une onde dans un milieu grâce à la résolution des équations de propagation, mais nous n'avons pas considéré le problème de l'analyse modale.

Les logiciels de BPM-2D et BPM-3D présentés précédemment sont utilisés pour connaître la propagation d'une onde électromagnétique dans une structure guidante mais ils ne permettent pas de déterminer les propriétés intrinsèques des ces structures.

Avec les logiciels d'analyses modales, nous pouvons connaître les caractéristiques intrinsèques des structures telles que la forme des modes, l'indice effectif ou même le nombre de modes ; pour cela, la structure est bien sûr considérée comme droite, infinie et sans perturbation.

Tout comme pour la propagation, nous avons le choix d'étudier les modes soit de façon unidimensionnelle ou soit de manière bidimensionnelle. L'analyse à une dimension est bien souvent suffisante. L'analyse modale permet d'optimiser la structure à partir de l'indice effectif ou même de la forme des modes optiques. Les équations de base de l'analyse modale sont les mêmes que celles de la BPM (cf. (1-40)), il suffit d'annuler la dérivée suivant z .

Nous parlerons exclusivement de l'analyse modale bidimensionnelle puisque c'est celle que nous avons principalement utilisée dans nos modélisations. Ce type d'analyse est utilisé quand l'usage des indices effectifs permet de rendre compte de manière satisfaisante de la complexité de la structure guidante et ainsi de décrire ses modes propres. L'analyse modale en deux dimensions est basée sur la BPM-3D. Pour cela, nous supposons que le faisceau se propage dans une structure guidante et qu'il adopte progressivement la forme des différents modes propres possibles. Les différents modes trouvés ont des vitesses de phase propres et après une certaine longueur de propagation, il est possible de les séparer.

Tout faisceau optique peut être décomposé selon des modes propres si l'on suppose que la polarisation est rectiligne :

$$\vec{E}(x, y, z) = \sum_n a_n \vec{E}_n(x, y).e^{-i\beta_n z} \quad (1-49)$$

β_n est la constante de propagation du mode n et \vec{E}_n son profil.

Si l'onde se propage suivant un axe imaginaire iz , l'équation (1-35) devient :

$$\vec{E} = \sum_n a_n \vec{E}_n(x, y).e^{\beta_n z} \quad (1-50)$$

L'énergie dans le guide croît selon l'axe de propagation, mais d'après la relation $\beta_0 > \beta_1 > \dots > \beta_n > \beta_{n+1}$, il vient que plus l'ordre du mode est petit, plus il est amplifié. Lors de la propagation, les amplitudes des modes d'ordre supérieur croissent moins vite que celle du mode fondamental et au bout d'une certaine longueur de propagation, il devient prépondérant devant les autres modes qui deviennent négligeables.

Pour déterminer les modes supérieurs, nous utilisons le principe d'orthogonalité des modes et leurs indices découlent directement de l'intégration numérique de l'équation de propagation :

$$n_{eff} = \frac{\iint \left[k_0^2 . n^2(x, y, z) . |E|^2 - \left| \frac{\partial E}{\partial x} \right|^2 - \left| \frac{\partial E}{\partial y} \right|^2 \right] dx dy}{\iint |E|^2 dx dy} \quad (1-51)$$

Tout comme en BPM, des erreurs numériques peuvent apparaître du fait du principe même des résolutions des équations de propagation. Si nous effectuons de mauvais choix tant en terme de discrétisation en x , y ou z que du profil du mode injecté au départ, nous pouvons rencontrer des problèmes lors de la détermination des modes ainsi que l'apparition de modes de fenêtre. On doit déterminer des conditions de simulation précises pour avoir des modélisations de qualité.

1.6.1.5. Conditions de simulation

Nous avons expliqué dans les paragraphes précédents le fonctionnement des modèles numériques utilisés lors de la conception et de l'optimisation de nos composants. Néanmoins, nous devons prendre quelques précautions lors de leur utilisation et prêter une attention particulière aux limites des fenêtres de calcul ainsi qu'à leur discrétisation.

Conditions aux limites

En BPM, aux limites de la fenêtre de calcul, le champ optique est par défaut nul et les bords de la fenêtre sont donc réfléchissants. Ainsi, si elle est trop étroite, les faisceaux optiques qui devraient normalement en sortir sont réintroduits au sein de la fenêtre et vont entraîner une perturbation des faisceaux se propageant dans la structure guidante.

Dans notre cas, la solution est d'introduire des conditions aux limites absorbantes. C'est-à-dire que l'on va définir aux bords des fenêtres de calcul un matériau absorbant, avec un indice de réfraction n et un coefficient d'extinction k judicieusement choisis empêchant tout retour de faisceaux non désirés.

Maillage

Un facteur de stabilité important du programme de modélisation est le maillage, pour lequel nous devons prendre les plus grandes précautions. Ainsi, pour la modélisation de nos composants en BPM-3D, nous utilisons une fenêtre de calcul de $10\ \mu\text{m}$ de large sur $10\ \mu\text{m}$ de hauteur avec des discrétisations respectives de 1000 points et 1000 points ($\Delta x = 0,010\ \mu\text{m}$ et $\Delta y = 0,01\ \mu\text{m}$, cf. Figure 23) et une longueur de propagation de $10\ 000\ \mu\text{m}$ avec un pas Δz de $1\ \mu\text{m}$ (cf. Figure 24). Avec ces maillages, nous avons obtenu une stabilité numérique avec un bon compromis définition de la structure / temps de modélisation ; néanmoins, la durée d'une modélisation est de l'ordre de 30 minutes avec un ordinateur de bureau.

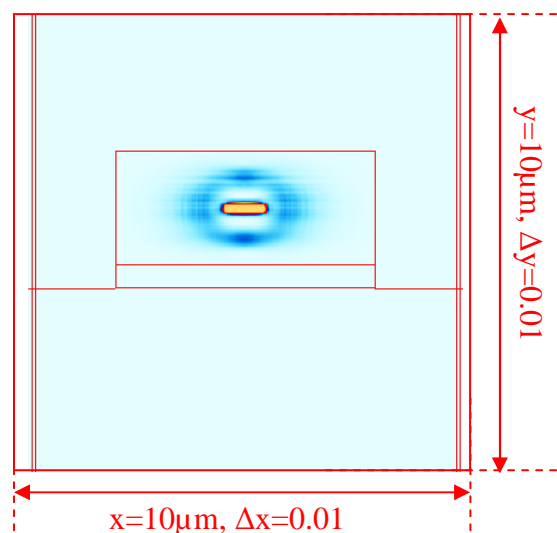


Figure 23 : Discrétisation de la polarisation TE dans le plan (x,y) suivant une propagation en z du guide diélectrique que nous utiliserons

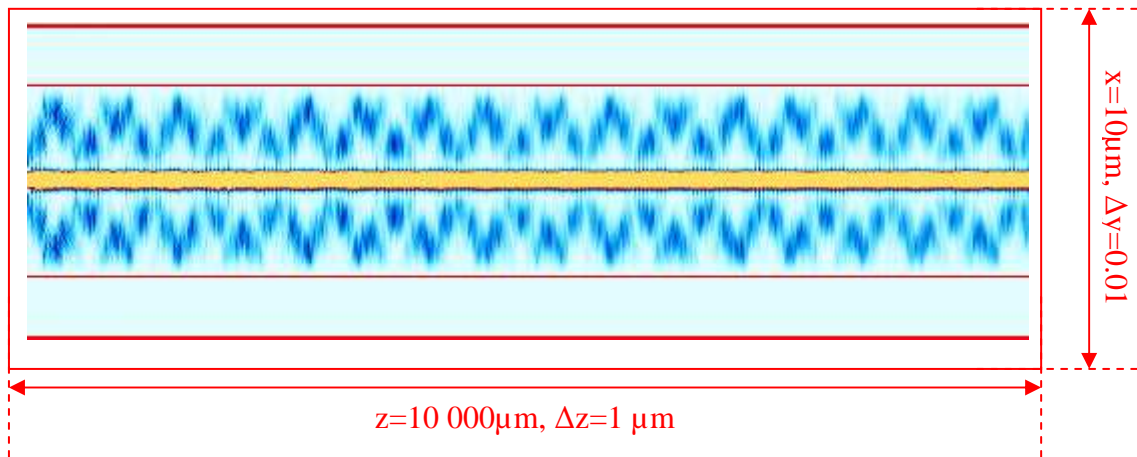


Figure 24 : Discretisation de la polarisation TE dans le plan (x,z) du guide diélectrique que nous utiliserons

Injection

D'autre part, il faut tenir compte du profil du faisceau d'entrée, puisque ce dernier va influencer sur les résultats obtenus en sortie. En effet, nous n'obtiendrons pas les mêmes résultats finaux si nous injectons un faisceau gaussien représentant soit une fibre clivée avec un diamètre de mode (ou Mode Field Diameter MFD c'est-à-dire la largeur du champ à $\frac{1}{e^2}$) de 10 μm , soit une fibre lentillée avec un MFD de 2,5 μm , ou encore si nous injectons un mode propre, qui est en fait un mode parfaitement adapté à la structure guidante (mode obtenu après plusieurs passage dans le guide).

Nous montrons Figure 25 une comparaison de différents types d'injection (fibre clivée et lentillée dans le guide utilisé). Enfin, il est à noter que nous ne tenons aucunement compte des réflexions à l'interface air / diélectrique (coefficient de réflexion R de l'ordre de 0,1).

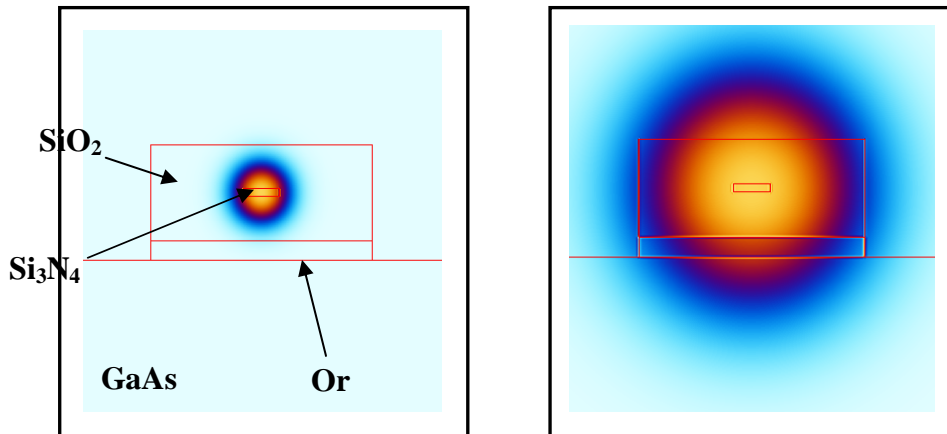


Figure 25 : A gauche, fibre clivée de diamètre 10 μm . A droite, fibre lentillée de MFD de 2.5 μm dans le guide utilisé pour notre nanophotointerrupteur

Dans le cas de notre étude, nous utiliserons généralement un faisceau gaussien avec une MFD de 2.5 μm . En effet, l'utilisation d'un mode propre au guide optique ne permettrait pas de rendre compte de l'effet de la couche d'or qui devra servir de couche de confinement.

En revanche, pour certaines études, nous injecterons un mode gaussien proche du comportement réel de notre guide optique.

1.6.2. Modélisation hyperfréquence

Les simulations des guides d'ondes hyperfréquences ont été réalisées avec le logiciel CST microwave, qui est un outil de simulation numérique dans le domaine temporel et fondé sur la technique d'intégration finie (Finite Integration Method, ou FIT).

Cette méthode, introduite par T. Weiland (1977) est très similaire à la FDTD, car elle consiste à reformuler les équations de Maxwell en fonction du temps et de l'espace dans un volume donné sous une forme discrète [36-39] ; elle fournit des équations récursives pour résoudre le problème posé. Contrairement à la FDTD, la FIT repose sur la discrétisation des équations de Maxwell présentées sous leur forme intégrale, plutôt que sous leur forme différentielle.

Suivant la structure à simuler, différents types de maillages, de paramètres concernant les conditions aux limites, ainsi que les paramètres de symétrie peuvent être mis en place pour optimiser le temps de calcul et la pertinence des résultats. Les deux maillages existants sous CST pour la discrétisation spatiale du volume de calcul de la géométrie à étudier sont le maillage hexahédral (cartésien) et tétraédral (volumique), et sont présentés Figure 26.

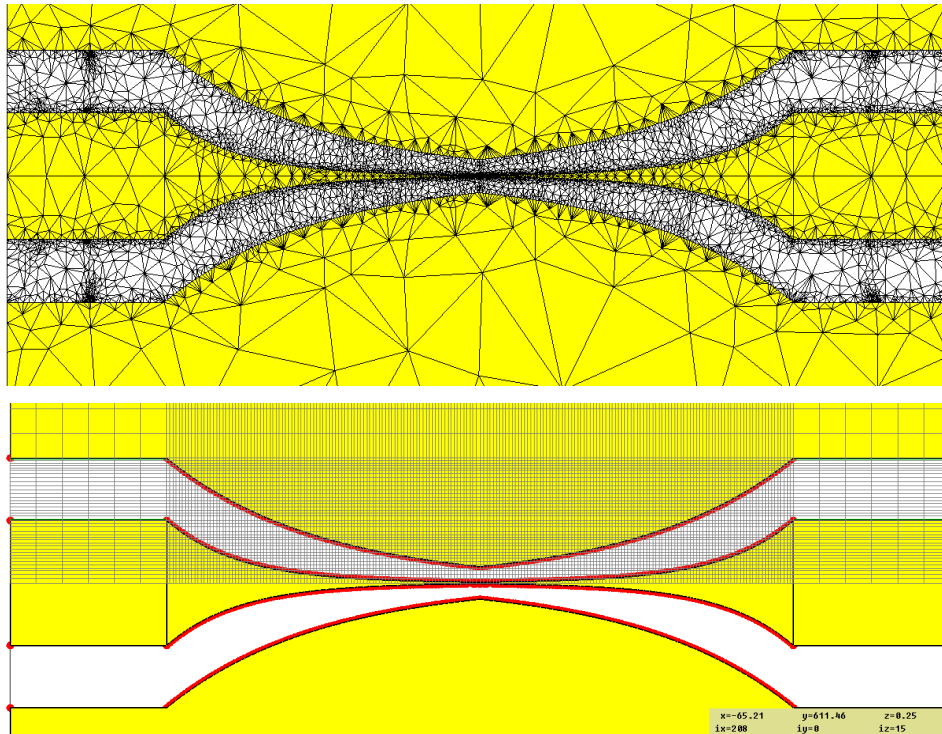


Figure 26 : Exemple des deux types de maillage utilisés par CST sur les lignes coplanaires interrompues utilisées pour notre composant. A gauche, maillage de type tétraédral. A droite, de type hexaédral

1.7. Conclusion

Nous avons dans ce chapitre présenté les différentes notions et outils nécessaires à la réalisation du nanophotointerrupteur. Nous avons expliqué succinctement la conversion analogique-numérique, et plus particulièrement le principe d'échantillonnage en bande étroite.

Nous avons également présenté l'état de l'art des convertisseurs analogiques-numériques électroniques, et les limitations auxquelles ils sont soumis. Nous avons également énuméré les différentes techniques d'échantillonnage utilisant l'optique et dressé un état de l'art de leurs performances.

Dans ce chapitre, nous avons présenté le fonctionnement du futur nanophotointerrupteur, à savoir un guide d'onde coplanaire interrompu couplé à un guide optique. Nous avons introduit le principe de la photoconduction ainsi que le matériau, le GaAs basse température, dont la durée de vie des porteurs peut être de l'ordre de la picoseconde, voire inférieure. Nous avons

ensuite présenté les lignes hyperfréquences coplanaires et leurs avantages, en particulier la facilité d'intégration.

Pour finir, nous avons introduit les différents outils de modélisation que nous allons utiliser : pour l'optique, la méthode des faisceaux propagés (*BPM, Beam Propagation Method*) avec un logiciel développé par l'équipe optoélectronique depuis plusieurs années, et pour les hyperfréquences, le logiciel commercial *CST Microwave*.



2. Première approche du nano-photointerrupteur

2.1. Introduction

2.1.1. Description générale de fonctionnement

Rappelons que schématiquement le dispositif fonctionne comme un interrupteur commandé optiquement. Dans sa forme la plus simple, celui-ci est représenté par une ligne hyperfréquence interrompue. Lorsque que cette interruption est éclairée par un faisceau optique dont l'énergie des photons est supérieure à l'énergie de bande d'interdite, la ligne devient passante (Etat ON) par photoconduction. A l'inverse, en obscurité, le signal est réfléchi (Etat OFF), voir Figure 27.

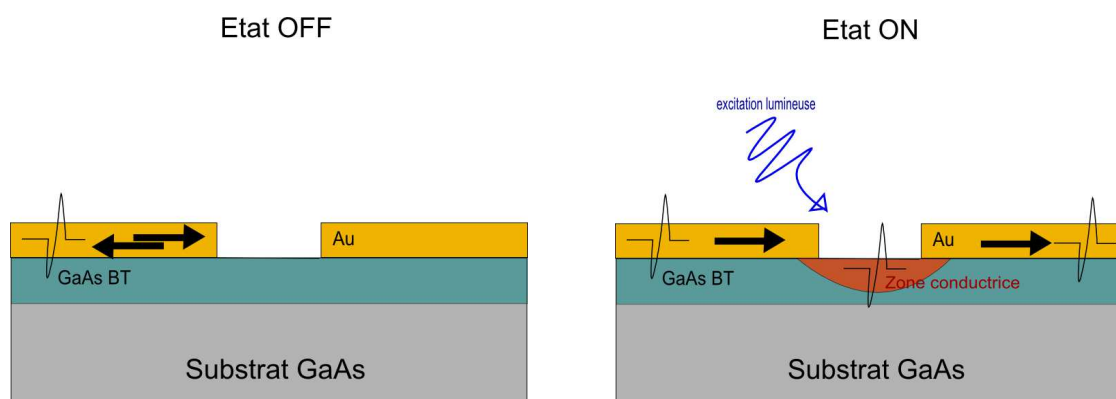


Figure 27 : Nous présentons ci-dessus le schéma de principe de fonctionnement du dispositif

L'interruption peut être modélisée en première approximation par une photorésistance en parallèle avec une capacité (modèle d'Auston), voir Figure 28.

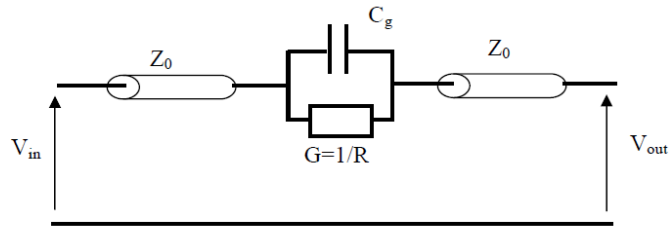


Figure 28 : Modèle d'un photocommutateur présenté par Auston en 1975

En obscurité, le photointerrupteur se comporte alors essentiellement comme une capacité : l'isolation hyperfréquence est d'autant plus forte que la fréquence du signal est faible. Sous éclairage, le photointerrupteur se comporte comme une résistance : le niveau du signal ne dépend pas de sa fréquence. Le but étant d'augmenter l'isolation à l'état Off et de diminuer les pertes d'insertions à l'état On.

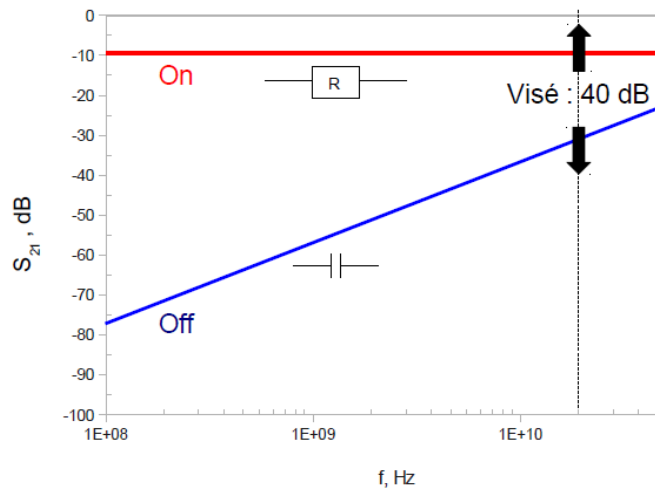


Figure 29 : Comportement schématique hyperfréquence du nano-photointerrupteur à l'état OFF (en bleu) et à l'état ON (en rouge)

2.1.2. Besoins défenses

L'objectif de cette section consiste en la définition des spécifications des dispositifs d'échantillonnage utilisant le nanophotointerrupteur rapide pour les applications radars et guerre électronique. Après un bref rappel des spécificités de ces applications, seront précisées les différentes performances visées du dispositif d'échantillonnage et notamment la cadence d'échantillonnage et la précision en nombre de bits.

Pour ces applications les dispositifs de conversion analogiques/numériques et donc les dispositifs d'échantillonnage du signal sont des éléments clés. Pour les applications radar ils

ont un rôle déterminant dans la détection de cibles discrètes et de leurs caractéristiques, pour la guerre électronique ils sont dimensionnant pour l'extraction des signaux radar et communications ainsi que pour la définition des architectures multi-canaux. Par conséquent, les besoins pour ces applications ne sont pas identiques, aussi faut-il les considérer simultanément.

2.1.2.1. Besoin applications radars aéroportés

Le radar « *radio detection and ranging* » ou système de détection et de télémétrie par ondes radio est un dispositif émettant et recevant des ondes électromagnétiques, utilisé afin de localiser des objets (ou cibles) dans l'espace et déterminer leur distance. Le radar n'indique pas seulement la présence et la distance d'un objet éloigné, mais peut également déterminer sa position dans l'espace, sa taille, sa forme ainsi que sa vitesse et sa direction.

Le radar se compose d'un émetteur, d'une antenne, d'un récepteur, d'une unité de calcul et d'un dispositif de visualisation. Son récepteur doit amplifier et mesurer le signal reçu dont le niveau est extrêmement faible à une fréquence relativement haute (en bande X pour les applications aéroportées). Le traitement et l'interprétation de ce signal ne pouvant se faire à cette fréquence, ce signal est transposé et amplifié par un circuit superhétérodyne à une fréquence intermédiaire, puis ré-amplifié de manière classique avant d'être numérisé au moyen d'un convertisseur analogique-numérique. Les signaux convertis sont alors traités par un ordinateur et le résultat de ces calculs est présenté à l'utilisateur à l'aide d'un dispositif de visualisation.

Dans ce cadre, le dispositif d'échantillonnage à base de nanophotointerrupteur pourrait être utilisé afin de réaliser l'échantillonnage du signal reçu par le radar directement sur sa porteuse sans transposition en fréquence intermédiaire, ceci est illustré sur la Figure 30, l'avantage attendu étant une simplification de la chaîne de réception. Dans ce cas, le dispositif d'échantillonnage doit pouvoir traiter des signaux autour de cette fréquence, et doit donc être compatible avec des impulsions d'échantillonnage dont la largeur n'excède pas 10 ps afin de garantir l'intégrité du signal.

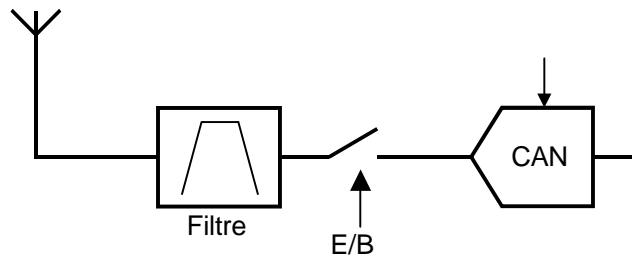


Figure 30 : Echantillonnage direct du signal sans transposition. E/B : échantillonneur / Bloqueur, CAN : Convertisseur analogique-numérique

2.1.2.2. Besoin applications guerre électronique

La guerre électronique consiste en l'exploitation des émissions radioélectriques d'un adversaire et, inversement consiste à l'empêcher d'en faire autant. Il s'agit donc de toutes les opérations qui visent à acquérir la maîtrise du spectre électromagnétique. En comparaison des applications de type radar, les applications de guerre électronique se distinguent par la largeur de bande instantanée des signaux qu'elles ont à traiter.

C'est dans les récepteurs des systèmes de guerre électronique que sont utilisés les dispositifs de conversion analogique/numérique. Les besoins systèmes sont essentiellement liés aux types de récepteurs qui peuvent se classer en trois familles selon la nature des signaux qu'ils traitent :

- Récepteurs à large bande instantanée et faible résolution.
- Récepteurs super-hétérodynes à largeur de bande intermédiaire (de l'ordre de la bande d'agilité des radars).
- Des récepteurs à bande étroite et grande résolution.

En solution alternative aux récepteurs de type superhétérodyne, le photo-interrupteur pourrait être utilisé afin d'échantillonner un signal contenu dans une bande instantanée donnée de l'ordre du GHz. Dans ce cadre, le dispositif d'échantillonnage du signal doit alors pouvoir être capable de traiter des signaux de fréquence allant jusqu'à la dizaine de GHz. Un exemple de réalisation employant un filtre accordable placé entre l'antenne et l'échantillonneur rapide est présenté Figure 31.

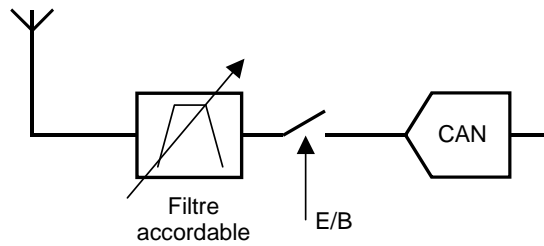


Figure 31 : Echantillonnage direct du signal dans une bande de fréquence donnée. E/B : échantillonneur / Bloqueur, CAN : Convertisseur analogique-numérique

Une tendance majeure pour les systèmes futurs consiste à étendre la bande des signaux traités vers 40 GHz. Le principal impact de cette extension concerne la largeur des impulsions d'échantillonnage, qui dans ce cas ne devra pas excéder 2 ps.

2.1.2.3. Cahier des charges du projet REI

Les objectifs visés par le démonstrateur complet sont les suivants :

- Fréquence d'échantillonnage F_e minimale de fonctionnement : 200 MHz.
- Bande passante échantillonneur seul à fort signal supérieure à 15 GHz.
- Performances spectrales de l'échantillonneur couplé à une carte de conversion analogique/numérique de la classe 10 bits / 2,2 GHz, pour une fréquence d'échantillonnage comprise entre 500 MHz et 2,2 GHz.

Un tableau récapitulatif des différentes spécifications auxquelles le composant doit répondre au sein de la REI est présenté ci-dessous.

Fin (GHz)	SINAD (dB)	ENOB (Bits)	SNR (dB)	THD (dB)	SFDR (dBc)
< 5	46	7.3	48	50	50
< 10	44	7	46	48	48
< 15	41	6.5	43	44	44

Tableau 2 : Récapitulatif rappelant les performances attendues au sein du projet REI

Rappel des définitions de ces différents paramètres :

- SINAD : Rapport signal sur bruit et distorsion, ce paramètre exprimé en dB correspond à la puissance du signal désiré sur la puissance totale de toutes les autres composantes spectrales incluant les harmoniques mais excluant le terme continu.
- SNR : Rapport signal à bruit, en dB, le rapport de la puissance du signal désiré sur la puissance totale dans toutes les composantes spectrales exceptés les cinq premières harmoniques et le terme continu. Le SNR est lié au nombre de bits par la formule suivante : $SNR \gg 6.02N + 1.78$, où N représente le nombre de bits.
- ENOB : Nombre effectif de bits, correspond au nombre de bits d'un échantillonneur idéal qui produirait un SNR identique.
- THD : Distorsion harmonique totale, le rapport de la puissance dans les cinq premières composantes harmoniques sur la puissance de signal désirée, exprimée en dB.
- SFDR : *Dynamique libre d'intermodulation*, le rapport de la puissance du signal désirée par rapport à la puissance du pic le plus important de la plus proche composante spectrale, exprimée en dB. Le terme SFDR est utilisé afin de donner une indication de la dynamique utile du codeur au delà de laquelle des problèmes de détection et de seuil se posent, notamment en analyse spectrale.

L'un des points forts auquel devra répondre le nano-photointerrupteur est une forte isolation hyperfréquence, 40 dB entre l'état ON et l'état OFF, des pertes d'insertion faible, inférieur à -5 dB, à l'état ON, et un nombre de bits effectifs de l'ordre de 10 bits. Ce rapport On/Off est important dans la mesure où l'on effectue un repliement du spectre. A noter que ce dernier point est également conditionné par la gigue du laser, celle-ci doit être très faible, inférieure à 10 fs.

Pour atteindre les 40 dB (Figure 29) requis, deux points sont à explorer : à l'état Off descendre le S_{21} le plus bas possible sur la bande 0-20 GHz. Et à l'état On, minimiser les pertes d'insertion en concentrant au maximum le faisceau optique.

La technologie prévue pour le nano-photointerrupteur serait une ligne coplanaire interrompue en son centre que l'on viendrait éclairer par un nanoguide optique intégré afin de concentrer un maximum de puissance optique.

D'un point de vue du guide optique, deux choix sont envisageables, soit on utilise les guides classiques en semi-conducteur, soit des guides diélectriques. Pour ces deux configurations, les technologies de fabrication et la méthode d'éclairage sont complètement différentes.

L'optimisation de l'isolation micro-onde nécessitera un travail de conception de la ligne hyperfréquence et de son interruption (géométrie, dimensions, matériaux). L'optimisation de la transmission sous éclairage passera par un travail visant, d'une part à faire un choix technologique, et d'autre part à la conception d'un guide optique permettant d'apporter un maximum de puissance optique dans un faible volume.

2.2. Première série de dispositifs hyperfréquences

2.2.1. Conception

Cette thèse s'inscrivant dans un projet REI regroupant plusieurs entités, les premiers dispositifs hyperfréquences ont été conçus au L2E, laboratoire d'hyperfréquence de Paris 6, réalisés à l'IEMN, et caractérisés au L2E et à l'IEMN.

La Figure 32 ci-dessous présente la géométrie des lignes coplanaires définies sur le masque fourni par le L2E. Pour pouvoir atteindre des largeurs de ligne submicroniques, il est nécessaire d'utiliser des *tapers* permettant d'adapter progressivement l'onde électromagnétique, limitant ainsi les pertes.

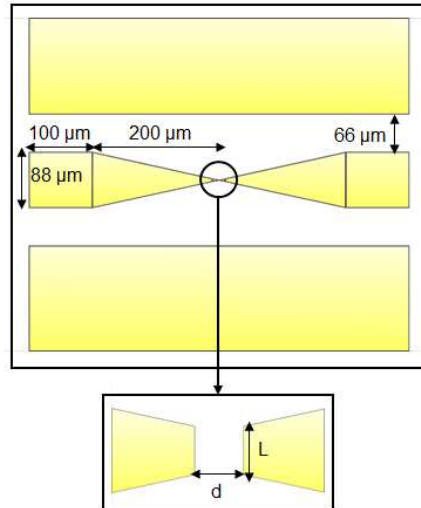


Figure 32 : Première géométrie de ligne coplanaire hyperfréquence.

Par le biais des deux paramètres, d correspondant à la longueur de l'interruption entre deux pointes, et L la largeur du conducteur central au niveau de l'interruption, une matrice de 36 dispositifs a été générée avec d et L prenant les valeurs 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2 et 5 μm .

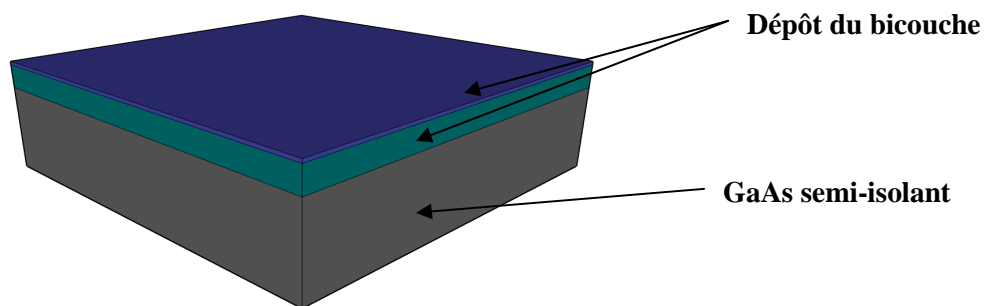
Les plots d'accès ont été conçus de façon à donner une impédance caractéristique de 50 Ohms, obtenus avec une largeur de 88 μm au niveau du conducteur central, pour une distance conducteur central-plan de masse de 60 μm .

Ces dispositifs ont été conçus de façon à être compatibles avec le banc opto-hyperfréquence du L2E. En effet, la fibre permettant d'éclairer le dispositif était multimode avec un diamètre de cœur d'environ 60 μm , ce qui entraîne une tache optique d'environ 100 μm autour de l'interruption. A l'état ON, la zone entourant ainsi l'interruption est ramenée aux environs de 50 Ohms par le faisceau optique, et est inclinée à environ 45 degrés permettant un contrôle par une caméra inclinée à 90 degrés.

2.2.2. Etapes technologiques des lignes coplanaires hyperfréquences

Les différentes étapes permettant la fabrication des lignes hyperfréquences coplanaires sur un substrat de GaAs semi-isolant se divisent en quatre parties. Ce type de technologie prend généralement deux semaines suivant la disponibilité des ressources de la salle blanche. J'ai donc fabriqué ces dispositifs suivant les quatre étapes décrites ci-dessous.

a) La première étape consiste en une désoxydation du substrat, un nettoyage et une enduction de la plaque. La désoxydation a pour but d'enlever la couche de GaAs oxydée en surface. Celle-ci se fait dans une solution d'ammoniaque diluée. Le nettoyage du substrat par l'acétone puis l'alcool, suivi d'une déshydratation à 200°C pendant 10 minutes, permet d'obtenir une surface relativement propre avant enduction. Cette dernière se fait sur tournette permettant une homogénéisation et l'obtention de l'épaisseur désirée sur toute la surface. Dans notre cas, nous utilisons un bi-couche de résine simplifiant le lift-off après métallisation.



1. Désoxydation puis nettoyage du wafer de GaAs

2. Enduction

- Dépôt MCC EL 13%

- Vitesse : 2900 rpm
- Accélération : 1000 rpm / s
- Temps : 12 secs
- Recuit : 10 min à 200°C

Epaisseur : 600 nm

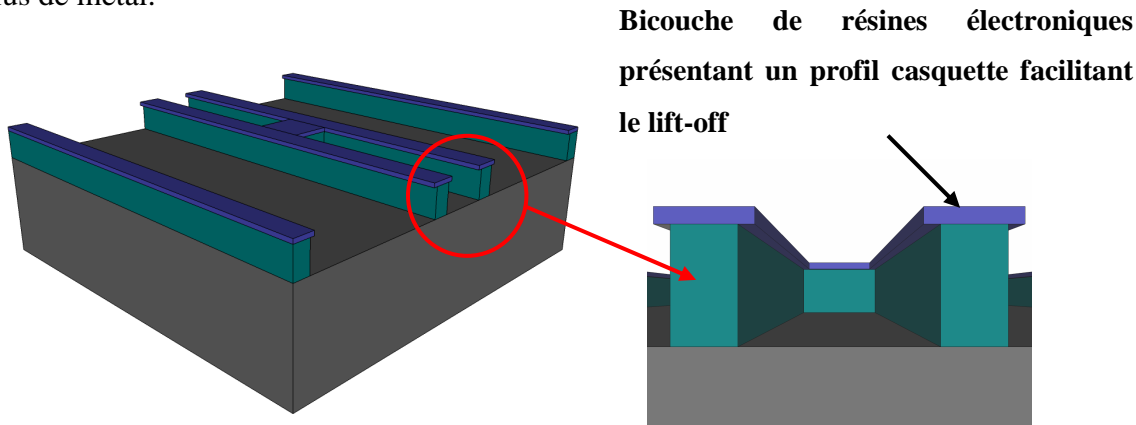
- Dépôt PMMA 3%

- Vitesse : 3400 rpm
- Accélération : 1000 rpm / s
- Temps : 12 secs
- Recuit : 10 min à 200°C

Epaisseur : 70 nm

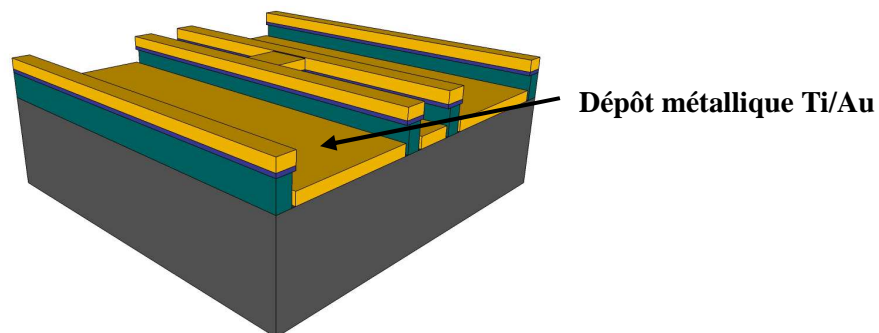
b) Vient ensuite l'écriture au masqueur électronique suivi de la révélation des motifs comportant d'une part les lignes coplanaires hyperfréquences et d'autre part les marques d'alignement. Lors de l'écriture, les résines constituées de chaînes de polymères voient leur

structure modifiée par le bombardement d'électrons. Lors de la révélation, suivant la nature de la résine, positive ou négative, la zone exposée au bombardement sera dissoute. Dans notre cas, les résines sont positives. Le profil obtenu après révélation est un profil dit casquette. Comme expliqué précédemment, nous utilisons un bi-couche qui lors de la révélation ne se dissout pas à la même vitesse suivant les couches. Ce profil facilite le retrait de la résine et du surplus de métal.



1. Insolation au masqueur électronique
2. Révélation
 - 1 minute dans une solution de 1/4 MIBK et 1/2 IPA
 - Rinçage 30 secondes à l'IPA
 - Séchage à l'azote

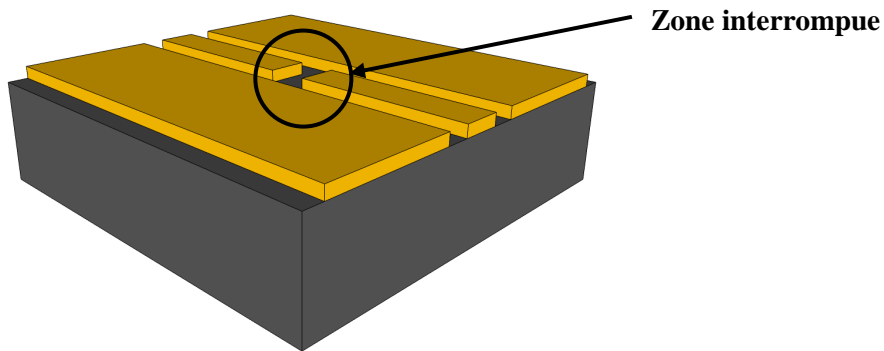
c) Dépôt des métaux titane et or effectué par évaporation. Le titane est utilisé comme couche d'accroche pour celle d'or. Les épaisseurs respectives de titane et d'or sont de 10 nanomètres et 500 nanomètres.



1. Dépôt Ti/Or par évaporation sous vide

- 10 nm / 500 nm

d) Lift-off qui consiste à plonger le wafer dans une solution de Remover PG chauffée pendant quelques heures afin de dissoudre la résine et donc le surplus de dépôt métallique.



1. Lift-off

- Wafer plongé dans une solution de Remover PG chauffé à 80°C pendant plusieurs heures
 - Température : 80°C
 - Temps : 2 heures

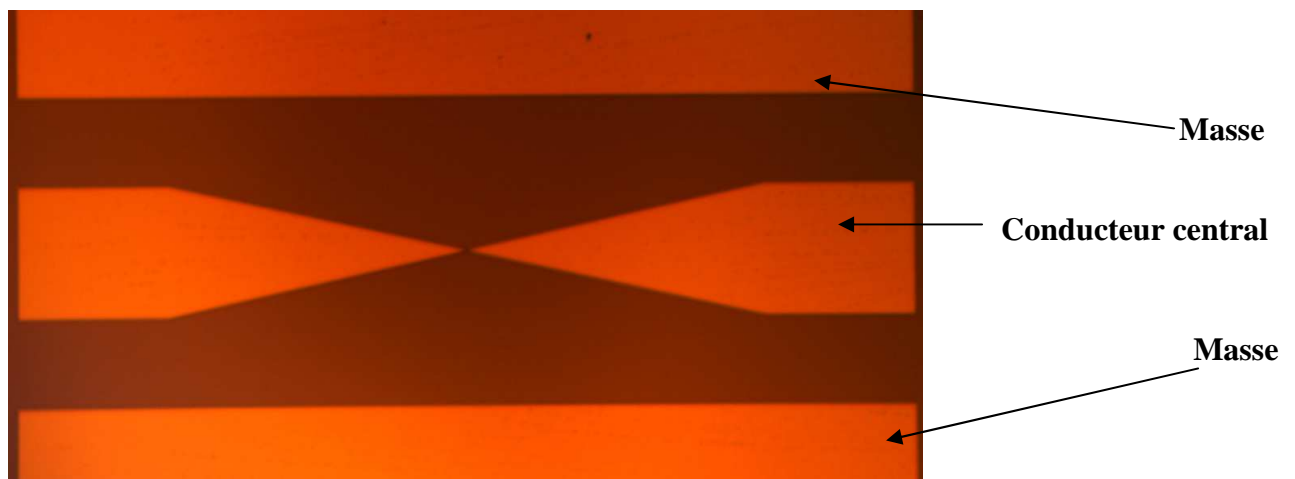


Figure 33 : Photographie optique d'une ligne coplanaire en or déposée sur du GaAs

2.2.3. Mesures des premiers dispositifs

Les premiers dispositifs ont été réalisés sur du GaAs semi-isolant, nous présentons ici les mesures réalisées.

2.2.3.1. En obscurité

Les mesures présentées ont été effectuées au sein de la salle de caractérisation générale de l'IEMN. La station sous pointe utilise un analyseur de réseau de chez Agilent technologies pouvant monter jusqu'à 67 GHz.

Nous avons effectué les mesures sur une plage de fréquences allant de 0 à 40 GHz pour les 36 dispositifs. Les résultats obtenus du S_{21} et du S_{11} sont représentés Figure 34.

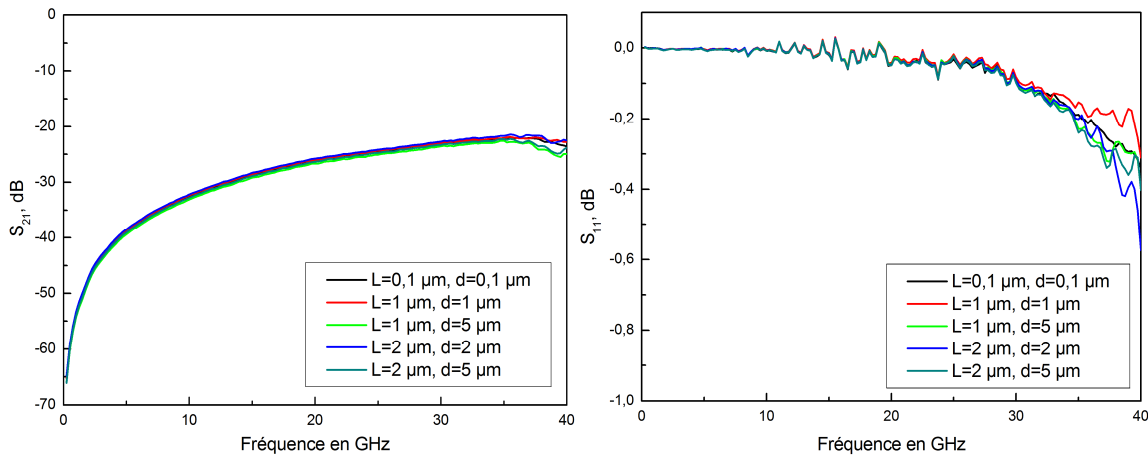


Figure 34 : S_{21} et S_{11} pour différentes dimensions de L et d sans éclairnement

Ces premiers résultats nous montrent qu'aux échelles considérées les paramètres L et d n'ont que très peu d'influence sur l'isolation hyperfréquence lorsque les lignes sont mesurées sans éclairnement. L'isolation en effet est d'environ -25 dB à 20 GHz quelle que soit la valeur des paramètres L et d, ce qui paraît logique, puisque les longueurs d'onde à ces fréquences sont de quelques millimètres, soit trois à quatre ordres de grandeurs de plus que les dimensions de l'interruption. Dans ce cas là, nous sommes donc en constante localisée, et seule la capacité de l'interruption intervient dans l'arrêt du signal hyperfréquence.

Cette première étude valide le fait qu'une interruption inférieure au micromètre permet de stopper quasiment la propagation du signal. En revanche, avec cette isolation de -25 dB, il est impossible de pouvoir répondre aux spécificités demandées, notamment un rapport On/Off de

40 dB. Il est donc nécessaire d'optimiser ces lignes afin de diminuer le couplage existant entre les deux extrémités de l'interruption.

2.2.3.2. Résultats sous éclairement

Les premières mesures en éclairement ont été effectuées à Paris 6 avec l'équipe du L2E. Le banc de mesure hyperfréquence est couplé à une fibre éclairant la ligne par le dessus avec une inclinaison de 45 degrés et alimentée par un laser fibré à 800 nm en continu. Le cœur de la fibre fait une soixantaine de microns et la tache optique éclairant le gap est d'environ 100 μm , la tache étant elliptique. La Figure 35 montre une ligne mesurée sur ce banc opto-hyperfréquence.



Figure 35 : à gauche la ligne sans éclairement. A droite, même chose mais sous éclairement à 0.8 μm (Banc opto-hyperfréquence du L2E à Paris 6)

Les mesures ont été effectuées à 30 mW et 100 mW. D'autre part, des mesures en obscurité ont été refaites afin de valider les premiers résultats obtenus à l'IEMN. Les résultats des mesures en éclairement pour le S_{21} et le S_{11} de deux photointerrupteurs sont présentés Figure 36 et Figure 37:

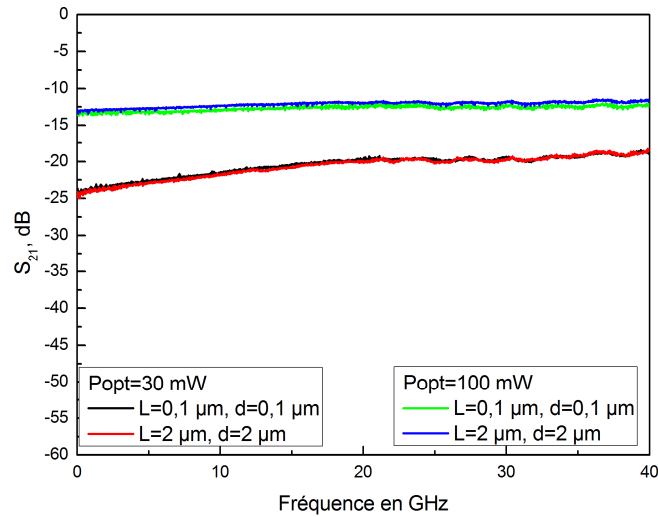


Figure 36 : S_{21} pour deux interruptions différentes et deux puissances optiques

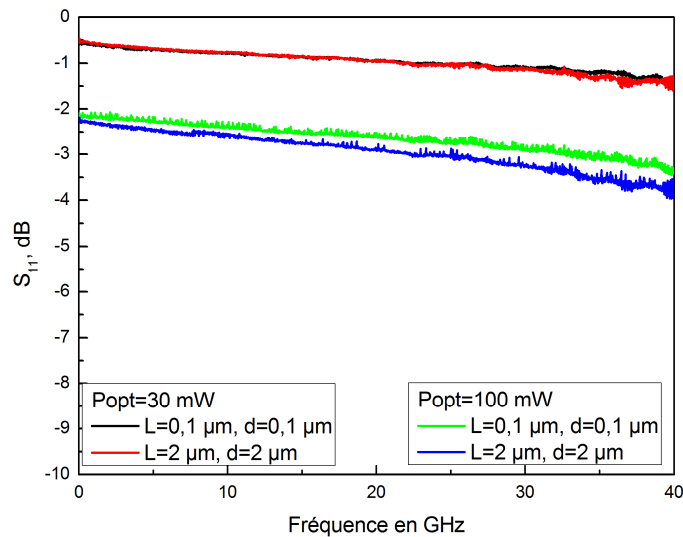


Figure 37 : S_{11} correspondants

On constate que sous éclaircissement les dimensions L et d de l'interruption centrale influent également peu sur le comportement hyperfréquence, à l'échelle considérée. La tache optique est de diamètre trop important pour que l'on puisse observer un quelconque phénomène. On peut aisément le constater lorsque l'on regarde la Figure 35 montrant la dimension de la tache optique par rapport à l'interruption.

En revanche, l'augmentation de la puissance optique entraîne une amélioration notable du S_{21} , de -20 dB à -13 dB pour une fréquence de 20 GHz, montrant l'intérêt d'améliorer les conditions d'éclaircissement pour les performances de notre dispositif.

Nous présentons Figure 38 un exemple de rapport On/Off pour une ligne coplanaire avec comme caractéristiques, une largeur de conducteur central L de $2\ \mu\text{m}$, et une largeur d'interruption d également de $2\ \mu\text{m}$.

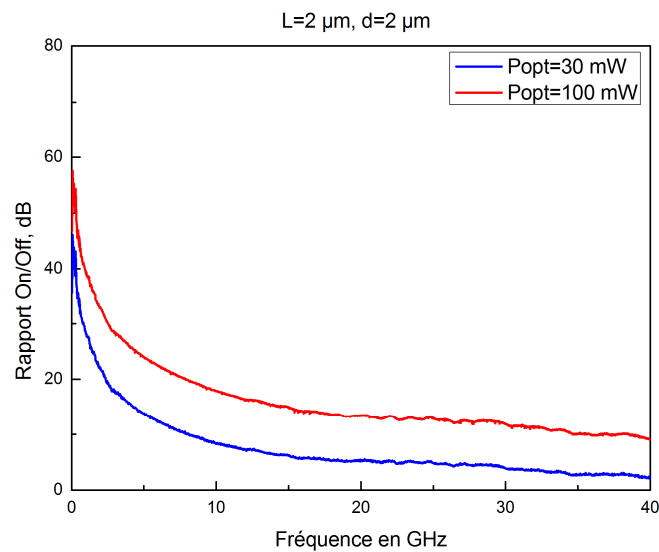


Figure 38 : Rapport ON/OFF en fonction de la fréquence pour deux puissances optiques

Ce rapport varie avec la fréquence en particulier au niveau des basses fréquences, ce qui pourrait être intéressant pour certaines applications.

De ces premiers résultats, deux axes pour améliorer le rapport ON/OFF sont ressortis : d'une part améliorer l'isolation hyperfréquence en obscurité, et d'autre part réduire la largeur du faisceau optique en sortie de fibre par l'utilisation d'une fibre lentillée de façon à avoir un éclairage optimal au niveau de l'interruption. Par la suite, ce rôle sera joué par le guide optique.

2.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le principe de notre dispositif, ainsi que les besoins auxquels il devra répondre dans le domaine de l'échantillonnage hyperfréquence. Le nanophotointerrupteur doit idéalement atteindre des rapports On/Off d'au moins 40 dB jusqu'à 20 GHz pour des pertes d'insertion inférieures à 5 dB.

Nous avons présenté la fabrication sur GaAs semi-isolant et la caractérisation des premiers composants, conçus par le L2E : il s'agit de lignes coplanaires donc le conducteur central est interrompu à l'extrémité d'un *taper* triangulaire. Les mesures en obscurité ont montré qu'on pouvait atteindre une isolation hyperfréquence meilleure que -25 dB jusqu'à 20 GHz, même

avec des interruptions de seulement quelques centaines de nanomètres. Après mesures en éclairage par le dessus avec fibre multimode (100 mW de puissance optique), nous avons obtenu un rapport ON/OFF supérieur à 13 dB jusqu'à 20 GHz, soit un bond d'une dizaine de dB par rapport aux travaux antérieurs au projet utilisant des interruptions de plusieurs dizaines de microns. Ces résultats valident l'approche choisie.

Afin d'améliorer le rapport On/Off, nous allons dans les deux prochains chapitres explorer les voies permettant d'une part d'augmenter l'isolation hyperfréquence en obscurité, et d'autre part de concentrer la puissance optique pour améliorer les pertes d'insertion.

3. Optimisation du nano-photointerrupteur

Ces nouveaux dispositifs ont été réalisés comme précédemment sur du GaAs semi-isolant dans un premier temps. Par ailleurs, nous regarderons de préférence les résultats à la fréquence de 20 GHz correspondant à la fréquence visée dans cette étude.

3.1. Etudes géométriques de lignes hyperfréquences interrompues

Suite aux essais précédents, j'ai conçu de nouvelles lignes avec des topologies différentes dans le but d'augmenter l'isolation hyperfréquence. Pour cela, j'ai simulé dans un premier temps ces nouvelles topologies, et j'ai ensuite réalisé une étude expérimentale en faisant varier les paramètres principaux. En outre, chaque ligne a été fabriquée avec son double non interrompu de façon à comparer l'état OFF, et un état idéal ON, sachant que nous n'avions pas à l'époque de banc avec une fibre lentillée. Le nombre total de dispositifs est de trois cents pour cette série. Le masque présenté Figure 39 est celui qui m'a servi pour la fabrication des lignes en salle blanche.

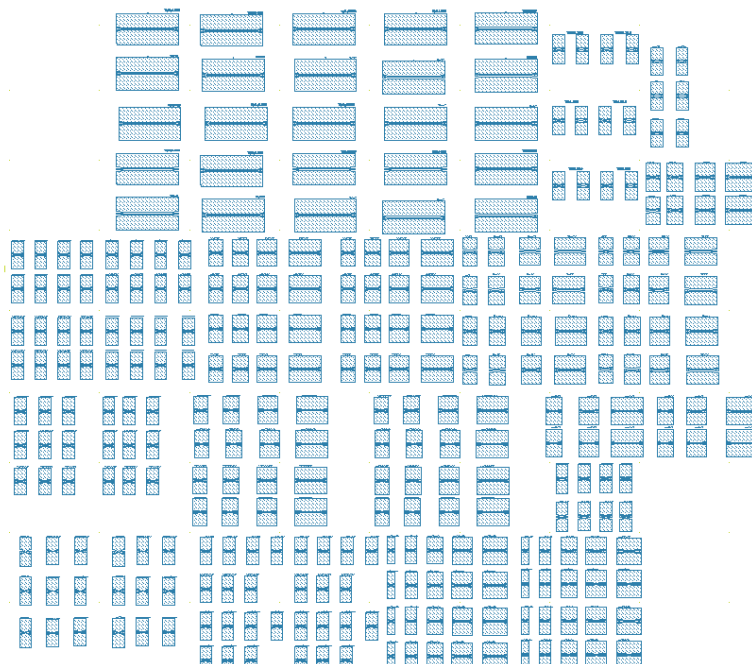


Figure 39 : Masque comportant les 300 dispositifs étudiés

Plusieurs paramètres ont été étudiés, notamment la forme des *tapers*, mais également la longueur des *tapers*, les paramètres L et d correspondant respectivement à la largeur de la ligne au niveau de l'interruption et à la largeur de l'interruption, et pour finir l'ajout d'un prolongement après les *tapers*.

La simulation a concerné dans un premier temps principalement la forme des *tapers*. J'ai également revu par simulations électromagnétiques 3D les dimensions d'accès des lignes de façon à s'approcher encore plus d'une impédance caractéristique de 50 Ohms. Le but principal était de pouvoir atteindre une isolation hyperfréquence, soit un S_{21} sans éclaircissement, égale ou inférieure à -40 dB sur la bande 0-20 GHz.

3.1.1. Forme des *tapers*

J'ai étudié deux types de *tapers* de formes exponentielles et sinusoidales. Le but de ces *tapers* est de permettre au champ électromagnétique de s'adapter progressivement et de limiter les variations d'impédance. Nous avons gardé une distance entre le conducteur central et la masse constante afin de faciliter l'éclaircissement par le dessus même avec une fibre multimode. Ci-dessous Figure 40, les deux formes étudiées.

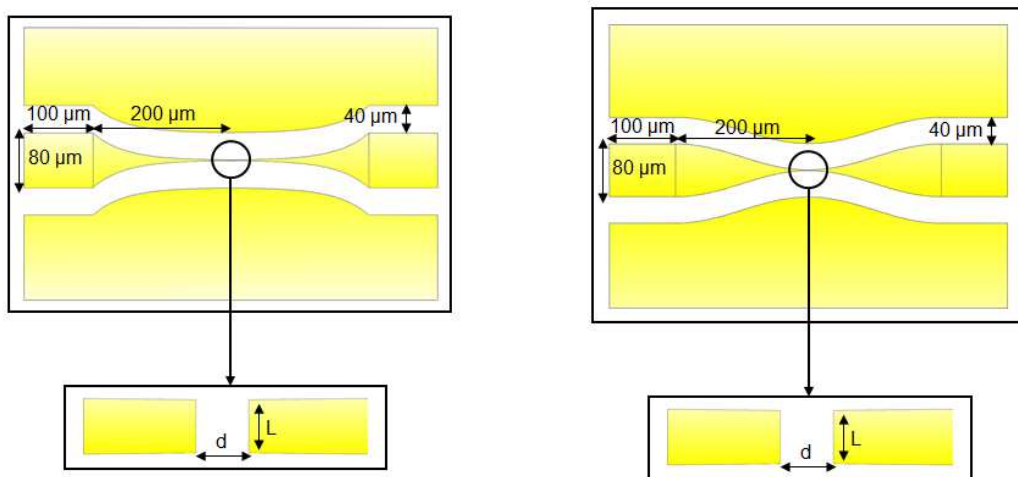


Figure 40 : A gauche, nouvelle géométrie avec *taper* exponentiel, à droite avec *taper* sinusoidal

Les plots d'accès ont maintenant une largeur de $80\ \mu\text{m}$, et la distance conducteur central-masse fait $40\ \mu\text{m}$ (tout le long de la ligne), ce qui donne sous CST Microwave une impédance caractéristique de $52\ \text{Ohms}$ en entrée et sortie de ligne.

La Figure 41 présente les cartes de champ d'une ligne coplanaire avec une configuration de *taper* exponentielle.

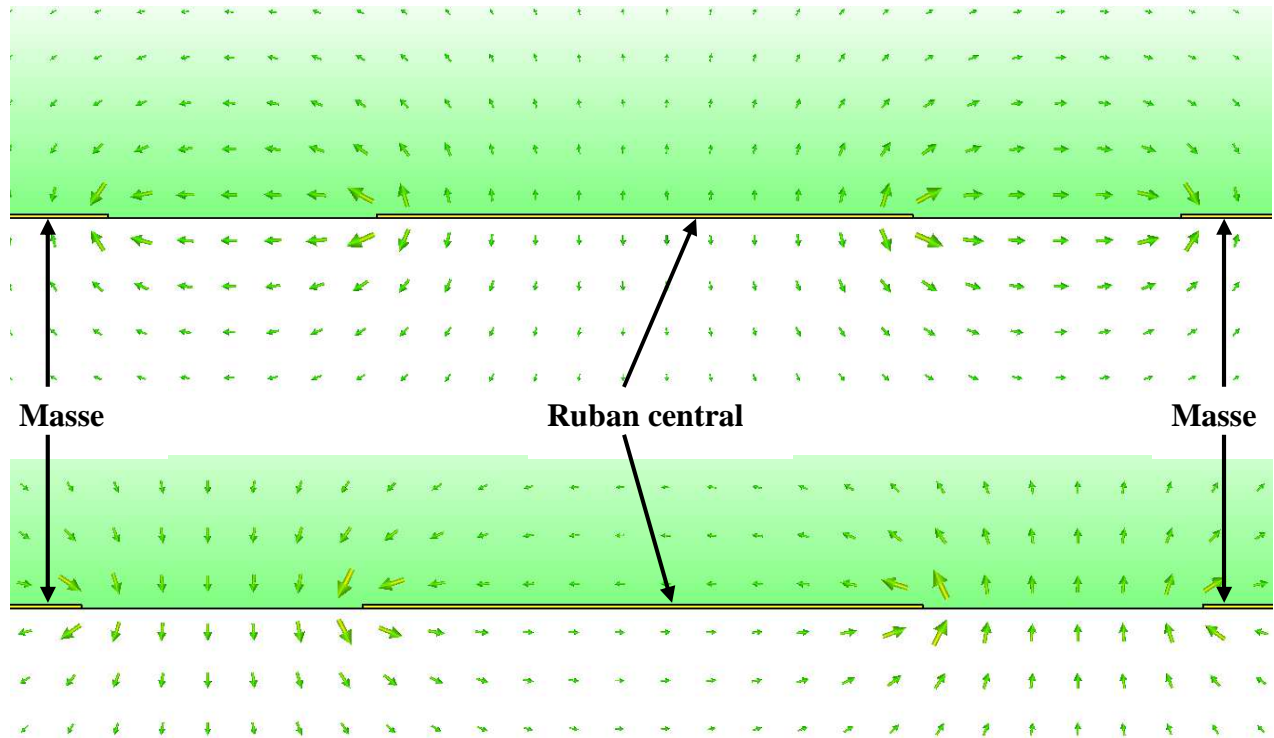


Figure 41 : Champs électrique (au dessus), et magnétique (en dessous) au niveau de l'accès coplanaire de notre ligne hyperfréquence

Sur cette Figure 41, on remarque que l'on simule bien un mode coplanaire qui est un mode impair (non dispersif). A l'inverse un mode pair ou fente en simulation engendrerait des résultats faussés.

Ces deux lignes ont été simulées sur une largeur de bande de 0 à $40\ \text{GHz}$. Les résultats sont présentés Figure 42 ci-dessous.

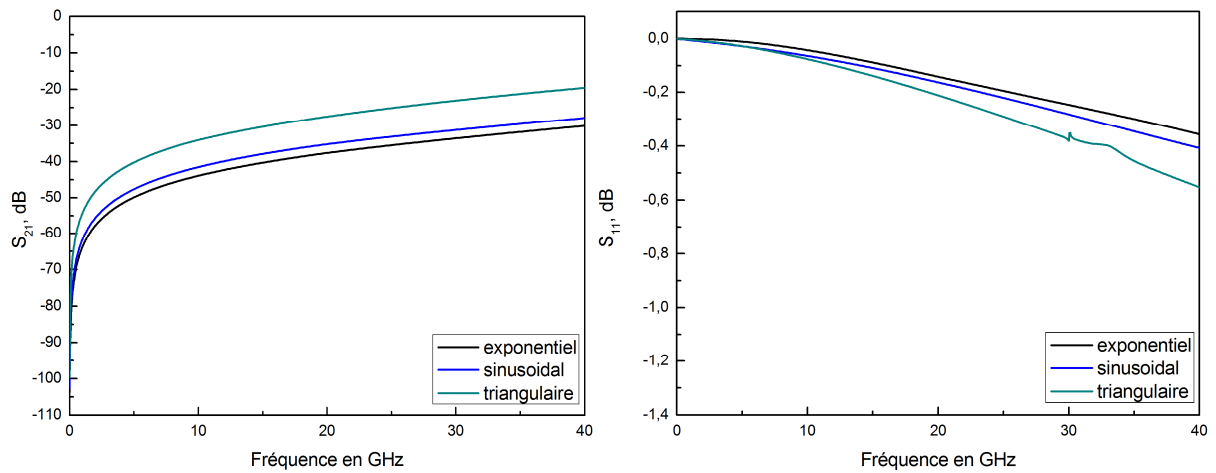


Figure 42 : Comparaison en simulation des différentes formes de *taper* pour une largeur de gap de 1 μm et de ligne en bout de *taper* de 1 μm (lignes interrompues en obscurité)

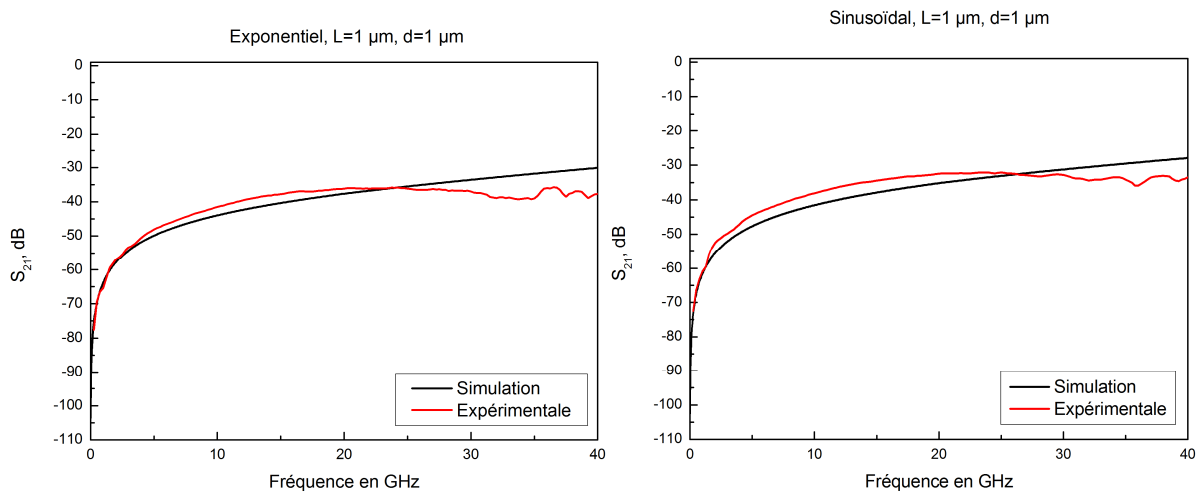


Figure 43 : Comparaison simulation/expérience pour des *tapers* de type exponentiel à gauche, et sinusoidal à droite (obscurité)

Lorsque l'on compare simulation et expérience Figure 43, on constate une bonne adéquation. La légère différence que l'on peut observer peut être due au couplage des pointes hyperfréquences. En effet, les dispositifs étant relativement courts (environ 600 μm), un couplage peu apparaît entre les deux têtes dégradant légèrement l'isolation hyperfréquence lorsque celle-ci devient relativement importante.

Ces résultats nous amènent à un S_{21} en obscurité de l'ordre de -36 dB à 20 GHz, ce qui représente une bonne amélioration par rapport au dispositif d'origine, qui était à -26 dB à fréquence équivalente. A noter que les S_{11} de tous les dispositifs sont quasi semblables,

proches de 0 dB quelle que soit la fréquence. A travers la Figure 44, pour les géométries exponentielles et sinusoidales, nous présentons les mesures des dispositifs précédents sans interruption afin de vérifier que la propagation du signal se fait correctement, et que l'isolation que l'on obtient avec une interruption n'est pas due à des pertes dans les lignes.

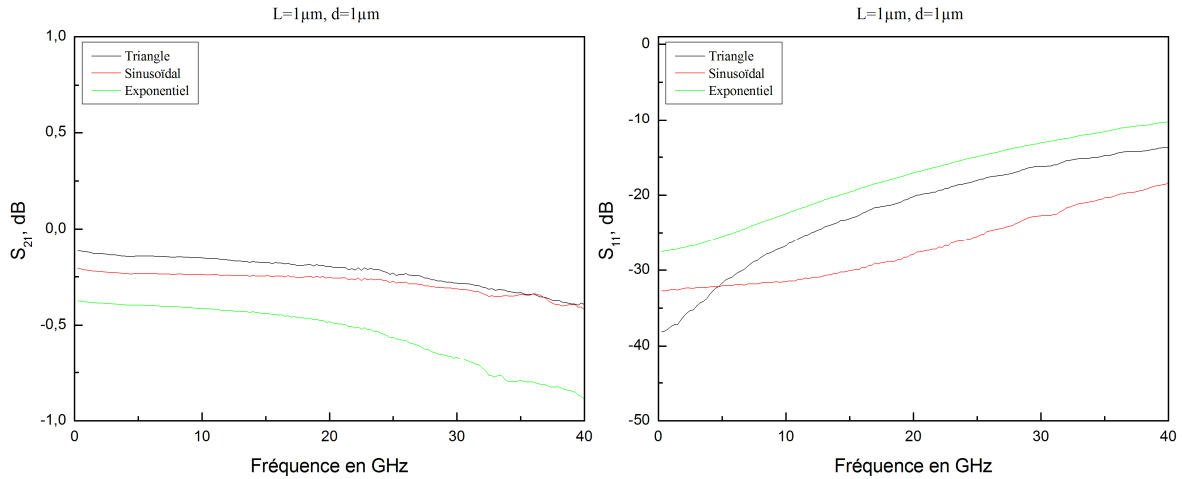


Figure 44 : Mesures des paramètres S des lignes sans interruption

On constate donc que la transmission se fait correctement lorsque les lignes ne possèdent pas d'interruption ; on remarque que pour la géométrie exponentielle, le S_{21} est légèrement plus bas que pour les autres géométries, ce qui peut être dû à des pertes métalliques, le conducteur central étant étroit sur une distance plus grande. On voit également peu de réflexions. A noter même que la topologie sinusoidale présente très peu de réflexions, et de pertes d'insertion.

Par la suite, nous ne présenterons les courbes des dispositifs sans interruptions que dans le cas où les résultats de mesure des paramètres S amènent à des questions.

Ci-dessous, la Figure 45 est intéressante car l'on voit apparaître des effets sur l'impédance suivant la géométrie de *taper* utilisée. Cette figure présente la variation calculée de l'impédance le long du *taper* jusqu'à l'interruption.

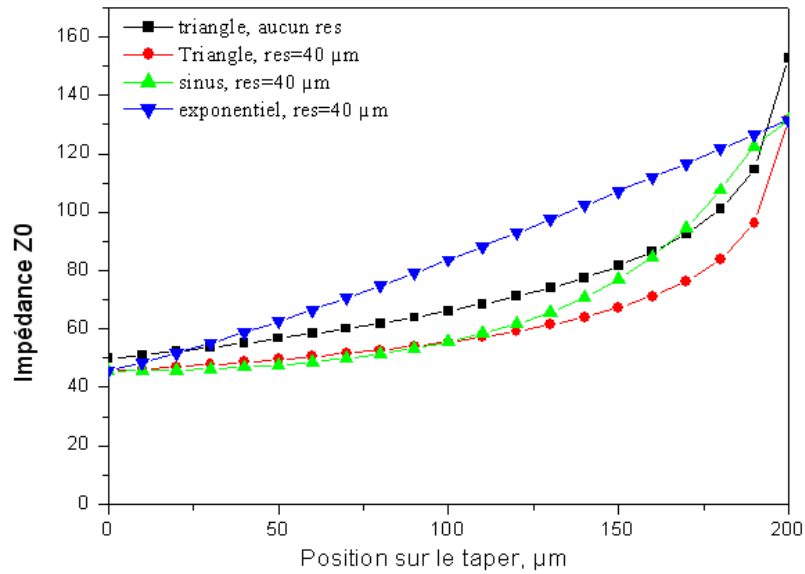
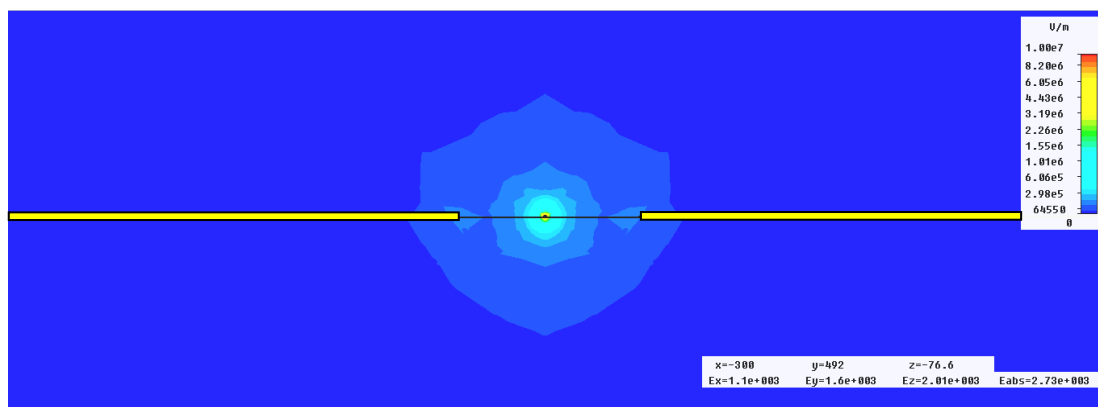


Figure 45 : Variation calculée de l'impédance de la ligne suivant la position sur le *taper* dans le cas de différentes formes de *taper* (res désigne le resserrement des masses)

On peut voir sur cette figure que les *tapers* de type sinusoidal et encore plus exponentiel permettent une transition beaucoup plus linéaire de l'impédance que les *tapers* de forme triangulaire.

Pour finir, lorsque l'on regarde les cartes de champ du module de E au niveau de l'interruption (Figure 46) à la fréquence de 20 GHz dans le cas d'un *taper* exponentiel et un resserrement à 40 μm, et la configuration précédente de type triangulaire sans resserrement, on constate que le champ est plus confiné dans le premier cas.



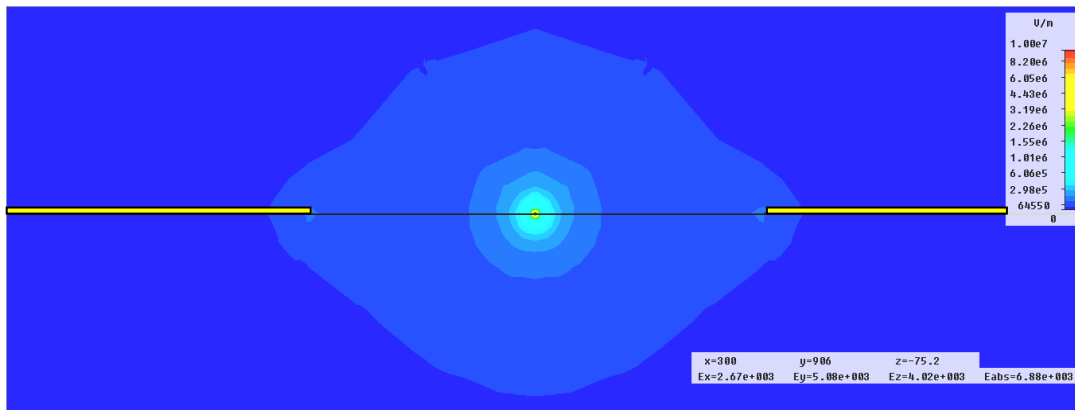


Figure 46 : Carte de champ du module de E (à 20 GHz) dans le cas de notre configuration (exponentielle et resserrement à 40 μm) en haut, et dans le cas des premiers dispositifs en bas au niveau de l'interruption

La Figure 47 présente la carte de champ du module de H pour les deux configurations précédentes.

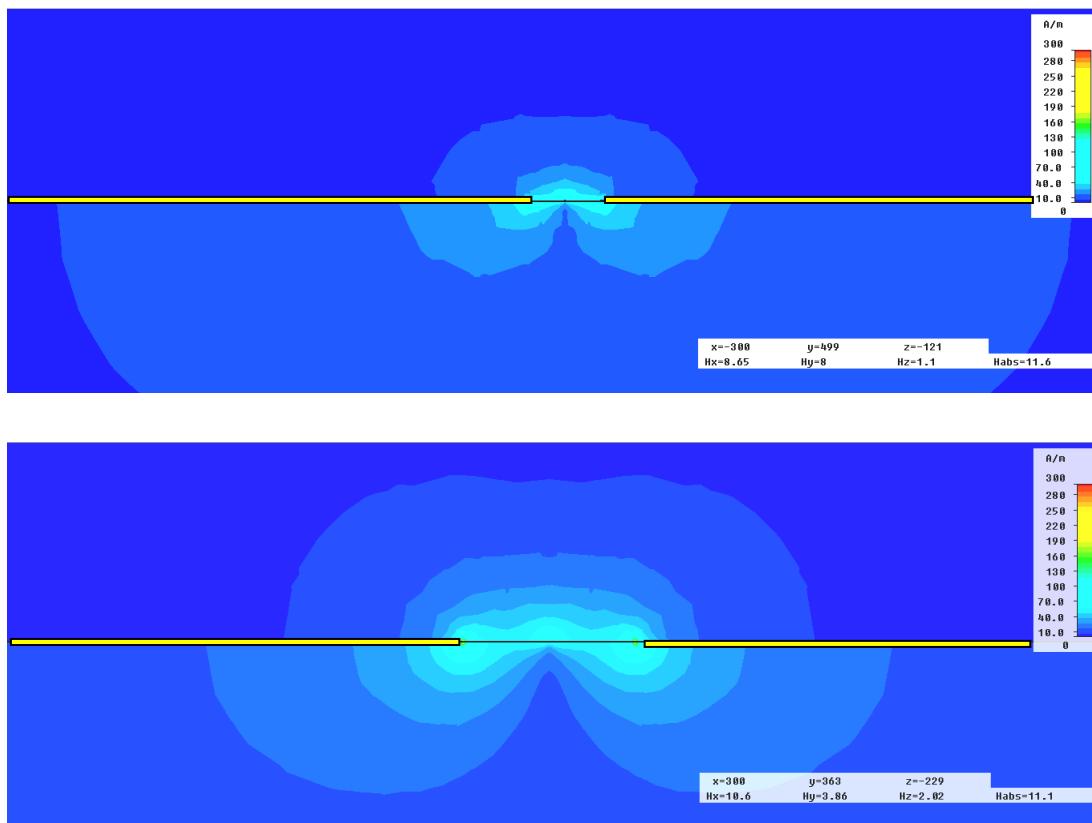


Figure 47 : Carte de champ du module de H (à 20 GHz) dans le cas de notre configuration (exponentielle et resserrement à 40 μm) en haut, et dans le cas des premiers dispositifs en bas

Lorsque l'on regarde également la carte de champ du module de H, on remarque aussi un plus fort confinement dans le cas d'une ligne à géométrie exponentielle. On peut émettre l'hypothèse que l'augmentation du confinement du champ électromagnétique permet d'augmenter également l'efficacité de l'interruption. Les résultats sont similaires pour les géométries de type sinusoïdal.

Les géométries des *tapers* étant fixées (soit exponentiel soit sinusoïdal), nous avons fait varier différents paramètres tels que la longueur des *tapers*, le prolongement des *tapers*, la largeur de l'extrémité du conducteur central, etc. Dans le Tableau 3 ci-dessous, nous rappelons les valeurs importantes des isolations obtenues à retenir pour les différents dispositifs ayant pour paramètres $L=1\ \mu\text{m}$, et $d=1\ \mu\text{m}$.

A noter que les résultats de la 1^{ère} série avec et sans resserrement des masses (à $40\ \mu\text{m}$), permettent de rendre bien compte de l'impact de la géométrie des *tapers* sur l'isolation.

Fréquences (GHz)	Triangle 1 ^{ère} série (dB)	Triangle 1 ^{ère} série (resserrement $40\ \mu\text{m}$) (dB)	Exponentiel (resserrement $40\ \mu\text{m}$) (dB)	Sinusoïdal (resserrement $40\ \mu\text{m}$) (dB)
5	-38.3	-40	-48	-46.7
10	-32.2	-33.7	-41.5	-40.1
15	-28.6	-30	-37.8	-36.5
20	-26.5	-28	-36.1	-35.2
25	-26	-27.35	-36.1	-37.3
30	-25.4	-27.25	-37	-36
35	-24	-27.13	-39.2	-33.2
40	-24	-26	-37.2	-34.6

Tableau 3 : Comparaison des S_{21} en obscurité entre les différentes géométries

En résumé, on a donc une amélioration de 10 dB à 20 GHz grâce aux nouveaux *tapers* par rapport aux premiers dispositifs, et de 8 dB si ceux-ci ont un du resserrement des masses à $40\ \mu\text{m}$. Le resserrement de $40\ \mu\text{m}$ permet donc un gain de 2 dB dans le cas d'un *taper* triangulaire.

3.1.2. Largeur de l'interruption et largeur du conducteur central au niveau de l'interruption

Nous avons effectué, avec les nouvelles structures de *taper*, une étude en fonction de la largeur du conducteur central au niveau de l'interruption et de celle du gap, afin de connaître les influences éventuelles sur le comportement hyperfréquence. Ci-dessous la Figure 48 rappelle les paramètres étudiés.

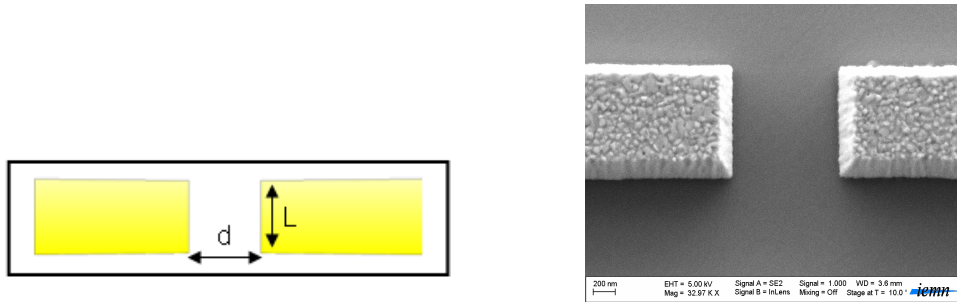


Figure 48 : Représentation de l'interruption de la ligne, ainsi que les deux paramètres étudiés. A droite, photographie MEB de l'interruption

Ces deux paramètres vont jouer un rôle majeur et amener une forte contrainte dans la conception du guide optique, puisque celui-ci va devoir être adapté aux dimensions L et d .

3.1.2.1. Largeur d'interruption

La Figure 49 présente les mesures en obscurité des paramètres S pour les deux géométries exponentielle et sinusoidale, pour $L=1 \mu\text{m}$ et trois valeurs d'interruption.

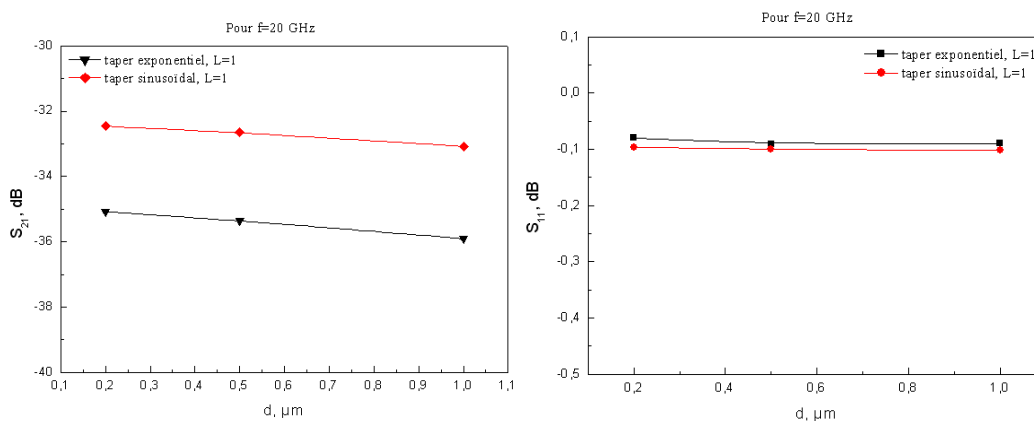


Figure 49 : Paramètres S mesurés en obscurité en fonction de trois valeurs de d pour les deux géométries de *taper*

On constate que la dépendance vis-à-vis de la largeur d de l'interruption est relativement faible ; on observe que l'isolation hyperfréquence augmente très légèrement à mesure que d augmente (on diminue le couplage entre les deux extrémités de l'interruption). Cela nous donne un degré de liberté supplémentaire pour la conception du guide optique. On pourra choisir une largeur d d'interruption appropriée pour maximiser l'absorption optique sans conséquence notable sur le comportement hyperfréquence.

3.1.2.2. Largeur du conducteur central à l'interruption

Nous avons réalisé des lignes avec une interruption constante de $1 \mu\text{m}$ et une largeur de ligne prenant les valeurs 20, 50, 100, 200, 500, et 1000 nanomètres, toujours dans le cas des deux géométries présentées Figure 40.

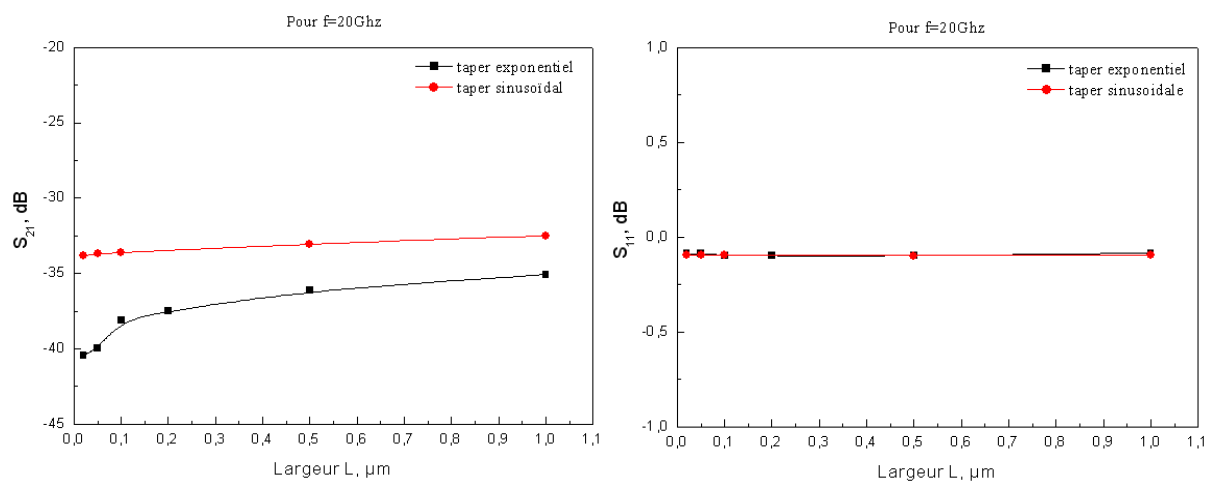


Figure 50 : Paramètres S mesurés de photointerrupteurs avec une interruption $d=1 \mu\text{m}$, et une largeur de ligne L variant de 20 à 1000 nanomètres

Les lignes dont le *taper* est exponentiel semblent plus sensibles à une diminution de la largeur de ligne. A noter toutefois que cette influence de la largeur reste assez faible au regard du niveau d'isolation qui est atteint. Nous pensons que cette diminution du paramètre de transmission correspond à une augmentation de la résistance de la ligne. La structure de type exponentielle étant plus abrupte d'un point de vue réduction de section de ligne, sa résistance augmente fortement et rapidement, diminuant la transmission, ce qui n'est pas le but recherché puisque cela entraîne des pertes sur le signal hyperfréquence. La topologie sinusoidale semble peu sensible à cette variation ce qui peut être un bon compromis pour notre dispositif final.

Nous avons également étudié des dispositifs sans interruption afin de déterminer l'importance des pertes liées à la largeur du conducteur central. En particulier, pour ceux de largeur 20 et 50 nanomètres qui présentent une bonne isolation, mais dont une grande partie est probablement imputable à une très grande résistance. Les résultats sont présentés Figure 51.

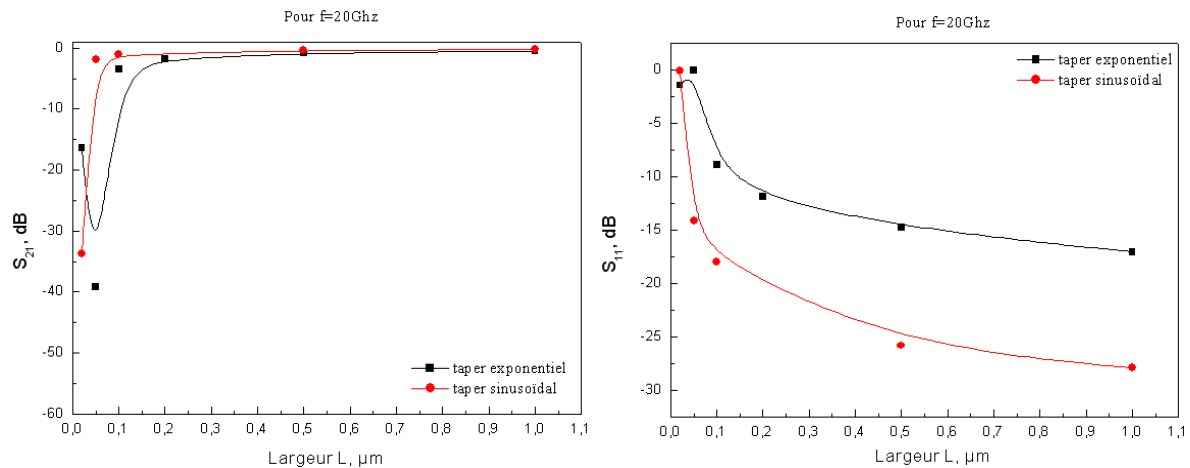


Figure 51 : Paramètres S mesurés des lignes sans interruption

Excepté pour les lignes de 20 et 50 nanomètres dans le cas des *tapers* exponentiels, et 20 nanomètres dans le cas des sinusoidaux, la transmission du signal lorsque les lignes ne sont pas interrompues semble correcte et avec des pertes acceptables. Si on regarde le S_{11} pour les 20 et 50 nanomètres, on voit énormément de réflexions, ce qui laisse penser que les lignes sont interrompues. Deux hypothèses peuvent expliquer ces résultats. Soit les lignes sont tellement étroites que la résistance devient trop grande et le signal ne passe pas. Soit ces lignes ont été accidentellement interrompues lors de la fabrication.

Pour conclure cette étude, on peut dire que, comme pour la dimension de l'interruption, la largeur de la ligne au niveau de l'interruption n'influe finalement que très légèrement sur l'isolation hyperfréquence, nous facilitant davantage la conception du guide optique. C'est donc la profondeur d'absorption dans le GaAs qui va fixer la largeur de la ligne. En effet, pour que la transmission du signal soit optimale, il faut que la largeur de la ligne à l'interruption soit à peu près équivalente à la profondeur d'absorption de la lumière. Par exemple, la longueur de pénétration à cette profondeur permettant d'absorber 90 % du faisceau est d'environ 1.5 μm.

La Figure 52 présente le profil d'absorption dans le GaAs pour une longueur d'onde de 0.8 μm .

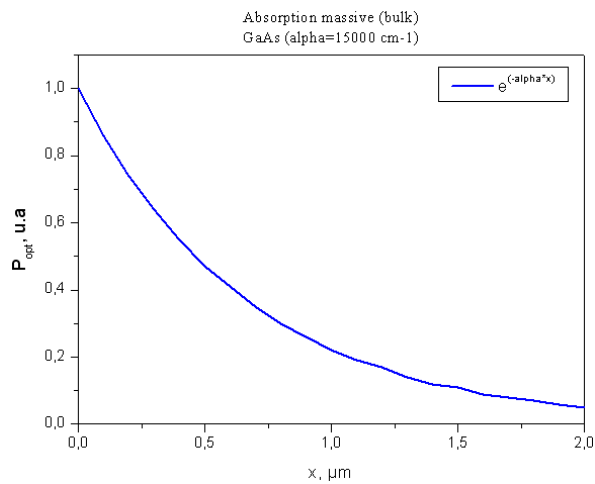


Figure 52 : Profil d'absorption dans le GaAs dans le cas d'un faisceau de longueur d'onde de 0.8 μm

La Figure 53 illustre schématiquement ce profil d'absorption au niveau de l'interruption.

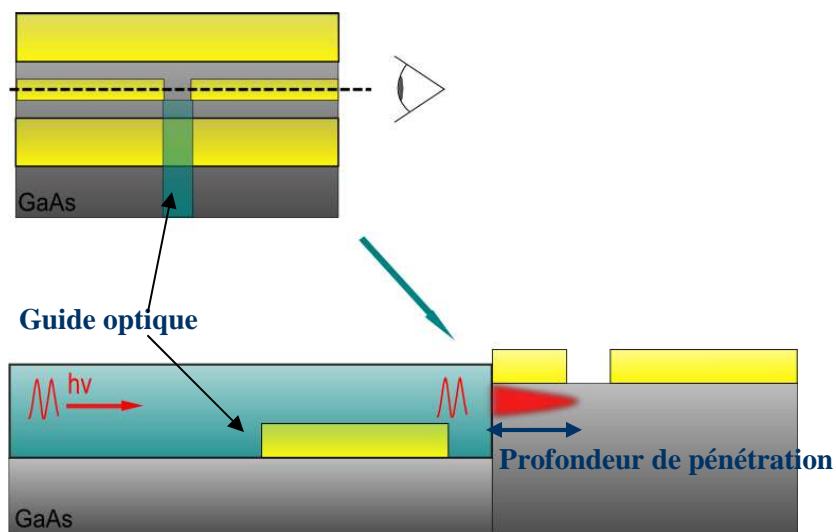


Figure 53 : Illustration de la profondeur de pénétration. Vue de dessus d'un photointerrupteur avec une coupe au niveau de l'interruption

On suppose dans ce cas un couplage direct (avec guide optique) que l'on présentera dans le prochain chapitre, et où la masse se trouve dans un canal qui permet l'accès à l'interruption

par le côté. Dans notre cas, c'est-à-dire éclairage par le côté, et pour une longueur d'onde de $0.8 \mu\text{m}$, la largeur optimale du conducteur central se situerait donc entre 0.5 et $2 \mu\text{m}$.

3.1.3. Longueur des *tapers*

L'étude de la longueur du *taper* a pour but de voir si l'allongement des *tapers* permet une transition plus douce jusqu'à l'interruption. Ces lignes font parties des lignes qui n'ont pas eu d'étape de simulation en amont. Les résultats de mesures sont présentés Figure 54 ci-dessous pour les deux formes de *tapers* étudiées précédemment. Nous ne regarderons que l'isolation hyperfréquence à 20 GHz puisque celle-ci correspond à notre fréquence maximale et de référence. De plus, l'isolation augmente pour des fréquences inférieures à 20 GHz. Pour les paramètres L et d , nous considérerons principalement des valeurs de $1 \mu\text{m}$ (la tendance des résultats est similaire quelles que soient ces dimensions).

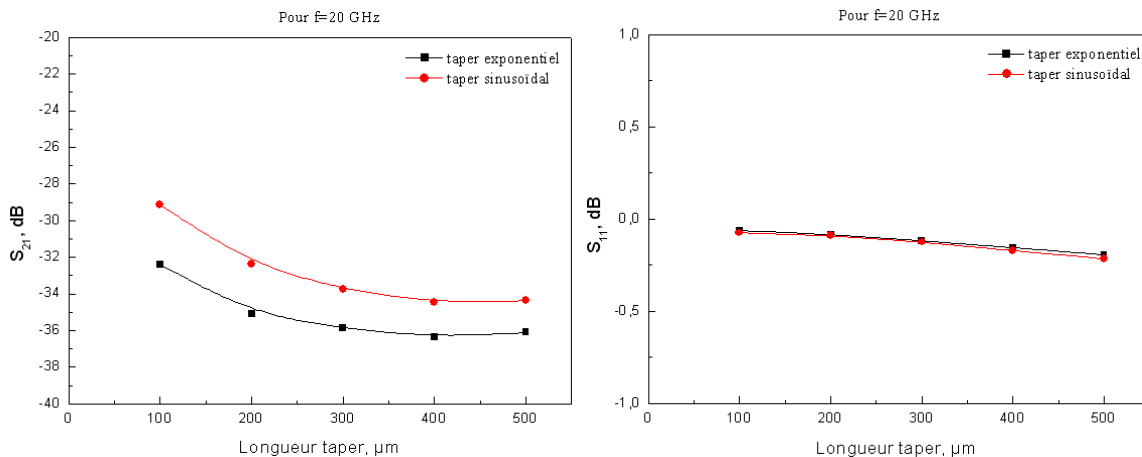


Figure 54 : S_{21} et S_{11} mesurés à 20 GHz pour différentes longueurs de *tapers*, en obscurité, dans le cas de géométries exponentielles et sinusoidales

On constate une certaine influence de la longueur du *taper* sur l'isolation hyperfréquence. La longueur optimale se situe entre $200 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$. Pour notre dispositif nous garderons néanmoins une longueur de $200 \mu\text{m}$ dans un souci de compacité du composant, et d'autre part, les études effectuées sur les autres paramètres sont basées sur une longueur de *taper* de $200 \mu\text{m}$. A noter que pour ce paramètre, il est intéressant de regarder les dispositifs sans interruption (Figure 55).

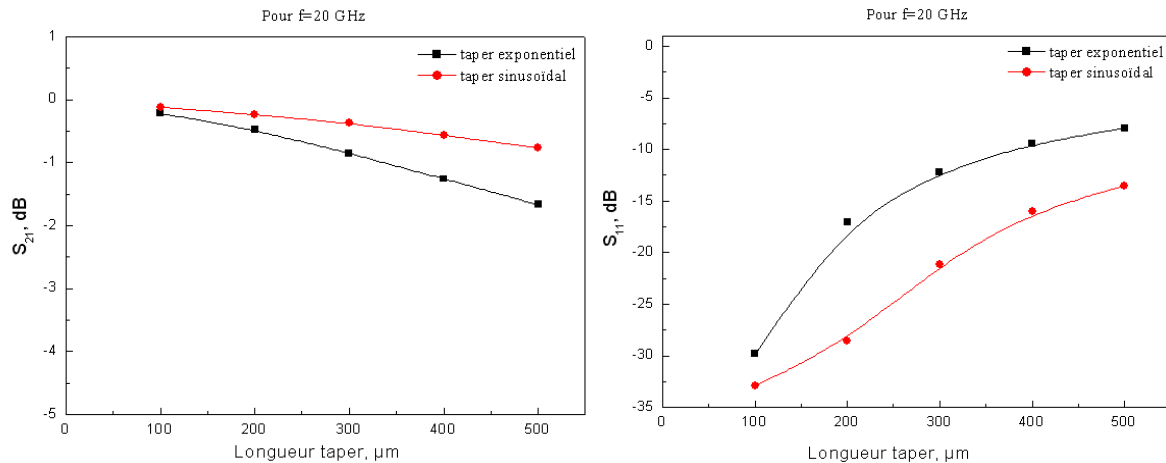


Figure 55 : S_{21} et S_{11} mesurés à 20 GHz pour différentes longueurs de *tapers* dans le cas d'une géométrie exponentielle et sinusoidale, et sans interruption

De ces mesures, on peut voir que l'augmentation de l'isolation hyperfréquence que l'on notait sur ces dispositifs sans interruption n'est pas forcément imputable à l'augmentation de la longueur des *tapers*, mais plutôt éventuellement à des pertes métalliques. L'effet serait encore plus important dans le cas des topologies exponentielles puisque par exemple dans le cas d'une longueur de 500 μm , la résistance de la ligne devient importante sur une grande longueur, en comparaison de *tapers* de longueur 100 ou 200 μm . Nous constatons aussi que le S_{11} est inférieur à -10 dB, quelle que soit la longueur du *taper* comprise entre 100 et 500 μm , ce qui pour nos composants est suffisant. Nous utiliserons donc cette longueur de 200 μm qui nous semble un bon compromis.

3.1.4. Résultats en éclaircissement

3.1.4.1. Présentation du banc de mesure

Les lignes coplanaires ont été caractérisées sur deux bancs hyperfréquences au sein de l'IEMN. Le premier est situé dans la salle générale de caractérisation de l'IEMN, que nous avons déjà utilisée pour les premiers dispositifs. J'ai également monté dans la salle de caractérisation de l'équipe optoélectronique un banc hyperfréquence couplé à une fibre lentillée qui peut venir soit à 90 degrés, soit par le côté permettant l'injection dans un guide optique par exemple. L'analyseur de réseau de la salle de caractérisation de l'équipe optoélectronique est un Agilent Technologies pouvant monter jusqu'à la fréquence de

26 GHz. La Figure 56 présente ce banc de caractérisation dans le cas d'un éclairage par le dessus, et par le côté.

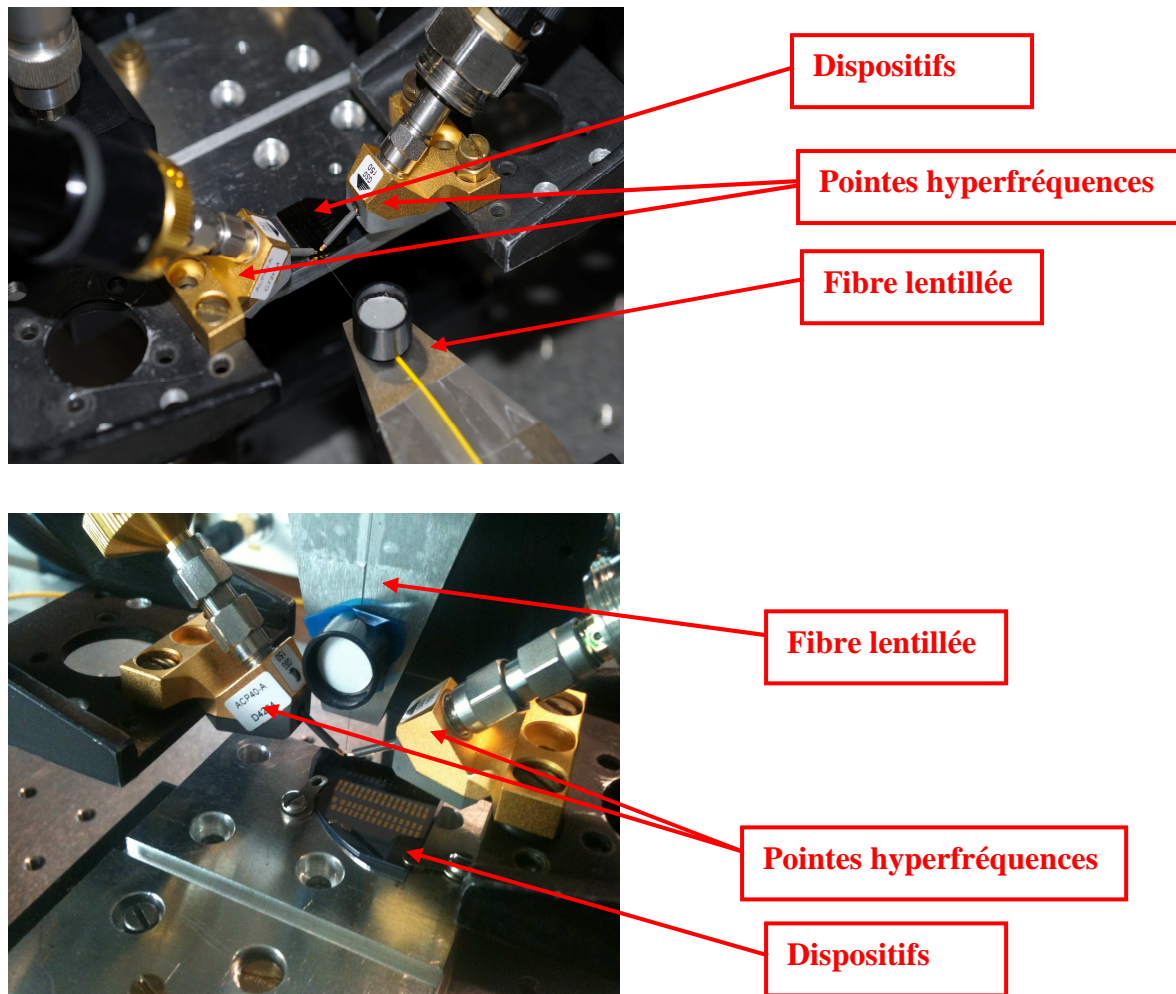


Figure 56 : Banc de mesures hyperfréquences de la salle de caractérisation optoélectronique. A gauche, éclairage par la tranche dans le cas d'un guide optique, à droite éclairage à 90 degrés

Nous avons utilisé ces deux bancs dans le cas des mesures en obscurité, puisque le banc de la salle de caractérisation de l'IEMN permet de monter beaucoup plus haut en fréquence (Analyseur de réseau Agilent E8363B). En revanche, nous n'avons pratiquement utilisé que le banc de l'équipe optoélectronique pour les mesures en éclairage par mesure de sécurité, et nous ne pourrions donc monter que jusqu'à la fréquence de 26 GHz (Analyseur de réseau Agilent N5242A) en éclairage.

Le laser utilisé a pour longueur d'onde $0.8 \mu\text{m}$ (Laser de Crystalaser 808) et peut monter jusqu'à 30 mW en sortie de fibre lentillée. Cette dernière permet d'obtenir à la distance de

travail optimale une tache optique de $2,5 \mu\text{m}$ de diamètre. La Figure 57 présente schématiquement ce banc de caractérisation.

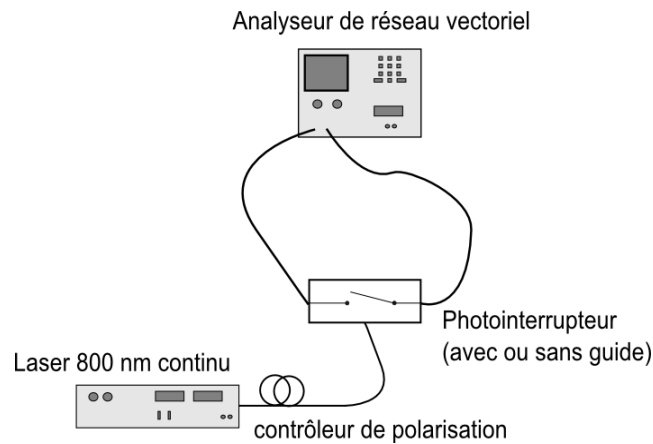


Figure 57 : Représentation schématique des mesures en continu

3.1.4.2. Résultats des mesures en éclairage et interprétations

La plupart des résultats de rapport On/Off des lignes coplanaires mesurées se sont trouvés entre 20 et 25 dB à 20 GHz. On ne présentera (Figure 58) donc ici qu'un échantillon des résultats pour des lignes, de dimensions $L=1 \mu\text{m}$ et $d=1 \mu\text{m}$ à *taper* exponentiel ou sinusoidal.

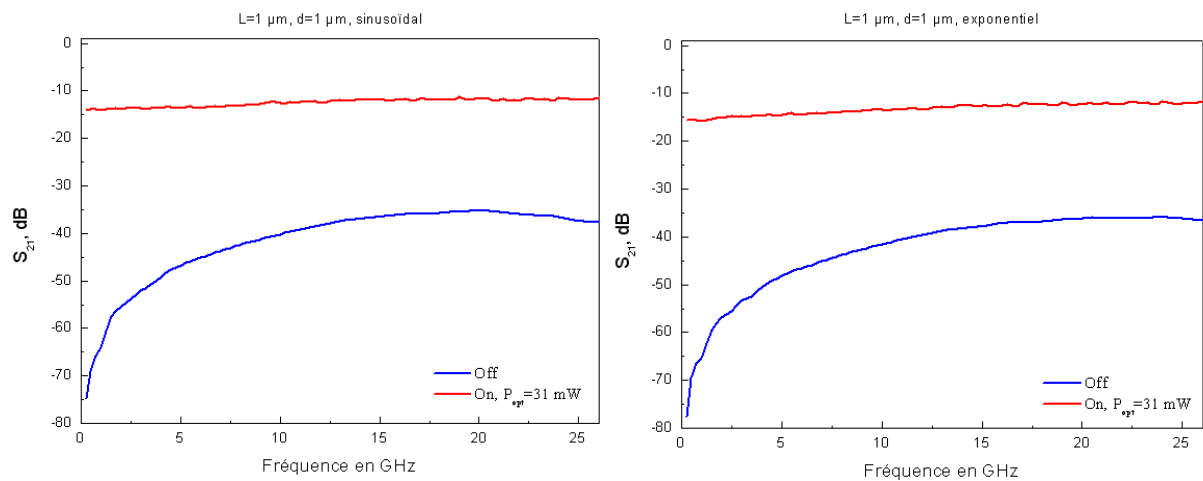


Figure 58 : S_{21} mesuré en obscurité (Off) et en éclairage (On) pour $L=1 \mu\text{m}$, $d=1 \mu\text{m}$, et les deux types de *taper*, exponentiel et sinusoidal. Puissance optique en sortie de fibre lentillée 31 mW

Pour les deux configurations (exponentielle et sinusoidale) dans le cas d'une interruption de $1 \mu\text{m}$, on obtient des pertes d'insertion en éclairage de l'ordre de -11 dB, et une isolation à

l'état Off de -36 dB à 20 GHz. La Figure 59 et Tableau 4 présentent les rapports On/Off des dispositifs précédents.

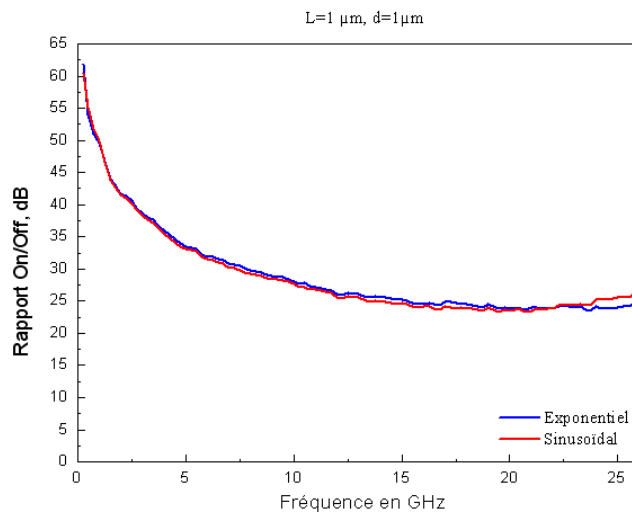


Figure 59 : Rapport On/Off des dispositifs précédents, $L=1 \mu\text{m}$ et $d=1 \mu\text{m}$

Fréquences (GHz)	Exponentiel (dB)	Sinusoïdal (dB)
5	33	33
10	28	27
15	25	24.7
20	24	23.5
25	24	23

Tableau 4 : Récapitulatif des valeurs intéressantes pour les lignes de paramètres $L=1 \mu\text{m}$ et $d=1 \mu\text{m}$

Si l'on regarde maintenant suivant une valeur de L fixe, et trois valeurs de d (0.2, 0.5 et $1 \mu\text{m}$) suivant la Figure 60, on commence à observer certains effets.

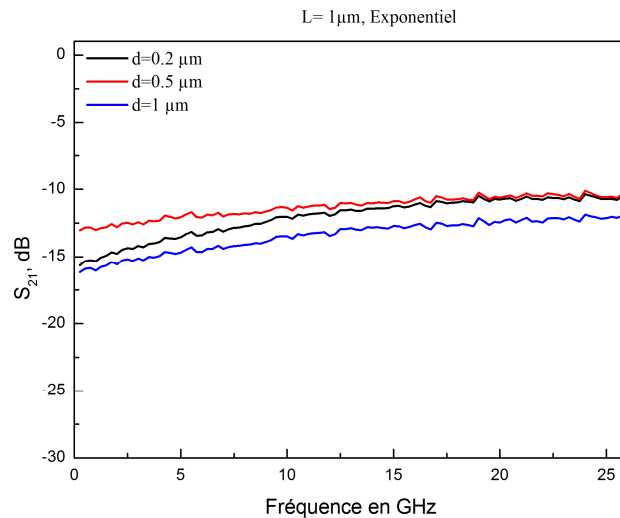


Figure 60 : S_{21} en éclairissement pour $L=1 \mu\text{m}$ dans le cas de lignes avec *taper* exponentiel pour une puissance optique de 31 mW

On constate que pour $d=0.5 \mu\text{m}$ les pertes d'insertion sont meilleures que pour $d=1 \mu\text{m}$, ce qui laisserait éventuellement supposer que l'on aurait un effet de résistance qui serait dû à la résistance de l'interruption. En revanche, cet effet n'est pas vérifié pour la largeur d'interruption de $0.2 \mu\text{m}$. Or, en théorie on devrait normalement encore voir une amélioration des pertes d'insertion. Cet effet observé est probablement dû à la difficulté de venir éclairer à 90 degrés des largeurs inférieures à la longueur d'onde.

La Figure 61 illustre schématiquement le rapport d'aspect qui existe entre l'épaisseur de métallisation et la largeur de l'interruption lorsque l'on est en vue de côté, mais également le rapport d'aspect largeur de la ligne/largeur d'interruption.

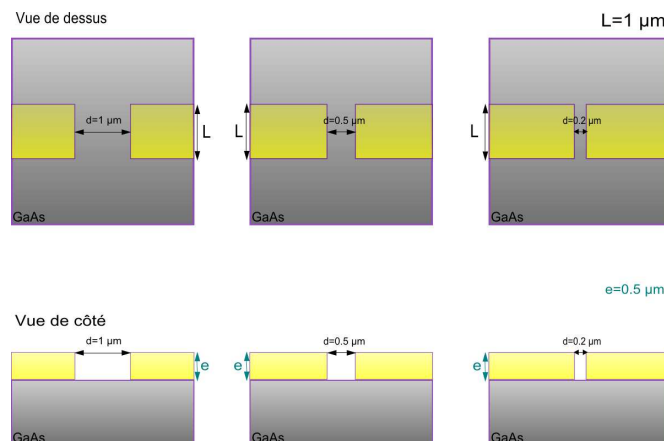


Figure 61 : Représentation schématique des rapports d'aspect de l'interruption centrale

On comprend bien qu'une diminution de l'interruption influera fortement sur notre capacité à éclairer correctement par le dessus. Une solution serait, d'une part de réduire encore la tache optique en sachant que les limites par l'utilisation de fibre lentillée sont plutôt de l'ordre de $1.5 \mu\text{m}$, et d'autre part de réduire l'épaisseur de métallisation pour un éclairage par le dessus, mais ce qui augmenterait indéniablement les pertes d'insertion en hyperfréquence. Une autre solution serait de venir éclairer par le côté avec un guide. Cette solution résout également le problème de l'épaisseur de métallisation (vue de côté) qui peut gêner l'éclairage par le dessus.

Par guidage optique, on pourrait constater correctement l'effet de la largeur de l'interruption sur le comportement des pertes d'insertions indépendamment de la tache optique.

La Figure 62 permet de se rendre compte de l'influence de la tache optique en présentant la puissance efficace que l'on peut obtenir dans un rectangle de longueur $1 \mu\text{m}$ et une largeur correspondant à l'interruption (ici $1 \mu\text{m}$).

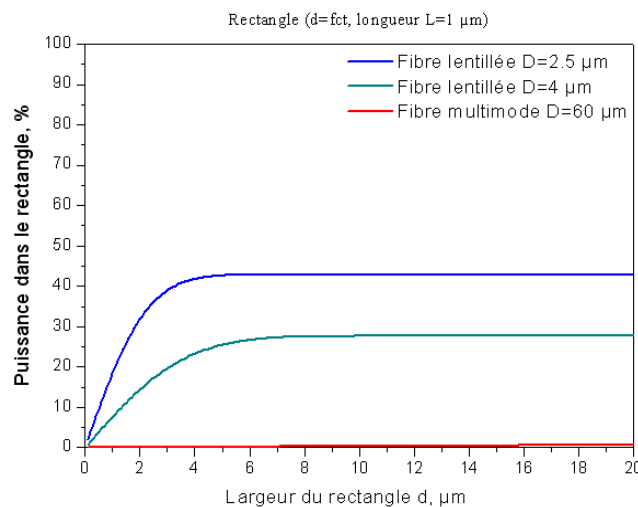


Figure 62 : Représentation de la puissance optique efficace pour un éclairage par le dessus dans le cas d'une fibre multimode, de diamètre $D=60 \mu\text{m}$, d'une fibre lentillée avec $D=4 \mu\text{m}$ et $2.5 \mu\text{m}$

On voit bien l'influence des conditions d'éclairage dans le cas d'une ligne dont le conducteur central au niveau de l'interruption fait $1 \mu\text{m}$. Une augmentation minime de la tâche optique entraîne rapidement une dégradation de l'efficacité d'absorption. Le Tableau 5 reprend le principe de la figure précédente pour différentes largeurs d'interruption.

Largeur x (μm)	Longueur y (μm)	$D_{\text{fibre}}= 2.5 \mu\text{m}$	$D_{\text{fibre}}= 4 \mu\text{m}$	$D_{\text{fibre}}= 60 \mu\text{m}$
0.2	1	3.9 %	1.6 %	0.007 %
0.5	1	9.5 %	3.9 %	0.01 %
1	1	18.4 %	7.60 %	0.04 %

Tableau 5 : Puissance optique efficace reçue pour un rectangle de largeur x et longueur y

Par exemple quand on passe de $4 \mu\text{m}$ à $2.5 \mu\text{m}$, on a une efficacité d'éclairage 2.5 fois plus importante dans le cas du diamètre le plus petit. On notera également que dans cette représentation graphique on ne prend pas en compte l'épaisseur de métallisation qui dégradera un peu plus l'efficacité d'éclairage par le dessus, en particulier quand la largeur de l'interruption devient plus petite que l'épaisseur de métallisation.

Pour finir, on observe Figure 60 que pour une largeur d'interruption de $0.2 \mu\text{m}$, on a des pertes d'insertion du même ordre de grandeur que pour des largeurs de 0.5 ou $1 \mu\text{m}$, alors que théoriquement, au vu de la difficulté d'éclairer comme démontré précédemment les pertes devraient être bien plus importantes. On peut émettre l'hypothèse que ce n'est pas uniquement le centre de l'interruption qui participe à la conductivité mais aussi les côtés comme présenté Figure 63.

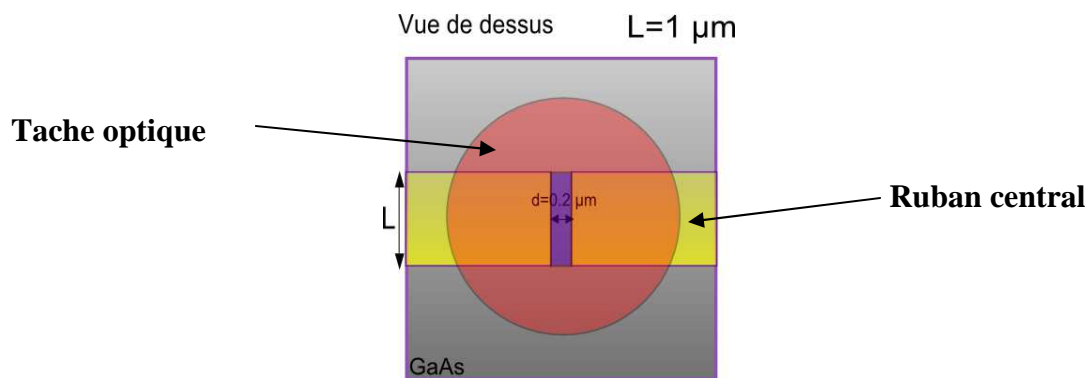


Figure 63 : illustration schématique de l'effet de la tache optique sur une interruption de $0.2 \mu\text{m}$

Cette hypothèse peut être émise à partir du problème que l'on rencontre pour éclairer par le dessus de faibles interruptions ($<0.5 \mu\text{m}$). Dans ce cas, la zone en violet participerait beaucoup moins à la conduction que les zones en rouge sur l'extérieur. Nous tenterons de confirmer plus loin ce résultat, et également de déterminer à partir de quelle largeur cet effet devient non négligeable.

La Figure 64 présente l'effet du diamètre de la tache optique sur le comportement hyperfréquence dans le cas d'une ligne présentée précédemment ($L=1\ \mu\text{m}$, $d=1\ \mu\text{m}$, et géométrie exponentielle).

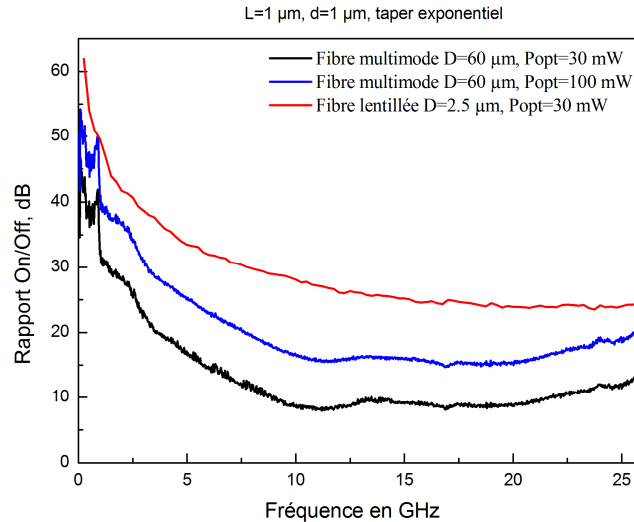


Figure 64 : Illustration de l'influence sur le rapport On/Off de la tache optique lors de l'éclairement de l'interruption par le dessus

Notons que cette figure présente à la fois des mesures faites avec le banc du L2E (fibre utilisée $60\ \mu\text{m}$), et des mesures faites avec notre banc (fibre lentillée de $2.5\ \mu\text{m}$). A puissance équivalente, soit $30\ \text{mW}$, le rapport On/Off est de $25\ \text{dB}$ (à $20\ \text{GHz}$) avec la fibre lentillée, et de $8.7\ \text{dB}$ avec la fibre multimode, soit plus de $16\ \text{dB}$ d'écart. On notera qu'à $100\ \text{mW}$ avec cette dernière fibre, le rapport est de $15\ \text{dB}$ (à $20\ \text{GHz}$).

Nous avons donc amélioré le rapport On/Off de $12\ \text{dB}$ (à $20\ \text{GHz}$) par rapport aux premiers dispositifs, en passant de $13\ \text{dB}$ (éclairage avec fibre multimode) à $25\ \text{dB}$ (fibre lentillée) pour la fréquence de $20\ \text{GHz}$. Cette amélioration a été obtenue d'une part, en montant un nouveau banc opto-hyperfréquence à fibre lentillée, et d'autre part par la conception de nouvelles géométries de lignes, notamment au niveau des *tapers*.

La Figure 65 présente les rapports On/Off de trois photointerrupteurs caractérisés sur un même banc opto-hyperfréquence, avec $31\ \text{mW}$ en sortie de fibre lentillée : on constate clairement que le travail sur la géométrie a permis de gagner $8\ \text{dB}$ à $20\ \text{GHz}$ par rapport à la première série de composants.

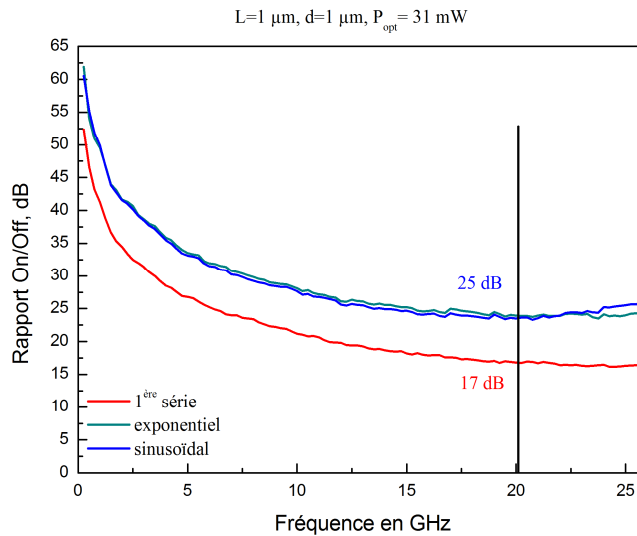


Figure 65 : Caractérisation de trois composants sur le même banc opto-hyperfréquence (avec fibre lentillée)

En résumé, on a donc pour la première série une amélioration de 4 dB (à 20 GHz) imputable à la mise en place d'un nouveau banc hyperfréquence, à une fibre lentillée, et de 8 dB (à 20 GHz) directement liée à la géométrie des lignes. Nous avons donc montré qu'il était possible d'améliorer de façon significative le rapport On/Off en jouant à la fois sur la géométrie des lignes, et notamment sur la forme des *tapers* mais également sur les conditions d'éclairement. Nous allons maintenant nous intéresser à l'obtention d'une isolation encore plus importante afin d'augmenter encore le rapport On/Off.

3.2. Nouvel axe de recherche d'optimisation de l'isolation hyperfréquence : le resserrement des masses

Suite aux résultats obtenus sur les précédents dispositifs, nous avons cherché un nouvel axe d'optimisation de l'isolation hyperfréquence. Pour cela, nous avons regardé au niveau du resserrement des masses des lignes coplanaires afin de se rapprocher d'une transition adiabatique, c'est-à-dire à impédance constante, soit 50 Ohms. Cet axe est ressorti de résultats obtenus dans l'étude précédente sur des dispositifs tests qui ont laissé supposer qu'il était possible d'améliorer l'isolation hyperfréquence par ce biais.

3.2.1. L'objectif du resserrement

Nous avons amélioré l'isolation hyperfréquence dans l'étude précédente par l'utilisation de formes plus complexes pour les *tapers*, notamment exponentielles et sinusoïdales. Cela nous a permis d'atteindre une isolation hyperfréquence de l'ordre de -35 dB, ce qui demeure encore insuffisant dans le cas où l'on souhaite répondre aux spécificités du cahier des charges, c'est à dire un rapport On/Off de 40 dB minimum, ce qui implique de descendre sous les -40 dB.

Pour ces lignes, la largeur de fente « s » entre le conducteur central et chaque masse demeurait constante et était de 40 μm , Cette largeur permet pour une largeur de ruban central « w » de 80 μm une impédance caractéristique d'environ 50 Ohms en entrée. En revanche, cette largeur étant constante, l'impédance caractéristique ne l'est pas le long de la ligne.

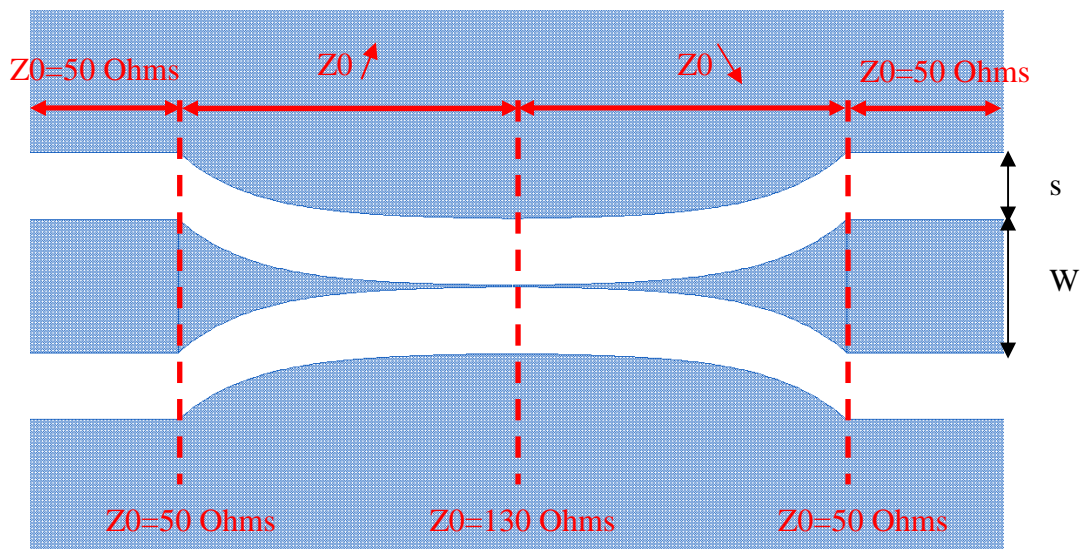


Figure 66 : Evolution schématique de l'impédance caractéristique dans une ligne coplanaire de type exponentiel

L'impédance à l'entrée du *taper* est de 50 Ohms, et au niveau de l'interruption d'environ 130 Ohms. On constate une non linéarité, dans l'évolution de l'impédance de la ligne. A noter que dans le cas où le resserrement est inexistant comme sur les premiers dispositifs par exemple, la valeur de l'impédance de la ligne à l'interruption est d'environ 150 Ohms. L'idée serait donc d'essayer de maintenir l'impédance constante à 50 Ohms tout le long de la ligne.

3.2.2. Résultats de l'étude

3.2.2.1. Simulation des lignes coplanaires

J'ai donc tout d'abord simulé des lignes avec les deux topologies exponentielle et sinusoidale, et une impédance constante de 50 Ohms tout le long de la ligne. Les paramètres L et d ont été fixés à un micron. Nous avons dans un premier temps omis la contrainte de l'éclairage que ce soit par le dessus (fibre lentillée) ou par guidage optique qui pourrait générer des problèmes dans le cas d'un fort resserrement (court-circuit). La Figure 67 présente les deux types de lignes que j'ai simulées.

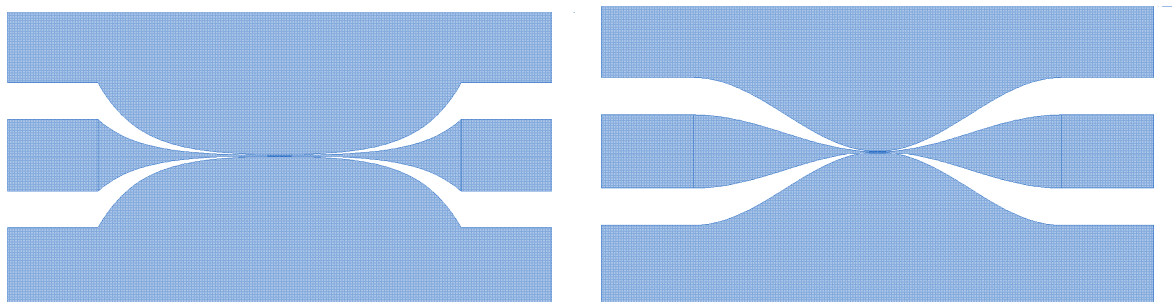


Figure 67 : Deux topologies à fort resserrement. A gauche, de type exponentiel, à droite de type sinusoidal

Ces lignes ont été conçues de façon à maintenir les 50 Ohms, cela suppose une transition adiabatique. Ces lignes reprennent exactement les mêmes dimensions que les lignes étudiées précédemment, c'est-à-dire longueur de *taper* de 200 μm , plot d'accès 50 Ohms, etc. Nous avons déterminé que pour garder les 50 Ohms, il est nécessaire que le resserrement arrive à 0.5 μm du ruban central au niveau de l'interruption comme présenté Figure 68 ci-dessous.

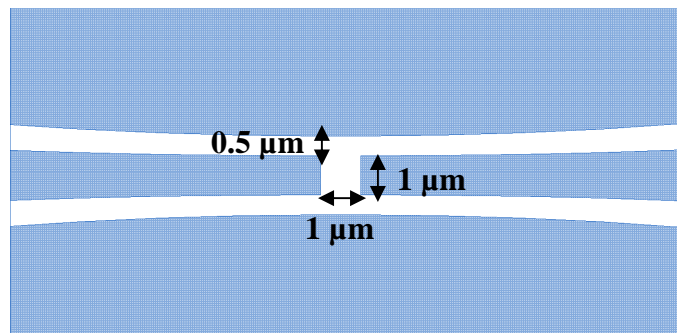


Figure 68 : Zoom des dispositifs de la figure 45

Les résultats de simulation sont présentés ci-dessous, on notera les fortes isolations qui ont été atteintes. A noter également que cela demeure de la simulation et que ces résultats sont à valider expérimentalement.

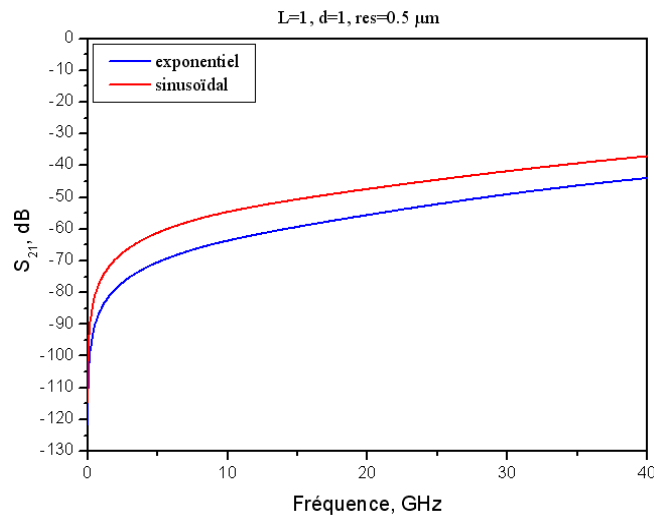


Figure 69 : Simulation des paramètres S, ici S_{21} , dans le cas d'une ligne coplanaire dont le resserrement des masses arrive à $0.5 \mu m$ de la zone interruption pour les deux topologies, exponentielle et sinusoïdale

Les résultats de simulation nous montrent donc qu'il est possible d'atteindre de fortes isolations hyperfréquences pour les deux topologies de *taper*. Pour expliquer ce phénomène, on peut émettre l'hypothèse que le resserrement des masses entraîne une concentration du champ électromagnétique et donc des lignes de champ. La Figure 70 présente les cartes de champ du module de E de la ligne au niveau de l'interruption avec un *taper* exponentiel, pour un resserrement à $0.5 \mu m$ et un resserrement à $40 \mu m$.

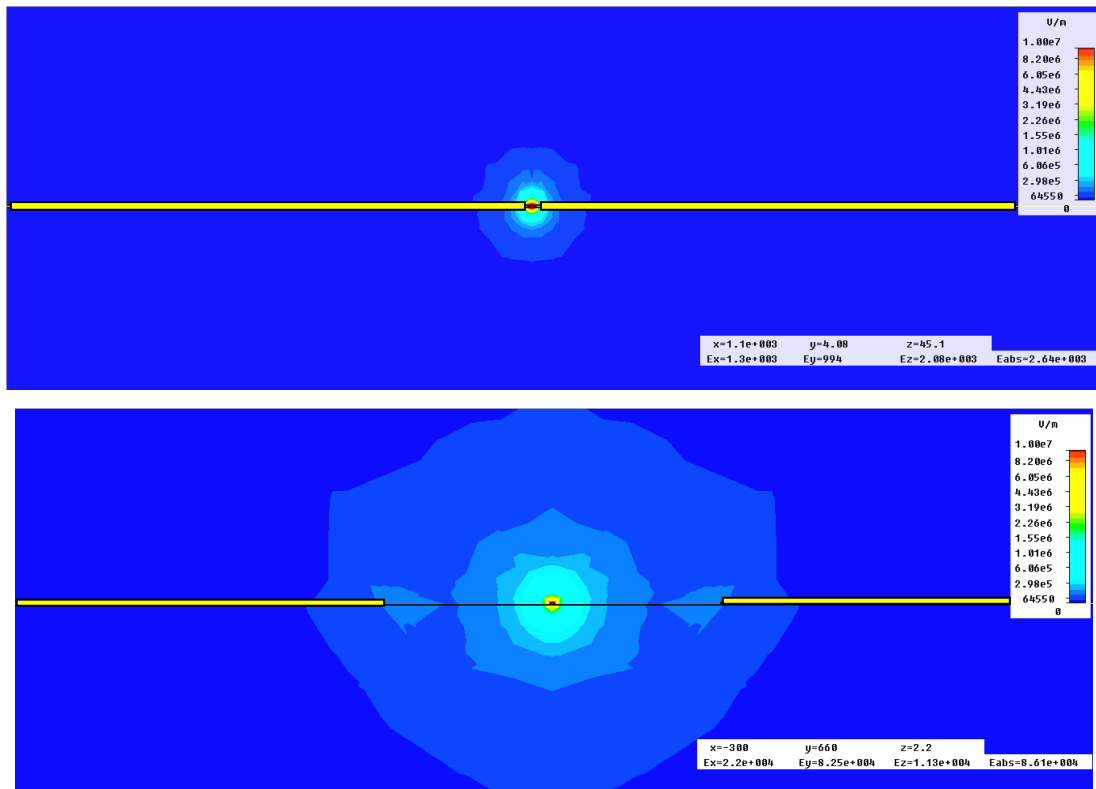


Figure 70 : Carte de champ du module de E pour une ligne à *taper* exponentiel, dans le cas (en haut) d'un resserrement à 0.5 μm , et dans le cas (en bas) d'un resserrement à 40 μm au niveau de l'interruption

Sur cette figure, on voit distinctivement qu'un fort resserrement implique un confinement drastique du champ électromagnétique, dans ce cas-ci, le module du champ E. Sans le présenter, on obtient le même phénomène pour le module du champ H. On peut donc penser que ce fort confinement permet à l'interruption d'être beaucoup plus efficace dans l'arrêt du signal micro-onde.

Ce n'est donc pas le fait d'avoir une ligne d'impédance uniforme de 50 Ohms qui permettrait d'augmenter l'isolation mais bien l'augmentation du champ électromagnétique qui rendrait l'interruption plus efficace. En effet, on pourrait plus penser que l'effet d'uniformité d'impédance le long de la ligne aurait un rôle dominant sous éclairage, afin de favoriser la propagation du signal hyperfréquence.

En revanche, il est évident que les dimensions pour obtenir ces résultats demeurent incompatibles avec quelque éclairage que ce soit car celui-ci créera inévitablement par photoconduction un court-circuit entre masse et conducteur central.

J'ai donc fixé dans un premier temps le minimum du resserrement des masses à $2.5\ \mu\text{m}$ puis fait varier cette valeur jusqu'à $40\ \mu\text{m}$, comme dans la première étude. Nous avons fait varier le paramètre d pour deux valeurs de L , 1 et $2\ \mu\text{m}$, avec d étant égal successivement à 0.2, 0.4, 0.8, 1 et $2\ \mu\text{m}$ (uniquement pour le resserrement à $40\ \mu\text{m}$), de façon à pouvoir éventuellement observer l'effet de résistances de l'interruption qui paraît non négligeable. Le nouveau masque est présenté Figure 71. Il contient environ une centaine de lignes coplanaires interrompues ou non.

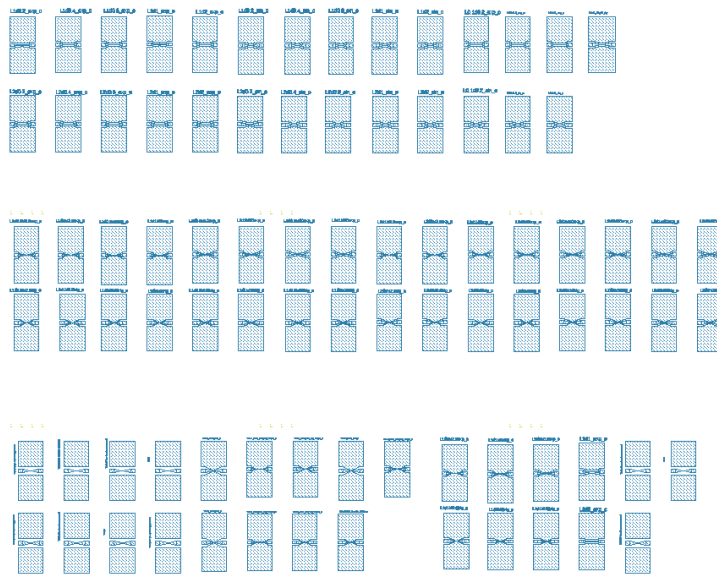


Figure 71 : Nouvelles séries de lignes hyperfréquences comprenant une centaine de dispositifs

Les deux premières rangées concernent une étude des paramètres L et d pour des dispositifs ayant un resserrement de $40\ \mu\text{m}$ au niveau de l'interruption. Les troisième et quatrième rangées concernent respectivement l'étude du resserrement de masse dans le cas où $L=1$, $d=0.5\ \mu\text{m}$ et $1\ \mu\text{m}$, où $L=2\ \mu\text{m}$, $d=1\ \mu\text{m}$ et $2\ \mu\text{m}$.

3.2.2.2. Résultats des mesures expérimentales des lignes en obscurité

Ces lignes ont été mesurées au sein de la salle de caractérisation centrale de l'IEMN. Nous avons déjà présenté succinctement le banc. La plage de fréquence des mesures est de 0-40 GHz.

3.2.2.2.1. Avec resserrement des masses

Les résultats ci-dessous présentent les courbes des paramètres S pour les deux extrema de notre étude, soit 2.5 et 40 μm dans le cas où les paramètres L et d valent 1 μm .

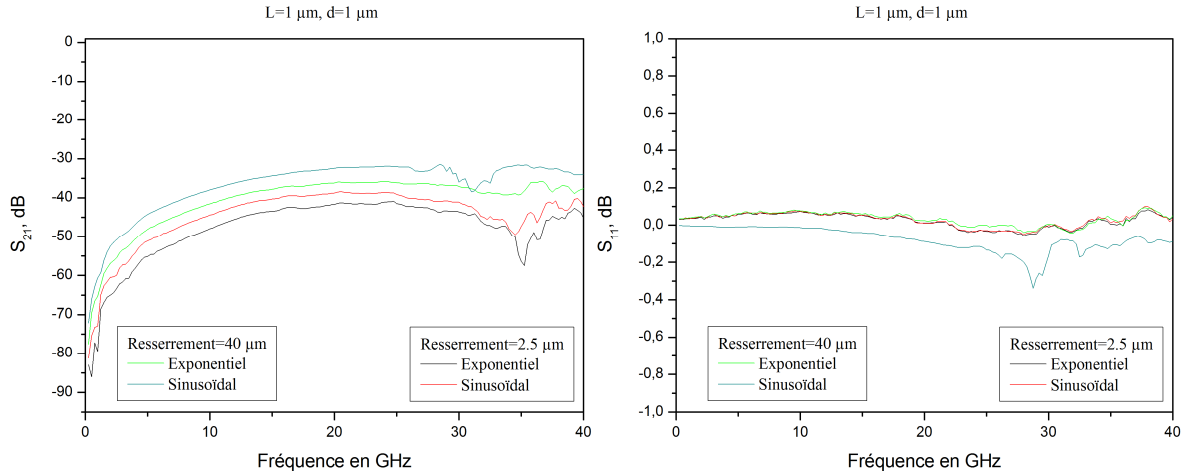


Figure 72 : Mesure des paramètres S (S_{21} et S_{11}) dans le cas d'un resserrement à 2.5 et 40 μm pour les deux topologies de *taper*

On constate un net impact entre un resserrement de 2.5 μm et 40 μm , et ce, pour les deux géométries de *taper*. L'isolation hyperfréquence augmente à mesure que le resserrement diminue. La Figure 73 présente dans le cas d'une largeur d'interruption et de ruban de 1 μm à 20 GHz le comportement hyperfréquence suivant la distance séparant le ruban central des masses.

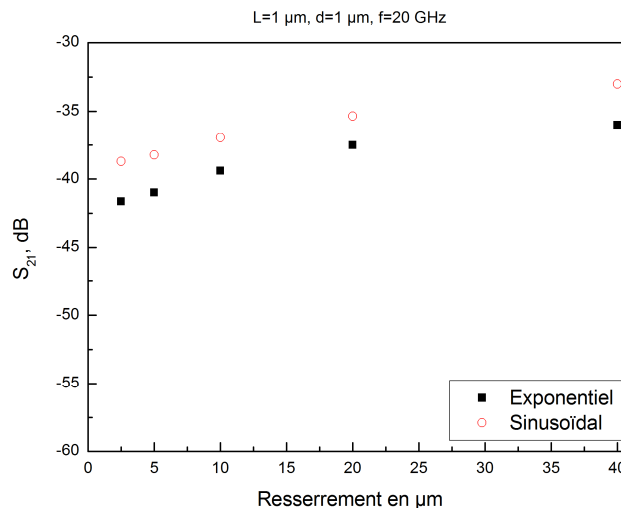


Figure 73 : Comportement de l'isolation hyperfréquence en fonction du resserrement des masses de la ligne

Comme attendu, on constate que l'on a bien un effet sur le comportement de l'isolation hyperfréquence à mesure que le resserrement augmente. C'est-à-dire que suivant l'hypothèse précédente, on se rapproche des 50 Ohms d'une part, et d'autre part, on augmente le confinement du champ électromagnétique.

La Figure 74 présente une photographie effectuée au microscope électronique à balayage d'une ligne coplanaire de type exponentiel avec un resserrement à $10\ \mu\text{m}$, et de paramètres L et d de $1\ \mu\text{m}$.

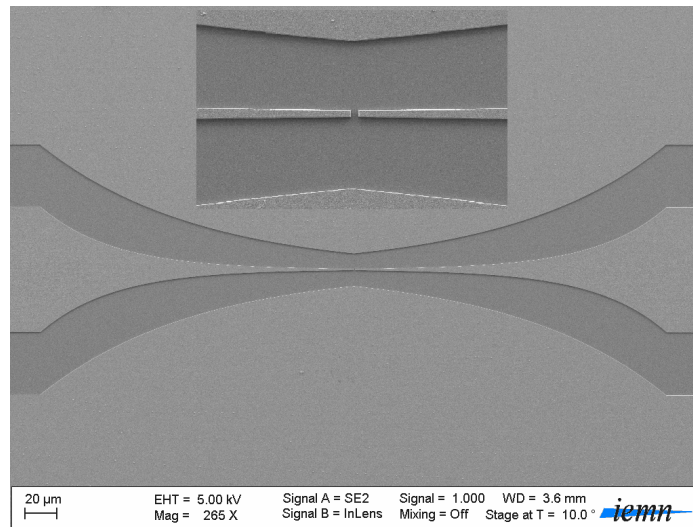
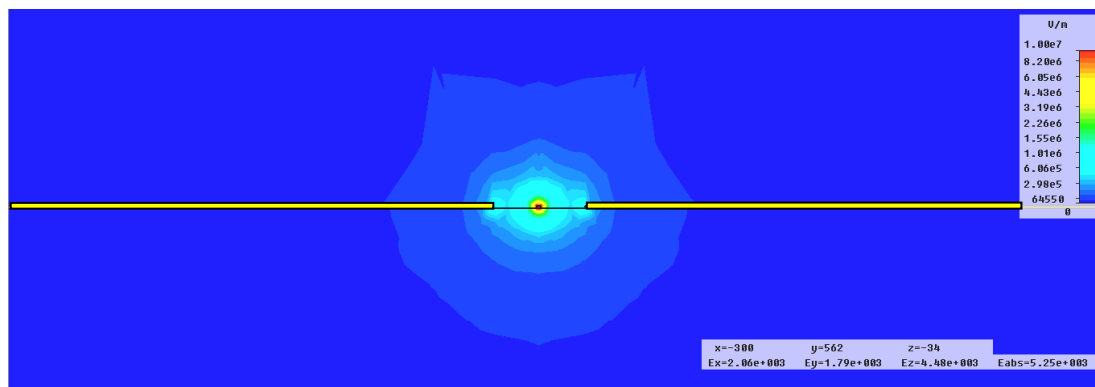


Figure 74 : Photographie prise au MEB d'une ligne de type exponentielle avec un resserrement de masse à $10\ \mu\text{m}$

La Figure 75 présente les cartes de champ électrique du dispositif de la Figure 74 comparé avec un dispositif similaire avec un resserrement de masse de $40\ \mu\text{m}$.



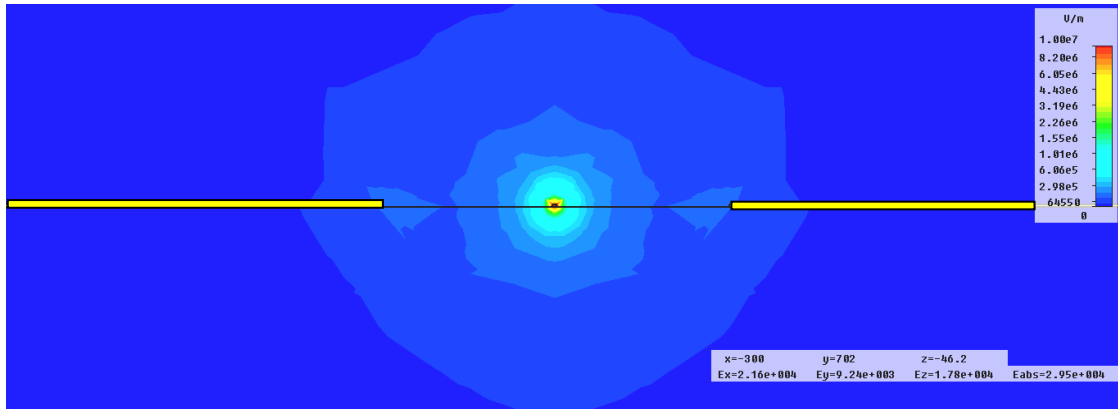


Figure 75 : Carte de champ du module de E pour une ligne à taper exponentiel, dans le cas (en haut) d'un resserrement à 10 μm , et dans le cas (en bas) d'un resserrement à 40 μm

On constate encore que l'on a bien une augmentation du confinement des champs électriques et magnétiques autour du conducteur central favorisant probablement l'efficacité de l'interruption.

Considérons maintenant l'évolution d'impédance (Figure 76) pour les deux types de taper étudiés et différents resserrements.

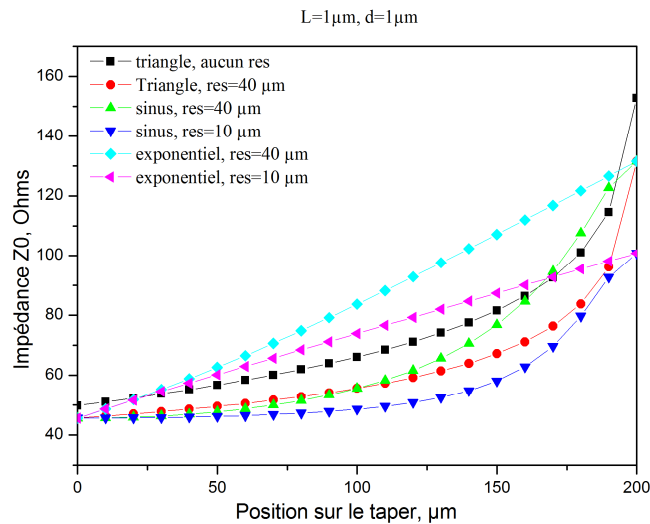


Figure 76 : Evolution calculée de l'impédance le long du taper

Comme précédemment, on remarque que les tapers de type sinusoidal et encore plus les exponentiels amènent une transition plus linéaire que les tapers de type triangulaire. Maintenant, lorsque l'on resserre les masses, on remarque un changement de pente permettant de se rapprocher un peu plus des 50 Ohms, et rendant la transition d'impédance de moins en

moins brutale. A titre de comparaison, la Figure 77 présente montre l'impact de la forme des *tapers* dans le cas de deux lignes coplanaires dimensionnées pour obtenir 50 Ohms tout le long de la ligne. Le resserrement au niveau de l'interruption est ici de $2.5\ \mu\text{m}$ pour $L=5\ \mu\text{m}$ et $d=5\ \mu\text{m}$ permettant une homothétie quasi-parfaite.

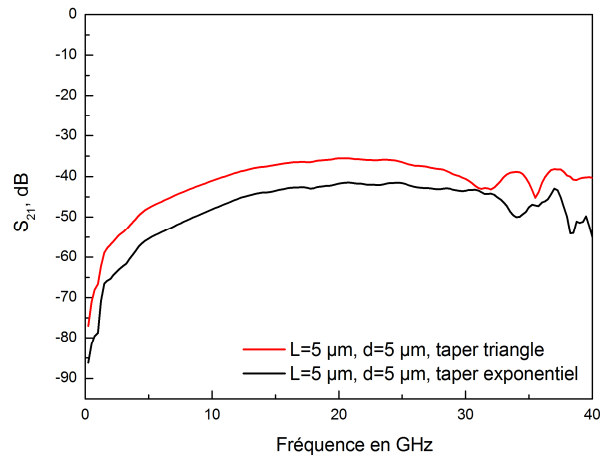


Figure 77 : Comparaison de deux lignes coplanaires avec un resserrement équivalent ($2.5\ \mu\text{m}$ au niveau de l'interruption) permettant d'obtenir 50 Ohms tout le long de la ligne, mais des géométries de *tapers* différentes. $L=5\ \mu\text{m}$, et $d=5\ \mu\text{m}$.

On constate une différence de 8 dB à 20 GHz (-35 dB pour le triangle, et -43 dB pour l'exponentiel) entre les deux lignes, ce qui montre l'importance de la géométrie des *tapers* pour atteindre de fortes isolations. Les S_{11} étant quant à eux proches de 0 dB sur toute la bande.

3.2.2.2.2. Résultats suivant le paramètre d (largeur d'interruption)

La Figure 78 présente les S_{21} en obscurité dans le cas d'un photointerrupteur avec le *taper* exponentiel suivant deux valeurs de L, et où l'on fait varier la largeur d'interruption d. Le resserrement de la masse pour ces lignes est de $40\ \mu\text{m}$.

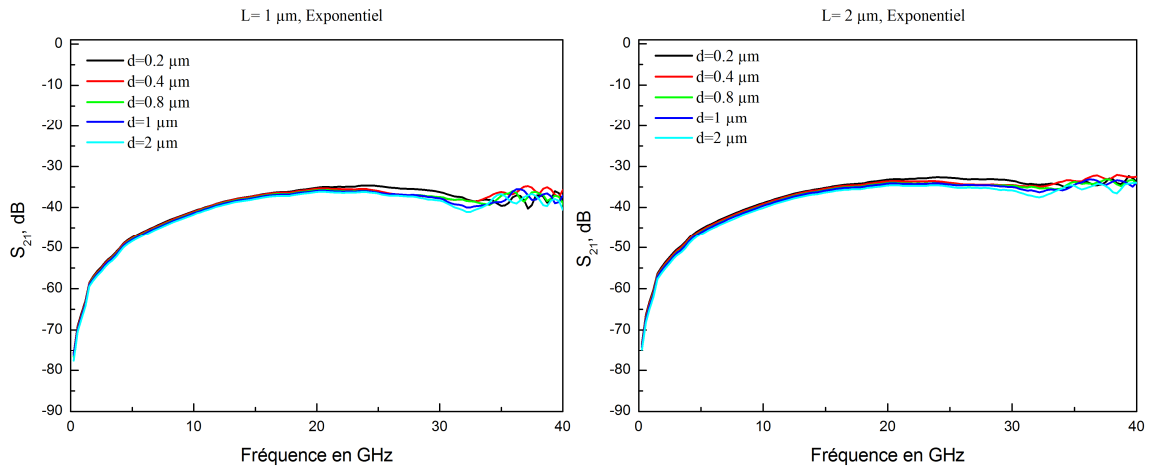


Figure 78 : S_{21} dans le cas de photointerrupteurs avec des *tapers* exponentiels, deux valeurs de L , 1 et 2 μm , et d paramètre variable. Le resserrement des masses est ici de 40 μm .

Comme dans les études que l'on avait pu faire précédemment sur ce type de variation, on constate très peu de différences au niveau des S_{21} . On peut juste noter que l'on a un peu plus d'isolation lorsque le conducteur central fait 1 μm de large au niveau de l'interruption, ce qui est logique puisque l'on a moins de couplage dans ce cas là.

La Figure 79 présente un résumé des résultats à 20 GHz des dispositifs présentés précédemment, avec en plus les résultats des géométries sinusoïdales.

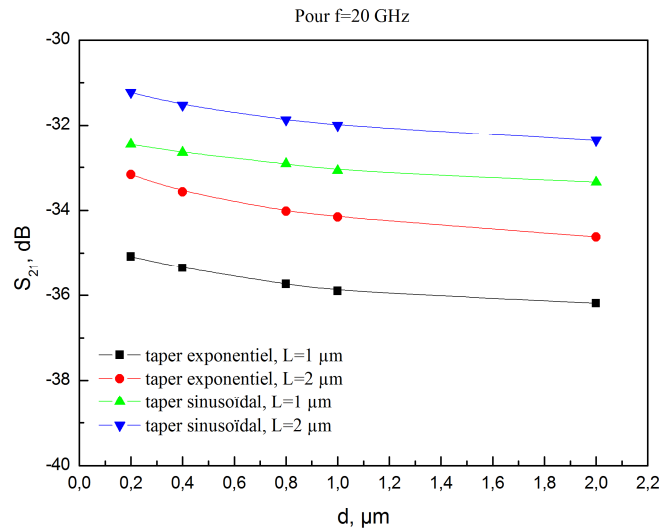


Figure 79 : Evolution du S_{21} dans le cas de deux largeurs de conducteur central et pour les deux types de *taper*. Resserrement des masses égal à 40 μm .

Même constat dans le cas des *tapers* sinusoidaux, on observe très peu d'effet sur l'isolation hyperfréquence en obscurité. Nous avons en moyenne des isolations comprises entre -31 et -37 dB à la fréquence de 20 GHz.

En revanche, par le biais de ces variations, en éclaircissement, il serait possible de voir l'effet des paramètres L et d sur les pertes d'insertion, c'est ce que nous allons présenter.

3.2.2.3. Résultats des mesures expérimentales des lignes à l'état On

Les mesures ont été effectuées sur le même banc opto-hyperfréquence que la série précédente, (bande de fréquence 0-26 GHz), avec une fibre lentillée arrivant à 90 degrés et une MFD de 2.5 μm , et une puissance optique de 30 mW en sortie de fibre. On rappelle également que les lignes sont sur du GaAs semi-isolant.

3.2.2.3.1. Suivant le paramètre d (largeurs d'interruption)

La Figure 80 présente dans le cas de la géométrie exponentielle les valeurs de S_{21} suivant une largeur d'interruption variable (resserrement des masses à 40 μm). On rappelle que L correspond à la largeur du conducteur central au niveau de l'interruption, et d à l'écart de l'interruption.

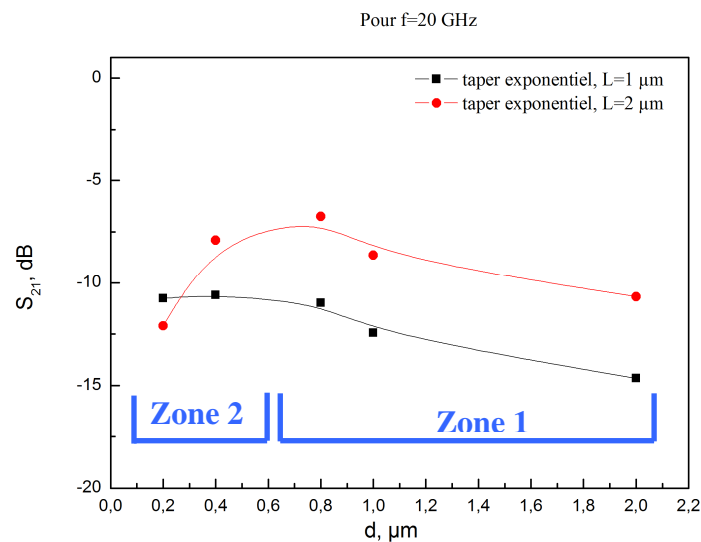


Figure 80 : Mesure du S_{21} suivant une largeur d'interruption variable sous éclaircissement pour une puissance optique de 30 mW en sortie de fibre lentillée, MFD 2.5 μm (resserrement des masses de 40 μm)

Sur cette figure, on peut séparer deux zones distinctes. La zone 1 semblerait être due à la résistance de contact qui est moins forte dans le cas d'une largeur de conducteur central de $2\ \mu\text{m}$ et une interruption de $1\ \mu\text{m}$ qu'une largeur de $1\ \mu\text{m}$ et une interruption de $1\ \mu\text{m}$ par exemple. On retrouve bien de plus dans cette zone une pente similaire pour les deux courbes, ce qui traduit bien un comportement identique.

Concernant la zone 2, il semble que l'on retrouve l'effet que l'on avait observé précédemment, à savoir que la zone d'interruption qui participe à la conductivité deviendrait moins importante que celle des bords à partir d'une certaine largeur d'interruption. La Figure 81 montre l'influence de la tache optique pour des largeurs d'interruption relativement faibles.

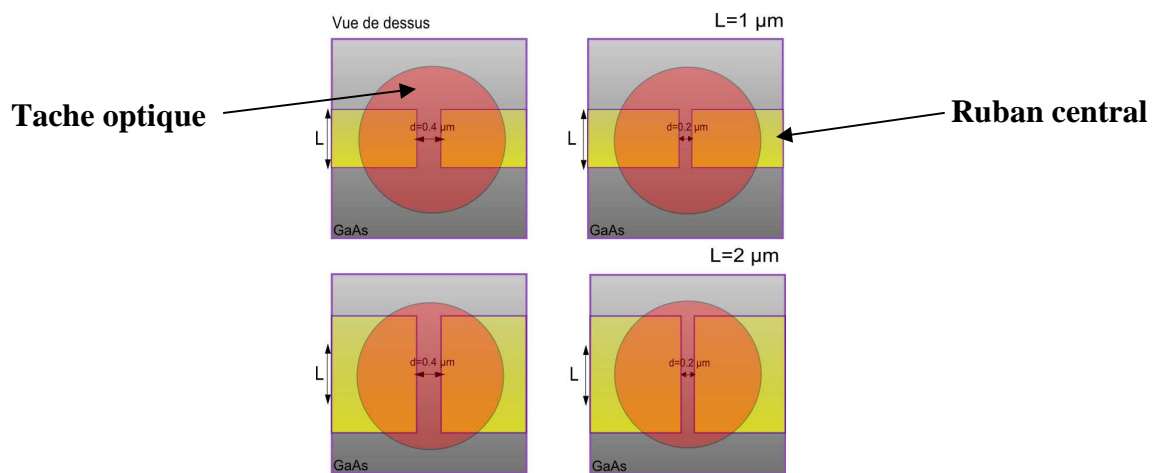


Figure 81 : Illustration schématique de l'influence de la tache optique (diamètre optique $2.5\ \mu\text{m}$) sur des largeurs de conducteur centrale 1 et $2\ \mu\text{m}$

La Figure 81 permettrait d'expliquer les effets observés dans la zone 2 de la Figure 80, notamment la forte dégradation dans le cas où $L=2\ \mu\text{m}$. En effet, dans le cas de cette largeur, la largeur du conducteur central est du même ordre de grandeur que le diamètre de la tache optique. La zone d'interruption ne participant que très peu à la conduction notamment pour $d=0.2\ \mu\text{m}$, c'est principalement la zone de conductivité sur les bords qui joue ce rôle. Pour $L=2\ \mu\text{m}$, on constate bien que cette zone est relativement faible en comparaison à $L=1\ \mu\text{m}$. On a donc une chute plus brutale entre une interruption de 0.4 et $0.2\ \mu\text{m}$ (pour $L=2\ \mu\text{m}$), alors que dans le cas de $L=1\ \mu\text{m}$ les deux valeurs d'interruption n'ont que peu d'influence sur le comportement de la conduction puisque celle-ci se fait en majorité sur les bords.

A noter que je n'ai pas présenté les résultats dans le cas de ligne avec des *tapers* à géométrie sinusoïdale parce que les résultats sont similaires à la géométrie exponentielle.

3.2.2.3.2. Resserrements des masses

Nous avons vu dans l'étude précédemment une forte influence en fonction de la largeur d'interruption suivant une largeur du ruban central. Les meilleures performances ont été obtenues dans le cas où la largeur de la ligne est de 2 μm , et l'interruption 0.8 μm . Pour l'étude du resserrement, nous avons choisi les paramètres $L=2 \mu\text{m}$ et $d=1 \mu\text{m}$ qui présentent des résultats proches de $d=0.8 \mu\text{m}$ (nous ne disposons pas des paramètres $L=2$ et $d=0.8 \mu\text{m}$ sur le masque de l'étude sur le resserrement des masses). La Figure 82 présente les mesures en transmission et en éclairage de ces composants. A noter que dans le cas des exponentiels, le resserrement à 5 μm est manquant à cause d'une destruction de la ligne avant la prise de la mesure.

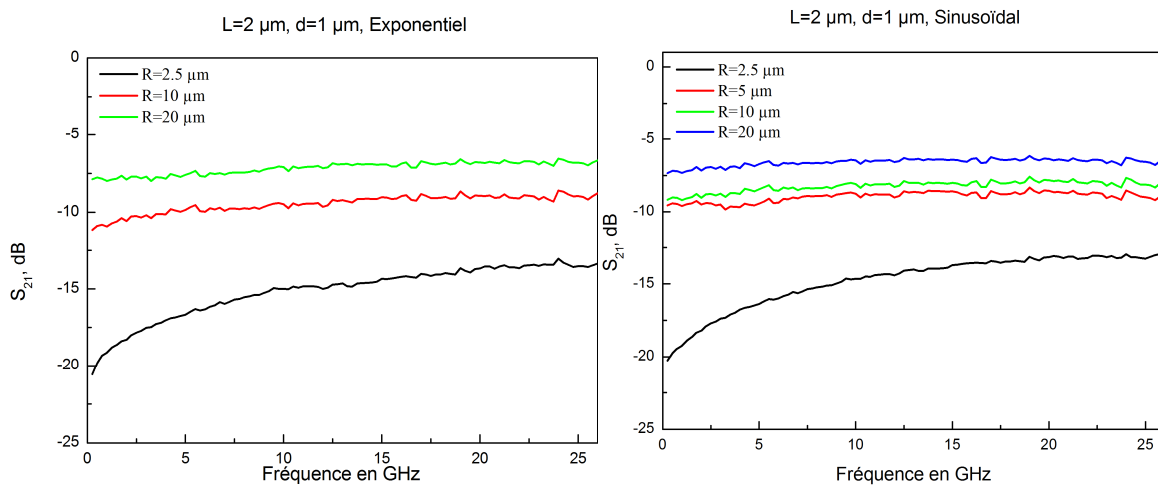


Figure 82 : S_{21} pour différents resserrements de masses (en μm) avec une puissance optique de 31 mW

Premier constat, à mesure que le resserrement s'accroît, on dégrade le passage de l'onde hyperfréquence, les S_{21} les plus forts (typiquement -6, -7, -8 dB à 20 GHz) sont obtenus pour un resserrement à 20 μm , alors qu'ils tombent à environ -15 dB à 20 GHz pour un resserrement à 2.5 μm . On peut noter que le resserrement à 2.5 μm est de l'ordre du diamètre de notre tache optique. L'hypothèse qui peut être avancée puisque ce phénomène a déjà été observé, est que l'on « court-circuite » le ruban central avec la masse dégradant ainsi le S_{21} . Cet effet serait donc lié aux conditions d'éclairage. On notera que l'on obtient des pertes

d'insertion meilleures que de 10 dB à 20 GHz, voir même de l'ordre de 6 dB pour certaines configurations. De plus, ces pertes pourraient être probablement plus faibles si nous n'avions pas cet effet de court-circuit (par exemple avec un éclairage par guide optique). La Figure 83 présente les rapports On/Off en fonction du resserrement de la masse.

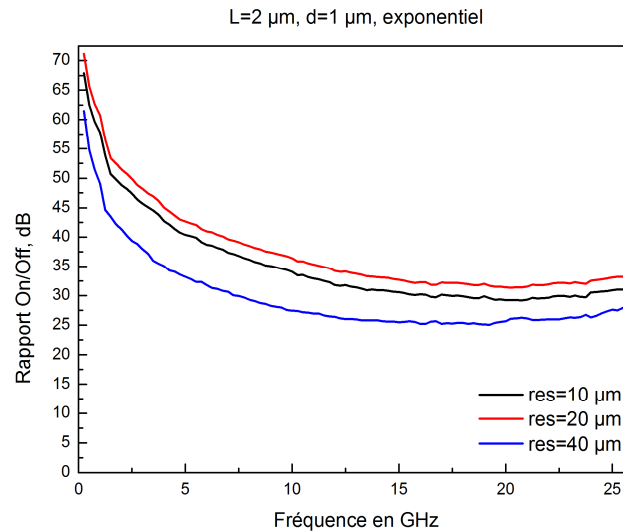


Figure 83 : rapport On/Off dans le cas des deux géométries pour différents resserrlements. Puissance optique 30 mW

Comme précédemment, la limitation à l'état On vient des conditions d'éclairage qui entraînent une dégradation des pertes d'insertion. Le fait de resserrer les masses permet d'atteindre des rapports On/Off supérieurs à 30 dB à 20 GHz (32 dB pour un resserrement de 20 μm). On obtient un gain de 5 dB (20 GHz) voire plus par rapport à un resserrement de 40 μm , et de plus de 17 dB avec les premiers dispositifs.

Dans le cas de notre nanophotointerrupteur, l'éclairage de la zone d'interruption se fera par la tranche, minimisant fortement cet effet de court-circuit, car rappelons-le la profondeur d'absorption dans le GaAs est de 2 μm . Par ailleurs, notre composant serait fabriqué sur du GaAs BT, favorisant encore moins le court-circuit puisque avec des temps de vie très courts, les électrons n'aurait pas le temps de diffuser suffisamment dans le GaAs.

La Figure 84 présente les pertes d'insertion en fonction de la puissance optique dans le cas d'un resserrement à 20 μm , d'une géométrie exponentielle et à la fréquence de 20 GHz. Nous avons utilisé un dispositif avec resserrement car c'est celui qui se présente le moins sensible à l'effet de court-circuit.

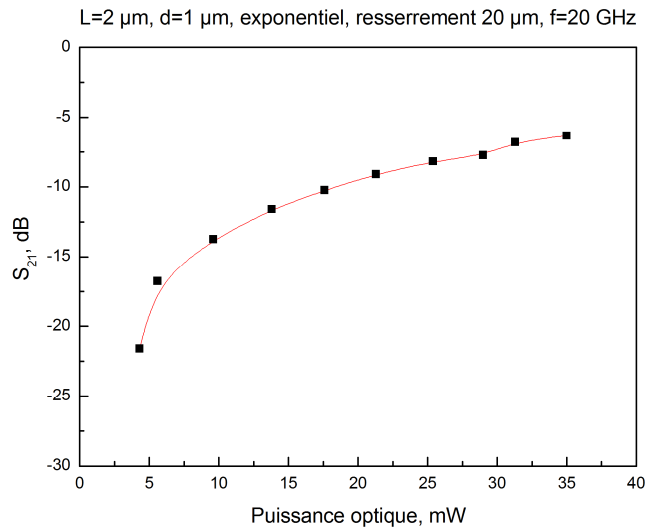


Figure 84 : S_{21} en fonction de la puissance optique dans le cas de $L=2 \mu\text{m}$, $d=1 \mu\text{m}$, type exponentiel, et resserrement à $20 \mu\text{m}$

On constate un certain seuil aux alentours de 5 mW au-delà duquel on a une forte diminution des pertes. Ensuite les pertes d'insertion évoluent de façon presque linéaire en fonction de la puissance optique jusqu'au moins 35 mW. Il aurait été intéressant d'avoir accès à des puissances optiques plus basses mais également plus hautes afin de mieux observer le comportement, mais notre laser ne nous l'a pas permis. Il serait intéressant de regarder l'évolution de la puissance optique dans le cas d'un dispositif tout intégré avec son guide optique afin de constater d'éventuelles différences de comportement.

3.3. Conclusion

Au sein de ce chapitre, nous avons décrit la démarche que nous avons suivie pour optimiser le rapport On/Off ainsi que diminuer les pertes d'insertion dans un nanophotointerrupteur éclairé par le dessus.

Pour cela, nous avons conçu de nouvelles géométries de *tapers* et mis au point un banc de caractérisation opto-hyperfréquence, avec une fibre lentillée de 2.5 μm de diamètre éclairant l'interruption par le dessus. Nous avons présenté la simulation, la fabrication et la caractérisation de ces nouvelles géométries. Les mesures ont montré qu'avec les géométries exponentielles et sinusoïdales, nous pouvons obtenir une isolation meilleure que -36 dB à 20 GHz et un rapport On/Off de 25 dB à 20 GHz pour des pertes d'insertion de -10 dB.

Dans le but d'améliorer encore les pertes d'insertion, nous avons étudié les dimensions de l'interruption. Nous en avons conclu qu'une interruption de 1 μm et une largeur de conducteur central de 2 μm permettaient d'obtenir des pertes d'insertion aux alentours de -6 dB.

Suite à ces résultats, nous avons cherché à encore améliorer l'isolation hyperfréquence en utilisant le principe de conservation de l'impédance caractéristique par homothétie des lignes coplanaires. Nous avons resserré les masses de sorte que l'impédance caractéristique de la ligne reste constante du début à la fin et que le champ électrique et le champ magnétique soient concentrés fortement autour de l'interruption. Les simulations ont montré qu'il était possible d'atteindre de fortes isolations (-50 dB) et que le champ électromagnétique était effectivement bien plus confiné. Cette nouvelle optimisation a permis d'atteindre expérimentalement des isolations hyperfréquences meilleures que -40 dB jusqu'à 20 GHz et des rapports On/Off meilleurs que 30 dB. Nous avons également mis en évidence que le fait d'éclairer par le dessus limitait l'intérêt du resserrement des masses car la tache optique pouvait entraîner un court-circuit entre le ruban central et les masses, dégradant les performances à l'état On. L'utilisation d'un guide optique intégré va permettre d'améliorer ce point.

4. Conception d'un nano-photointerrupteur avec optique intégrée

4.1. Choix du guide optique

Afin d'augmenter la transmission du signal à l'état ON, il est nécessaire de concentrer plus fortement le faisceau optique au niveau de l'interruption de la ligne hyperfréquence. C'est pourquoi une première technique déjà présentée au chapitre 3 a consisté à utiliser une fibre lentillée de MFD $2.5 \mu\text{m}$. Cependant nous avons constaté un effet de court-circuit lorsque les masses sont trop resserrées. Cet effet empêche de tirer partie entièrement des bénéfices du resserrement des masses, c'est une des raisons pour lesquelles nous avons opté pour la seconde solution qui consiste à passer d'un éclairage par le dessus (fibre optique) à un éclairage latéral grâce à un guide optique intégré. Les impulsions optiques seront injectées dans ce guide à l'aide d'une fibre. Le guide concentrera la lumière et l'amènera précisément sur le matériau absorbant de l'interruption. Il est possible dans ces conditions d'envisager un guide optique dont le cœur fera un micron de large, voire moins.

La conception du guide nécessite de prendre en compte les contraintes technologiques (matériaux disponibles, épaisseurs réalisables, qualités des gravures...) et les différents types de pertes qui surviendront :

- pertes dues aux réflexions à l'interface air/matériau et à un éventuel désalignement de la fibre par rapport au guide,
- pertes d'adaptation, dues au passage d'un mode circulaire dans la fibre à un mode globalement elliptique dans le guide intégré (une partie de la lumière entrée n'excitera pas le ou les modes du guide et sera perdue en particulier par absorption dans le substrat GaAs, absorbant à $0.8 \mu\text{m}$),

- pertes de propagation, qui peuvent être dues à l'absorption résiduelle des matériaux composant le guide ou aux rugosités présentes sur les flancs et la surface du guide, d'où la nécessité d'optimiser les processus de gravure,
- pertes de courbure dans le cas où les guides ne seraient pas droits,
- pertes d'insertion dans le matériau de l'interruption qui pourront être diverses : réflexions, diffraction, mauvais alignement du guide, zone absorbante trop petite...

Certaines de ces pertes peuvent être évaluées analytiquement ou par modélisation, d'autres non, en particulier les pertes dues aux rugosités. Dans ce cas, une conception prudente permet d'éviter des pertes trop importantes.

Dans cette étude, nous avons envisagé tout d'abord d'utiliser des guides semi-conducteurs puis des guides diélectriques à base de SiO_2 et Si_3N_4 . Dans les deux cas, nous avons étudié par souci de simplicité des guides droits perpendiculaires à la ligne hyperfréquence. Les modélisations ont été effectuées en modes TE et TM avec la méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method) en 2D et 3D. Ci-dessous nous présenterons ces deux types de guides permettant d'éclairer la zone absorbante, mais nous nous attarderont plus sur la voie que nous avons retenue, celle des guides diélectriques.

4.1.1. Guides semi-conducteurs

Dans ce cas, l'éclairement (ou l'absorption) de la zone active s'effectue par un couplage évanescent comme pour une photodiode, voir figure ci-dessous.

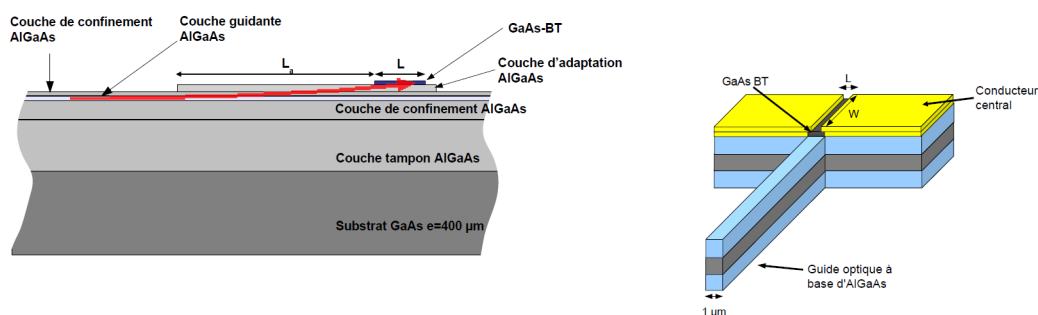


Figure 85 : Schéma de la géométrie du guide optique semi-conducteur envisagé au début de cette thèse

Le couplage évanescent entre deux guides optiques est rendu possible par le fait que le champ optique décroît mais ne s'annule théoriquement jamais quand on s'éloigne du guide. Le couplage dépend fortement de la distance entre les deux guides : plus cette distance est grande et plus la longueur du guide nécessaire pour avoir un bon couplage est importante. Ce principe que nous avons présenté dans le premier chapitre a été utilisé au LEMO [24] pour la fabrication d'un photo-interrupteur en polysilicium/silicium avec une absorption sur 18 à 28 μm de long. L'idée de départ de notre thèse était d'utiliser un guide optique en matériaux semi-conducteurs du type AlGaAs (transparents 0.8 μm) comme présenté dans la Figure 84.

Les guides semi-conducteurs que nous avons étudiés (Figure 85) comportent une couche guidante en matériau AlGaAs entourée de deux couches de confinement AlGaAs d'indice de réfraction plus faible. Les épaisseurs de chacune de ces couches doivent être optimisées de façon à obtenir une propagation correcte du faisceau optique. Une couche d'adaptation optique peut être ajoutée entre ce guide et l'absorbant GaAs BT de façon à favoriser le couplage évanescent (l'indice de cette couche doit être intermédiaire entre celui de la couche de confinement du guide et celui du GaAs-BT). Ce type de configuration est couramment utilisé dans les photodétecteurs [40].

Les contraintes principales pour la conception du guide sont d'avoir le moins de pertes possibles, d'obtenir un rendement quantique élevé dans un volume de GaAs-BT le plus faible possible et d'obtenir de préférence des rendements similaires en mode TE et TM.

4.1.1.1. Résultats de l'étude

De nombreuses simulations par BPM3D ont été effectuées dans le but de trouver une structure acceptable. Dans un premier temps, nous avons exploré l'espace des solutions à l'aide d'un algorithme d'optimisation stochastique. Nous avons ensuite travaillé sur les meilleures structures obtenues et les avons optimisées en faisant varier finement chaque paramètre. Nous ne présenterons ici que les meilleurs résultats obtenus.

Un des paramètres clés lors d'une absorption évanescente est la longueur W (Figure 85) de la zone absorbante. Celle-ci doit être suffisamment longue pour que le processus puisse se dérouler efficacement, ce qui implique un compromis avec la nécessité dans cette thèse d'avoir une zone absorbante la plus petite possible afin d'avoir un composant ayant de bonnes

performances. Dans cette étude, après plusieurs essais, nous avons fixé $W=2\ \mu\text{m}$, ce qui est déjà extrêmement court pour un photodétecteur évanescent (habituellement cette longueur est de quelques dizaines de microns). Toutes nos simulations ont alors montré que cela impliquait que la couche de confinement optique située en surface de guide optique soit très fine afin d'accélérer le processus d'absorption évanescent dans le GaAs-BT. Par exemple, dans la meilleure structure obtenue, présentée Figure 86, cette épaisseur est de 54 nm. Or ceci est extrêmement problématique car nous savons par expérience qu'il est nécessaire que la couche guidante soit éloignée de la surface du guide de 0.5 à 2 μm afin d'éviter d'importantes pertes dues à la rugosité en surface du guide, et ce d'autant plus que les guides envisagés dans ce composant seront relativement longs (de l'ordre du millimètre).

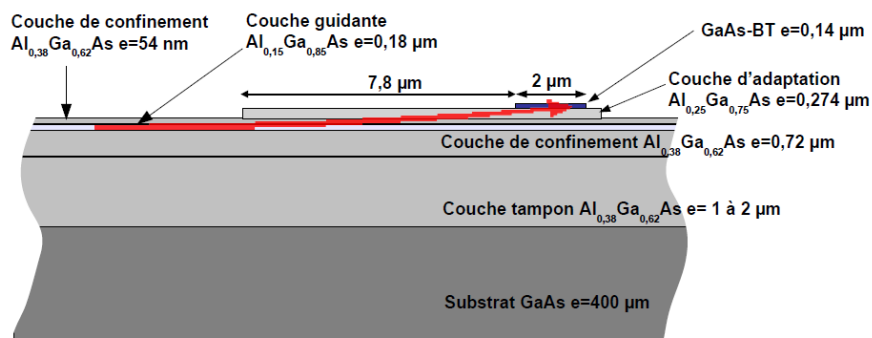


Figure 86 : Meilleure structure obtenue en BPM3D

De plus la proximité de la couche guidante et de la surface est défavorable au niveau de l'injection du faisceau optique (Figure 86). Même avec une fibre lentillée, à l'entrée du guide 30 % du faisceau serait perdu dans l'air (Figure 87). Si on ajoute les réflexions à l'entrée du guide (environ 30 %), on aboutit à plus de 50 % de pertes à l'entrée.

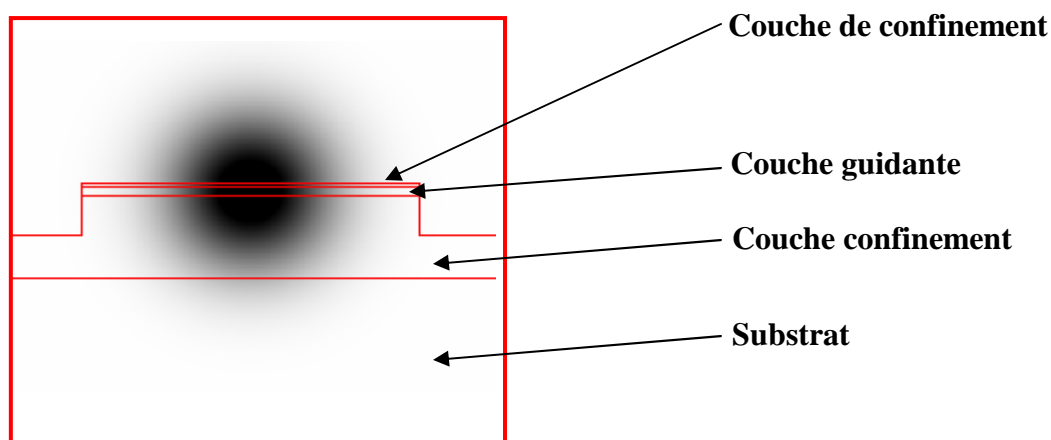


Figure 87 : Coupe montrant le faisceau optique issu d'une fibre lentillée à l'entrée du guide semi-conducteur optimisé, de largeur 4 μm . Modélisation BPM 3D

Autre problème important, ces guides semi-conducteurs sont déposés sur un substrat de GaAs, or celui-ci est à $0.8 \mu\text{m}$ de longueur d'onde tout aussi absorbant que le GaAs-BT (le coefficient d'absorption est d'environ $15\,000 \text{ cm}^{-1}$). Cette configuration est très défavorable. Afin d'isoler optiquement au maximum la couche guidante du substrat, il est donc nécessaire de séparer les deux par une couche tampon en AlGaAs suffisamment épaisse (1 à $2 \mu\text{m}$). Nous aboutissons alors à des structures épitaxiales comprenant au moins 2 à $3 \mu\text{m}$ de matériaux de type AlGaAs, matériaux ternaires dont la croissance est difficile à maîtriser sur de telles épaisseurs. Mais même avec $2 \mu\text{m}$ de couche tampon, la Figure 88 montre que les pertes par absorption dans le substrat peuvent être importantes, en particulier en mode TM : au bout d'un millimètre, il reste moins de 20 % de puissance optique dans le guide, sans compter les réflexions à l'entrée et les pertes dues à la rugosité de surface.

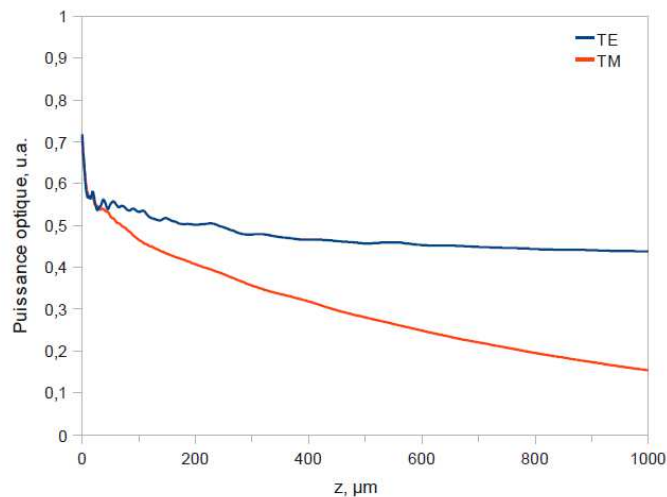


Figure 88 : évolution de la puissance optique dans le guide semi-conducteur en fonction de la distance de propagation en mode TE et TM. Couche tampon de $2 \mu\text{m}$. Calcul par BPM3D

La Figure 89 montre le champ optique au niveau de la couche absorbante. Dans cette partie, la largeur du guide n'est plus que d'un micron. Le rendement quantique interne est de 41 % en mode TE et 39 % en mode TM. Ce rendement est calculé par rapport à la puissance optique guidée à l'entrée de la couche d'adaptation optique, c'est-à-dire qu'il ne prend pas en compte l'ensemble des pertes qui auront eu lieu avant que le faisceau n'arrive à cet endroit.

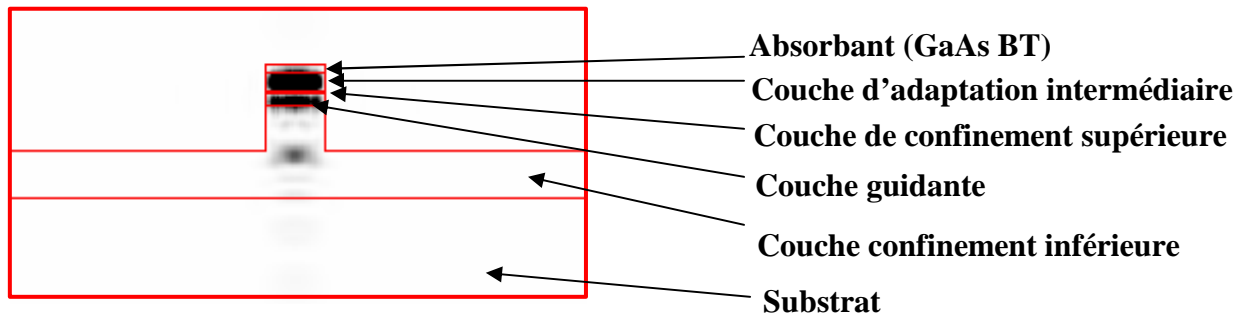


Figure 89 : coupe montrant le champ optique sous le GaAs-BT (couche supérieure). Le faisceau au centre se dirige vers le substrat et correspond donc à des pertes.

Modélisation par BPM 3D

L'ensemble de ces calculs nous amène, pour un guide de un millimètre de long, à un rendement global d'environ 12 % en TE et 5 % en TM, sans compter les pertes de rugosité que l'on ne peut estimer par modélisation.

Enfin, d'un point vu technologique, ces guides sont assez délicats à fabriquer. En effet, de part la nature du guide, il est nécessaire d'avoir une épitaxie contenant d'une part les couches utiles pour le guide optique, et d'autre part des couches d'arrêt nécessaires à sa bonne définition. Sans ces couches, le risque d'avoir des hauteurs de gravure non respectées sera pénalisant pour la structure guidante.

Cela suppose de nombreuses lithographies électroniques et gravures rien que pour la définition du guide optique. Les gravures entraînent généralement de la rugosité sur les guides, ce qui est défavorable en termes de pertes. A cela s'ajoute la définition de la zone absorbante de GaAs BT ainsi que la ligne coplanaire, multipliant les difficultés de fabrication.

4.1.2. Guides diélectriques

Les problèmes rencontrés pour concevoir des guides optiques semi-conducteurs compatibles avec l'application envisagée nous ont amenés à envisager une autre solution : des guides optiques à base de matériaux diélectriques : SiO_2 , Si_3N_4 [41-48]. On aurait donc un couplage en bout dit de « butt-coupling » (terminologie anglo-saxonne), qui correspond à un couplage direct comme présenté sur la Figure 90.

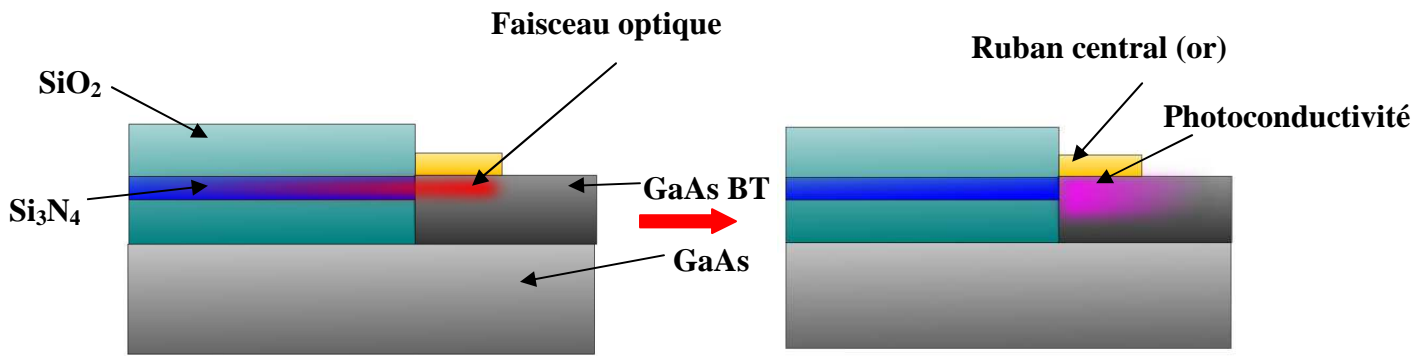


Figure 90 : vue en coupe d'un couplage direct en bout, à gauche : l'onde optique arrive en bout de guide (en rouge) et vient directement se propager dans le matériau absorbant, générant ainsi une forte conductivité (en violet) au niveau de l'interruption dans un faible volume (à droite)

Les guides diélectriques présenteraient de nombreux avantages :

- moins de pertes par réflexions à l'entrée du guide. Dans le cas du passage d'un faisceau optique de l'air dans un semi-conducteur d'indice de réfraction 3,40, 30 % du faisceau est réfléchi à l'entrée. Avec un guide diélectrique d'indice de réfraction d'environ 1,5, il n'y aurait plus que 4 à 5 % de réflexions, ce qui rendrait inutile un traitement antireflet délicat à réaliser.
- Le couplage avec le matériau absorbant GaAs-BT pourrait se faire frontalement, et non pas par évanescente. La longueur d'absorbant nécessaire pour absorber convenablement le faisceau optique serait considérablement réduite ($< 2 \mu\text{m}$), en accord avec les dimensions retenues de la largeur de la ligne hyperfréquence au niveau de l'interruption, et le rendement quantique probablement bien meilleur.
- Les guides semi-conducteurs sont constitués de couches épitaxiées. L'étude et la mise au point de ces guides nécessiteraient donc la réalisation d'un certain nombre d'épitaxies, d'où un surcoût et des délais supplémentaires. De plus l'épaisseur des épitaxies les rendrait délicates à réaliser en Epitaxie par Jets Moléculaires. L'utilisation de diélectriques permet de s'affranchir de ces contraintes, le dépôt de ces matériaux pouvant être effectué de manière beaucoup plus rapide avec des équipements beaucoup moins coûteux, sur de simples substrats.

-
- Les diélectriques peuvent être déposés sur d'autres types de matériaux, ce qui offre de nouvelles possibilités. On peut par exemple envisager de faire passer le guide optique par dessus les plans de masse hyperfréquences, ces matériaux pouvant être déposés sur or. Cela présenterait deux avantages. Premièrement, l'or empêcherait toute absorption par le substrat GaAs car il jouerait le rôle de miroir. Deuxièmement, dans le cas où le dépôt d'or serait précédé par le dépôt d'une couche d'accrochage en titane, procédé classique, il n'y aurait pas de risque d'absorption par le titane.
 - La forte différence d'indice de réfraction entre la silice et le semi-conducteur ($n=1.45$ et 3.66) peut limiter les pertes dans le substrat (réflexions importantes à l'interface).
 - La mise au point des guides optiques serait en grande partie indépendante des matériaux semi-conducteurs utilisés par ailleurs, ce qui permettrait de transposer la technologie rapidement à d'autres substrats pour d'autres applications.
 - On peut également envisager aussi des guides constitués d'un cœur de Si_3N_4 de section carrée noyé dans du SiO_2 . Les modes optiques d'un tel guide pourraient être très proches de ceux d'une fibre optique, ce qui permettrait d'améliorer sensiblement le couplage à l'entrée du composant.

Les inconvénients seraient que :

- le guide doit descendre une marche de $0.5 \mu\text{m}$ de hauteur quand il quitte le plan de masse, ce qui peut perturber la propagation du faisceau et provoquer des pertes. Une étude sera menée sur ce point.
- Le couplage frontal entre guide diélectrique et absorbant semi-conducteur entraînerait des réflexions et de la diffraction.
- La technologie des guides diélectriques étant alors en cours de développement à l'IEMN, la mise au point de la technologie demande plus de travail et ne peut pas s'appuyer sur un savoir-faire de longue date.

Ce type de guide suppose une approche technologique complètement différente, puisqu'ici les guides optiques sont fabriqués à partir de dépôts d'oxyde et de nitrure de silicium. Ils sont fabriqués en milieu de procédé technologique et non pas au début comme les guides semi-conducteurs, ce qui permet de diminuer le nombre d'étapes technologiques et de diminuer la difficulté de fabrication.

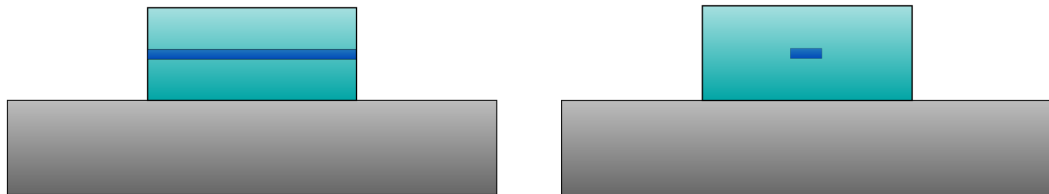


Figure 91 : Structures de types rubans et enterrées

Nous étudierons deux types de guides optiques diélectriques, d'une part les guides rubans similaires au guide semi-conducteur, et d'autre part des guides composés d'un nanofil de nitrure de silicium enrobé dans une matrice d'oxyde de silicium, Figure 91. Ces guides seront dans un premier temps modélisés afin d'optimiser les dimensions puis fabriqués pour tester leurs performances.

4.1.3. Schéma général du nanophotointerrupteur

Nous avons donc fixé par le biais de ce qui a été évoqué précédemment les deux parties du composant, à savoir la technologie du guide d'onde micro-onde, et celle du guide optique. Deux voies sont envisagées pour coupler les deux parties par le couplage en bout (ou butt-coupling). A l'inverse des guides semi-conducteurs qui nécessairement se trouvent en dessous de la couche de GaAs BT, les guides diélectriques sont fabriqués au-dessus de celle-ci. Il est donc impératif si l'on souhaite avoir la meilleure photoconductivité possible que la couche guidante du guide optique soit alignée de façon optimale dans toutes les directions avec la zone absorbante en GaAs BT. L'axe le plus contraignant est l'axe z, orthogonal à l'épitaxie. Deux possibilités sont envisageables pour aligner l'ensemble suivant cet axe : soit on fabrique un canal dans le GaAs BT, soit on surélève le conducteur central par le biais d'une gravure comme présenté sur la Figure 92.

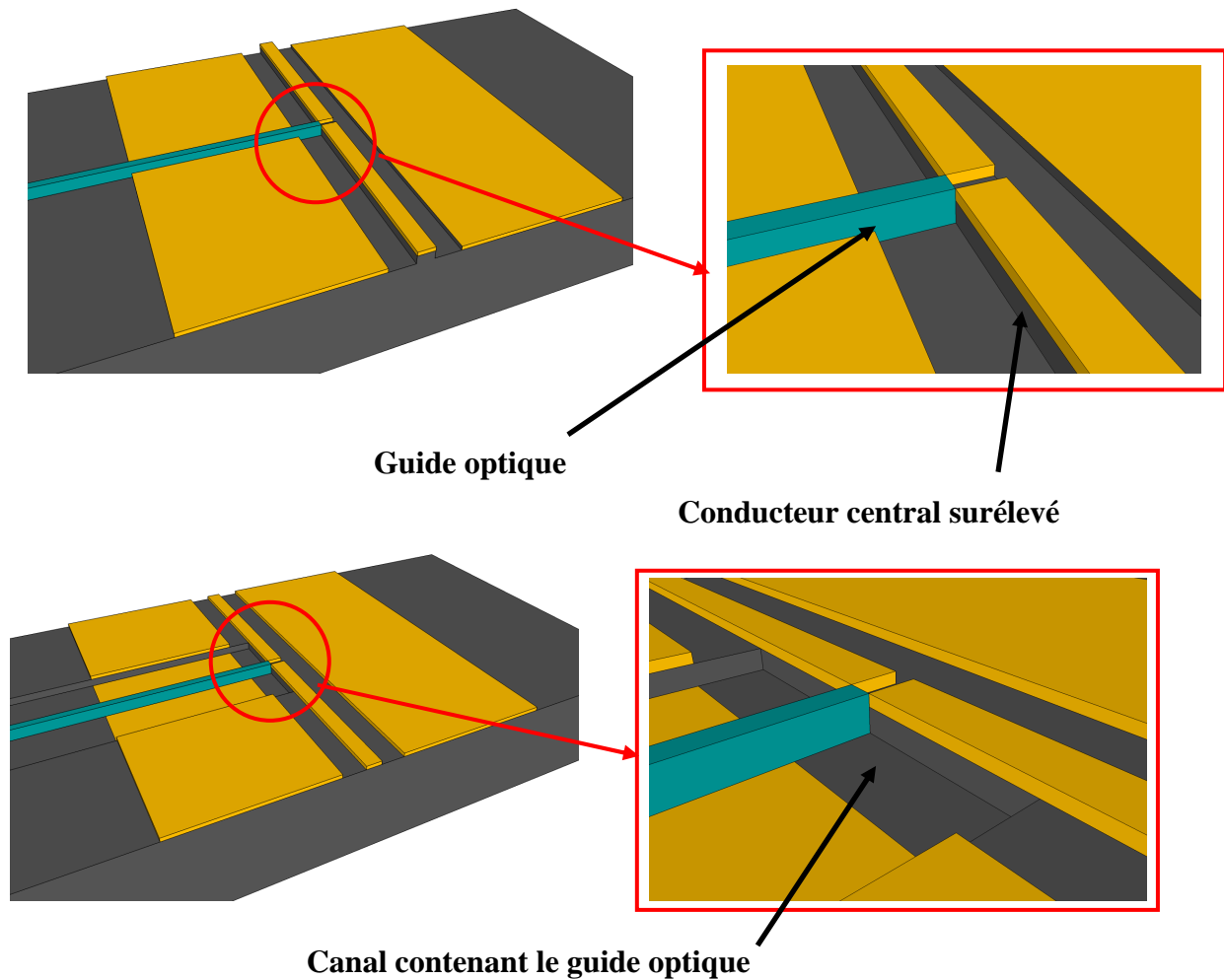


Figure 92 : Deux voies possibles pour l'éclairage en « butt-coupling ». En bas, par l'intermédiaire d'un canal, en haut, en surélevant le conducteur central

4.1.3.1. Première tentative : un conducteur central surélevé

Dans un premier temps, nous sommes partis sur la solution du conducteur central surélevé, qui d'un point de vue pratique semblait plus simple à mettre en œuvre. Mais deux problèmes se sont vite posés, d'une part au niveau de la caractérisation, et d'autre part de la fabrication. Par ailleurs, nous avons travaillé sur des substrats de GaAs semi-isolant (comme pour les lignes hyperfréquences) avant de transférer la technologie sur du GaAs basse température.

En effet, pour que l'alignement soit correct avec la couche guidante, il est nécessaire que le conducteur central soit surélevé d'environ 2 à 3 μm . Cette solution entraîne une discontinuité au niveau de la planarité de la ligne coplanaire. Celle-ci n'étant plus parfaitement coplanaire,

les têtes de mesures hyperfréquences pourraient être endommagées puisqu'elles sont conçues pour être posées sur un plan.

Le deuxième problème vient du procédé de fabrication dans le cas de cette solution. En effet, pour créer une surélévation du conducteur central, on vient graver de part et d'autre du conducteur central. Le masque utilisé est un masque de silice déposé sur la ligne d'or. Dans un premier temps, nous avons fait plusieurs essais avec juste un masque de silice représentant le conducteur central, de façon à étudier le comportement de la gravure. Ci-dessous, Figure 93, nous pouvons voir quelques résultats de gravures.

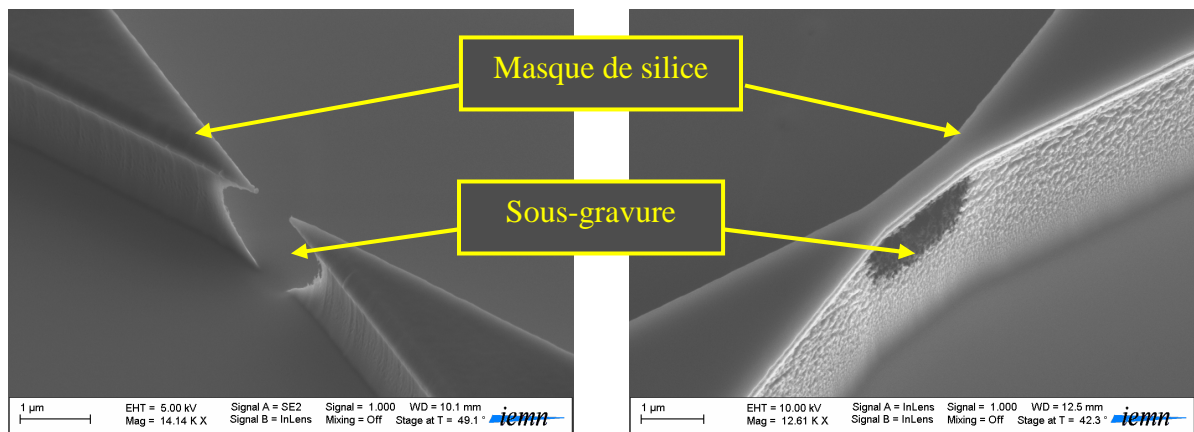


Figure 93 : A gauche, une gravure de 1.87 μm de profondeur a provoqué une interruption du conducteur central. A droite, a entraîné une forte sous-gravure sous le conducteur central

On peut observer une forte sous-gravure au niveau de l'interruption pour la photo de gauche, et des zones étroites pour celle de droite. Ces sous-gravures apparaissent à cause des effets de bords et de proximité qui engendrent un plasma beaucoup plus puissant et donc des vitesses de gravure différentes dans les zones où les motifs ont de très petites dimensions.

A noter, que les pointes de silice ne sont elles-mêmes pas correctement définies (photo de gauche) puisque ne devraient pas être pointus. Ceci est dû à ces mêmes effets de bord, qui proviennent d'une étape technologique en amont lorsque l'on a défini le motif de silice par l'intermédiaire d'une résine. On constate que des erreurs en amont d'étapes technologiques peuvent se répercuter sur les suivantes et aggraver la situation.

Pour ces deux principales raisons, nous avons décidé d'utiliser un canal qui permet de garder le conducteur central et les masses dans le même plan, et limite considérablement les effets de sous gravure.

4.1.3.2. Seconde tentative : utilisation d'un canal gravé

La fabrication du canal en lui-même est relativement simple, mais a le défaut de créer une discontinuité au niveau de la masse.

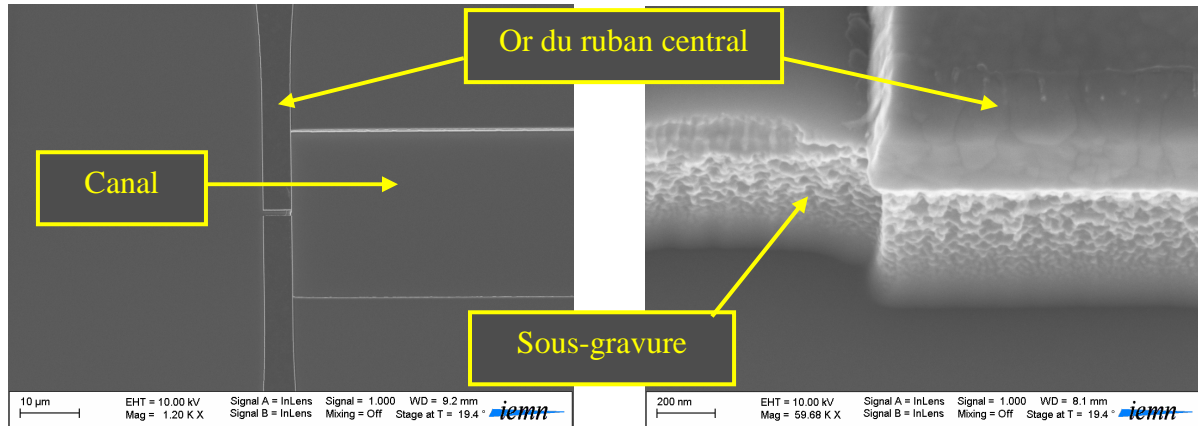


Figure 94 : Photos d'un canal gravé perpendiculaire à la ligne hyperfréquence

Sur la Figure 94, on constate que la sous-gravure du GaAs semi-isolant demeure présente mais est beaucoup moins problématique puisque l'interruption n'est que très peu affectée par cette sous-gravure. Nous verrons dans le chapitre technologie, une méthode pour diminuer cette sous-gravure.

L'inconvénient majeur est donc la rupture de la masse que l'on peut aisément corriger par l'utilisation d'une étape supplémentaire dont le but est de venir déposer de l'or par pulvérisation. En revanche, cette rupture entraîne également une discontinuité au niveau du champ électrique du signal hyperfréquence le long de la ligne coplanaire qui pourrait s'avérer problématique. Il est donc important de vérifier ce point en simulation et expérimentation.

Nous avons dans un premier temps comparé expérimentalement deux configurations de lignes coplanaires, c'est à dire dans le cas d'une ligne simple sans guide optique, et dans le cas où le guide optique est déposé dans le canal. La Figure 95 présente les paramètres S d'une ligne coplanaire de type exponentiel ($L=1\mu\text{m}$ et $d=1\mu\text{m}$) pour un resserrement de $40\mu\text{m}$.

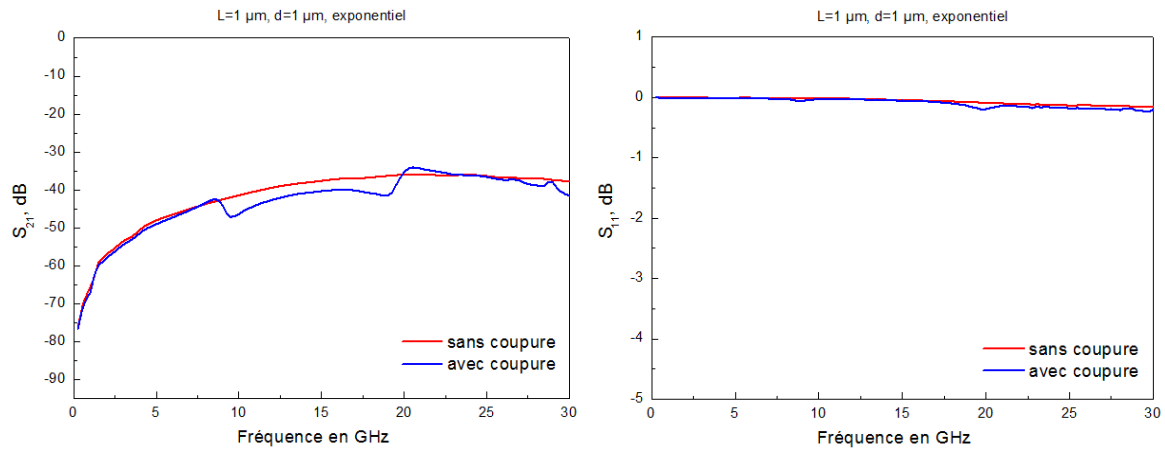


Figure 95 : Paramètres S (S_{11} et S_{21}) mesurés dans le cas des deux configurations d'une ligne coplanaire avec et sans canal

On constate une légère différence de 4 dB sur la plage de fréquence 10-20 GHz sur le S_{21} mais qui pour notre application devrait être négligeable. Pour corriger ce problème, il suffirait de créer un pont métallique entre le canal et la masse de façon à rétablir la continuité de celle-ci. Cette solution n'apporterait que très peu de différences au niveau des paramètres S mais en revanche entraînerait une étape technologique supplémentaire compliquant le procédé technologique de fabrication. Nous avons donc choisi de ne pas rajouter cette étape à la vue des résultats obtenus.

4.2. Conception des guides optiques diélectriques

Nous avons vu précédemment que notre choix de guide optique s'est arrêté sur des guides de type diélectriques composés de matériaux comme le nitrure Si_3N_4 ou l'oxyde de silicium. Dans cette partie, nous étudierons deux types de guides, les guides rubans et les guides enterrés présentés Figure 96, déposés soit directement sur le substrat GaAs, soit sur une couche d'or.

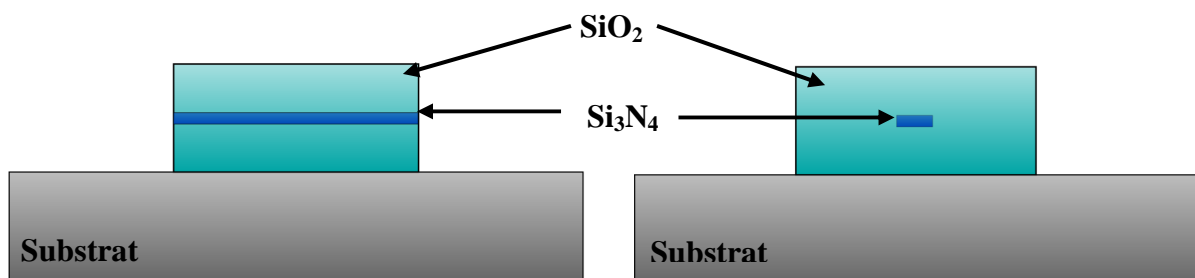


Figure 96 : à gauche, guide de type ruban. A droite, guide de type enterré

Chacun de ces guides possède ses avantages et ses inconvénients. Les guides rubans sont faciles à réaliser puisqu'ils ne nécessitent qu'une seule lithographie et qu'une seule gravure. On peut facilement et rapidement les intégrer à nos dispositifs hyperfréquences. En revanche, ce sont des guides fortement multimodes, ce qui peut accentuer les pertes de propagation.

Les guides enterrés sont plus contraignants à réaliser puisque deux lithographies électroniques sont nécessaires ainsi que deux gravures. Concernant le confinement, il ne présente que deux ou trois modes, ce qui est favorable pour minimiser les pertes.

Dans les deux cas, la conception optique se divise en deux parties, d'une part une analyse modale de la structure, et d'autre part une étude en trois dimensions par la BPM. Nous présenterons tout d'abord les guides rubans puisque ce sont ces guides qui ont été dans un premier temps envisagé, puis nous verrons que les guides enterrés présentent de nets avantages à tout point de vue.

4.2.1. Guides rubans

Ces guides sont des guides rubans gravés profondément, constitués d'une couche guidante en Si_3N_4 d'indice de réfraction $n=2$ prise en sandwich entre deux couches de SiO_2 d'indice $n=1.45$ (Figure 97). Ces guides peuvent être déposés indifféremment sur GaAs ou sur or (c'est-à-dire au-dessus des plans de masse). Les matériaux diélectriques sont déposés par PECVD, la lithographie est électronique et la gravure se fait par RIE. Le guide optique venant éclairer la zone active du composant arrive perpendiculairement à la ligne micro-onde. Ce guide devra donc traverser toute la masse avant d'arriver à la zone centrale. La topologie prévue est donc un guide droit de largeur d'environ $6 \mu\text{m}$ (qui peut éventuellement se terminer par un *taper* pour concentrer la lumière dans la zone absorbante). Nous présenterons la modélisation, la fabrication et la caractérisation des premiers essais sur ce type de guide.

4.2.1.1. Dimensions du guide

Le guide doit être compatible avec la fibre d'entrée, c'est-à-dire suffisamment large pour minimiser les pertes de couplage. Les deux paramètres importants dans ce type de guide sont donc l'épaisseur de la couche guidante et cette largeur. La figure 33 présente un schéma de ce guide.

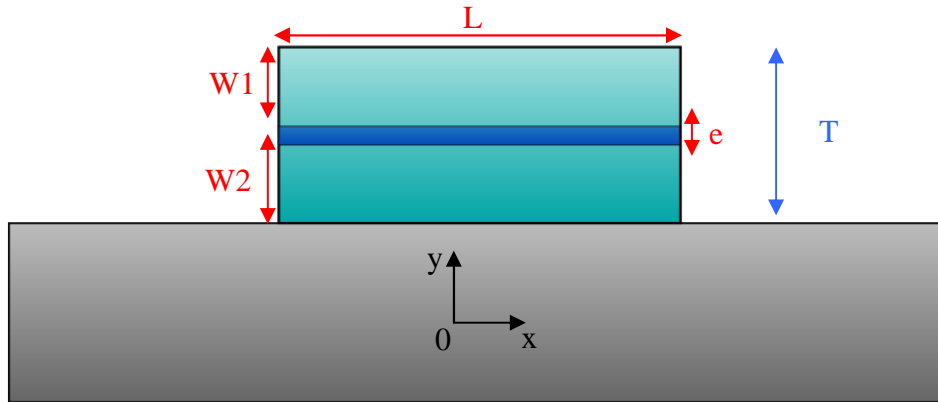


Figure 97 : Vue schématique d'un guide diélectrique de type ruban

La hauteur totale du guide optique est limitée à $2.5 \mu\text{m}$ en raison des contraintes liées à la fabrication. Le principal problème vient du temps de gravure du SiO_2 qui est relativement long, par exemple, environ 60 min pour $2.5 \mu\text{m}$. Cela suppose donc de forte épaisseur de résine pour résister au plasma d'attaque entraînant des contraintes au niveau du rapport d'aspect entre la hauteur de résine et sa largeur. Les épaisseurs $W1$ et $W2$ sont égales et vont varier en fonction de l'épaisseur et de la couche guidante afin de garder une hauteur totale de guide de $2.5 \mu\text{m}$.

4.2.1.1.1. Analyse modale de la structure type ruban

Pour ce type de guide, nous avons effectué tout d'abord une analyse modale de la structure, celle-ci peut se faire à une dimension ou deux. L'analyse à une dimension consiste à regarder le profil d'indice suivant l'axe y en $x=0$ afin de connaître le nombre de modes et leurs indices effectifs. Puis, de calculer pour chaque indice effectif le nombre de modes en TE et TM, suivant l'axe x avec $y=W2+e/2$. Le but de cette étude préliminaire est de limiter le nombre de modes afin de limiter les pertes de propagation dans notre guide.

Pour le guide présenté Figure 97, il est évident que ce type de guide est fortement multimode, le principal facteur conditionnant son nombre de modes est sa largeur. Mais l'avantage est qu'il ne nécessite qu'une étape de gravure.

Nous avons donc commencé avec les paramètres suivants, $W1=W2=1.0 \mu\text{m}$, et $e=0.5 \mu\text{m}$. Ce type de configuration nous donne une centaine de modes. Ce sont principalement des modes liés à l'interface entre l'air et le SiO_2 . Ces modes vont accentuer les pertes. Les modes du

guide se chiffrent entre 40 et 50, ce qui est bien trop important. En effet, de nombreux modes seront en contact avec la surface rugueuse, ce qui est une situation propice aux pertes.

Les deux paramètres importants pour diminuer le nombre de modes sont l'épaisseur de la couche guidante, et la largeur du guide. Le premier n'est pas prédominant puisque lorsque l'on passe d'une couche de 500 nanomètres à 200, on dénombre une vingtaine de modes pour le guide, plus ensuite les modes dus toujours à l'interface air/SiO₂. Le paramètre prédominant est donc la largeur du guide. Pour être monomode, il faudrait une largeur d'environ 0.5 μm , ce qui est incompatible avec l'injection par fibre pour ce type de guide.

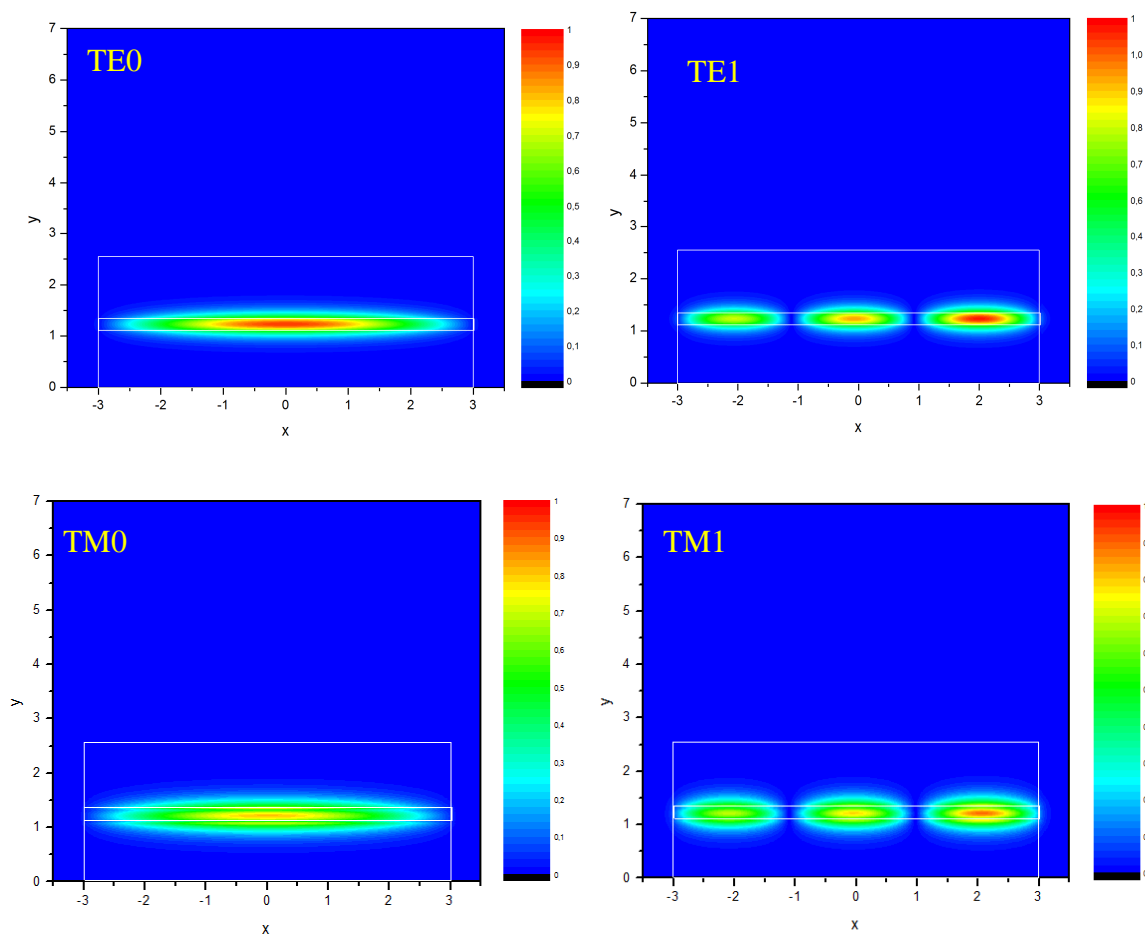


Figure 98 : Modes fondamentaux 0 et 1 pour une polarisation TE et TM provenant d'une analyse modale à deux dimensions (Les axes sont en microns)

La Figure 98 présente les premiers modes pour les polarisations TE et TM dans le cas d'une structure de type ruban, avec pour paramètres $W_1=W_2=1.15 \mu\text{m}$, $e=0.2 \mu\text{m}$, et $L=6 \mu\text{m}$.

Nous avons également étudié ce type de guide en BPM3D afin d'étudier les pertes et le comportement de l'onde optique.

4.2.1.1.2. Etude par BPM3D

Dans notre cas, l'étude en BPM3D nous a permis essentiellement d'étudier le comportement de la propagation de l'onde optique dans ce type de guide, ainsi que les pertes de propagation, et en particulier lorsque ces guides sont déposés sur de l'or.

En revanche, il est à noter que la BPM3D n'est pas réellement faite pour intégrer des couches métalliques. On pourra juste formuler des conclusions qualitatives à partir des résultats obtenus. Pour bien faire il faudrait étudier ces guides en FDTD, mais ce type de simulation demande énormément de ressources systèmes, et il n'est pas possible de simuler des guides de plusieurs centaines de microns, voire millimètres de long sur un ordinateur de bureau.

Nous nous sommes donc cantonnés à la BPM3D pour connaître le comportement au voisinage de l'or, tout en gardant un œil critique sur les résultats des simulations.

4.2.1.1.2.1. Présentation des structures simulées

Le guide simulé est le même que celui décrit en Figure 97, avec pour dimensions $W1=W2=1.15\ \mu\text{m}$, $e=0.2\ \mu\text{m}$, $L=6\ \mu\text{m}$, et selon $z=2000\ \mu\text{m}$.

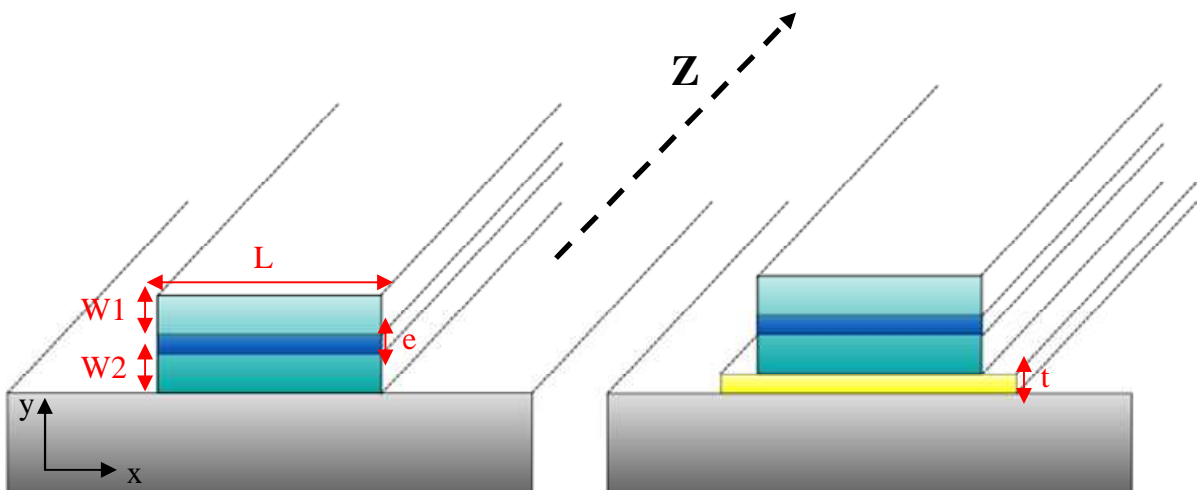


Figure 99 : Structures simulées, guide ruban déposé sur GaAs (à gauche) ou sur or (à droite)

Ce guide sera simulé à la fois déposé directement sur le substrat GaAs, et sur une couche d'or d'épaisseur t de 500 nanomètres. Cette couche représente la masse de la ligne micro-onde que le guide optique devra traverser sur une grande distance.

4.2.1.1.2.2. Résultats des simulations

Nous avons donc simulé ces deux structures en mode TE et TM pour une longueur de guide de $2000\ \mu\text{m}$ qui correspond environ à la distance que l'onde optique devra parcourir avant d'atteindre la zone active du nanophotointerrupteur. Le substrat GaAs est absorbant d'indice réel 3,64. Le diamètre du faisceau optique injecté est de 1.5 et $3\ \mu\text{m}$ ce qui correspond au diamètre de notre fibre lentillée. Les résultats sont présentés Figure 100 pour les deux modes de polarisation. A noter que dans nos simulations les pertes de couplage ne sont pas prises en compte et qu'il convient de les rajouter, de même que les pertes dues à la rugosité des guides puisque ceux-ci sont considérés comme parfaits.

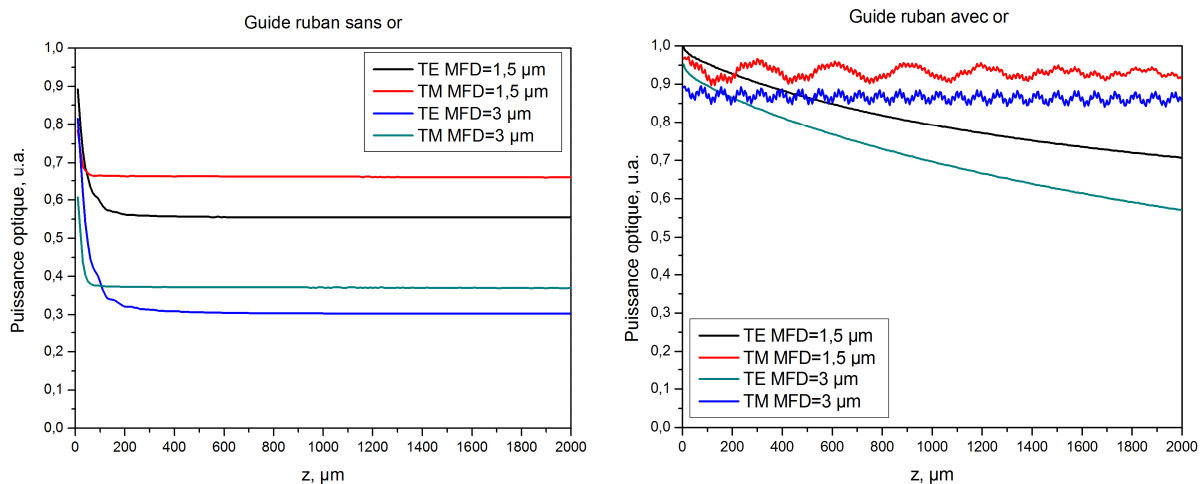


Figure 100 : Résultats de simulation d'un guide ruban simulé sans et avec une couche d'or pour les polarisations TE et TM, et deux diamètres de faisceau différents, $1.5\ \mu\text{m}$ et $3\ \mu\text{m}$

On constate l'avantage de la couche d'or par rapport au guide simulé sans cette couche. Les pertes observées sont principalement dues à l'adaptation du mode dans le guide. En s'adaptant, une partie de l'onde optique est absorbée par le substrat.

En revanche dans le cas des guides sur or, l'absorption est limitée par la couche d'or qui fait office de miroir permettant à l'onde de rester confinée dans le guide.

On constate qu'une fois que le faisceau est adapté, les pertes de propagation deviennent faibles, excepté dans le cas des guides sur or. En effet, le faisceau s'adapte difficilement du fait de la couche d'or ; on observe une oscillation de la puissance optique suivant l'axe z.

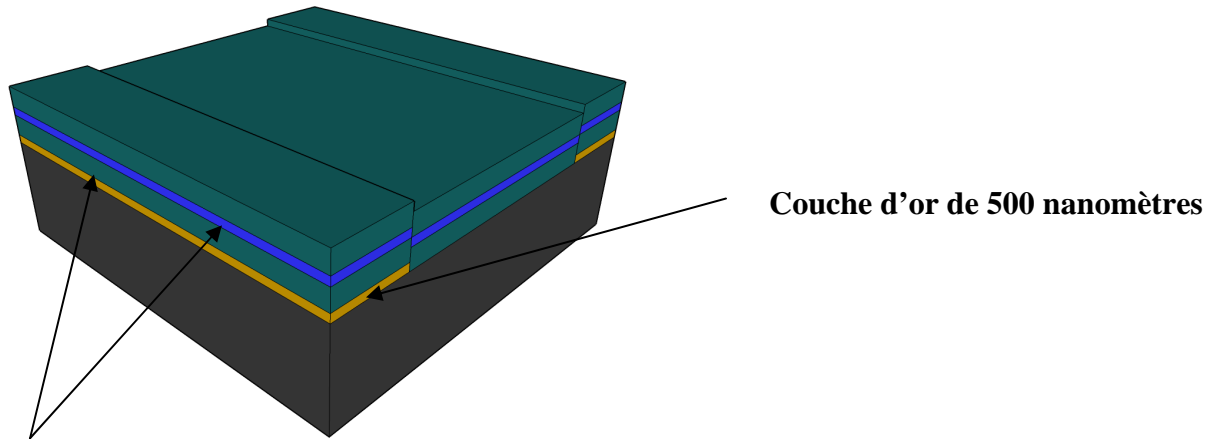
On notera également que la polarisation TM semble quasiment insensible aux pertes contrairement à la polarisation TE.

Ces guides semblent intéressants bien qu'ils soient fortement multimodes, ce qui risque d'entraîner des pertes puisque de nombreux modes seront en contact direct avec la surface rugueuse. La couche d'or atténuant les pertes, pour une première intégration ils ont l'avantage d'être facilement réalisables. Nous avons donc fabriqué et caractérisé une première série de ces guides optiques.

4.2.2. Etapes technologiques des guides et premiers essais

a) La première étape correspond au dépôt des pistes d'or sur lesquelles nous allons étudier le comportement des guides optiques ainsi qu'aux marques d'alignement dont le but est de pouvoir se repérer lorsqu'il y a plusieurs masques et donc plusieurs étapes. Le procédé utilisé correspond à celui décrit précédemment pour les lignes coplanaires, nous ne reviendrons donc pas dessus.

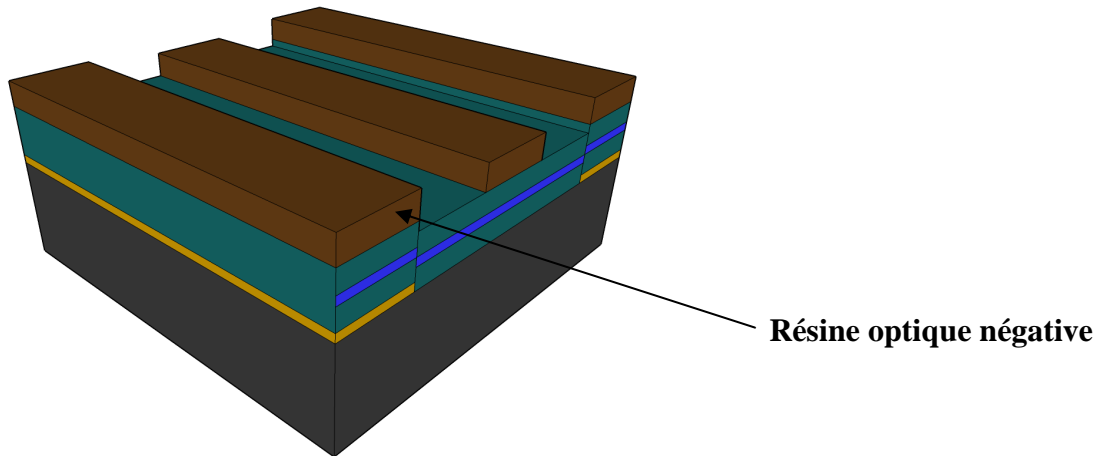
b) Dépôts par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) des couches de diélectrique, soit l'oxyde de silicium et le nitrure de silicium. Le système de PECVD mélange les gaz précurseurs dans une chambre à vide et excite le mélange avec un générateur de fréquences radio pour créer un plasma de gaz ionisés. Une différence de potentiel électrique entre le plasma et le substrat accélère les ions vers le substrat où ils réagissent pour former le film final. Les différents paramètres tel que la puissance, la pression de la chambre, les débits de gaz permettent d'ajuster le taux de croissance et certaines propriétés physique du film, comme la densité et l'indice de réfraction, ce qui dans notre cas est très important pour le confinement optique.



Couches de $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$

1. Nettoyage substrat Acétone et alcool puis déshydratation à 200°C pendant 10 minutes
2. Dépôt $\text{SiO}_2 / \text{Si}_3\text{N}_4 / \text{SiO}_2$ par PECVD
 - Température : 300°C
 - Epaisseurs : $1.0 \mu\text{m} / 0.5 \mu\text{m} / 1.0 \mu\text{m}$

c) Définition de la structure du guide optique par l'enduction d'une résine optique négative. A l'inverse des résines électroniques positives, les résines négatives ont besoin après écriture d'un recuit permettant l'inversion de l'écriture. C'est-à-dire que lors de la révélation les zones écrites vont rester contrairement aux résines positives où c'est la zone écrite qui est enlevée. La résine utilisée est une résine optique que l'on utilise en lithographie électronique. L'avantage de cette résine optique est que d'une part elle est négative, et que surtout elle permet d'obtenir des épaisseurs de l'ordre de quelques microns, contrairement aux résines électroniques négatives telles que la SAL601 où l'épaisseur maximale que l'on puisse avoir est d'un micron (au-delà l'épaisseur de la couche n'est plus homogène sur la plaque).



1. Enduction Aznlof2070 diluée

- Vitesse : 2000 rpm
- Accélération : 1000 rpm / s
- Temps : 20 secs
- Recuit : 2 min à 110°C

2. Ecriture au masqueur électronique

3. Révélation

- Inversion écriture sur plaque chauffante
 - Température : 110°C
 - Temps : 2 min
- Solution d'AZ 326
 - Temps : aléatoire suivant libération des motifs

Epaisseur : 5 µm

d) Gravure du guide par gravure plasma (appelée RIE pour Reactive Ion Etching). La technique de gravure par plasma est une gravure dite sèche à l'opposé d'une gravure chimique. La RIE est un procédé de gravure anisotrope utilisant un ou plusieurs gaz ionisés sous forme d'un plasma. Cet état de la matière est généré à l'aide d'un champ électrique oscillant entre deux électrodes. La gravure provient de la combinaison d'une attaque chimique par les espèces réactives et d'une pulvérisation physique liée au bombardement ionique. Les composantes physiques et chimiques se complètent : le bombardement améliore la partie

chimique, par exemple en favorisant l'absorption des réactifs ou la désorption des espèces. La verticalité des flancs de gravure résulte d'un compromis entre la partie physique et la partie chimique.

1. Gravure RIE du guide optique par un plasma de $\text{CHF}_3 / \text{CF}_4$ (40 sccm / 40 sccm)
 - Puissance : 180 Watts
 - Pression : 50 mT
 - Temps : 60 min
2. Nettoyage de la plaque par plasma O_2 (40 sccm)
 - Puissance : 100 Watts
 - Pression : 100 mT
 - Temps : 10 min

4.2.3. Problème rencontré

Un certain nombre de problèmes ont été rencontrés en technologie dégradant le guide optique. Le principal étant une sous-gravure apparaissant au niveau du nitrure comme montré sur la Figure 101.

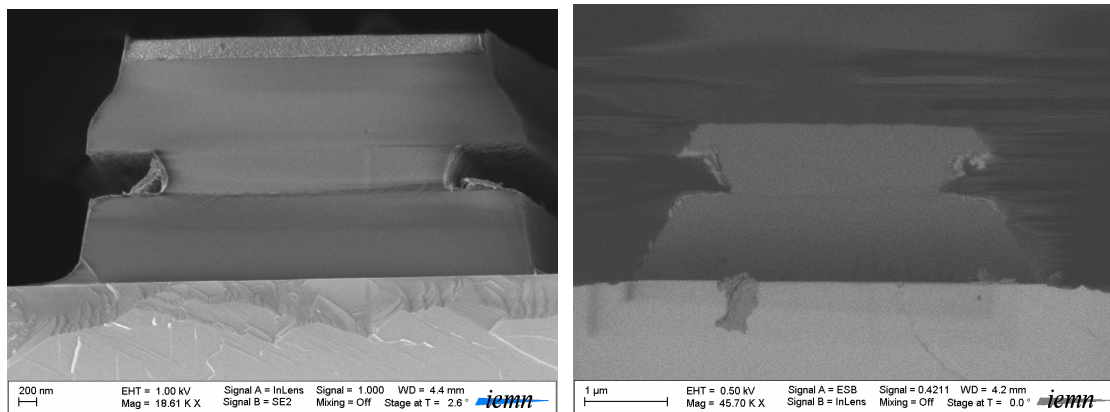


Figure 101 : Sous-gravure apparaissant dans le nitrure. A gauche pour une épaisseur de nitrure de 500 nm, à droite pour une épaisseur de 200 nm

Cette sous-gravure apparaît lorsque l'on vient graver le guide, et provient de la différence de vitesse de gravure entre le SiO_2 et le Si_3N_4 . Ce problème intervient lorsque l'on vient graver la dernière couche de SiO_2 . La couche de Si_3N_4 gravée juste avant continue d'être attaquée par le

plasma. Comme la vitesse de gravure du SiO_2 est beaucoup plus lente que celle du nitrure, le temps de graver la couche de SiO_2 , la couche de nitrure aura été fortement sous-gravée.

De nombreux essais pour tenter de limiter, voire empêcher cette sous-gravure, ont été réalisés, notamment en jouant sur les paramètres de gravure, l'épaisseur de nitrure, voire ses caractéristiques (paramètres de dépôt, recuit flash après dépôt, etc.) pour le rendre plus résistant. Aucun résultat satisfaisant n'a été obtenu.

Le problème de cette sous-gravure est qu'elle va fortement dégrader les performances du guide entraînant des pertes de propagation dues à la rugosité d'une part des flancs, et d'autre part à la très forte rugosité de la couche de nitrure.

Les premières mesures effectuées sur ce type de guide (de longueurs 2, 6 et 8 millimètres) avec une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ (puissance optique 1 mW) ont montré que les pertes fibre à fibre étaient de l'ordre de -18 dB. Des mesures ont été réalisées à $0.8 \mu\text{m}$ sur ces guides donnant des pertes, de l'ordre de -17 dB.

Sur le papier, ces guides semblaient intéressants. Leur principal avantage était que l'on pouvait rapidement les intégrer. Mise à part cette caractéristique, ce sont des guides très multimodes, donc propices aux pertes de propagation en raison de la rugosité de surface, et dont la fabrication semble plus difficile que prévue. Pour toutes ces raisons, nous avons décidé de passer à des guides de type « enterré » qui d'une part présentent l'avantage d'être quasiment monomode, et pour lesquels d'autre part, le nanofil de nitrure guidant la lumière est protégé par la matrice de SiO_2 lors de la gravure de cette dernière.

Nous allons donc nous attarder sur la conception et l'optimisation de ce type de guide dont les performances semblent prometteuses.

4.2.4. Conception des guides enterrés

Ces guides se constituent d'un fil de nitrure de dimensions submicroniques noyé dans une matrice de SiO_2 . Ce type de guide nécessite plus d'étapes technologiques que les guides rubans. Celles-ci sont détaillées dans la partie concernant les procédés technologiques. En effet, il est nécessaire de venir définir le fil de nitrure avant de complètement le noyer dans le SiO_2 , on a donc une première lithographie électronique, puis une gravure, vient ensuite la deuxième couche de SiO_2 , et pour finir on effectue une deuxième lithographie afin de venir graver le bloc complet de SiO_2 .

De part la nature de ce type de guide, une analyse modale 1D est impossible puisque le guide est défini suivant deux dimensions au niveau du nitrure. Nous commencerons donc directement avec analyse modale à deux dimensions. Nous étudierons ensuite en BPM3D les pertes de propagation et la marche d'or que le guide optique va devoir traverser.

4.2.4.1. Géométrie du guide

Comme précédemment, nous sommes limités à une hauteur de guide de $2.5 \mu\text{m}$. Cette contrainte est d'une part liée au dépôt, et d'autre part il est plus difficile de graver de grosses épaisseurs avec des résines électroniques, qui à la base ne sont pas faites pour ça. La structure du guide est présentée Figure 102 :

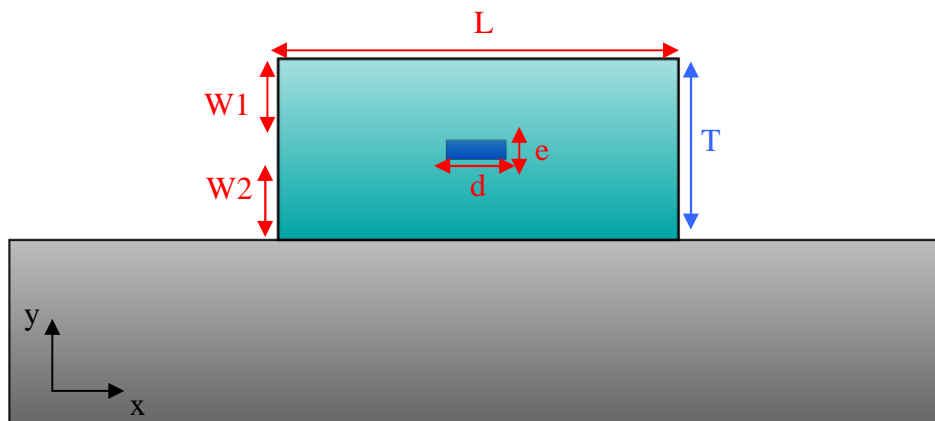


Figure 102 : Structure de guide optique enterré à base de $\text{SiO}_2 / \text{Si}_3\text{N}_4$

Les deux paramètres importants au sein de ces guides sont les dimensions d et e de la couche guidante. Ce sont elles qui vont déterminer la structure modale du guide. Les paramètres $W1$ et $W2$ seront calculés de façon à ce que $W1+W2=2.5 \mu\text{m}$. Nous allons chercher à obtenir une structure optimale réalisable en technologie.

4.2.4.2. Analyse modale à deux dimensions

Pour définir les paramètres de la structure, nous sommes partis sur la même base que les guides rubans. A savoir une couche de Si_3N_4 d'épaisseur 200 nanomètres permettant de fortement confiner le faisceau suivant l'axe y , une largeur L de $6 \mu\text{m}$ pour être compatible avec la fibre d'entrée, et une hauteur de guide de $2.5 \mu\text{m}$. Nous avons testé différentes largeurs d du fil de nitrure, l'objectif étant d'avoir un guide quasi-monomode, voire monomode. Pour pouvoir répondre à ces spécificités, nous avons abouti à une largeur d de

500 nanomètres. Au-dessus de cette valeur le guide devient multimode, en dessous il demeure monomode, mais la fabrication à ces échelles devient délicate.

La Figure 103 présente le mode principal dans le cas des polarisations TE et TM pour un guide ayant une largeur d de 500 nanomètres.

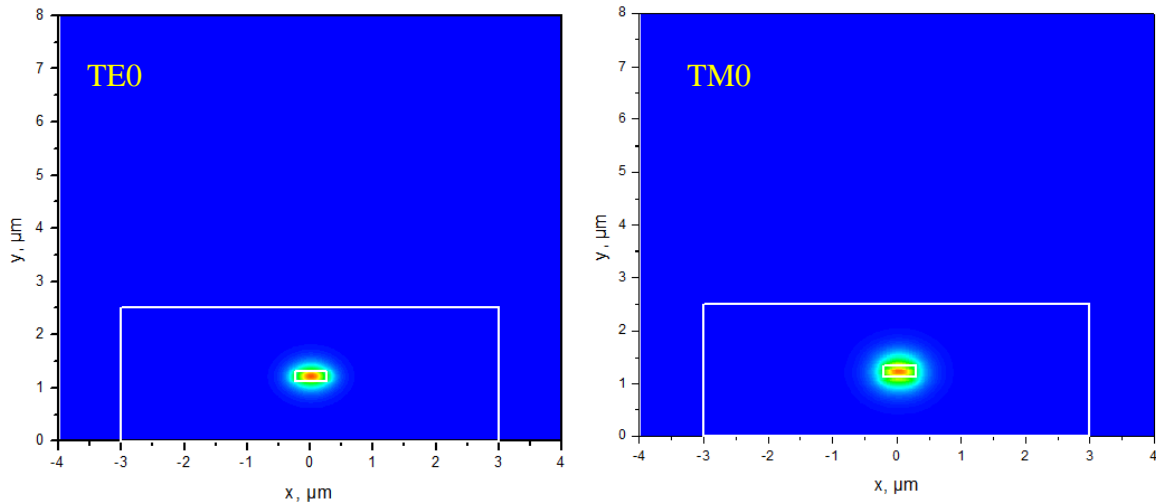


Figure 103 : Modes de polarisation TE et TM dans le cas d'un guide de type enterré à base $\text{SiO}_2 / \text{Si}_3\text{N}_4$ ($d=500 \text{ nm}$, $e=200 \text{ nm}$)

On constate que les modes TE₀ et TM₀, bien que ce dernier soit légèrement moins confiné par rapport au mode TE, sont bien concentrés dans le guide et assez loin des parois de la matrice limitant ainsi les pertes qui pourraient être provoquées par la rugosité de surface.

A noter que des modes dus à l'interface air/ SiO_2 existent. Ils sont présentés Figure 104.

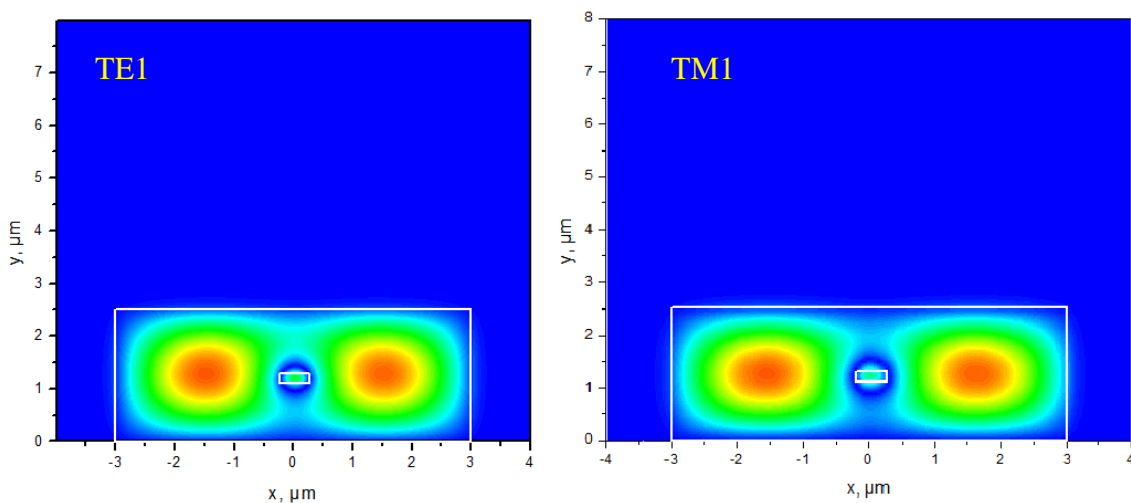


Figure 104 : Modes de la matrice de SiO_2 pour les polarisations TE et TM

Ces types de mode qui sont néfastes pour la propagation de l'onde puisque proche de la surface du guide optique seront peu excités si l'injection lumineuse est correctement centrée sur le fil de nitrure. Par ailleurs, on peut penser qu'ils seront naturellement filtrés par la rugosité des flancs durant la propagation pour ne finalement laisser que le mode souhaité.

4.2.4.3. Etude de la propagation par BPM à 3 dimensions

Nous avons étudié ce type de guide de la même façon que les guides rubans. C'est-à-dire que nous avons injecté une gaussienne avec deux MFD différents (1.5 et 3 μm) et regardé sa propagation suivant l'axe z. Les guides ont été à la fois simulés avec une couche d'or en dessous du guide, et également sans. Les résultats de l'étude sont présentés Figure 105.

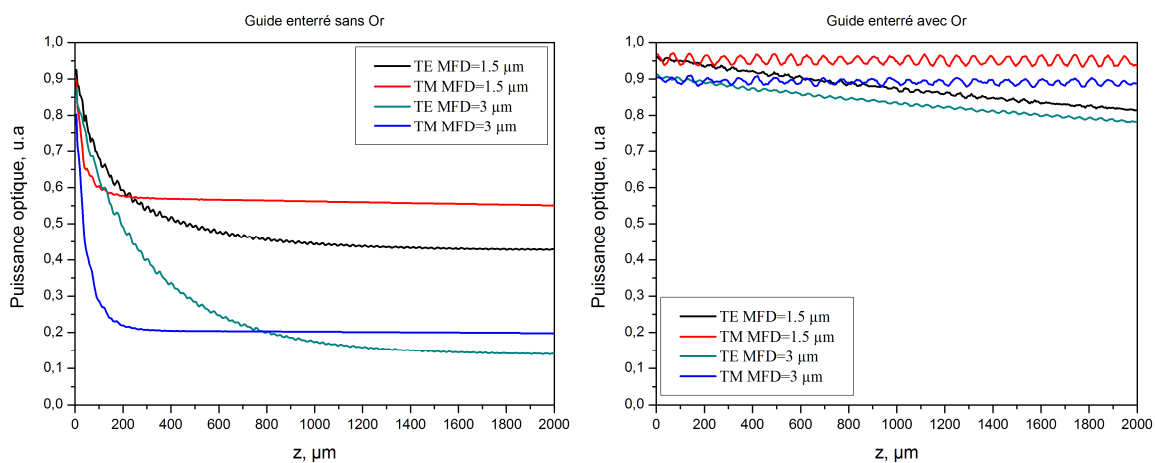


Figure 105 : Résultats de simulation d'un guide enterré simulé sans et avec une couche d'or pour, les polarisations TE et TM, et deux diamètres de faisceau différents, 1.5 μm et 3 μm

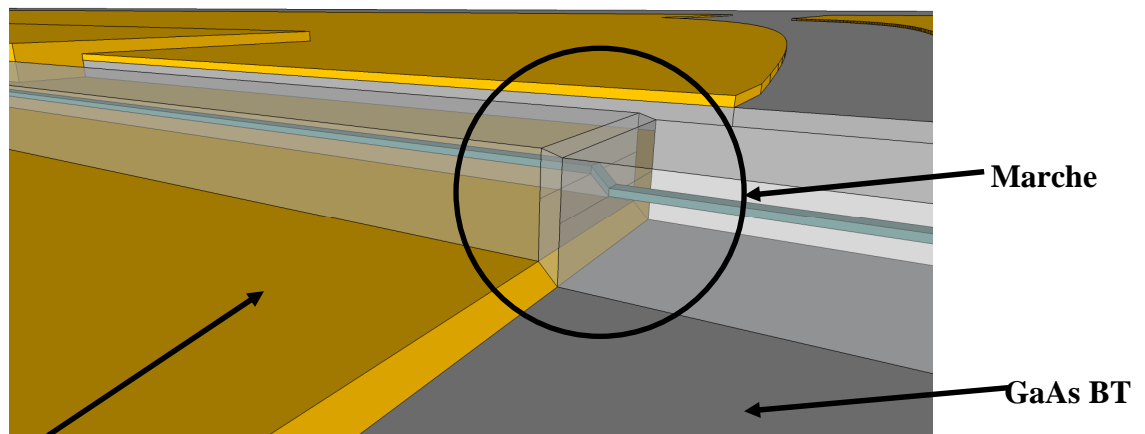
Ils sont similaires aux guides rubans que l'on a étudiés précédemment. Dans ce cas-ci, la couche d'or apporte également un net avantage pour les pertes. Ces dernières sont alors principalement dues à l'adaptation du mode, comme pour les guides rubans. La couche d'or faisant toujours office de miroir confine l'onde optique dans le guide. La polarisation TM semble toujours la mieux adaptée puisqu'elle présente moins de pertes au bout de 2 mm de guide (5% dans le cas d'une MFD à 1.5 μm et d'un guide déposé sur une couche d'or) que la polarisation TE.

Ces guides diélectriques enterrés conservent donc les avantages que l'on avait avec les guides rubans, mais contrairement à ces derniers sont monomodes. Cette caractéristique permet de

réduire les pertes puisqu'en étant monomode on reste à l'écart de la rugosité de surface. Pour finir, il ne devrait pas y avoir de sous-gravure du Si_3N_4 comme vu précédemment pour les guides rubans puisque dans les guides enterrés, le nanofil de nitrure est protégé par le SiO_2 .

4.2.5. Etude de la marche optique et du couplage en direct

La conception générale du dispositif impose que le guide optique traverse au sein d'un canal toute la masse de la ligne coplanaire pour arriver perpendiculairement à l'interruption. Cela induit une discontinuité au niveau du guide optique dont la hauteur dépend de l'épaisseur de métal déposée, et peut éventuellement entraîner une perturbation pouvant ajouter des pertes supplémentaires (Figure 106).



Masse de la ligne coplanaire

Figure 106 : Schéma présentant la marche du guide optique en sortie du plan de masse

Dans cette étude, nous nous intéresserons à l'ensemble de la partie active du nanophotointerrupteur, c'est-à-dire la marche mais également le couplage avec l'interruption puisque ce dernier va dépendre fortement des pertes liées à la marche.

4.2.5.1. Schéma de l'étude

Afin d'étudier le comportement de l'onde optique dans l'ensemble de la zone, nous avons regardé la propagation de l'onde optique ainsi que l'évolution de la puissance optique jusqu'à l'interruption comme présenté Figure 107.

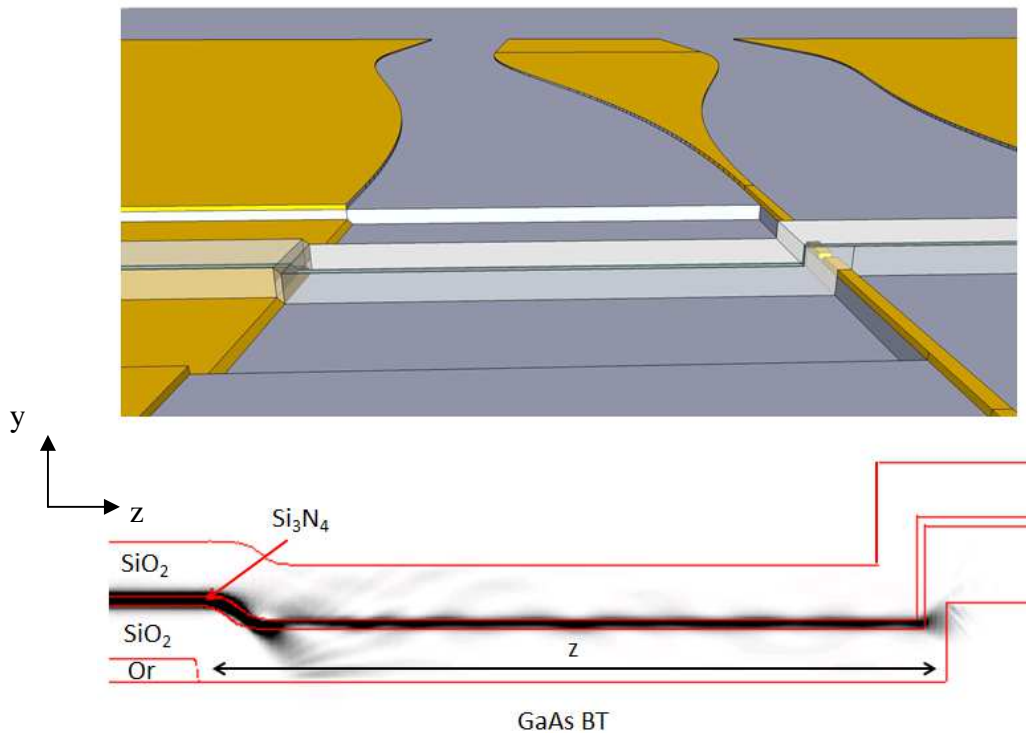


Figure 107 : Exemple de modélisation de la marche optique. Dans ce cas, on a injecté un mode propre du guide, avec un resserrement des masses $z=20\ \mu\text{m}$

Nous avons étudié deux types d'injection : d'abord le mode propre de notre guide, et ensuite un faisceau qui se serait propagé dans notre guide optique sur or après $2000\ \mu\text{m}$. Ce dernier cas permet d'être plus proche du comportement réel de l'onde optique dans notre guide, tandis que le mode propre rendra plutôt compte de l'impact de la marche.

4.2.5.1.1. Résultats de modélisation

Sur la modélisation de la Figure 107, on voit que le passage du faisceau optique directement au-dessus du GaAs, entraîne une absorption dans ce dernier. Ce phénomène est accentué par la perturbation du faisceau au niveau de la marche.

A noter que pour les modélisations, nous ne présenterons que la polarisation TE ; dans le cas de la polarisation TM nous avons rencontré des problèmes de calcul numérique liés à la stabilité des algorithmes en TM (entraînant une divergence dans le calcul de la puissance).

Les résultats sont présentés Figure 108 pour chaque distance de resserrement entre la masse et le ruban central de la ligne coplanaire.

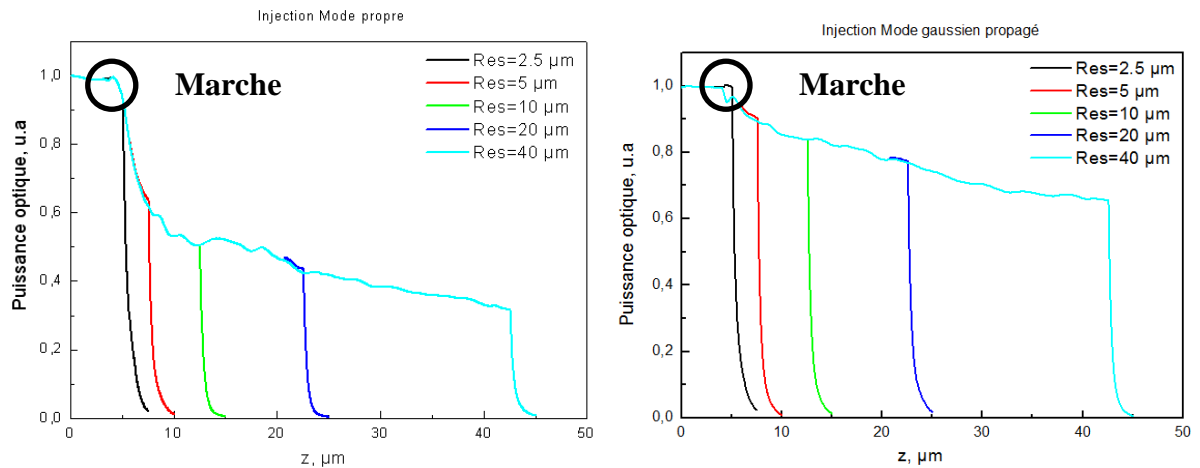


Figure 108 : Résultats de modélisation en TE suivant les deux types d'injection et pour différents resserrements de masse

Premier constat, suivant l'injection d'un mode propre ou d'un mode gaussien propagé, l'impact de la marche sur le comportement du faisceau optique n'est pas le même. Le mode propre est beaucoup plus affecté par la marche que le mode gaussien propagé. La Figure 109 présente le profil des modes injectés. Tandis que la Figure 110 présente les faisceaux optiques après le passage de la marche.

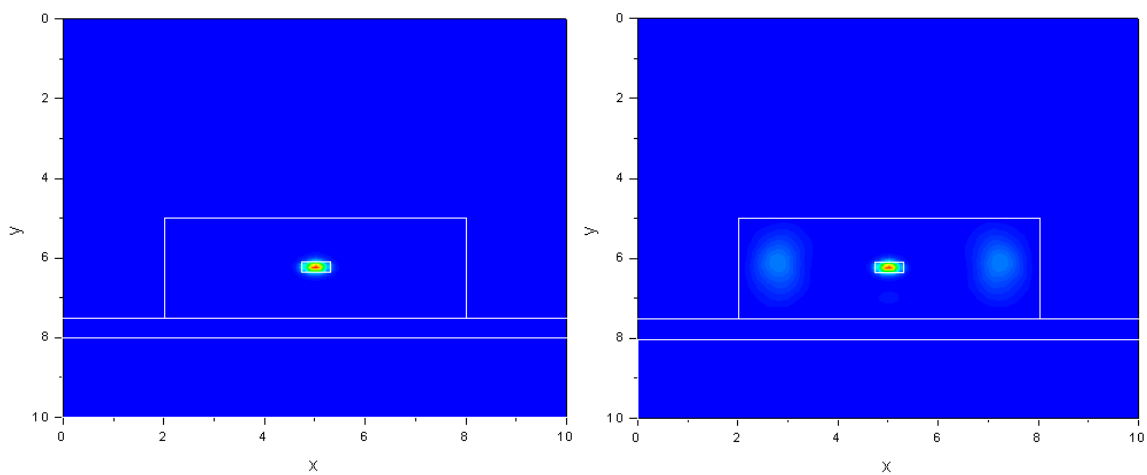


Figure 109 : Profil des champs optiques avant la marche, à gauche le mode propre, à droite le faisceau gaussien propagé (les axes sont gradués en microns)

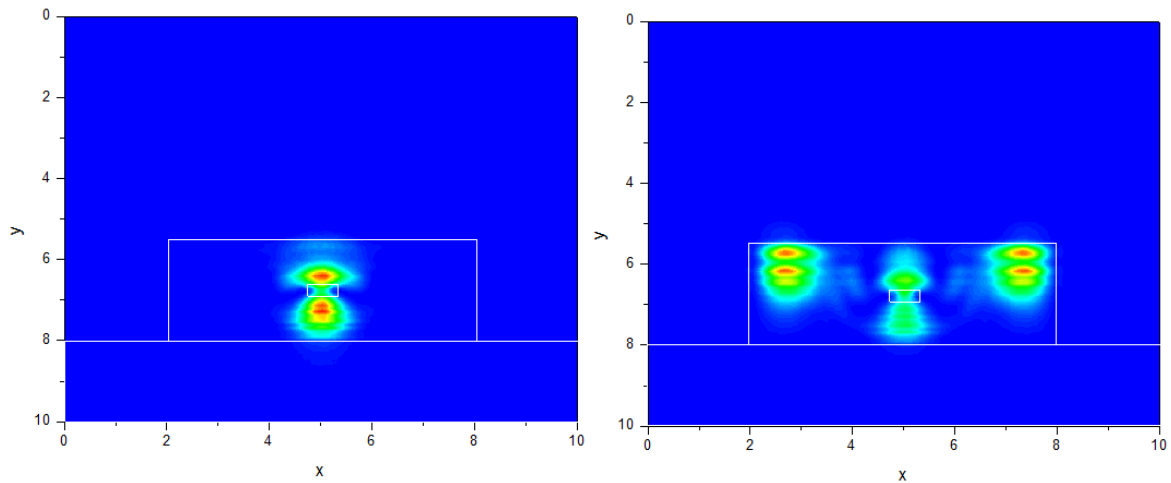


Figure 110 : Faisceaux optiques après la marche d'or, à gauche avec injection d'un mode propre, à droite d'un mode gaussien propagé

Sur la Figure 109, on constate que dans le cas du mode gaussien propagé, l'énergie est répartie sur différents lobes contrairement au mode propre où l'énergie lumineuse est bien concentrée dans le nanofil. Lorsque l'on regarde maintenant ces mêmes profils après la marche (Figure 110), on remarque que la perturbation ne se fait pas de la même manière. Le mode propre est beaucoup plus affecté puisqu'à la base on avait un lobe unique avec la totalité de l'énergie optique. Après la marche, deux lobes se sont formés et l'un se dirige vers le GaAs absorbant, ce qui explique les courbes obtenues Figure 108. Cette forte perturbation entraîne une absorption rapide par le GaAs.

Dans le cas de l'injection d'un mode gaussien propagé, l'énergie contenue dans les deux lobes latéraux ne part pas dans le GaAs. En revanche, l'énergie optique semble encore moins concentrée dans le cœur du guide ce qui pourrait amener à se poser des questions sur la participation de l'ensemble des lobes sur la conductivité au niveau de l'interruption.

Maintenant, lorsque l'on regarde au cas par cas la Figure 108, on remarque bien après la marche des pertes principalement dues à l'absorption de l'onde optique dans le GaAs qui s'accroît avec la distance entre masse et conducteur central. En effet, plus cette distance augmente et plus le faisceau est absorbé par le GaAs en l'absence de couche d'or. Ces pertes sont par ailleurs accentuées par la perturbation que provoque la marche sur le faisceau comme on peut le voir Figure 107, et Figure 110.

La solution, pour limiter ces pertes consiste donc bien à rapprocher les masses, ce qui est en adéquation avec le resserrement pour les lignes coplanaires qui nous permet d'augmenter l'isolation micro-onde. En revanche, le resserrement ne doit pas entraîner un court-circuit lorsque l'on viendra éclairer par le biais du guide optique, comme on a pu le montrer dans le chapitre précédent lors d'un éclairage par le dessus avec une fibre lentillée.

Notons enfin que le mode propre rendra plutôt compte de l'impact réel de la marche sur le faisceau optique, à l'inverse le mode gaussien propagé, qui se rapproche plus de la situation réelle de notre composant rendra compte des pertes réelles que l'on obtiendra mais également du profil de faisceau au niveau de l'interruption.

4.3. Etapes technologiques des guides optiques

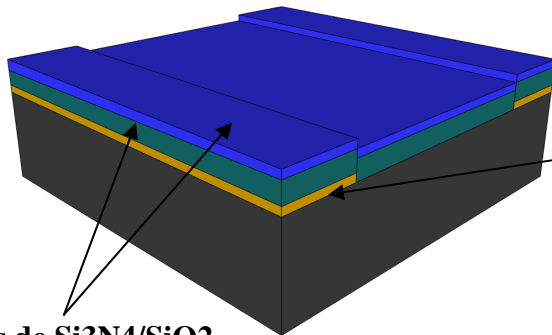
4.3.1. Etapes technologiques des guides optiques

Le nombre d'étapes dans la fabrication des guides optiques va dépendre essentiellement de la nature et de la configuration de ces guides. Les deux types de guides ont été fabriqués, mais nous ne détaillerons que les guides enterrés qui nécessitent beaucoup plus d'étapes technologiques. La fabrication des guides rubans est quasiment similaire, le dépôt des couches se fait en une fois, et il n'y a donc qu'une seule étape de lithographie électronique et de gravure. Par ailleurs, en vue d'une intégration par la suite, les guides sont fabriqués à la fois sur une piste d'or similaire à la masse des lignes hyperfréquences et directement sur le GaAs. Le but est de caractériser ces guides avec et sans couche d'or afin de comprendre le comportement de l'onde optique. Le processus technologique se décompose donc en cinq étapes dont trois concernent des écritures électroniques pour un nanophotointerrupteur complet.

Le procédé technologique des guides enterrés est similaire à celui utilisé pour la fabrication des guides rubans mis à part une étape en plus. Nous ne redétaillerons donc pas toutes les étapes de fabrication. Pour la fabrication des guides optiques seuls, la couche d'or utilisée se soustrait à la masse hyperfréquence de la ligne coplanaire afin de comprendre le comportement du faisceau optique sur de l'or. Suivant la disponibilité des outils technologiques, le temps pour la fabrication de ce type de guide est d'environ deux semaines (voire trois).

a) Comme pour les guides rubans la première étape correspond au dépôt des pistes ainsi qu'au dépôt des marques d'alignement.

b) Dépôts par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) des deux premières couches de diélectrique : l'oxyde de silicium et le nitrure de silicium.



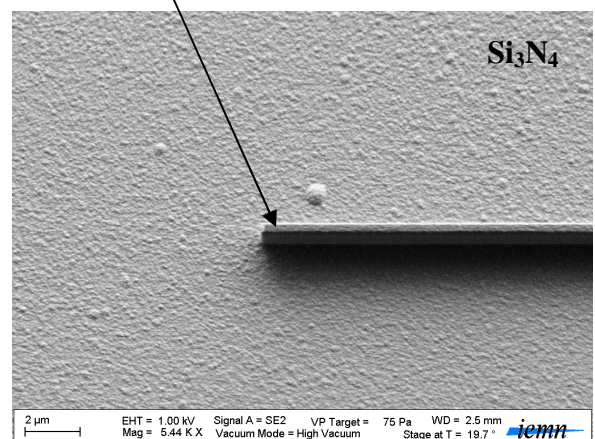
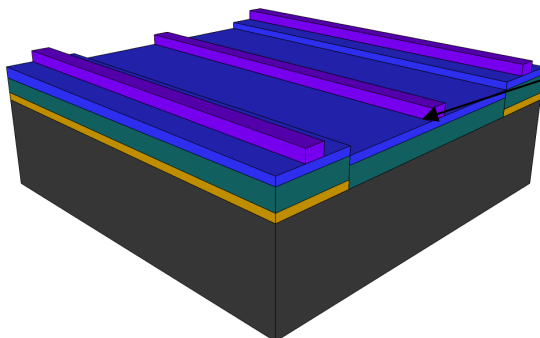
Couche d'or de 500 nanomètres qui correspondra par la suite aux masses hyperfréquences

Couches de $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$

1. Nettoyage substrat acétone et alcool puis déshydratation à 200°C pendant 10 minutes
2. Dépôt $\text{SiO}_2 / \text{Si}_3\text{N}_4$ par PECVD
 - Température : 300°C
 - Epaisseurs : $1.0 \mu\text{m} / 0.2 \mu\text{m}$

c) Définition du nanofil de nitrure servant de guide optique par l'enduction d'une résine électronique négative de grande résolution, au moins jusqu'à des dimensions de 500 nanomètres.

SAL 601 après recuit d'inversion et révélation



1. Enduction SAL 601

- Vitesse : 2000 rpm
- Accélération : 1000 rpm / s
- Temps : 15 secs
- Recuit : 3 min à 105°C



Epaisseur : 200 nm

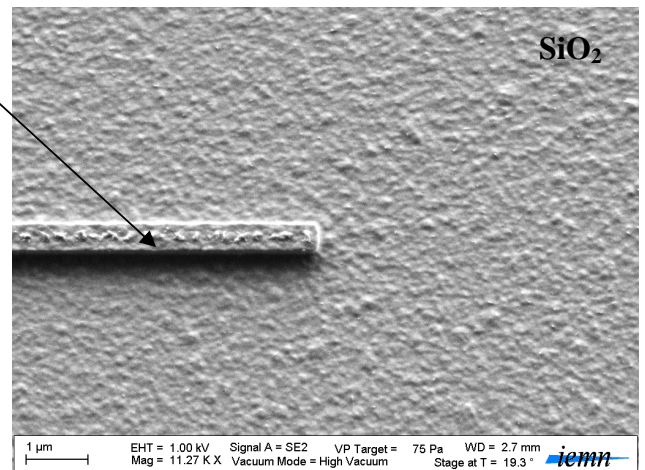
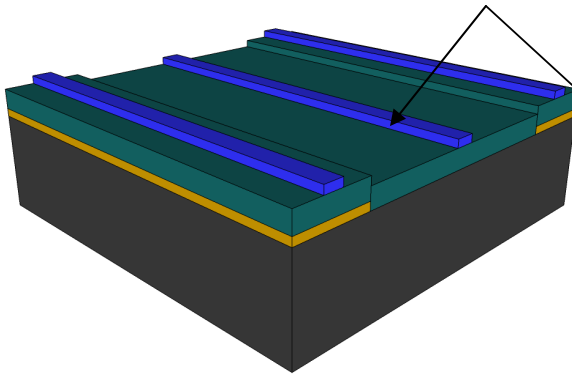
2. Ecriture au masqueur électronique

3. Révélation

- Inversion écriture sur plaque chauffante
 - Température : 115°C
 - Temps : 3 min
- Solution de MF 322 : 2 bains de 5 minutes

d) Gravure du nitrure de silicium par gravure plasma (appelée RIE pour Reactive Ion Etching).

**Nanofil de nitrure gravé, dimensions
500x200 nanomètres**



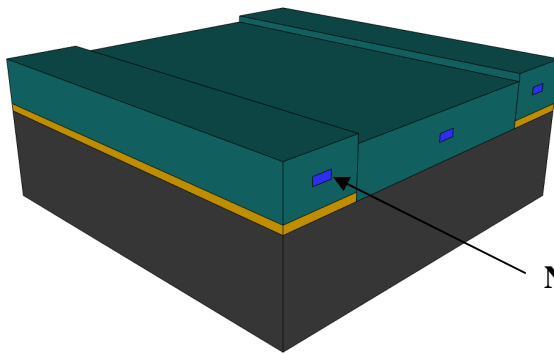
1. Gravure RIE des nanofils de nitrure par un plasma de CHF_3 / CF_4 (40 sccm / 40 sccm)

- Puissance : 180 Watts
- Pression : 50 mT
- Temps : 2 min

2. Nettoyage de la plaque par plasma O_2 (40 sccm)

- Puissance : 100 Watts
- Pression : 100 mT
- Temps : 10 min

e) Dépôt de la deuxième couche d'oxyde de silicium par PECVD permettant l'enrobage total du fil de nitrure de silicium. Cette couche a plusieurs vocations, notamment de participer au confinement optique, mais également de protéger le nitrure lors de la gravure de l'ensemble.



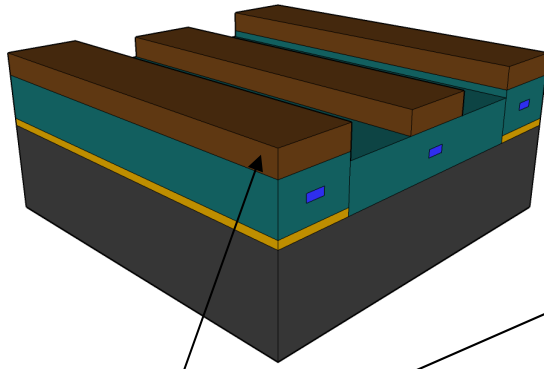
Nanofil de nitrure noyé dans une matrice de SiO_2

1. Nettoyage substrat Acétone et alcool puis déshydratation à 200°C pendant 10 minutes

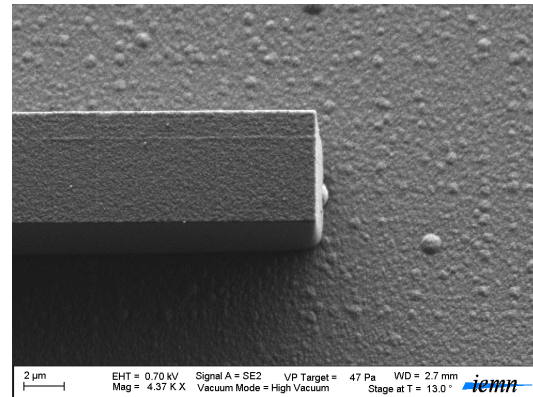
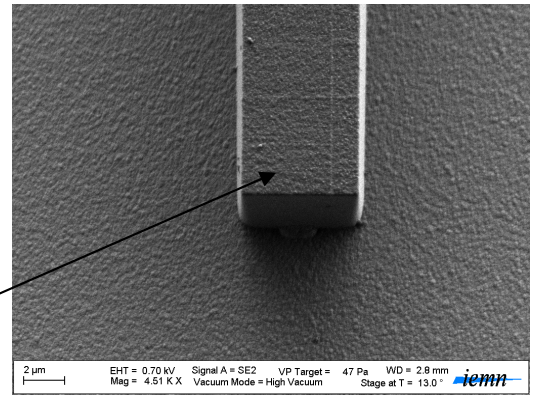
2. Dépôt SiO_2 par PECVD

- Température : 300°C
- Epaisseur : $1.0 \mu\text{m}$

f) Dépôt de la résine optique négative, la même que celle utilisée pour les guides rubans, permettant de définir la matrice des fils de nitrure.



Résine optique négative



1. Enduction Aznlof2070 dilué

- Vitesse : 2000 rpm
- Accélération : 1000 rpm / s
- Temps : 20 secs
- Recuit : 2 min à 110°C

2. Ecriture au masqueur électronique

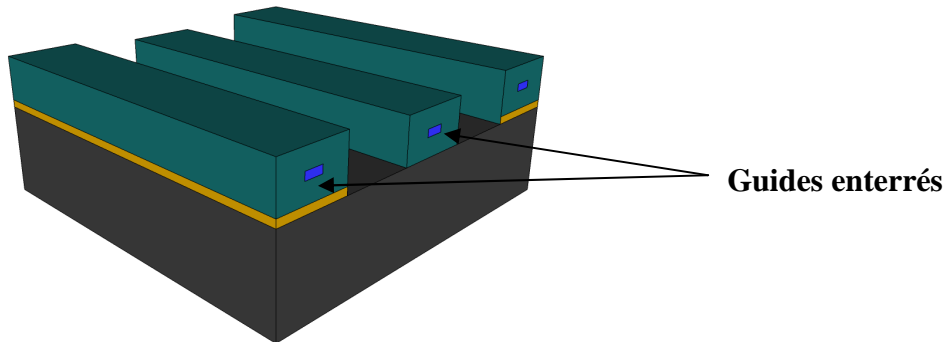
3. Révélation

- Inversion écriture sur plaque chauffante
 - Température : 110°C
 - Temps : 2 min
- Solution d'AZ 326
 - Temps : aléatoire suivant libération des motifs

}

Epaisseur : 5 μm

g) Gravure de la matrice de SiO₂ par RIE permettant de terminer la définition du guide optique ainsi que dans le cas de la fabrication du dispositif complet de libérer les plots d'accès du guide d'onde coplanaire.



1. Gravure RIE du guide optique par un plasma de CHF₃ / CF₄ (40 sccm / 40 sccm)
 - Puissance : 180 Watts
 - Pression : 50 mT
 - Temps : 60 min
2. Nettoyage de la plaque par plasma O₂ (40 sccm)
 - Puissance : 100 Watts
 - Pression : 100 mT
 - Temps : 10 min

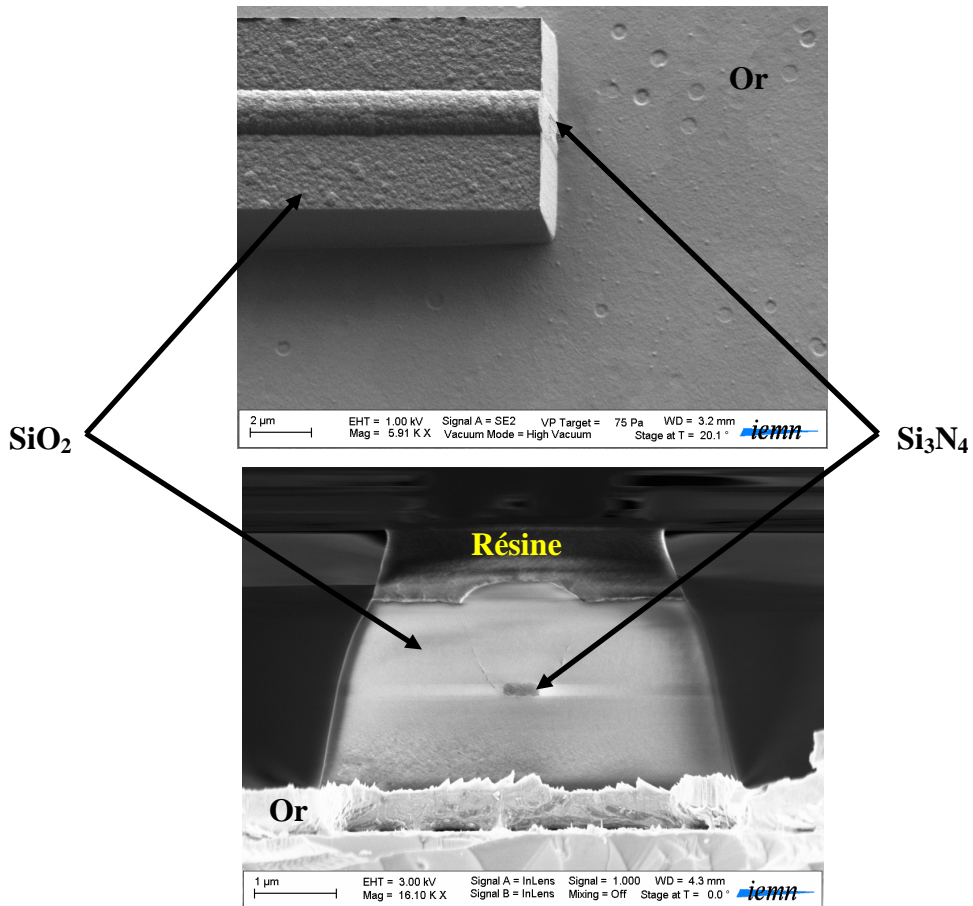


Figure 111 : Photographies MEB de guides optiques dans une vue de dessus (haut), et dans une vue en tranche (bas)

4.4. Caractérisation des guides optiques

4.4.1. Présentation du banc de mesure

Le banc complet de caractérisation est décrit Figure 112. On dissocie la partie servant pour les manipulations en champ proche et les mesures fibre à fibre. Dans le cas des mesures en champ proche, on utilise à l'entrée des guides un système d'injection du faisceau lumineux fourni par une source laser (Crystalaser 0.8 μm). La liaison optique entre le laser et l'échantillon est effectuée par une fibre lentillée de diamètre de mode 1.5, 2.5 ou 3 μm . En sortie, on place un objectif à fort grossissement dans l'axe de la caméra et de l'échantillon. La caméra est reliée à un système d'acquisition informatique permettant la visualisation du spot lumineux en sortie de guide.

Pour effectuer les mesures fibre à fibre, on place en sortie d'échantillon une liaison par fibre clivée multimode de diamètre de cœur de 50 μm de façon à récupérer la totalité du faisceau. Un microscope optique est mis en place afin de contrôler l'alignement entre les fibres et le composant.

L'ensemble du matériel de caractérisation est posé sur une table munie d'un coussin d'air qui amortit et absorbe les chocs occasionnés lors des manipulations, limitant ainsi les vibrations.

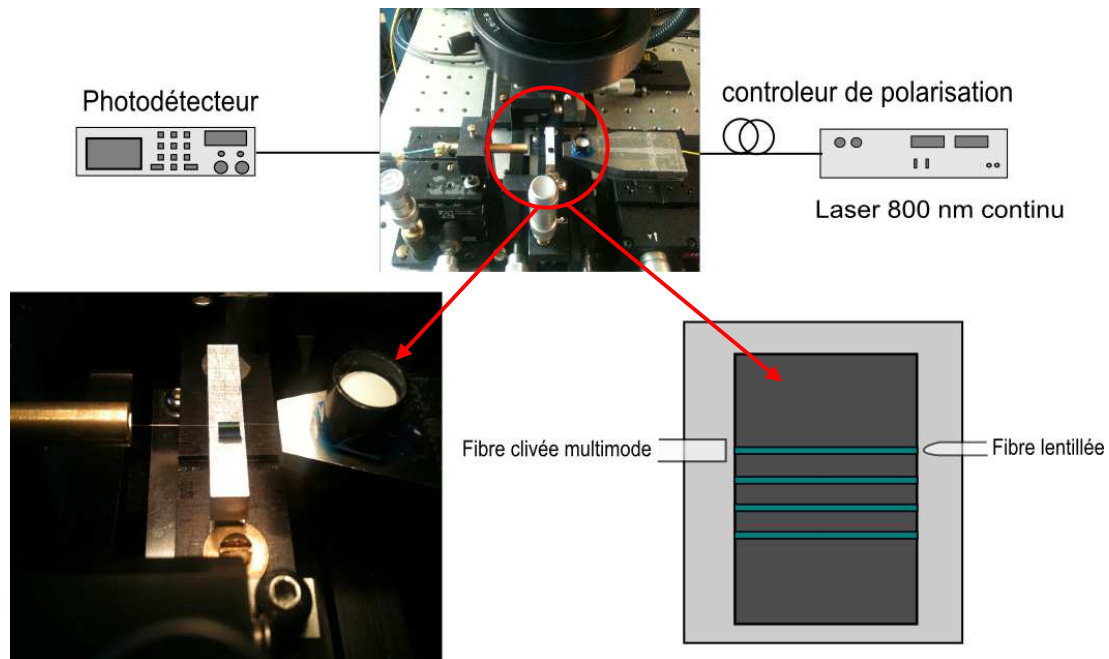


Figure 112 : Banc de mesure optique

4.4.2. Méthode d'alignement

Avant toute caractérisation, il convient de s'assurer de la planarité du support de déplacement piézo-électrique supportant l'échantillon. Pour les mesures en champ proche, on place la fibre juste au dessus de l'échantillon en la rapprochant soigneusement de l'objectif afin de focaliser le spot. Les guides optiques et la fibre doivent être parallèles. On règle la position de l'objectif pour améliorer la netteté de l'image du spot optique représentant les faisceaux guidés. Cette opération permet d'intégrer l'axe optique dans un plan horizontal. Une fois cette opération effectuée, on déplace la fibre d'entrée, à l'aide de son micro-déplacement, jusqu'au niveau de la face d'entrée de l'échantillon. On déplace verticalement vers le bas la fibre d'entrée jusqu'à apparition du spot optique en sortie du guide choisi. A ce stade du réglage, on a aligné la

couche guidante de nos structures, la fibre d'entrée et l'axe de l'objectif (suivant l'axe de propagation des faisceaux lumineux). Une amélioration de l'alignement peut-être obtenue par un réglage précis des piézo-électriques suivant les axes de translations à 100 nm près. Pour les mesures fibre à fibre, on remplace l'objectif par le micro-déplacement associé à la fibre de sortie. On fait d'abord un alignement manuel afin de faire coïncider l'axe de la fibre de sortie et l'axe de la couche active de l'échantillon. L'alignement devient correct lorsque l'on commence à détecter la puissance du signal de sortie. Un réglage précis par les piézo-électriques améliore le couplage des modes entre les fibres et les faces clivées. A noter que les désalignements axiaux et angulaires dégradent fortement le couplage. La distance entre la fibre d'entrée et le guide est optimale quand le faisceau lumineux de la fibre lentillée est focalisé sur le cœur du guide en entrée.

4.4.3. Méthode de mesure

Il existe différentes méthodes permettant d'aboutir aux pertes de propagation de guides optiques possédant chacune ses avantages et inconvénients [49]. Les plus répandues sont la méthode Pérot-Fabry [50; 51] et le relevé des pertes d'insertion, c'est-à-dire englobant les pertes de propagation et les pertes de couplage, en fonction de la longueur du guide. Nous utiliserons cette dernière méthode afin de déterminer les pertes de propagation et de couplage de nos guides, puisque ne disposant pas d'une source optique à longueur d'onde variable pour effectuer la méthode Pérot-Fabry autour de la longueur d'onde 0.8 μm .

Les pertes d'insertion varient en fait linéairement avec la longueur du guide. Le coefficient directeur de cette droite est assimilable aux pertes de propagation et son ordonnée à l'origine aux pertes de couplage.

Le principal problème de cette méthode de caractérisation est sa forte dépendance aux conditions d'injection (qualité et propreté de la face clivée, angle d'injection...). Il est donc important pour chaque longueur de guide d'optimiser au maximum l'injection et la réception du faisceau optique en jouant sur les angles et les distances de la fibre d'entrée ainsi que de celle de sortie.

4.4.4. Caractérisation des guides optiques

Les guides mesurés présentent les mêmes caractéristiques que celles utilisées dans nos modélisations (Figure 113). Les guides présentés Figure 113 ont été fabriqués à la fois sur une couche d'or de 500 nanomètres et directement sur le substrat de GaAs. Nous ne présenterons

pas ici les mesures des guides rubans, puisque comme énoncé plus haut, nous n'avons pas réussi à éliminer le problème de la sous-gravure au niveau de la couche de nitrure, et que les quelques mesures sur ces guides ont donné des résultats très médiocres (18 dB/cm d'atténuation).

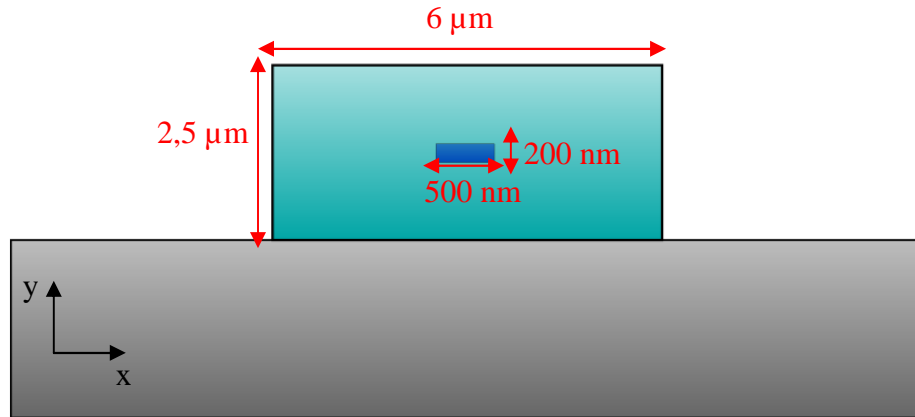


Figure 113 : Caractéristiques des guides mesurés

Les différentes longueurs que nous avons mesurées pour ces guides sont 2, 6, 8, et 10 millimètres.

A partir de ces résultats (Figure 114), nous avons déterminé les pertes de couplage, et les pertes de propagation. Nous avons obtenu 1.5 dB par face pour les pertes de couplage, et 6 dB/cm pour les pertes de propagation. Ces résultats ont été obtenus dans le cas des guides fabriqués sur la couche d'or. A noter que ces guides étant rectangulaires, une forte dépendance à la polarisation optique a été constatée. En revanche, ne disposant pas de matériel permettant de maintenir la polarisation, nous ne pouvons dire si ces résultats sont liés à la polarisation TE ou TM.

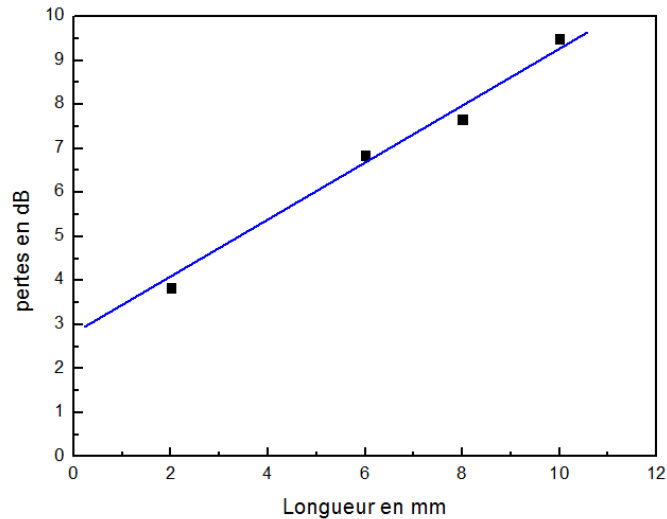


Figure 114 : Pertes en dB en fonction de la longueur du guide optique

Pour finir, on peut citer l'importance de la couche d'or sous les guides. En effet, en l'absence de cette dernière, le faisceau optique est complètement absorbé par le GaAs, et nous ne mesurons aucune puissance optique en sortie de guide optique sans couche or.

4.5. Conclusion

Nous avons tout d'abord démontré que dans le cas de notre application le couplage en bout avec un guide diélectrique serait beaucoup plus efficace qu'un couplage par évanescente, avec guide semiconducteur. Nous avons ensuite démontré que le plus simple d'un point de vue fabrication technologique était l'utilisation d'un canal dans lequel serait déposé le guide optique.

Deux types de guides optiques ont été étudiés par modélisation puis fabriqués et caractérisés. Nous avons rencontré de nombreux problèmes pour la fabrication des guides rubans, entraînant des pertes optiques énormes (18 dB/cm), accentuées par le fait que ce type de structure est multimode. Nous nous sommes donc concentrés sur la conception des guides enterrés monomodes fabriqués sur une couche d'or. Les résultats ont été prometteurs avec des pertes de propagation de 6 dB/cm et 1.5 dB par face. L'or permet d'isoler le faisceau du substrat absorbant et donc d'atténuer considérablement les pertes. Nous avons également mis en évidence que sans or le faisceau optique étant entièrement absorbé par le GaAs très rapidement.

La propagation dans le guide optique est légèrement perturbée par la marche en sortie de masse hyperfréquence, ce qui augmente les pertes par absorption dans le GaAs. Mais cela est minimisé par le resserrement des masses, qui est donc bénéfique aussi bien du point de vue hyperfréquence que du point de vue optique.

5. Fabrication et caractérisation d'un nanophotointerrupteur avec optique intégrée

Nous allons décrire les différentes étapes technologiques permettant la fabrication du nanophotointerrupteur. Ce dernier est composé d'une ligne hyperfréquence, de type guide d'onde coplanaire, et d'un guide optique perpendiculaire. Nous décrirons principalement les étapes technologiques qui permettent l'insertion du guide optique avec la ligne coplanaire permettant d'aboutir au composant complet sans revenir en détail sur la description complète de la ligne hyperfréquence et du guide optique.

Nous rappelons que dans le cadre de cette thèse, trois plaques de GaAs semi-isolant ont été nécessaires pour l'élaboration des guides optiques, quatre plaques de GaAs semi-isolant et une de GaAs basse température également pour l'élaboration des lignes hyperfréquences, et pour finir pour la conception finale du nanophotointerrupteur, il y a eu au total trois plaques de GaAs semi-isolant avec des composants complets, ainsi que deux plaques de GaAs basse température. Soit cinq processus technologiques complets pour la fabrication du nanophotointerrupteur.

5.1.1. Description de l'ensemble des étapes du composant intégré

Les étapes technologiques et les géométries des deux parties du composant étant quasiment fixées, il reste maintenant à définir l'ensemble des étapes permettant de fabriquer un composant entier, c'est-à-dire comprenant le guide micro-onde et le guide optique.

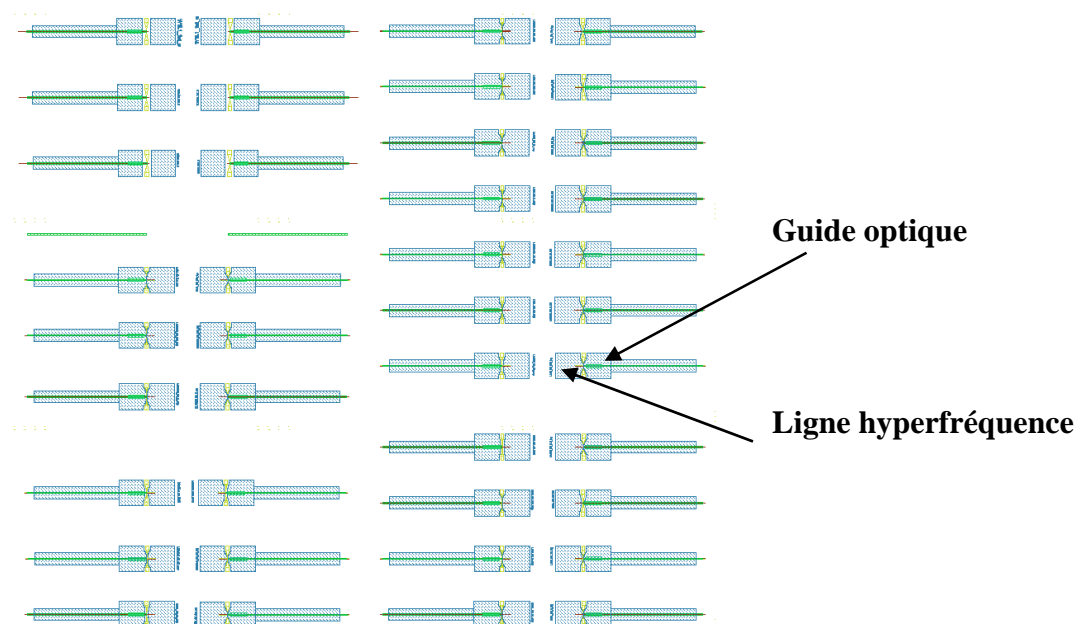


Figure 115 : Masque du nanophotointerrupteur (quarante composants)

Nous allons donc présenter ci-dessous toutes les étapes nécessaires à cette intégration sans revenir sur les étapes concernant les guides coplanaires, et les guides optiques. Nous prendrons comme exemple pour le guide coplaire, un guide de type exponentiel, avec une largeur de ligne au niveau de l'interruption de $1\ \mu\text{m}$, une largeur d'interruption de $1\ \mu\text{m}$, et les masses resserrées à $10\ \mu\text{m}$ du ruban central.

a) Les premières étapes consistent dans un premier temps à un nettoyage de la surface du substrat contenant l'épitaxie de GaAs basse température, puis suivi de la fabrication du ruban central, ainsi que des marques d'alignement pour le traitement des prochains niveaux du masque, qui en contient cinq. Nous présentons ici le premier niveau. Celui-ci correspond à une étape que nous avons déjà décrite puisque le procédé technologique est un dépôt métallique.

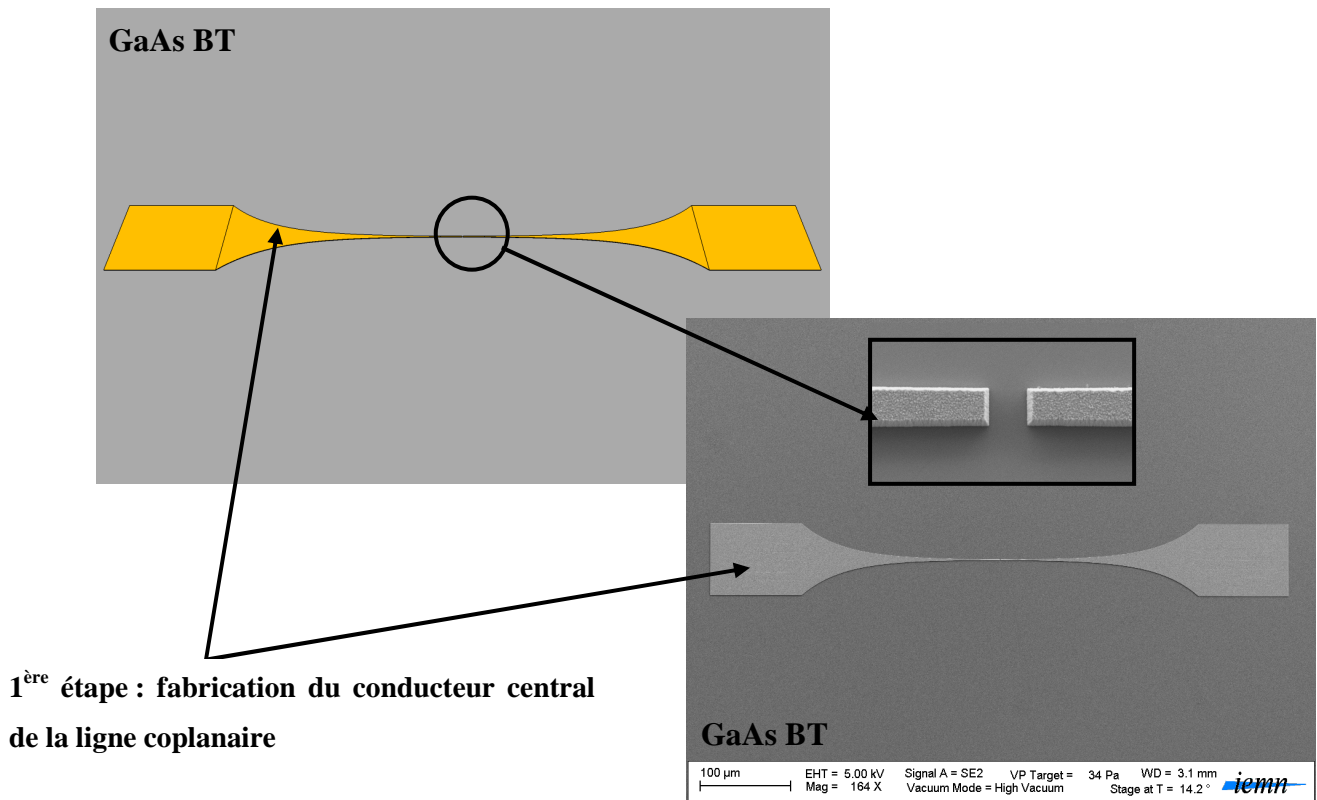
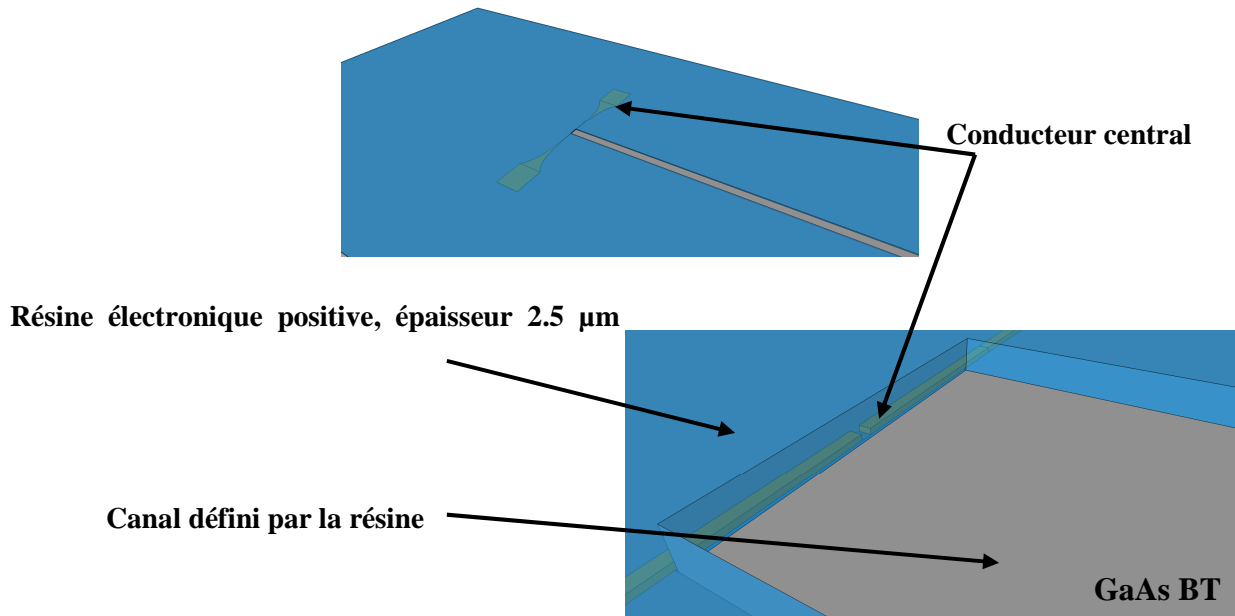


Figure 116 : Vue schématique à haut en gauche de la première étape technologique, et photographies prises au MEB de cette étape montrant le dépôt du conducteur central

b) Ce niveau de masque décrit la fabrication du canal permettant d'amener la couche guidante du guide optique au niveau de l'interruption du conducteur central.

i. Cette étape consiste en un dépôt d'une résine électronique positive dont les propriétés permettent d'obtenir de fortes épaisseurs. Dans notre cas, l'objectif est de graver environ $1,8 \mu\text{m}$ de profondeur, il est donc nécessaire d'avoir une épaisseur de résine égale voir supérieure par sécurité. L'épaisseur que nous déposons est de l'ordre de $2.5 \mu\text{m}$.



1. Désoxydation puis nettoyage du wafer de GaAs

2. Enduction

- Dépôt ARP-617

- Vitesse : 2000 rpm
- Accélération : 1000 rpm / s
- Temps : 20 secs
- Recuit : 10 min à 200°C

Epaisseur : 2.5 µm

3. Ecriture au masqueur électronique

ii. On vient ensuite effectuer une gravure physique du canal par l'intermédiaire du bâti RIE/ICP (*inductive coupled plasma*). Ce type de procédé pour la gravure a l'avantage de permettre des vitesses de gravure relativement élevées ainsi qu'une forte anisotropie au niveau de la gravure. Dans notre cas, pour la gravure du GaAs-BT, le plasma généré pour graver est à base de gaz BCl_3 . Nous présentons Figure 118 un canal après gravure ICP, ainsi que la verticalité des flancs.

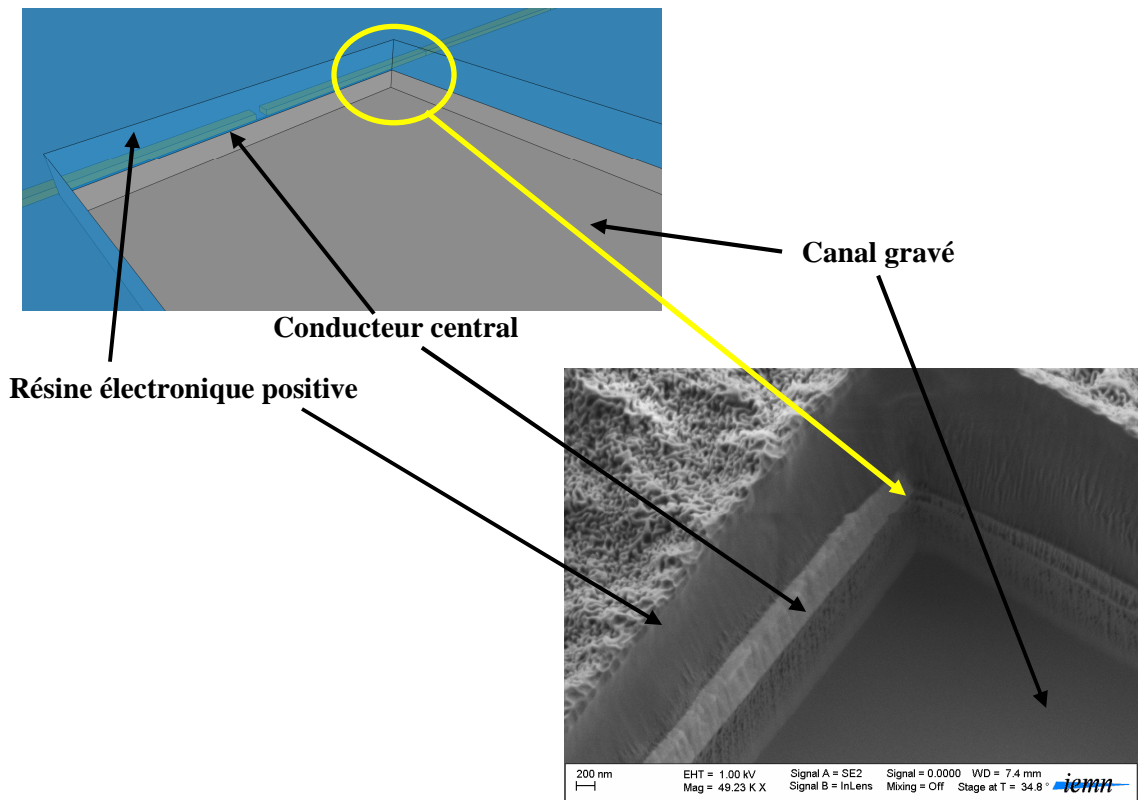


Figure 117 : Représentation schématique et photographie MEB d'un canal gravé

Après nettoyage de la résine restante nous obtenons ce qui est présenté Figure 118

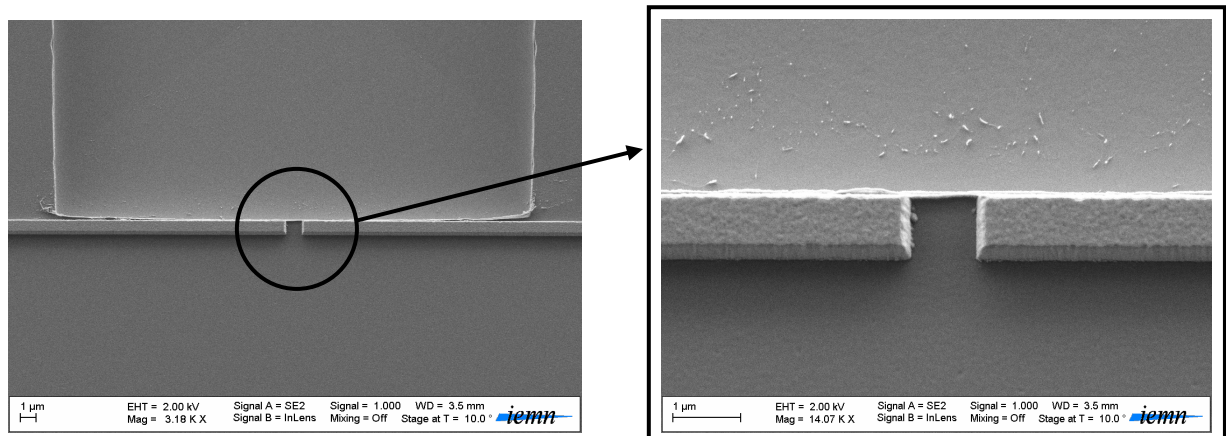


Figure 118 : Photographies prises au MEB du canal après nettoyage de la résine restante. A gauche, zone de l'interruption après gravure du canal. A droite zoom de cette interruption

A noter que dans le chapitre 4, nous présentions la sous-gravure dans le cas du canal qui était moins importante que dans le cas du ruban central surélevé, et donc le canal semblait plus

approprié à notre dispositif. Cette sous-gravure bien qu'elle n'était qu'un problème négligeable a été rectifiée en modifiant légèrement le masque permettant la gravure du canal. Le problème vient en effet de la résine définissant le masque qui se rétracte pendant la gravure. En se rétractant, les électrodes d'or se retrouvent à nu et des effets de pointe de champ augmentent la vitesse de gravure à certains endroits et donc entraînent une sous-gravure. La solution qui consiste à décaler la résine est présentée Figure 119.

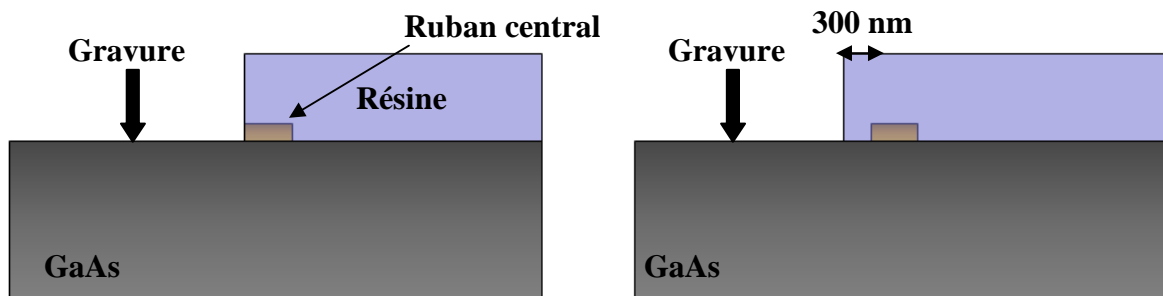


Figure 119 : Solution pour la correction de la sous-gravure, avant et après

Ce décalage de 300 nanomètres correspond approximativement à la profondeur de sous-gravure. Lors de la gravure, la résine va se rétracter mais pas suffisamment permettant à l'or d'être toujours protégé.

c) Après gravure du canal puis nettoyage de la résine restante suit l'étape de métallisation pour la fabrication des masses hyperfréquences. Cette étape consiste en un dépôt de bicouche suivi d'une métallisation par évaporation sous vide et un *lift-off*, que nous avons déjà détaillé pour la fabrication des lignes coplanaires. La Figure 120 présente une vue schématique après le dépôt des masses, et est illustrée également par des photos MEB.

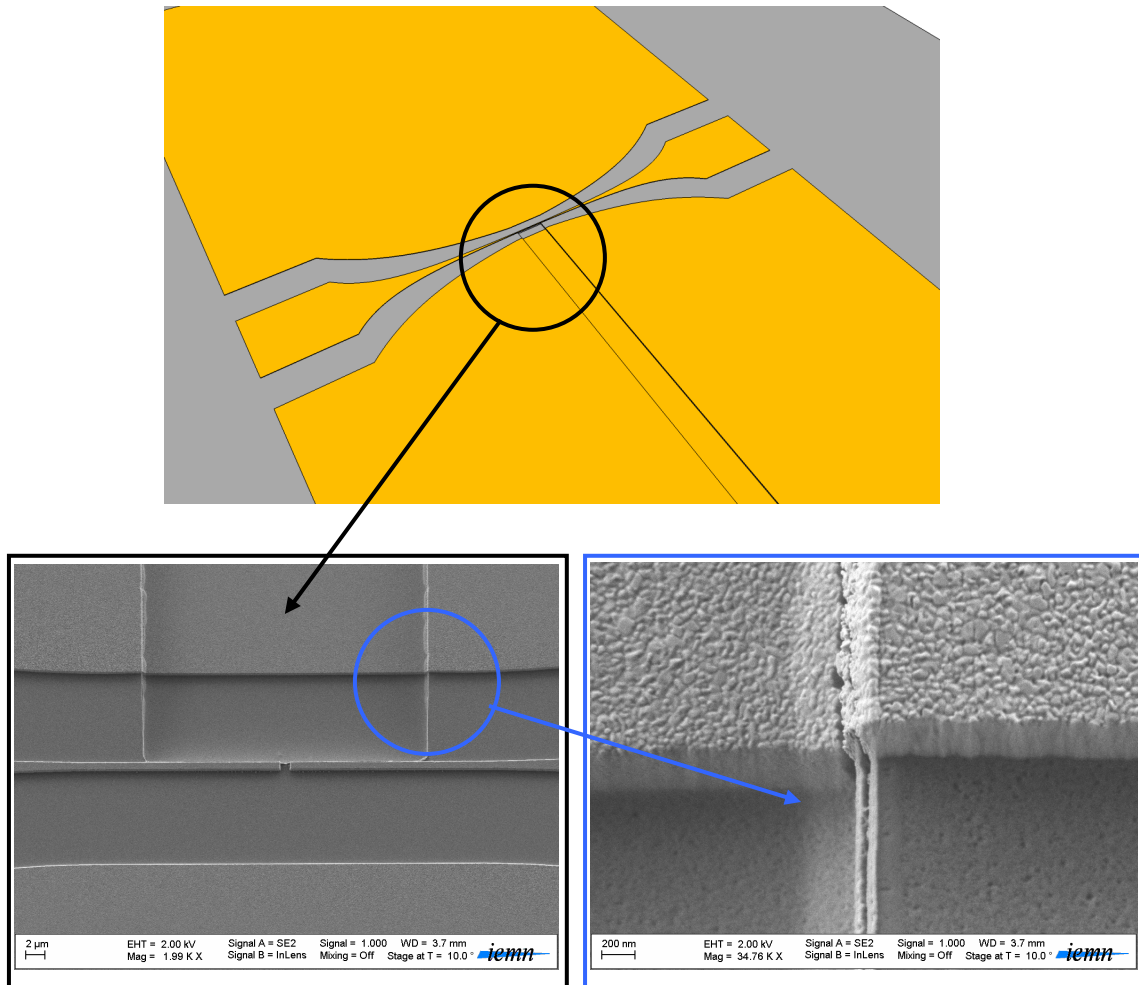
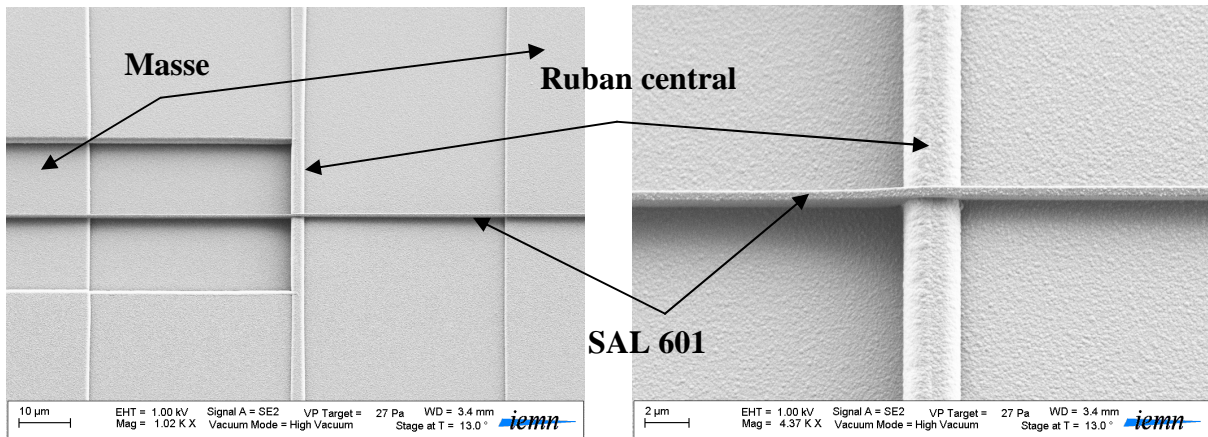


Figure 120 : Dépôt de la masse de la ligne coplanaire

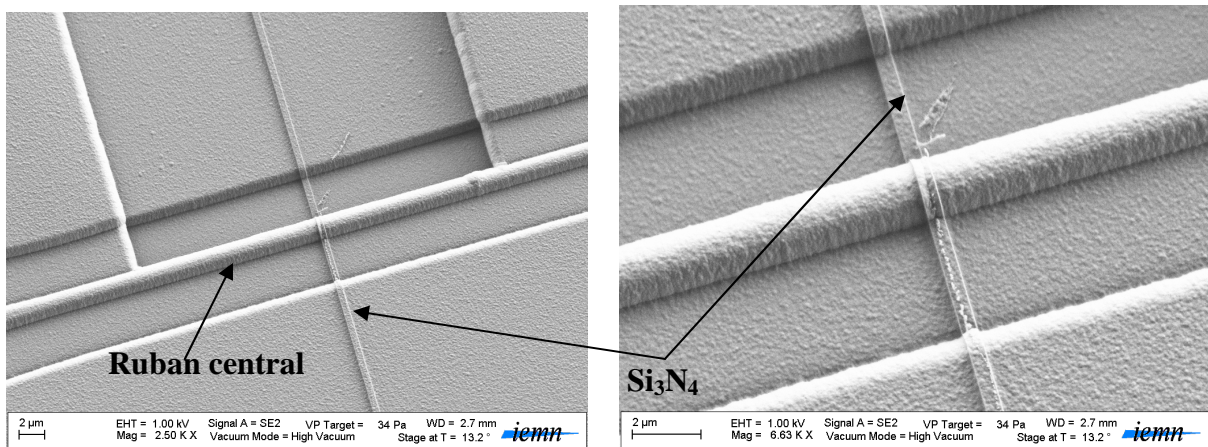
Sur la photographie de droite, on distingue clairement une coupure de la masse au bord du canal. Nous avons montré dans le chapitre 2 par modélisation et de mesure que cette cassure influait très peu sur le comportement de l'onde hyperfréquence. Ce résultat à l'avantage de supprimer une étape technologique que nous avons envisagée pour combler cette cassure et qui consistait en un dépôt d'or par pulvérisation. Enfin des tests ont été réalisés et ont montré qu'il n'y avait aucune différence notable d'un point de vue hyperfréquence entre un dispositif avec masse coupée et masse comblée.

d) Après cette étape qui complète la fabrication de la ligne hyperfréquence, suit la réalisation du guide optique dans le canal. Les étapes technologiques sont similaires à celles présentées précédemment (page 134). Les photographies MEB ci-dessous présentent la fabrication du guide optique pour différents composants et à différentes étapes de fabrication.

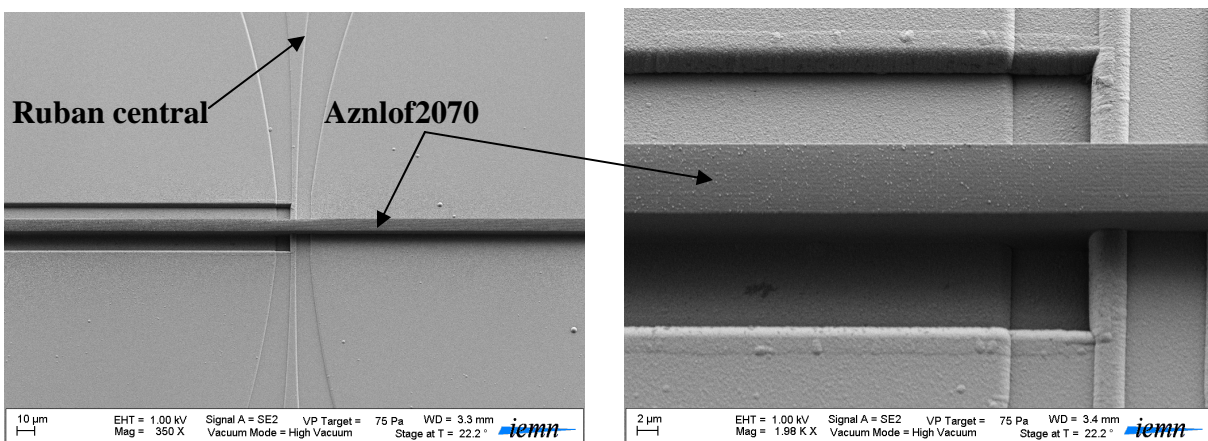
a. Dépôt, écriture et révélation de la SAL601 pour la définition du nanoguide



b. Gravure du Si₃N₄ puis nettoyage du reste de résine



c. Dépôt, écriture et révélation de l'Aznlof2070 pour la gravure du guide complet



e) Le nanophotointerrupteur complet est donc présenté sur la figure ci-dessous, soit après cinq lithographies électroniques, quatre dépôts (métallisation, PECVD, etc.), et trois gravures.

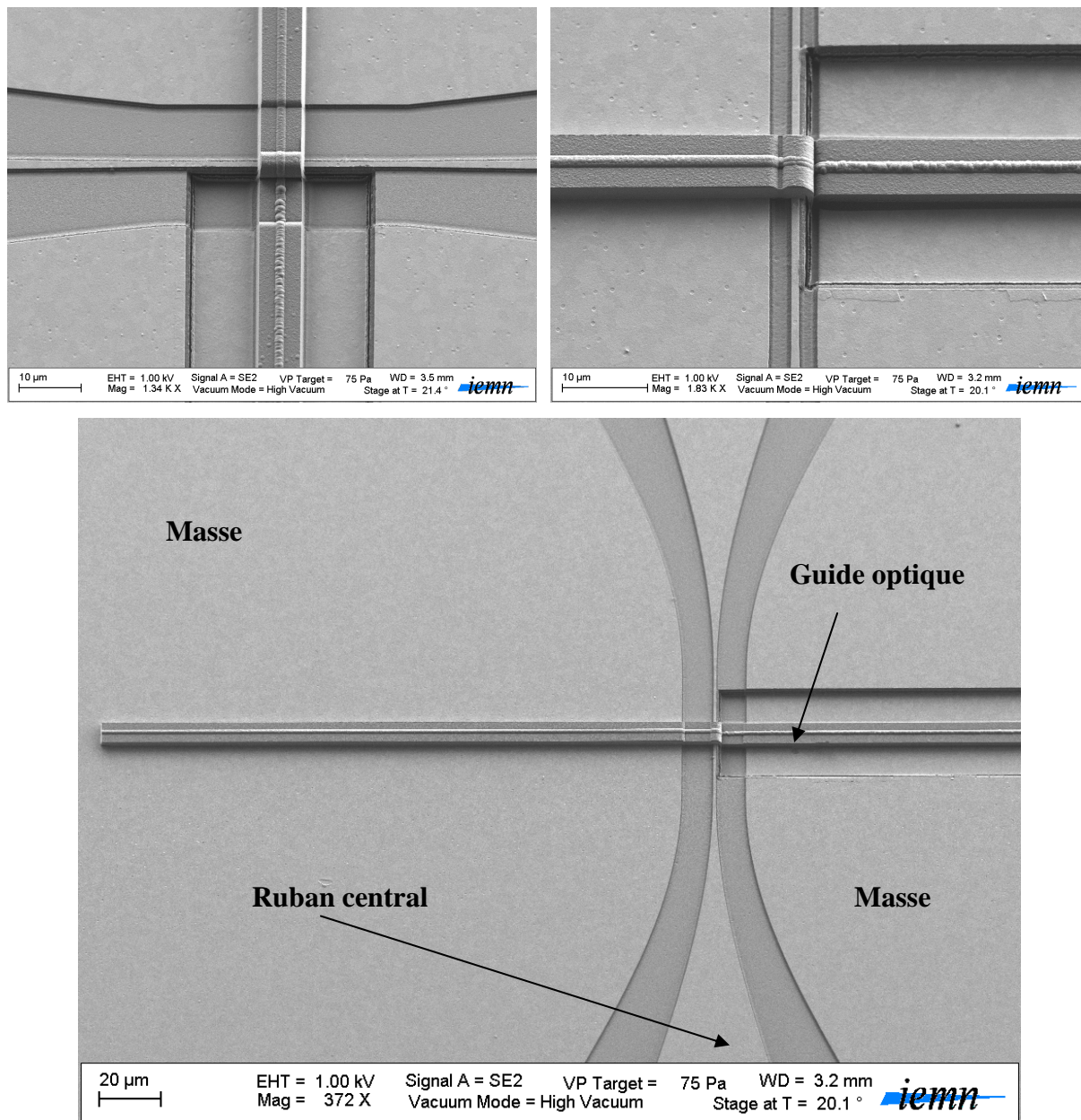


Figure 121 : Différentes vues de différents composants finaux

5.2. Caractérisation du nano-photointerrupteur intégré

5.2.1. Présentation du banc de mesure

Ne disposant initialement pas de ce type de banc, j'ai entièrement conçu celui-ci au sein de l'IEMN. A noter que dans le cas de l'éclairage par le côté, de nombreuses difficultés sont apparues, dont l'une des principales concerne le contrôle de l'injection optique dans le guide optique. En effet, pour la mesure de guide optique en fibre à fibre, nous disposons pour

vérifier si l'injection est correcte, à la fois de la caméra infrarouge et de la fibre que nous mettons en sortie pour optimiser l'alignement. Sur nos composants, il est possible d'utiliser une caméra IR pour vérifier la bonne injection, mais en revanche il est impossible de venir mettre une fibre en sortie pour optimiser l'injection. La Figure 122 présente ce banc de caractérisation.

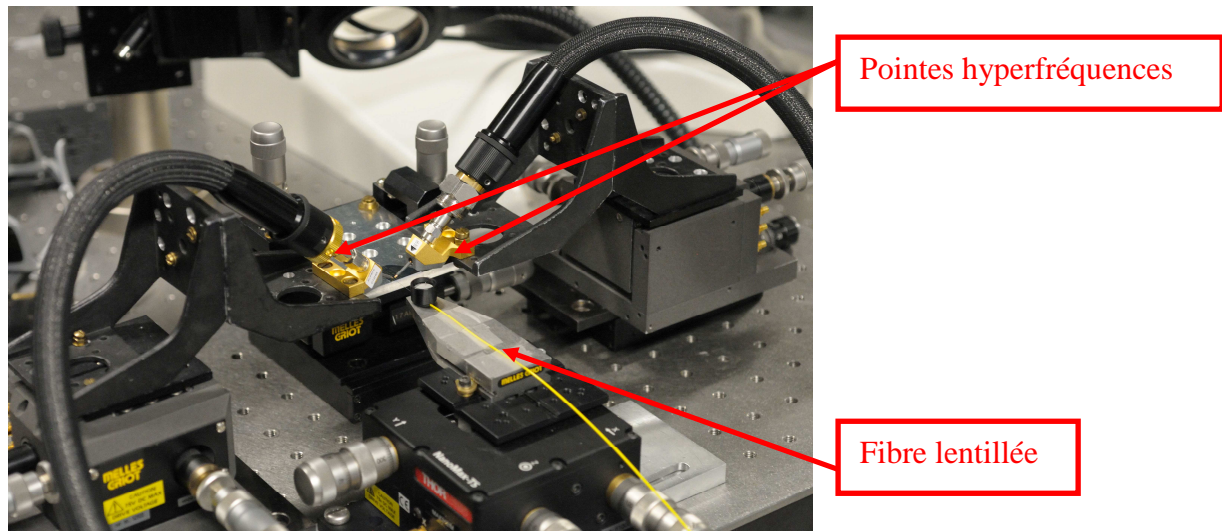


Figure 122 : Photographie du banc de caractérisation des nano-photointerrupteurs

Les mesures ont été effectuées avec un laser continu à $0.8 \mu\text{m}$ (*Crystalaser 808*) afin d'étudier le comportement hyperfréquence par le biais des paramètres S comme il avait été fait avec les mesures précédentes où l'on venait éclairer par le dessus. Nous avons également réalisé des mesures en impulsionnel dans le cadre du projet REI où le nano-photointerrupteur fut placé en situation réelle dans une chaîne d'acquisition permettant l'échantillonnage du signal injecté.

Dans ce dernier cas, la collaboration au sein de l'IEMN a été effectuée avec l'équipe Epiphy et plus particulièrement avec Jean-François Lampin. Le laser impulsionnel utilisé étant monté dans la salle blanche du laboratoire, il a fallu descendre tout le banc opto-hyperfréquence en salle blanche. Par ailleurs, ces mesures ont été effectuées avec la présence et le soutien de M. Guy Jestin de la DGA MI, ainsi que de Thales SA.

A noter que ces mesures ont été réalisées à deux cadences de répétitions ou d'échantillonnage, 80 MHz (fréquence originelle du laser) et 320 MHz par le biais d'un dispositif optique permettant la multiplication de fréquence (x4) réalisé par Thales SA à cette occasion.

5.2.1.1. Pour une cadence de répétition de 80 MHz

La Figure 122 présente l'arrangement utilisé pour la démonstration à 80 MHz, ainsi qu'une partie de la chaîne en photographie. Dans cette configuration, le dispositif d'échantillonnage est activé par une source laser émettant des impulsions optiques à une longueur d'onde de 780 nm (accordable), de durée 200 fs en espace libre (Maï Tai HP de Spectra-physics), et de fréquence de répétition de 80 MHz. Deux générateurs de signaux hyperfréquences ont été utilisés, le premier appartenant à la DGA MI permettant de monter jusqu'à 3 GHz (Rhode and Schwartz SMA 100A) et le deuxième fourni par la centrale de caractérisation de l'IEMN permettant de monter jusqu'à 20 GHz (Anritsu MG3692A). Pour finir, le système de codage de la DGA (105 MHz, 14 bits) est placé en bout de chaîne.

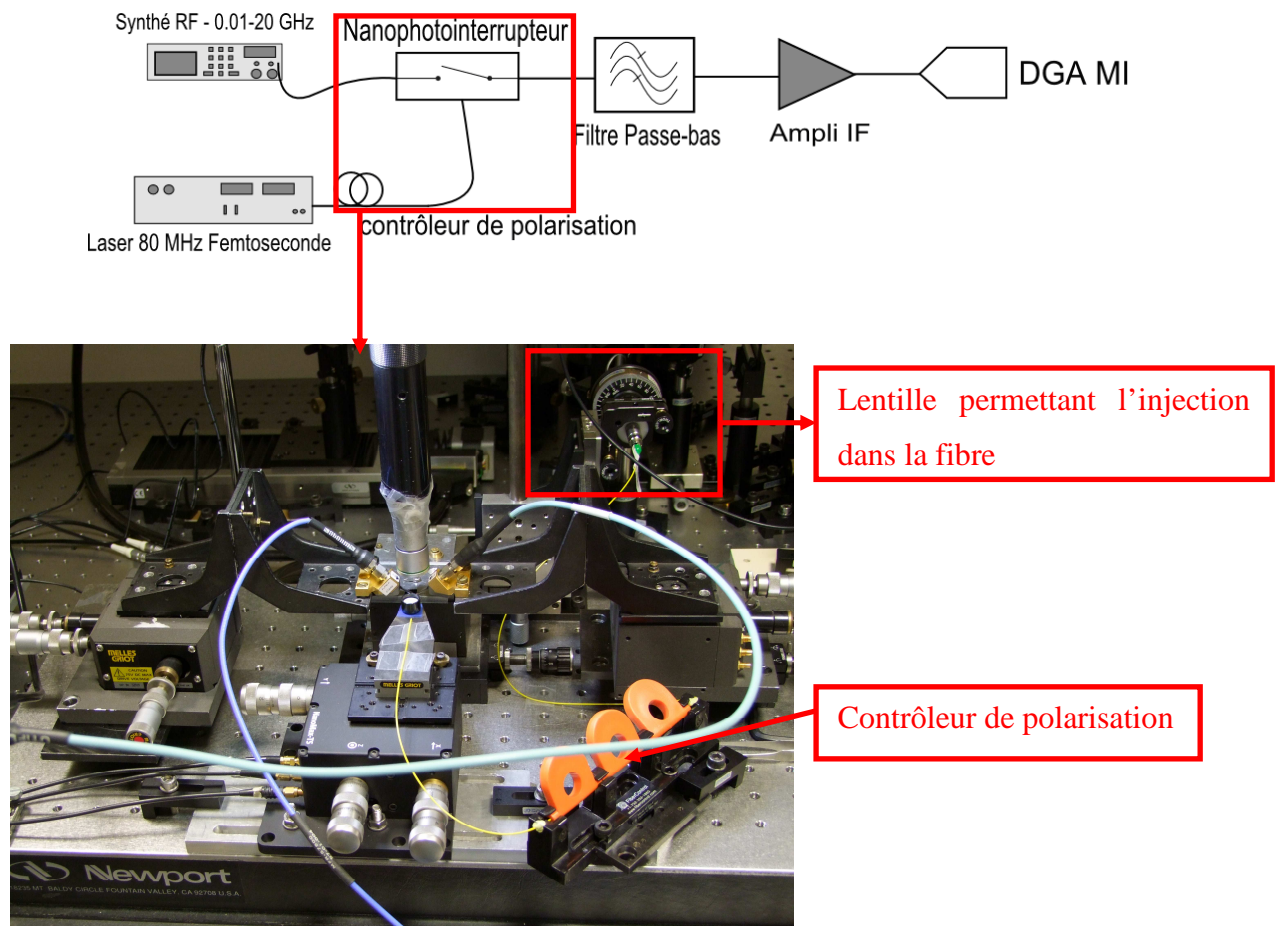


Figure 123 : Système d'échantillonnage à 80 MHz

L'injection du faisceau en espace libre dans la fibre optique se fait par l'intermédiaire d'une lentille, ce qui entraîne irrémédiablement des pertes de puissance en sortie de la fibre lentillée. Nous avons mesuré cette efficacité d'injection dans le connecteur de la fibre lentillée, celle-ci

est d'environ 17.5 % (8.1 mW avant injection dans le connecteur de la fibre, 1.4 mW en sortie de fibre lentillée).

Par ailleurs, la propagation d'une impulsion aussi courte dans une fibre optique va provoquer un étalement de la largeur de l'impulsion et entraîner une perte de la puissance crête. Les données de la dispersion chromatique à l'origine de cet étalement ont été fournies par le fournisseur de nos fibres et sont présentées Figure 124 :

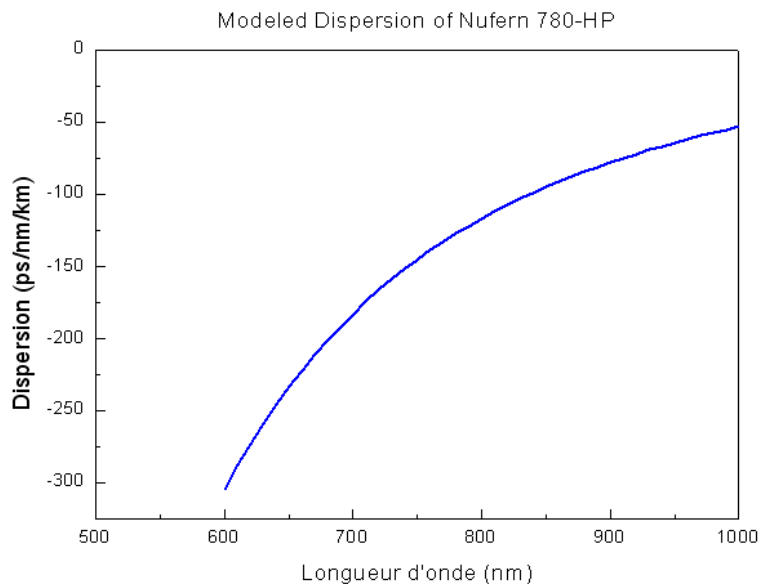


Figure 124 : Dispersion chromatique pour notre fibre lentillée

Suivant les caractéristiques du laser impulsionnel, notamment la longueur d'onde et la largeur spectrale, on arrive à une dispersion de 2 ps (longueur de fibre 1 mètre, largeur spectrale du pulse à 0.8 μm de 16 nm), ce qui est très supérieur à la durée originelle des impulsions du laser (200 fs).

En prenant la valeur de l'efficacité d'injection et les données de la dispersion chromatique donnant une durée d'impulsion d'environ 2 ps, si l'on prend 1 mW moyen en sortie de fibre lentillée, on obtient une puissance crête de 6.25 Watts.

5.2.1.2. Pour une cadence de répétition de 320 MHz

Afin d'augmenter artificiellement la cadence de répétition de la source optique, la solution qui fut adoptée consista à dupliquer les impulsions optiques du laser, puis de les retarder les unes par rapport aux autres, pour enfin les regrouper sur une même fibre de sortie. Nous détaillerons un peu plus la fabrication de ce dispositif prise en charge dans la REI par Thales

SA. Nous présentons Figure 125 le banc de mesure dans le cas d'une cadence de répétition de 320 MHz. Les générateurs de signaux hyperfréquences étant les mêmes que ceux des mesures à 80 MHz.

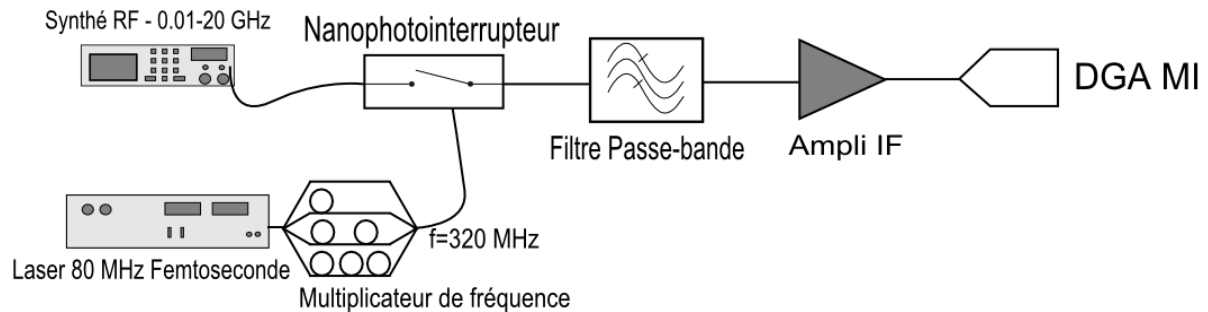


Figure 125 : Représentation schématique de l'échantillonnage à 320 MHz

Le dispositif optique permettant de multiplier la fréquence de répétition par 4 a été réalisé en utilisant des coupleurs optiques (un coupleur 1 vers 4, et trois coupleurs 1 vers 2) comme il est présenté Figure 126.

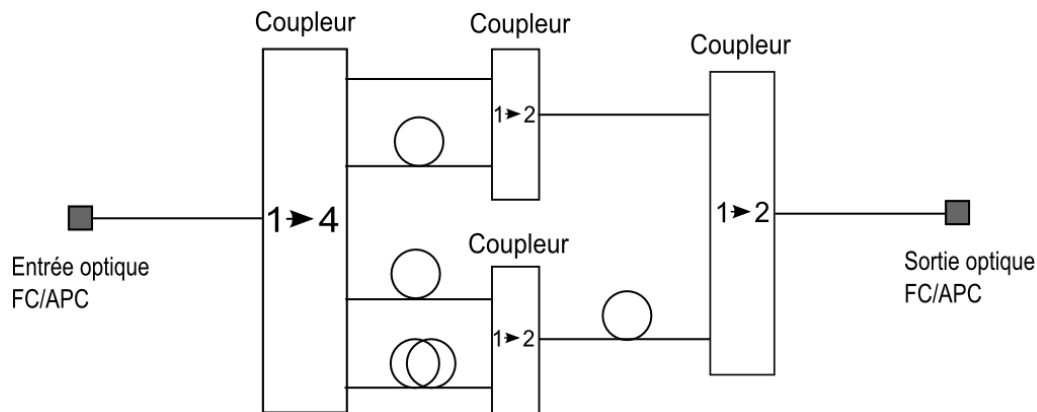


Figure 126 : Schéma de principe du multiplicateur de fréquence

La fréquence de répétition du laser a été mesurée et utilisée afin de calculer l'écart nécessaire entre les différentes voies. Cet écart de 3.13 ns a été ajusté en utilisant une photodiode rapide permettant d'observer les impulsions du laser. La Figure 127 présente les 4 impulsions en sortie de fibre et mesurées sur une photodiode rapide.



Figure 127 : Impulsion de référence, et multiplicateur de fréquence

L'imprécision par rapport à la cible de 3.13 ns est d'environ 8 ps, ce qui correspond à une différence de chemin d'environ 1.5 mm. A noter que comme dans le cas précédent, il existe une dispersion chromatique au sein du quadrupole que nous n'avons pu mesurer, mais nous l'estimons aux alentours de 4-5 ps.

5.2.2. Résultats pour un composant intégré

Les mesures réalisées sur les nanophotointerrupteurs ont été faites sur deux types de matériau : GaAs semi-isolant et GaAs basse température. Sur le premier, nous avons utilisé un laser continu à 0.8 μm .

5.2.2.1. Résultats avec un laser continu 0.8 μm

Pour les nanophotointerrupteurs intégrés sur GaAs semi-isolant, nous avons procédé de la même façon que pour les photointerrupteurs éclairés par le dessus. En revanche, suite à un problème en salle de technologie, nous n'avons pu caractériser qu'un seul dispositif sur semi-isolant. Plus précisément, lors de la dernière étape de dépôt de résine pour la gravure du SiO_2 la plaque est sortie de l'axe de rotation de la tournette qui permet de réaliser les dépôts de résine et a littéralement explosé. Seul un dispositif a pu être récupéré et mené jusqu'à la fin du procédé technologique. Ce dispositif est basé sur une ligne coplanaire de type exponentiel, avec un resserrement à 10 μm , et une interruption de dimensions $L=1 \mu\text{m}$ et $d=0.5 \mu\text{m}$. Concernant le guide optique, sa longueur totale après clivage est d'environ 1.5 mm. La

Figure 128 rappelle le schéma du banc d'une caractérisation dans le cas de mesures avec un laser continu (Crystalaser 808).

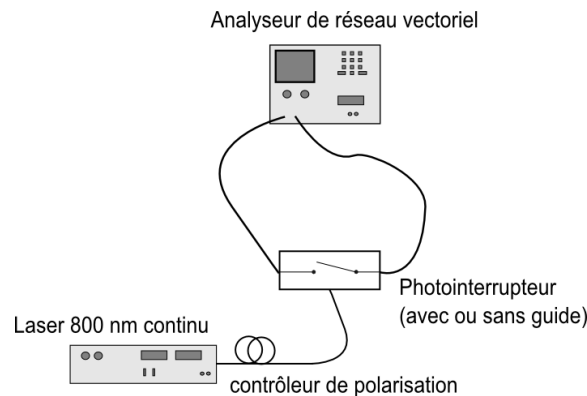


Figure 128 : Représentation schématique des mesures en continu

La Figure 129 présente le S_{21} dans le cas d'un dispositif avec et sans guide, c'est-à-dire avec un éclairage par la tranche et à 90 degrés dans le cas d'une puissance optique de 30 mW en sortie de fibre lentillée.

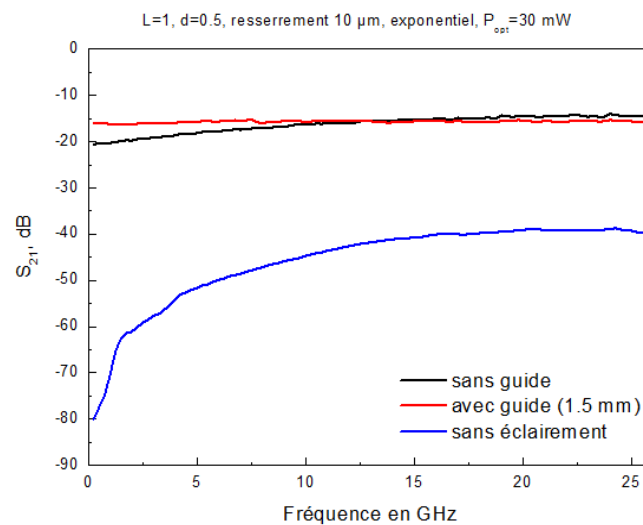


Figure 129 : S_{21} dans le cas d'un nanophotointerrupteur sur GaAs semi-isolant avec pour paramètres, une ligne exponentielle et un resserrement de $10 \mu\text{m}$, une interruption de dimensions $L=1 \mu\text{m}$ et $d=0.5 \mu\text{m}$, et un guide optique de longueur 1.5 mm. Par ailleurs, nous avons rajouté le même dispositif sans guide et éclairé par le dessus

Sur cette figure, on constate que l'on obtient des pertes d'insertion à peu près équivalentes dans le cas des deux configurations, à savoir avec et sans guide. Nous avons pour la fréquence

de 20 GHz des pertes d'insertion de -15 dB sous éclairement (30 mW en sortie de fibre lentillée).

En revanche, on peut observer, dans le cas du dispositif sans guide qu'en dessous de 10 GHz il y a une augmentation des pertes d'insertion. Ce phénomène avait déjà été observé dans le cas de l'étude des pertes d'insertion en fonction du resserrement des masses ; il est dû au court-circuit que l'on crée entre les masses et le ruban central lorsque l'on vient éclairer par le dessus, entraînant une dégradation des pertes d'insertion. Nous avons noté en effet que ce phénomène s'accroît à mesure que l'on resserre les masses

A l'inverse, dans le cas du dispositif avec guide, ce phénomène ne semble pas présent, ce qui permettrait d'atteindre des resserrements impossibles à obtenir dans le cas d'un éclairage par le dessus. Rappelons également qu'une augmentation du resserrement permet à la fois d'augmenter l'isolation hyperfréquence, et de maintenir le guide diélectrique plus longtemps sur de l'or. Il serait intéressant d'étudier la limite du resserrement que l'on pourrait avoir sans dégrader les pertes d'insertion dans le cas des dispositifs avec guide. Cette limite serait bien sûr supérieure ou égale à la profondeur d'absorption dans le GaAs.

Il est difficile de tirer des conclusions par le biais de mesures faites sur un seul composant qui de plus ne correspond pas à celui qui donne de meilleurs résultats en micro-onde. Ce qui ressort principalement, c'est des résultats similaires dans les deux types de configurations d'éclairage, avec un avantage dans le cas du dispositif avec guide optique puisque l'on n'observe pas de court-circuit entre les masses et le ruban central, permettant ainsi de maintenir un ON constant.

Pour finir, on peut estimer la puissance optique réelle arrivant sur l'interruption inférieure à 15 mW, puisque l'on peut compter au minimum 3 dB de pertes totales pour un guide de 1.5 millimètres.

5.2.2.2. Résultats avec un laser impulsionnel à une fréquence de répétition de 80 MHz

Ces résultats concernent les nanophointerrupteurs réalisés sur du GaAs basse température. Nous avons utilisé deux temps de vie, 0.9 ps et 1.4 ps, pour une géométrie de ligne coplanaire de type exponentiel avec un resserrement à 5 μm , et de dimension pour l'interruption $L=1 \mu\text{m}$

et $d=1\mu\text{m}$. La longueur du guide optique était d'environ 2 millimètres. La Figure 130 et la Figure 131 montrent le spectre en fréquence d'un signal hyperfréquence de fréquence 1.7 GHz échantillonné à une fréquence de répétition de 80 MHz, et transposé dans la gamme 0-40 MHz après amplification (deux étages d'amplification donnant 55 dB de gain) et filtrage (filtre passe-bas 42 MHz). La différence de niveau de la raie fondamentale du signal transposé provient de la différence de temps de vie du matériau :

- Pour l'échantillon réalisé avec un matériau de temps 0.9 ps le niveau du signal sur la FFT est de -46.13 dB,
- Pour l'échantillon réalisé avec un matériau de temps 1.4 ps le niveau du signal sur la FFT est de -44.22 dB.

La deuxième raie observée nettement plus faible sur les deux spectres correspond à une raie provenant d'un mélange entre une harmonique du signal d'entrée et une harmonique de rang plus important de la source laser. Dans les deux cas, le niveau de cette raie est de 25 dB sous le niveau de la raie principale repliée.

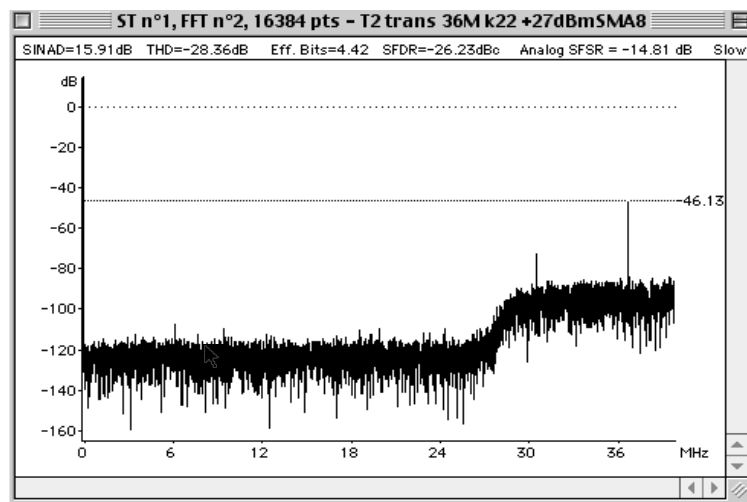


Figure 130 : Rapport signal sur bruit d'un signal échantillonné à 80 MHz, $f_{in}=1.7$ GHz, filtre passe bas 42 MHz en sortie des deux étages d'amplification (55 dB de gain), échantillon de durée de vie de 0.9 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.27 mW, puissance hyperfréquence de 27 dBm

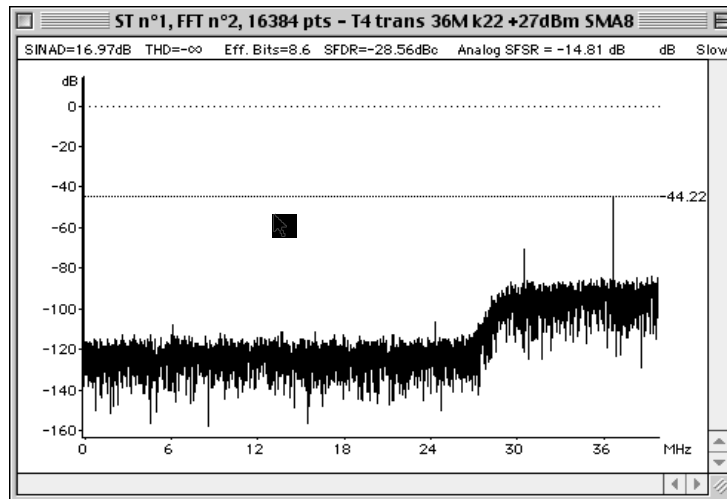


Figure 131: Rapport signal sur bruit d'un signal de fréquence d'entrée 1.7 GHz échantillonné à 80 MHz, filtre passe bas 42 MHz en sortie des deux étages d'amplification (55 dB), échantillon de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée égale à 0.27 mW, puissance hyperfréquence de 27 dBm

La puissance optique moyenne envoyée dans ces cas-ci était de 1.6 mW en entrée de fibre, soit 0.272 mW en sortie de fibre lentillée due à l'efficacité d'injection qui est de 17 % environ. En prenant en compte la dispersion chromatique dans la fibre qui est de 2 ps, on obtient une puissance crête de 1.7 Watts. Pour finir, on avait supposé que l'on n'avait environ que 50% (pertes de propagation et de couplage) du faisceau optique qui engendre de la photoconductivité, soit une puissance optique effective crête de 0.85 Watts.

Nous avons par la suite travaillé avec le matériau à 1.4 ps, puisque d'une part il permet d'obtenir un petit peu plus de signal, et que d'autre part, la réalisation technologique a été de meilleure qualité sur cette plaque, notamment au niveau des guides optiques. Pour finir, plusieurs dispositifs de géométries de ligne coplanaire différentes ont été testées, et ce sont les lignes de dimensions d'interruption $L=2\ \mu\text{m}$, et $d=1\ \mu\text{m}$ qui ont donné les meilleurs résultats. Nous nous sommes fixés comme dispositif test, une ligne coplanaire de type exponentiel avec $L=2\ \mu\text{m}$ et $d=1\ \mu\text{m}$, ainsi qu'un resserrement de $5\ \mu\text{m}$. Le guide optique ayant quant à lui une longueur de 2 millimètres.

La Figure 132 présente le spectre d'un signal à 1.7 GHz transposé autour de 36 MHz dans le cas où on n'utilise qu'un seul étage d'amplification (35 dB de gain) et où le filtre (filtre passe bas 42 MHz) est placé en entrée de l'étage. Le niveau du fondamental est de -43.5 dB environ, la première harmonique se situe à environ 29 dB dessous. La puissance optique

moyenne en sortie de la fibre lentillée est de 0.64 mW, soit une puissance crête de 2 Watts au niveau de l'interruption.

Sur la Figure 133, le signal présent en entrée de la carte d'échantillonnage a été reconstitué.

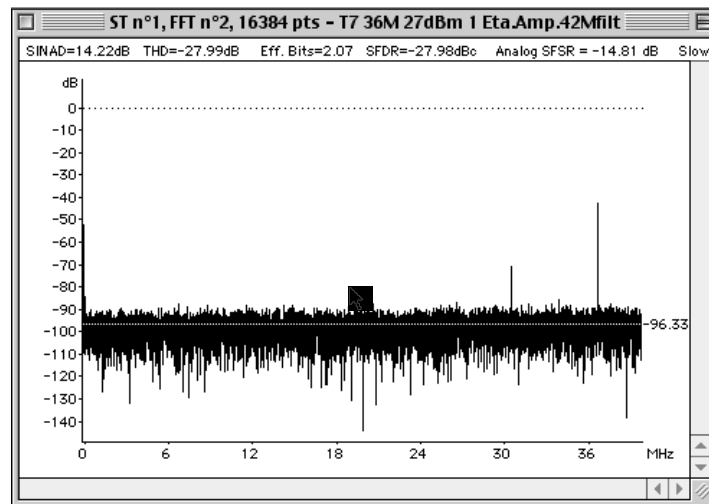


Figure 132: Rapport signal sur bruit d'un signal de fréquence d'entrée 1.7 GHz échantillonné à 80 MHz, filtre passe bas 42 MHz en entrée d'un étage d'amplification (27 dB de gain), échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.64 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 27 dBm

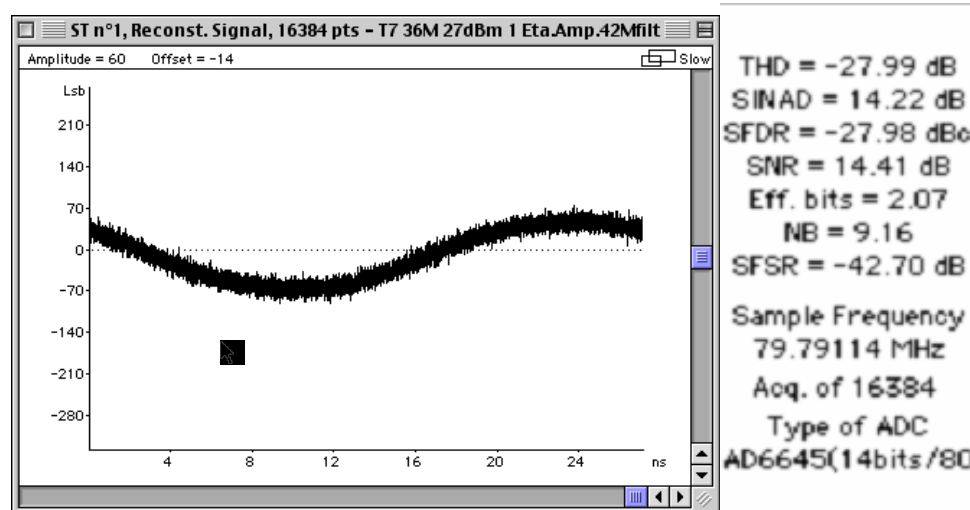


Figure 133: Signal reconstitué à partir d'un signal de fréquence d'entrée 1.7 GHz échantillonné à 80 MHz, filtre passe bas 42 MHz en entrée d'un étage d'amplification (27 dB), échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.64mW, puissance hyperfréquence en entrée de 27 dBm

Des expériences similaires ont été effectuées pour différentes fréquences d'entrée (1.7, 10, et 20 GHz). Nous présentons Figure 134 le spectre dans le cas d'une fréquence d'entrée de 20 GHz. La puissance optique moyenne en sortie de fibre lentillée est de 1.4 mW, soit 4.4 Watts de puissance optique crête au niveau de l'interruption.

Le niveau du signal transposé en bande de base est ici de -25.09 dB, la première harmonique se trouvant 29 dB sous le fondamental (cf. Figure 134). La Figure 135 présente le signal reconstitué.

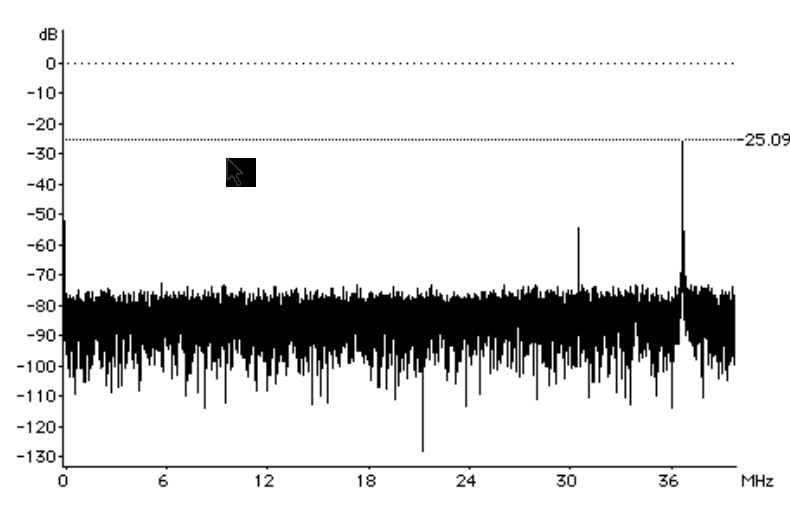


Figure 134: Rapport signal sur bruit d'un signal de fréquence d'entrée 20 GHz échantillonné à 80 MHz, filtre passe bas 42 MHz en tête des deux étages d'amplification (55 dB de gain), échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 1.4 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 27 dBm

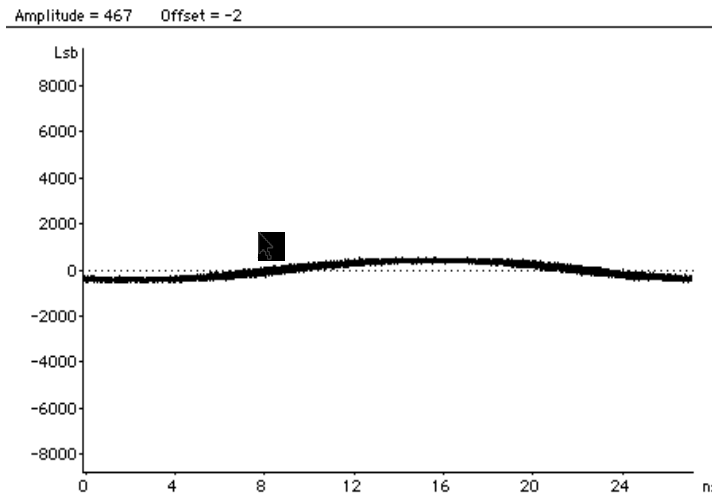


Figure 135: Signal reconstruit à partir d'un signal de fréquence d'entrée 20 GHz échantillonné à 80 MHz, filtre passe bas 42 MHz en tête des deux étages d'amplification, échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 1.4 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 27 dBm

Par la suite, nous avons utilisé le multiplicateur d'impulsion optique permettant de faire monter la fréquence de répétition du laser à 320 MHz.

5.2.2.3. Résultats avec un laser impulsif à une fréquence de répétition de 320 MHz

Les mesures ont donc été effectuées à une cadence d'échantillonnage de 320 MHz pour les fréquences de 1.7, 2.5, 10, 15, et 20 GHz. La puissance optique moyenne en sortie de fibre lentillée après le multiplicateur d'impulsion optique était de 0.6 mW. En sachant que la dispersion chromatique dans ce cas est d'environ 4 ps, la puissance crête arrivant sur l'interruption est de 0.23 Watts. La Figure 136 présente le spectre dans le cas d'une fréquence d'entrée de 1.7 GHz échantillonné à 320 MHz avec un filtre passe-bande de 110 MHz et de 160 MHz en sortie des deux étages d'amplification (65 dB de gain).

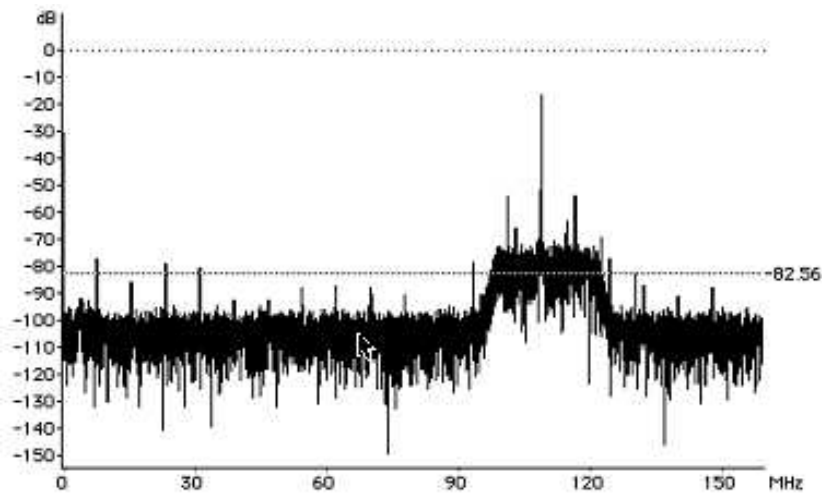


Figure 136: Rapport signal sur bruit d'un signal de fréquence d'entrée 1.7 GHz échantillonné à 320 MHz, filtres passe bande 110 MHz et 160 MHz en sortie des amplificateurs (65 dB de gain), échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.6 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 20 dBm

La Figure 137 présente le signal reconstruit après échantillonnage du signal.

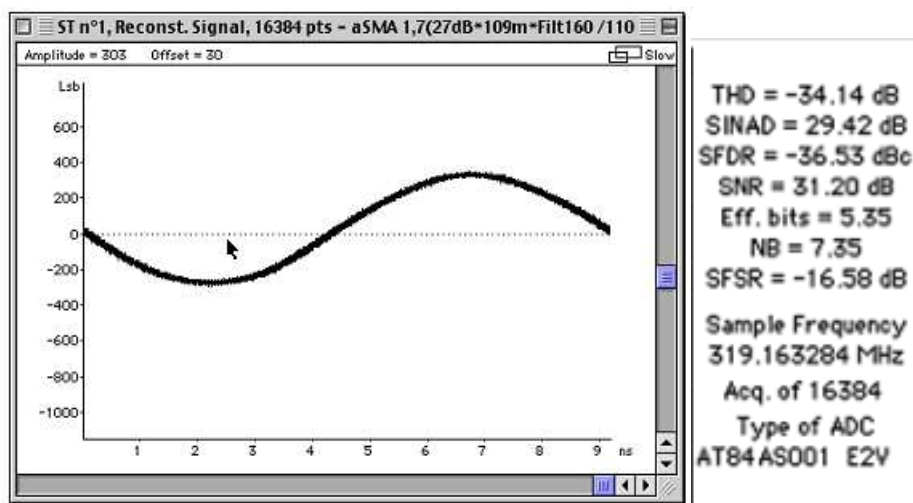


Figure 137: Signal reconstruit à partir d'un signal de fréquence d'entrée 1.7 GHz échantillonné à 320 MHz, filtres passe bande de 110 MHz et de 160 MHz en sortie des amplificateurs (65 dB de gain), échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.6 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 20 dBm

On notera les résultats de la FFT sur la Figure 137, les résultats du rapport signal sur bruit qui est de 31.2 dB et un SFDR de 36.5 dB. Les Figure 138 et Figure 139 présentent les spectres dans les cas où la fréquence d'entrée est 10 GHz et 20 GHz respectivement.

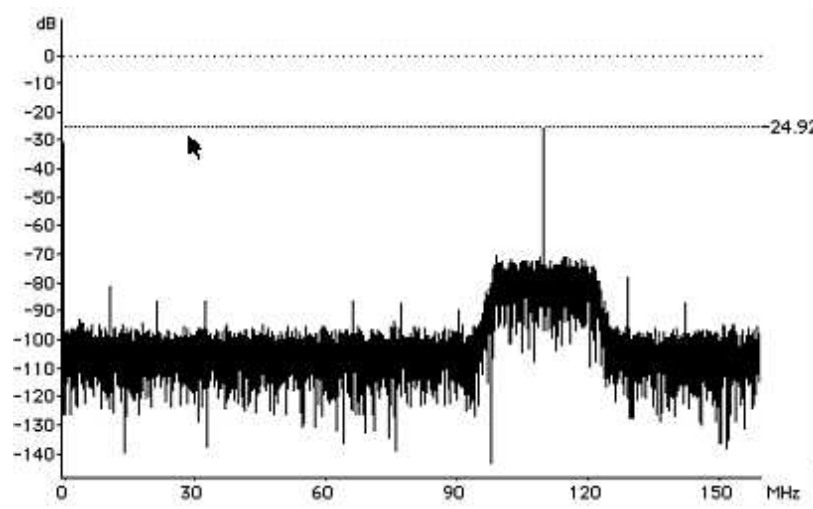


Figure 138 : Rapport signal sur bruit d'un signal de fréquence d'entrée 10 GHz échantillonné à 320 MHz, filtres passe bande 110 MHz et 160 MHz en sortie des amplificateurs, échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.6 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 20 dBm.

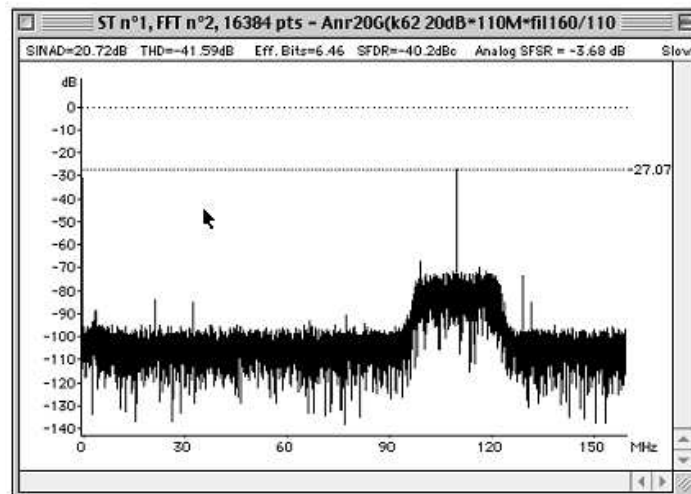


Figure 139: Rapport signal sur bruit d'un signal de fréquence d'entrée 20 GHz échantillonné à 320 MHz, filtres passe bande 110 MHz et 160 MHz en sortie des amplificateurs, échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.6 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 20 dBm

Les Figure 140 et Figure 141 présentent les FFT des signaux précédents ainsi que leur reconstruction.

Frequence	Values	dB	
fin	110.0045534639	-25.37	THD = -42.13 dB
2fin	99.15409547217	-70.55	SINAD = 22.48 dB
3fin	10.85045799175	-82.78	SFDR = -39.13 dBc
4fin	120.8550114557	-82.51	SNR = 22.53 dB
5fin	88.30363748042	-96.95	Eff. bits = 3,44
6fin	21.7009159835	-100.94	NB = 7,63
7fin	131.705469447	-101.80	SFSR = -25.20 dB
8fin	77.45317948867	-87.02	-



Figure 140: FFT et signal reconstruit d'un signal de fréquence d'entrée 10 GHz échantillonné à 320 MHz, filtres passe bande 110 MHz et 160 MHz en sortie des amplificateurs, échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.6 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 20 dBm

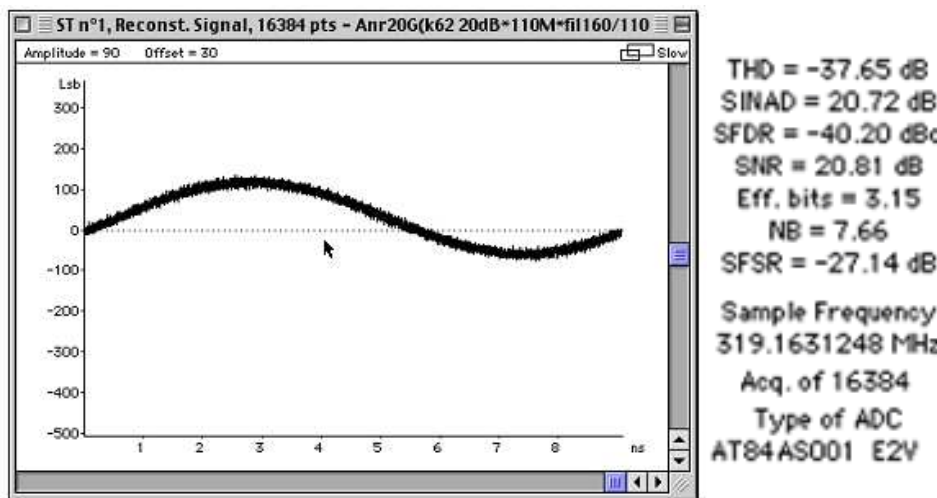


Figure 141: FFT et signal reconstruit d'un signal de fréquence d'entrée 20 GHz échantillonné à 320 MHz, filtres passe bande 110 MHz et 160 MHz en sortie des amplificateurs, échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.6 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 20 dBm

Les valeurs du rapport signal sur bruit sont respectivement de 22.53 dB et 20.81 dB et le niveau de l'harmonique la plus forte située respectivement à 39 et 40 dB sous le fondamental. A 20 GHz, nous obtenons donc un nombre de bits effectifs de 3.15 pour un SFDR de 40 dB. L'avantage de l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage est donc de diminuer le nombre de repliements nécessaires pour retrouver le signal permettant ainsi d'avoir des niveaux de signal plus importants.

Suite à ces résultats, nous avons augmenté la puissance optique moyenne en passant de 0.6 mW en sortie de fibre lentillée à 0.9 mW, nous donnant ainsi au niveau de l'interruption 0.35 Watts en puissance crête. La puissance de la fréquence d'entrée est quant à elle de 25 dBm.

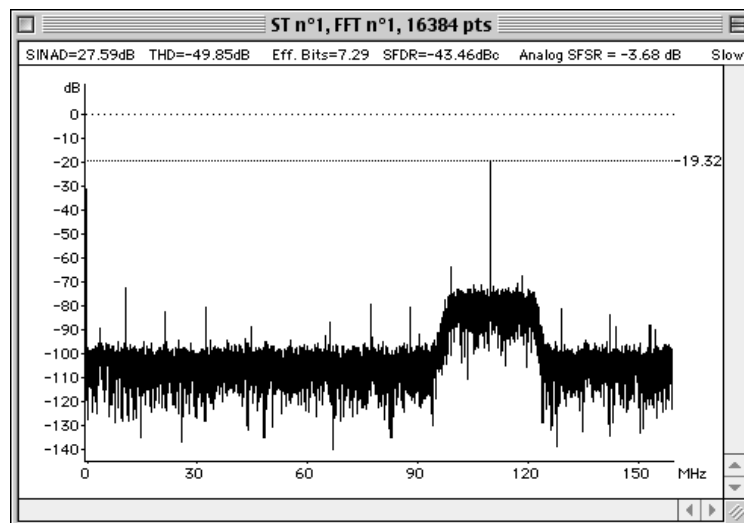


Figure 142 : Rapport signal sur bruit d'un signal de fréquence d'entrée 2.5 GHz échantillonné à 320 MHz, filtres passe bande 110 MHz et 160 MHz en sortie des amplificateurs, échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.9 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 25 dBm

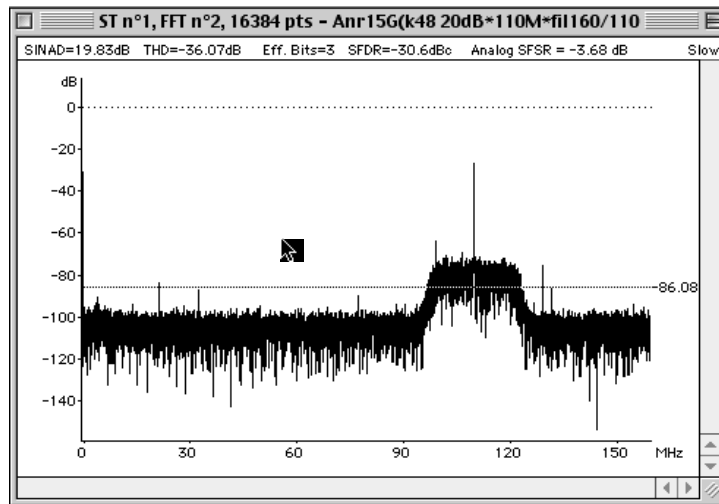


Figure 143 : Rapport signal sur bruit d'un signal de fréquence d'entrée 15 GHz échantillonné à 320 MHz, filtres passe bande 110 MHz et 160 MHz en sortie des amplificateurs, échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.9 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 25 dBm

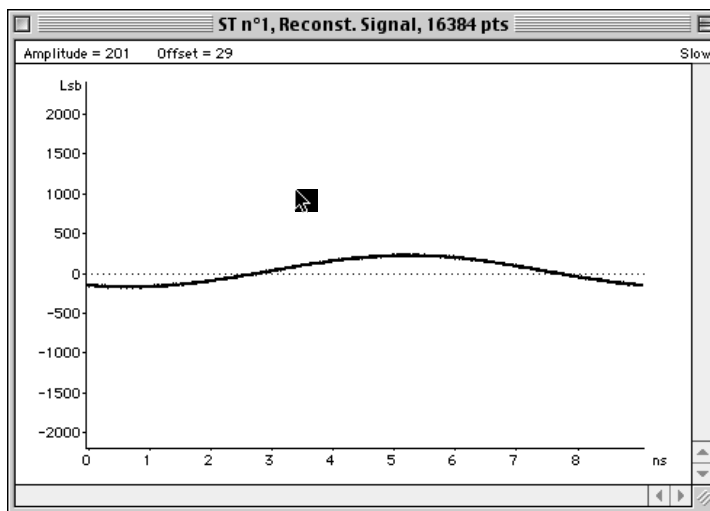


Figure 144: FFT et signal reconstruit d'un signal échantillonné à 320 MHz, fréquence d'entrée 2.5 GHz, filtres passe bande 110 MHz et 160 MHz en sortie des amplificateurs, échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.9 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 25 dBm

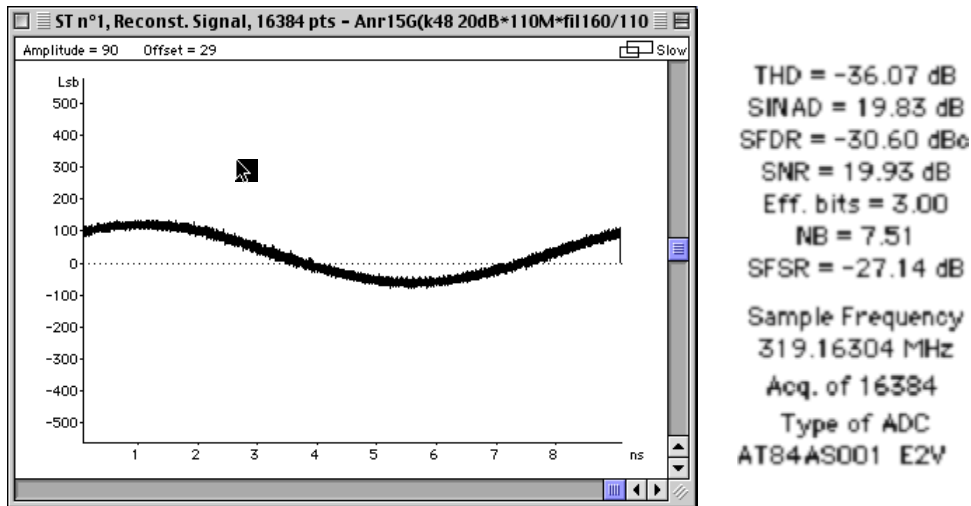


Figure 145: FFT et signal reconstruit d'un signal de fréquence d'entrée 15 GHz échantillonné à 320 MHz, filtres passe bande 110 MHz et 160 MHz en sortie des amplificateurs, échantillon réalisé avec un matériau de durée de vie de 1.4 ps, puissance optique en sortie de fibre lentillée de 0.9 mW, puissance hyperfréquence en entrée de 25 dBm

L'ensemble de ces mesures a montré l'échantillonnage de signaux hyperfréquences jusqu'à la fréquence de 20 GHz. Les fréquences d'échantillonnage de 80 MHz et 320 MHz ont permis d'obtenir jusqu'à 3.15 bits effectifs à 20 GHz pour un SFDR de 40 dB. Il est certain qu'au niveau des résultats, il est primordial d'améliorer le rapport signal-à-bruit. Pour ce faire, il serait intéressant de regarder ce que donne des mesures d'échantillonnages avec des temps de vie plus longs. Nous avons donc, dans le but d'ouvrir des perspectives, effectué des mesures d'échantillonnage à 80 MHz sur du GaAs semi-isolant.

5.2.2.4. Mesures supplémentaires à 80 MHz : perspectives

Suite aux résultats obtenus précédemment, il apparaît qu'une solution pour gagner en signal est d'augmenter le temps de vie des porteurs. Nous avons donc refait des mesures pour une fréquence d'échantillonnage de 80 MHz, un éclaircissement par le dessus, pour des lignes coplanaires interrompues à la fois sur du GaAs semi-isolant (nous avons mesuré un temps de vie des porteurs d'environ 200 ps) et du GaAs BT ayant un temps de vie de 0.9 ps. La mesure consiste principalement à regarder à l'analyseur de spectre (Rhode and Schwartz FSU) les niveaux que l'on obtient de façon à extrapoler avec les mesures avec guides. En effet pour ces

mesures complémentaires, nous ne disposons pas du CAN en bout de chaîne. Ces mesures doivent servir principalement de perspectives pour les éventuelles suites envisagées.

Le dispositif caractérisé par le dessus est le même sans guide optique que celui que nous avons utilisé pour les mesures précédentes. La Figure 146 rappelle le banc de caractérisation utilisé. Il s'agit de mesure sous laser impulsionnel de fréquence de répétition 80 MHz. A noter que dans le cas du GaAs semi-isolant, nous n'avons pas eu besoin des étages d'amplification dont le gain est de 65 dB en comptant un atténuateur de 10 dB. La fréquence d'entrée étant de 1.7 GHz.

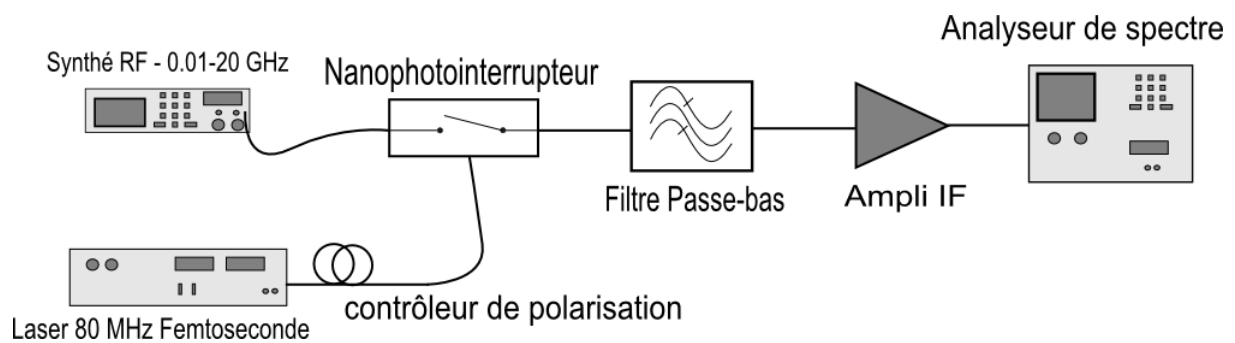


Figure 146 : Présentation schématique du banc de caractérisation dans le cas de ces mesures

Les mesures ont été faites à deux puissances optiques moyennes, 0.6 et 1.25 mW en sortie de fibre lentillée. La Figure 147 présente les résultats des mesures effectuées pour ces deux puissances optiques.

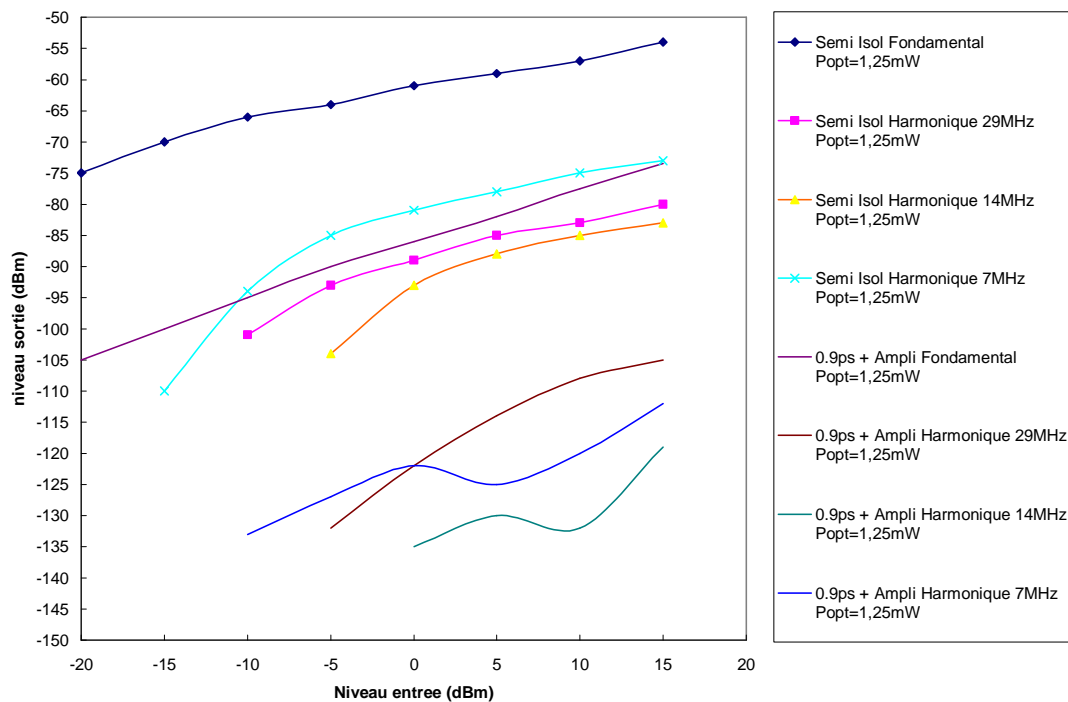
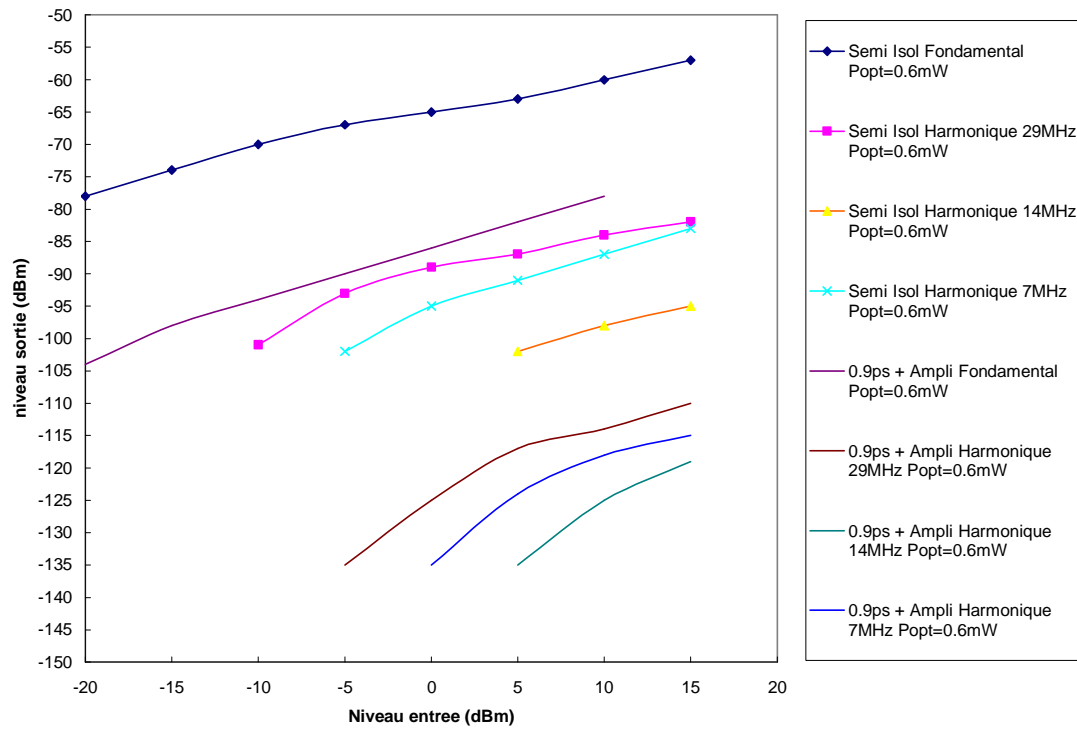


Figure 147 : Niveau maximal du spectre dans le cas de la fréquence fondamentale (1.7 GHz) et ses harmoniques pour différents niveaux d'entrée, et deux puissances optiques : 0.6 mW et 1.25 mW en sortie de fibre lentillée (sur GaAs semi-isolant et basse température)

Les résultats des mesures étaient plus ou moins attendus. On constate qu'une durée de vie des porteurs plus longue permet de gagner en signal. En effet, sur du GaAs semi-isolant, le niveau dans le cas de la fréquence fondamentale est nettement supérieur au signal équivalent sur GaAs BT où dans ce cas-ci il est nécessaire de mettre deux étages d'amplification (65 dB de gain) pour pouvoir observer le signal. Mais en revanche ce gain de signal est accompagné de non linéarités liées au temps de vie sur les niveaux des harmoniques. A l'inverse dans le cas du GaAs basse température, nous avons beaucoup moins de non linéarités, ce qui permet un écart entre la fondamentale et les harmoniques relativement important.

Ces mesures permettent d'envisager des perspectives supplémentaires pour améliorer le composant, d'un point de vu matériau et non pas géométrie. En effet, il serait envisageable par exemple de fabriquer les dispositifs sur un GaAs basse température avec un temps de vie de porteurs plus court (par exemple 10 ps).

5.3. Conclusions

Dans ce dernier chapitre, nous avons présenté la fabrication d'un nanophotointerrupteur complet sur GaAs semi-isolant et GaAs basse température (deux temps vie : 0.9 et 1.4 ps) en intégrant le guide optique et la ligne coplanaire optimisés.

Nous avons ensuite caractérisé ces composants de deux manières, d'une part en continu dans le cas des nanophotointerrupteurs sur GaAs semi-isolant, et d'autre part en impulsionnel dans le cas d'un système d'échantillonnage complet. Concernant les mesures en continu, nous avons modifié notre banc de caractérisation afin de pouvoir injecter un faisceau laser dans notre guide. Nous avons montré que les résultats de mesures obtenus dans le cas d'un nanophotointerrupteur avec et sans optique intégrée étaient très similaires (rapport On/Off supérieur à 25 dB jusqu'à 20 GHz et une puissance optique de 30 mW) démontrant ainsi le potentiel de l'optique intégrée. On notera que l'effet de court-circuit par photoconduction disparaît dans le cas du composant avec guide optique. Ensuite, nous avons participé à la mise au point du système d'échantillonnage complet en associant notre banc de caractérisation au laser impulsionnel de Jean-François Lampin de l'équipe Epiphy, et du matériel fourni par THALES SA et la DGA MI.

Nous avons donc, en collaboration, réalisé des mesures de sous-échantillonnage à 80 et 320 MHz sur des nanophotointerrupteurs fabriqués sur deux épitaxies de GaAs BT, avec des durée de vie 0.9 et 1.4 ps. Les mesures ont été réalisées à la fois sur des composants avec des *tapers* hyperfréquences exponentiels et sinusoïdaux, ainsi que des dimensions d'interruption différentes. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec des nanophotointerrupteurs ayant comme caractéristiques des *tapers* exponentiels, un resserrement de 5 μm , et des dimensions au niveau de l'interruption $L=2 \mu\text{m}$ et $d=1 \mu\text{m}$. Les résultats les plus prometteurs ont été obtenus à 320 MHz montrant l'intérêt d'augmenter la cadence de répétition, et ont donné 5.35 bits effectifs pour un signal à 1.7 GHz, et 3.15 bits effectifs pour un signal à 20 GHz, avec un *SFDR* de 40 dB. On notera également que ces résultats ont été limités par la dispersion chromatique dans la fibre lentillée, la durée de l'impulsion étant en sortie de fibre estimée à 2 ps.

Suite à ces résultats, nous avons voulu comparé ces mesures de sous-échantillonnage avec celles obtenues sur des nanophotointerrupteurs sur GaAs semi-isolant, éclairés par le dessus. L'intérêt était d'observer l'effet d'une augmentation de la durée de vie des porteurs. Nous avons montré qu'avec un temps de vie de l'ordre de 200 ps, nous gagnons en intensité de signal par rapport aux mêmes composants sur GaAs BT, mais des effets non-linéaires modifient les niveaux des harmoniques. Un compromis judicieux devrait permettre d'améliorer les performances du composant.



Conclusion Générale

L'objectif de cette thèse était d'explorer la possibilité de fabriquer un nanophotointerrupteur avec optique intégrée permettant de répondre aux besoins en terme d'échantillonnage optique de signaux radars. Ce travail s'inscrivait dans le cadre d'un projet DGA REI impliquant l'IEMN, le L2E et THALES SA.

Pour les différentes étapes de mise au point du composant, nous avons d'abord décidé de travailler sur des substrats en GaAs semi-isolant (et non basse température) afin de pouvoir réaliser de nombreux procédés technologiques sans souci de coût ou de disponibilité d'épitaxie. Nous nous sommes fixés comme idéal de tendre le plus possible vers 40 dB de rapport ON/OFF sur la bande 0-20 GHz. Les premiers composants étudiés au deuxième chapitre ont été conçus par le L2E : il s'agissait de lignes coplanaires dont le conducteur central était interrompu à l'extrémité d'un *taper* triangulaire. Les mesures en obscurité ont montré qu'on pouvait atteindre une isolation hyperfréquence meilleure que -25 dB jusqu'à 20 GHz, même avec des interruptions de seulement quelques centaines de nanomètres. Après mesures en éclairement par le dessus avec fibre multimode, nous avons un rapport ON/OFF supérieur à 13 dB jusqu'à 20 GHz. C'était un bond d'une dizaine de dB par rapport aux travaux antérieurs au projet utilisant des interruptions de plusieurs dizaines de microns, ce qui validait l'approche choisie.

Suite à ces premiers travaux, nos grands axes de travail ont été d'abord, l'amélioration de l'isolation hyperfréquence en obscurité en travaillant sur la géométrie de la ligne coplanaire, ensuite, l'amélioration des conditions d'éclairement. L'étude du chapitre 3 sur les formes et les dimensions de la ligne coplanaire (*tapers* sinusoïdaux ou exponentiels, resserrement des masses, dimensions de l'interruption...) nous a permis d'atteindre une isolation hyperfréquence meilleure que -36 dB jusqu'à 20 GHz en obscurité. Nous avons constaté en particulier qu'un conducteur central trop fin entraînait des pertes, que la géométrie exponentielle permettait de faire varier l'impédance caractéristique linéairement le long de la ligne, et que la largeur du conducteur central au niveau de l'interruption jouait peu et pourrait donc être dictée par les contraintes optiques. Le banc de mesure avec fibre lentillée que nous avons mis au point nous a alors permis d'atteindre un rapport ON/OFF de 25 dB à 20 GHz avec 30 mW de puissance

optique. Le composant était de géométrie exponentielle, avec une interruption de 1 μm sur 1 μm et des masses resserrées à 40 μm du conducteur central.

En nous inspirant de la propriété d'invariance par homothétie de l'impédance des lignes coplanaires, nous avons ensuite étudié en détail par simulation et expérience l'effet du resserrement des masses autour du conducteur central. Celui-ci permet de confiner plus fortement le champ électromagnétique autour de l'interruption. Ceci nous a permis d'atteindre un rapport ON/OFF de 32 dB, et des pertes d'insertion hyperfréquence de 6.5 dB, pour un composant de géométrie exponentielle avec une interruption de 1 μm de long sur 2 μm de large et des masses resserrées à 20 μm du conducteur central. Nous avons également mis en évidence le risque de court-circuit par photoconduction lorsque le resserrement des masses devient du même ordre de grandeur que le rayon de la tache optique. On peut d'ailleurs noter qu'en obscurité, la simulation montre que l'on devrait pouvoir atteindre une isolation hyperfréquence meilleure que -50 dB jusqu'à 20 GHz, avec une masse resserrée à 0.5 μm du conducteur central. Mais quelle que soit la méthode d'éclairage, les performances du composant seraient probablement limitées par cet effet de court-circuit latéral par photoconduction.

Après ce travail de conception hyperfréquence et de mise au point des bancs de caractérisation, nous nous sommes concentrés sur la partie optique. Au début du projet, l'idée était d'éclairer l'interruption par évanescente à l'aide d'un guide semi-conducteur. Nous avons rapidement écarté cette solution, la petite taille de l'interruption ne permettant pas de concevoir un guide technologiquement acceptable fonctionnant suivant ce principe. De plus, il nous est apparu que le problème majeur au niveau optique serait d'élaborer une optique intégrée avec peu de pertes sur un substrat fortement absorbant. Ceci nous a amené à changer de voie. Nous nous sommes tournés vers des guides diélectriques de type $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, le nitrure constituant le cœur du guide. L'idée était qu'avec ce type de guide déposé au-dessus de la ligne hyperfréquence, nous pourrions d'une part, éclairer frontalement l'interruption et d'autre part, nous isoler optiquement du substrat absorbant, le guide pouvant être déposé au-dessus des masses réalisées par dépôt d'or.

Nous avons tout d'abord tenté d'utiliser des guides rubans constitués d'un empilement $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ de 6 μm de large et 2.5 μm d'épaisseur. Mais leur caractère fortement multimode et le problème de sous-gravure du nitrure, que nous n'avons pas réussi à résoudre, ont induit des pertes optiques rédhibitoires (-18 dB fibre à fibre pour un guide de 6 mm de

long). Nous avons alors opté pour des guides dont le nanocoeur de nitrure (500×200 nm) est enterré dans une matrice de silice de $6 \mu\text{m}$ de large et $2.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur, l'ensemble ayant quelques millimètres de longueur. Après étude et conception par la méthode des faisceaux propagés en 3D, nous avons fabriqué et caractérisé de tels guides. Bien que le nombre d'étapes technologiques soit plus important que pour le premier type de guide envisagé (deux lithographies électroniques au lieu d'une), le procédé technologique s'est déroulé correctement. Nous avons montré expérimentalement que si nous déposions directement ces guides sur le substrat absorbant il était impossible au bout d'un millimètre de détecter quoi que ce soit. Par contre les guides déposés sur or étaient fonctionnels, et en utilisant des guides de longueurs 2, 6, 8 et 10 mm nous avons obtenu des pertes de 6 dB/cm et 1.5 dB par face, ce qui validait notre approche. L'utilisation de tels guides impliquait quelques contraintes. Concernant la mise à niveau du cœur du guide et de la zone à éclairer, nous avons écarté la surélévation du conducteur central de peur d'une part d'endommager les têtes de mesures hyperfréquences et d'autre part de modifier les propriétés de la ligne, plus tout à fait coplanaire, en particulier lorsque les masses étaient fortement resserrées. La solution adoptée consiste à graver un canal traversant les masses et allant jusqu'à l'interruption, dans lequel nous déposons le guide diélectrique. Le problème de continuité de la masse au bord du canal s'est finalement révélé négligeable. Autre problème posé par notre choix du guide diélectrique, le guide doit descendre une marche de $0.5 \mu\text{m}$ de haut quand il quitte la masse juste avant d'atteindre l'interruption. Nous avons étudié cette marche par simulation et montré que les pertes étaient acceptables au regard des avantages de ces guides (0.5 dB).

L'ensemble de ces travaux nous a amenés finalement à fabriquer des nanophotointerrupteurs avec optique intégrée à la fois sur GaAs semi-isolant et sur GaAs basse température. Nous avons modifié notre banc de caractérisation en conséquence afin de pouvoir injecter un faisceau laser dans ces guides à l'aide d'une fibre optique lentillée. En comparant un nanophotointerrupteur avec son homologue sans guide, nous avons montré que nous avons quasiment les mêmes résultats (rapport ON/ OFF supérieur à 25 dB jusqu'à 20 GHz pour ce composant avec et sans guide et une puissance optique de 30 mW en sortie de fibre lentillée), si ce n'est que dans le cas du composant avec guide, l'effet de court-circuit par photoconduction disparaissait.

Le projet devait se terminer par l'inclusion de ce composant dans le démonstrateur final. Nous avons donc participé à la mise au point du banc d'échantillonnage avec laser impulsif, en

combinant notre banc de caractérisation, celui de M. Lampin (laser impulsif), ainsi que le matériel fourni par THALES SA et la DGA MI. Des mesures en sous-échantillonnage ont été réalisées à 80 et 320 MHz, sur deux familles de composants fabriqués sur des épitaxies de GaAs BT, ayant des temps de vie de porteurs de respectivement 0.9 et 1.4 ps, et ayant des *tapers* hyperfréquences sinusoïdaux et exponentiels. Les composants ayant une interruption de dimensions $L=2\ \mu\text{m}$ et $d=1\ \mu\text{m}$ et un resserrement des masses de $5\ \mu\text{m}$, ont donné les meilleurs résultats. On pourra rappeler plus particulièrement ceux obtenus à 320 MHz qui sont les plus prometteurs. Dans ce cas-ci, la puissance optique moyenne était de 0.6 mW en sortie de fibre lentillée (dispersion du pulse après passage dans la fibre : 2 ps). Nous avons obtenu dans le cas d'une fréquence d'entrée de 1.7 GHz un nombre de bits effectifs de 5.35, et dans le cas d'une fréquence de 20 GHz un nombre de bits effectifs de 3.15 pour un SFDR (*Spurious-Free Dynamic Range*) de 40 dB. Ces résultats sont très encourageants et valident l'approche choisie dans ce projet et cette thèse. Notons que ces bits effectifs correspondent exactement à ce que l'on pouvait attendre en extrapolant à 20 GHz les points présents sur la figure d'état de l'art présentée au premier chapitre.

Mais nous pensons que ces premiers composants intégrés ne sont qu'une première étape dans cette voie et que des résultats encore meilleurs peuvent être atteints en optimisant un certain nombre de points. Tout d'abord, la caractérisation de composants intégrés sur GaAs semi-isolant a montré que l'augmentation du temps de vie des porteurs (de l'ordre de 100 ps) permettait d'obtenir plus de signal au prix de non-linéarités plus importantes sur les niveaux des harmoniques, et qu'un matériau GaAs basse température avec des temps de vie de l'ordre de 10 ps constituerait alors un bon compromis pour l'échantillonnage de signaux à 20 GHz.

Il serait intéressant d'introduire dans le système d'échantillonnage une source optique impulsif de longueur d'onde 800 nm, dont la largeur des impulsions ne serait pas déformée par la dispersion chromatique (entraînant une diminution de la puissance crête), et dont la cadence de répétition irait jusque quelques GHz. Ce type de source optique n'étant pas un produit disponible sur le marché, un développement spécifique est à envisager.

Nous pensons qu'il est possible d'améliorer le couplage optique entre la fibre et le nanoguide, ainsi qu'entre le nanoguide et la zone active du photointerrupteur, par un travail de conception et par l'amélioration des procédés de fabrication. Une diminution des pertes de propagation peut par exemple être envisagée, comme le montre les travaux récents de Jared Bauters de l'Université de Californie [41; 42] sur les guides diélectriques $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$.

Enfin, il serait très intéressant de disposer d'un matériau absorbant à $1.55 \mu\text{m}$, très résistif en obscurité et ayant des durées de vie des porteurs de quelques picosecondes, afin de pouvoir utiliser les sources optiques compactes développées pour les applications de télécommunications. Notons à ce propos que le type de guide optique que nous avons utilisé est indépendant du substrat, et donc facilement adaptable sur un autre matériau que le GaAs.

Bibliographie

- [1] H. NYQUIST (1928): Certain Topics in Telegraph Transmission Theory. Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, 47, 617 -644.
- [2] J.A. WEPMAN (1995): Analog-to-digital converters and their applications in radio receivers. IEEE Communications Magazine, 33, 39 -45.
- [3] R. WALDEN (2008): Analog-to-Digital Converters and Associated IC Technologies. IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium, 1 -2.
- [4] G. C. VALLEY (2007): Photonic analog-to-digital converters. Optics Express, 15, 1955-1982.
- [5] R. H. WALDEN (1999): Analog-to-digital converter survey and analysis. IEEE Journal on Selected Areas in Communications, 17, 539 -550.
- [6] P.W. JUODAWLKIS, J.C. TWICHELL, G.E. BETTS, J.J. HARGREAVES, R.D. YOUNGER, J.L. WASSERMAN, F.J. O'DONNELL, K.G. RAY & R.C. WILLIAMSON (2001): Optically sampled analog-to-digital converters. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 49, 1840 -1853.
- [7] A.S. BHUSHAN, F. COPPINGER & B. JALALI (1998): Time-stretched analogue-to-digital conversion. Electronics Letters, 34, 839 -841.
- [8] B. GORISSE (2007): Etude d'élément de base et de concepts par un numériseur à très large bande passante et à haute résolution, Université de Lille 1.
- [9] Y. HAN & B. JALALI (2005): One Tera-Sample/sec Real-Time Transient Digitizer. Proceedings of the IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, 1, 507 -509.

-
- [10] Y. HAN, O. BOYRAZ & B. JALALI (2004): 480 GSample/s time stretch transient digitizer. Proceedings of the Lightwave Technologies in Instrumentation and Measurement Conference, 49 - 53.
- [11] J. CHOU, O. BOYRAZ, D. SOLLI & B. JALALI (2007): Femtosecond real-time single-shot digitizer. Applied Physics Letters, 91, 161105.
- [12] Y. HAN & B. JALALI (2003): Photonic time-stretched analog-to-digital converter: fundamental concepts and practical considerations. Journal of Lightwave Technology, 21, 3085 - 3103.
- [13] Y. TENG, C. YU, J. YUAN, J. CHEN, C. JIN & Q. XU (2011): Time-stretch analog-to-digital conversion with a photonic crystal fiber. Optoelectronics Letters, 7, 143-146.
- [14] S. GUPTA & B. JALALI (2008): Time-warp correction and calibration in photonic time-stretch analog-to-digital converter. Optics Letters, 33, 2674-2676.
- [15] D. H. AUSTON (1975): Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. Applied Physics Letters, 26, 101 -103.
- [16] F. J. LEONBERGER & P. F. P. F. MOULTON (1979): High speed InP optoelectronic switch. Applied Physics Letters, 35, 712 -714.
- [17] R. URATA, R. TAKAHASHI, V. SABNIS, D. MILLER & HARRIS, J.S., JR. (2001): Ultrafast differential sample and hold using low-temperature-grown GaAs MSM for photonic A/D conversion. IEEE Photonics Technology Letters, 13, 717 -719.
- [18] L. NATHAWAD, R. URATA, B. WOOLEY & D. MILLER (2003): A 40-GHz-bandwidth, 4-bit, time-interleaved A/D converter using photoconductive sampling. IEEE Journal of Solid-State Circuits, 38, 2021 - 2030.
- [19] J. ROUX, J. DELORD & J. COUTAZ (2011): RF Frequency Response of Photoconductive Samplers. IEEE Journal of Quantum Electronics, 47, 223 -229.
- [20] J. DELORD (2010): Echantillonnage photoconductif de signaux hyperfréquence, Université de Savoie.

-
- [21] J. DELORD, J. ROUX, J. COUTAZ & N. BREUIL (2009): Study of Optoelectronic Sampler Linearity for Analog-to-Digital Conversion of RF Signals. *IEEE Photonics Technology Letters*, 21, 1369 -1371.
- [22] C. TRIPON-CANSELIET, S. FACI, K. BLARY, F. DESHOURS, G. ALQUIE, S. FORMONT & J. CHAZELAS (2006): Optically-controlled microwave phase shifting and sampling by efficient photoconductive switching on LT-GaAs substrate integrated technology. , 6343, .
- [23] C. TRIPON-CANSELIET (2003): *Commande optique de circuits micro-ondes : Application à la modulation et à l'échantillonnage*, Université de Paris 6.
- [24] S. CHOUTEAU (1998): Integrated Microwave Photoswitch Silicon. *Solid-State Electronics*, 42, 101 - 106.
- [25] N. ZAMDMER, Q. HU, K. A. MCINTOSH & S. VERGHESE (1999): Increase in response time of low-temperature-grown GaAs photoconductive switches at high voltage bias. *Applied Physics Letters*, 75, 2313-2315.
- [26] F.W. SMITH, C.L. CHEN, G.W. TURNER, M.C. FINN, L.J. MAHONEY, M.J. MANFRA & A.R. CALAWA (1988): Sidegating reduction for GaAs integrated circuits by using a new buffer layer. *Technical Digest - International Electron Devices Meeting*, 838 -841.
- [27] M. KAMINSKA, E. R. WEBER, Z. LILIENTAL-WEBER, R. LEON & Z. U. REK (1989): Stoichiometry-related defects in GaAs grown by molecular-beam epitaxy at low temperatures. *Proceedings of the 16th Annual Conference on the Physics and Chemistry of Semiconductor Interfaces*, 7, 710-713.
- [28] M. KAMINSKA, Z. LILIENTAL-WEBER, E. R. WEBER, T. GEORGE, J. B. KORTRIGHT, F. W. SMITH, B-Y. TSAUR & A. R. CALAWA (1989): Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures. *Applied Physics Letters*, 54, 1881-1883.

-
- [29] J. I. LANDMAN, C. G. MORGAN, J. T. SCHICK, P. PAPOULIAS & A. KUMAR (1997): Arsenic interstitials and interstitial complexes in low-temperature grown GaAs. *Phys. Rev. B*, 55, 15581-15586.
- [30] M. R. MELLOCH, N. OTSUKA, J. M. WOODALL, A. C. WARREN & J. L. FREEOUF (1990): Formation of arsenic precipitates in GaAs buffer layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures. *Applied Physics Letters*, 57, 1531 -1533.
- [31] Z. LILIENTAL-WEBER, X. W. LIN, J. WASHBURN & W. SCHAFF (1995): Rapid thermal annealing of low-temperature GaAs layers. *Applied Physics Letters*, 66, 2086-2088.
- [32] A. C. WARREN, J. M. WOODALL, J. L. FREEOUF, D. GRISCHKOWSKY, D. T. MCINTURFF, M. R. MELLOCH & N. OTSUKA (1990): Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 57, 1331 -1333.
- [33] CP. WEN (1969): coplanar waveguide. a surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic device applications. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MIT-17, 1087-1090.
- [34] W. HUANG, C. XU, S.-T. CHU & S.K. CHAUDHURI (1992): The finite-difference vector beam propagation method: analysis and assessment. *Journal of Lightwave Technology* , 10, 295 -305.
- [35] W.P. HUANG, C.L. XU & S.K. CHAUDHURI (1992): A finite-difference vector beam propagation method for three-dimensional waveguide structures. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4, 148 -151.
- [36] T. WEILAND (1996): Time domain electromagnetic field computation with finite difference methods. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, 9, 295-319.
- [37] T. WEILAND (1977): A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-. Component Fields. *Electronics and Communications (AEÜ)*, 31, 116-120.

-
- [38] B. KRIETENSTEIN, R. SCHUHMAN, P. THOMA, T. WEILAND (1998): The Perfect Boundary Approximation Technique Facing the big. Challenge of High Precision Field Computation. Proceedings of the 19th International Linear Accelerator Conference, 860-862.
- [39] T. W. M. CLEMENS (2001): Discrete electromagnetism with the finite integration technique - Abstract. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 15, 79-80.
- [40] V. MAGNIN, L. GIRAUDET, J. HARARI, J. DECOBERT, P. PAGNOT, E. BOUCHEREZ & D. DECOSTER (2002): Design, optimization, and fabrication of side-illuminated p-i-n photodetectors with high responsivity and high alignment tolerance for 1.3 and 1.55- μm wavelength use. Journal of Lightwave Technology, 20, 477-488.
- [41] J. F. BAUTERS, M. J. R. HECK, D. JOHN, D. DAI, M. TIEN, J. S. BARTON, A. LEINSE, R. G. HEIDEMAN, D. J. BLUMENTHAL & J. E. BOWERS (2011): Ultra-low-loss high-aspect-ratio Si₃N₄ waveguides. Optics Express, 19, 3163-3174.
- [42] J. BAUTERS, M. HECK, D. D. JOHN, M. TIEN, W. LI, J. S. BARTON, D. J. BLUMENTHAL, J. BOWERS, A. LEINSE & R. G. HEIDEMAN (2011): Ultra-low-loss Single-mode Silicon Nitride Waveguides with 0.7 dB/m Propagation Loss. 37th European Conference and Exposition on Optical Communications, .
- [43] A. GORIN, A. JAOUAD, E. GRONDIN, V. AIMEZ & P. CHARETTE (2008): Fabrication of silicon nitride waveguides for visible-light using PECVD: a study of the effect of plasma frequency on optical properties. Optics Express, 16, 13509-13516.
- [44] S. C. MAO, S. H. TAO, Y. L. XU, X. W. SUN, M. B. YU, G. Q. LO & D. L. KWONG (2008): Low propagation loss SiN optical waveguide prepared by optimal low-hydrogen module. Optics Express, 16, 20809-20816.
- [45] MELCHIORRI, M., DALDOSSO, N., SBRANA, F., PAVESI, L., PUCKER, G., KOMPOCHOLIS, C., BELLUTTI, P., LUI, A. (2005): Propagation losses of silicon nitride waveguides in the near-infrared range. Applied Physics Letters, 86, 1-3.

-
- [46] D.A.P. BULLA, B.V. BORGES, M.A. ROMERO, N.I. MORIMOTO, L.G. NETO, A.L. CORTES (1999): Design and fabrication of SiO₂/Si₃N₄ CVD optical waveguides. SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference Proceedings, 454-457.
- [47] C. H. HENRY, R. F. KAZARINOV, H. J. LEE, K. J. ORLOWSKY & L. E. KATZ (1987): Low loss Si₃N₄-SiO₂ optical waveguides on Si. Applied Optics, 26, 2621-2624.
- [48] W. S. W. STUTIUS (1977): Silicon nitride films on silicon for optical waveguides. Applied Optics, 16, 3218-3222.
- [49] G.T. REED (1992): Methods of measurement of passive integrated optical waveguides. IEE Colloquium on Measurements on Optical Devices, 2/1 -2/7.
- [50] CHAKRABORTY, S., HASKO, D.G., MEARS, R.J. (2004): Aperiodic lattices in a high refractive index contrast system for photonic bandgap engineering. Microelectronic Engineering, 73-74, 392-396.
- [51] SAKAI, A., HARA, G., BABA, T. (2001): Propagation characteristics of ultrahigh-D optical waveguide on silicon-on-insulator substrate. Japanese Journal of Applied Physics, Part 2: Letters, 40, L383-L385.

RESUME :

L'objectif de cette thèse était d'explorer la possibilité de fabriquer un nanophotointerrupteur avec optique intégrée permettant de répondre aux besoins en terme d'échantillonnage optique de signaux radars. Le photointerrupteur est une ligne coplanaire interrompue sur substrat GaAs semi-isolant (SI) ou basse température (BT). L'interruption peut être éclairée soit par le dessus avec une fibre optique ou à l'aide d'un guide optique intégré. Le conducteur central des premiers composants, sur GaAs-SI, dispose de deux adaptateurs modaux hyperfréquences triangulaires au centre desquels se trouve une interruption de taille pouvant être submicronique. Nous avons mesuré un rapport ON/OFF supérieur à 13 dB jusqu'à 20 GHz, avec un éclairage par le dessus. Nous avons ensuite travaillé sur la géométrie de la ligne coplanaire. Nous avons en particulier étudié des adaptateurs modaux à géométrie sinusoïdale et exponentielle ainsi que l'effet du resserrement des masses autour du conducteur central. Nous avons ainsi mesuré un rapport ON/OFF de 32 dB jusqu'à 20 GHz, et des pertes d'insertion hyperfréquence de 6.5 dB. Concernant la partie optique, nous avons étudié par la méthode des faisceaux propagés différents types de guides diélectriques. Pour le composant intégré, nous avons choisi des nanoguides avec un cœur de Si₃N₄ enterré dans une matrice de SiO₂, pouvant être fabriqués sur un dépôt d'or. Nous avons mesuré un rapport ON/OFF supérieur à 25 dB jusqu'à 20 GHz. Des nanophotointerrupteurs sur GaAs-BT ont été intégrés dans un système d'échantillonnage comprenant un laser impulsif femtoseconde, et ont permis de sous-échantillonner un signal à 20 GHz avec 3,15 bits effectifs.

SUMMARY :

This thesis presents a nanophotoswitch with integrated optics for the optical sampling of radar signals. The photoswitch is a microwave coplanar waveguide fabricated on a semi-insulating GaAs substrate or a low temperature GaAs substrate, which has a gap that can be either top illuminated by an optical fiber or illuminated by an integrated optical waveguide. We started with semi-insulating GaAs devices. The center conductor of the first components has two triangular microwave tapers with a submicronic gap located at the center. We measured an ON/OFF ratio greater than 13 dB up to 20 GHz, by top illumination. We worked on the geometry of the coplanar waveguide. We particularly studied exponential and sinusoidal tapers and the effect of a decrease of the conductor spacing. We have measured a 32 dB ON/OFF ratio up to 20 GHz, and 6.5 dB of insertion losses. We studied by beam propagation method different types of dielectric guides. For the integrated device, we chose nanowaveguides with a Si₃N₄ core buried in a SiO₂ matrix, which can be fabricated on a gold deposit. We measured an ON/OFF ratio greater than 25 dB up to 20 GHz. Nanophotoswitches built on a low temperature GaAs substrate have been put into a sampling system comprising a femtosecond pulsed laser, and we have subsampled a 20 GHz signal with a 3.15 effective number of bits.