

UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES

THÈSE

Présentée à

L'ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR

DOMAINE DE RECHERCHE : ÉLECTRONIQUE

Spécialité : Micro et NanoTechnologie

par

Arnaud Stolz

**Conception, fabrication et caractérisation d'un
modulateur optique à commande plasmonique sur
nitrure de gallium à une longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$**

Soutenue le 28 novembre 2011

Composition du jury :

M. Elhadj Dogheche	Professeur à l'Université de Valenciennes	Directeur
M. Didier Decoster	Professeur à l'Université de Lille1	Co-directeur
M. Jean-Yves Duboz	Directeur de Recherche au CRHEA, Valbonne	Rapporteur
M. Hongwu Li	Professeur à l'Université de Nantes	Rapporteur
Mme Rose-Marie Capella	Responsable scientifique Nanotechnologies, DGA, Bagnoux	Examineur
M. Jean Chazelas	Directeur de Recherche à Thales Systèmes Aéroportés, Élancourt	Examineur
M. Tuami Lasri	Professeur à l'Université de Lille1	Examineur
M. Dimitris Pavlidis	Professeur à l'Université Technique de Darmstadt	Examineur
M. Jean-Pierre Huignard	Consultant Expert Photonique, Paris	Invité
Mme Brigitte Loiseaux	Chargée de Recherche à Thales Research & Technologies, Palaiseau	Invitée
Mme Charlotte Tripon-Canseliet	Maître de Conférence à l'Université Pierre et Marie Curie, Paris VI	Invitée

*"Moins on est intelligent, plus on a de chance
d'être romancier. Sinon, on écrit des thèses."*

Georges Simenon

Remerciement

Ce travail a été menée en collaboration entre Thales Research & Technologies (TRT), le Laboratoire d'Electronique et d'Electromagnétisme (L2E) et l'Equipe Optoélectronique de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) avec le soutien financier d'une bourse de la Direction Générale de l'Armement (DGA) sous la forme d'un projet Recherche Exploratoire et d'Innovation (REI) par l'intermédiaire du Centre National pour la Recherche Scientifique (CNRS).

Je remercie Messieurs **Alain Cappy**, Professeur à l'Université de Lille1 et **Lionel Buchillot**, Directeur de recherche au CNRS, qui se sont succédé comme Directeurs du laboratoire durant mes trois ans de thèse, pour m'avoir accueilli en leurs murs, ainsi que les responsables du projets extérieurs à l'IEMN, Mesdames **Charlotte Tripon-Canseliet** (L2E) et **Brigitte Loiseaux** (TRT).

Je remercie ensuite pour la DGA, Madame **Rose-Marie Capella** et Monsieur **Pascal Maigné**, successivement Responsable Scientifique du domaine Nanotechnologies, qui ont suivi ce travail.

Je remercie tout d'abord Monsieur **Tuami Lasri**, Professeur à l'Université de Lille1, d'avoir accepter de présider le jury qui a examiné mon travail de recherche.

Je témoigne ici ma reconnaissance à Monsieur **Jean-Yves Duboz**, Directeur de Recherche au Centre de Recherche sur l'HétéroEpitaxie et ses Applications (CRHEA) à Valbonne, ainsi qu'à Monsieur **Hongwu Li**, Professeur à l'Université de Nantes, pour avoir accepté de juger mon travail et d'en être les rapporteurs.

J'exprime aussi ma gratitude à Madame **Rose-Marie Capella**, mais aussi à Monsieur **Dimitris Pavlidis**, Professeur à l'Université Technique de Darmstadt et Monsieur **Jean Chazelas**, Directeur de Recherche auprès de Thales Systèmes Aéroportés, pour avoir accepté d'évaluer mon travail de recherche.

Je souhaite remercier particulièrement Monsieur **Jean-Pierre Huignard**, Consultant expert photonique, pour avoir accepté cette invitation et avoir participé à ce jury, ainsi que mesdames **Charlotte Tripon-Canseliet** (L2E) et **Brigitte Loiseaux** (TRT).

Je remercie mon directeur de thèse, Monsieur **Elhadj Dogheche**, Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis (IEMN-DOAE) pour m'avoir supporté et soutenu durant plus de trois ans. Je lui suis reconnaissant de l'expérience qu'il m'a apporté.

Je remercie également Monsieur **Didier Decoster**, Professeur à l'Université de Lille1 (IEMN-LCI) d'avoir co-dirigé cette thèse qui a pris place au sein de l'équipe Optoélectronique dont il est le chef. Je le remercie d'avoir éveillé en moi le docteur-ingénieur matériaux pour les micro et nanotechnologies que je suis devenu en six ans à ses côtés.

Je voudrais maintenant remercier toutes les personnes en salle blanche qui m'ont permis de mener à bien mes travaux : **Christiane Legrand** pour son expertise et son aide aux dépôts de diélectrique et aux gravures ICP-RIE, **Pascal Tilmant** pour ses excellents conseils en matière de lithographie et en thermocompression, **André Leroy** et **Annie Fattorini** pour leurs grandes connaissances en métallisation, **François Vaurette** et **Marc François** pour les talents à trouver les bonnes doses en écriture électronique. Je remercie également **David Troadec** pour l'ensemble des lames TEM réalisées en caractérisations matériaux. Toutes ces réalisations technologiques n'auraient servies à rien si les doigts de fée de **Didier Vandermoere** n'en avaient réalisé les montages.

Au départ de tout composant technologique, la réalisation de l'épitaxie est primordiale. J'aimerais donc remercier l'ensemble des personnes de l'équipe EPIPHY qui m'ont assisté dans les choix et l'émergence des structures utilisées ici, à savoir : **Xavier Wallart** et **Christophe Coinon**. D'autres personnes de ce même groupe m'ont soutenus dans mes réflexions et mes démarches, c'est pourquoi je remercie également **Jean-François Lampin**, **Emilien Peytavit** et **Tahsin Akalin**.

Si les épitaxies III-V standards proviennent du laboratoire, les épitaxies à base de nitrures sont issues de collaborations internationales. J'aimerais remercier très chaleureusement **Dimitris Pavlidis**, Professeur à l'Université Technique de Darmstadt, qui a fait beaucoup d'efforts pour répondre à mes nombreuses demandes de couche. Des épitaxies nitrurées sur silicium

d'origine coréennes furent utilisées dans cette étude et je remercie grandement le Professeur **Yong-Hoon Cho** et **Sukmin Ko** du Korean Advanced Institute of Science and Technologies. Je les remercie également pour leur accueil très chaleureux à nos deux visites en Corée du Sud, et à toute l'équipe du Professeur qui nous a fait découvrir ce très beau pays, *kimchi*, poisson à l'ammoniaque et autres gourmandises.

D'autres personnes de l'IEMN méritent toute ma gratitude, comme **Zahia Bougrioua** pour ses discussions souvent sur le thème du GaN, **Malek Zegaoui** pour son aide précieuse en salle blanche quand une interrogation devient tenace, **Ali Soltani** et **Jean-Claude Gerbedoen** pour leurs nombreux conseils technos et nos travaux mutuels sur les nitrures, avec quelques publications à la clé. Des personnes extérieures à l'IEMN m'ont aussi apporter leur aide dans ces quelques années, et je souhaite ici remercier **Ydir Androussi** du LSPES pour sa disponibilité et nos heures au MET; **Gilles Patriarche** du LPN pour les dernières études en MET-HR; **Laurence Ferlazzo** du LPN pour ses connaissances en gravure profonde de matériaux nitrurés. Merci aussi à **Fabrice Semond** du CRHEA, pour son accueil et son écoute. Merci aussi à **Maria Tchernycheva** de l'IEF et **Hugues Joire** du LMP de Maubeuge pour les découpes saphir et silicium. Une mention spéciale à **David Jenkins**, de l'Université de Plymouth, pour nos discussions *so british* autour des mesures optiques et de la plasmonique. Pour finir, je souhaite remercier chaleureusement **Salim Faci**, pour son soutien et sa disponibilité, tant au L2E qu'à l'IEMN.

J'ai aussi une pensée pour les personnes que j'ai rencontré durant mes enseignements à l'ISTV de Valenciennes. En premier lieu, le Professeur **Claudine Follet**, aujourd'hui directrice, qui m'a offert cette opportunité d'enseigner. J'ai un profond respect pour toi, merci encore. Merci aussi à **Philippe Goutin** pour avoir concilié mes enseignements à Valenciennes avec ma recherche à Lille. Ensuite, toute l'équipe pédagogique du département de Chimie : **Isabelle, Sophie, Cyrille, Sylvie, Françoise, Jawed, Moha, Philippe, Christian** et surtout **Jérôme** sans qui les TP de chimie n'aurait pu bien se passer. Un petit coucou aussi à **Jean-Denis** et **Ahmed** avec qui j'ai partagé quelques séances. De l'autre côté, je remercie **Iyad Dayoub** pour les quelques heures en TP d'Électrocinétique et Optique que nous avons passé ensemble. Merci pour ta sympathie.

Je remercie maintenant mes collègues du groupe Optoélectronique de l'IEMN pour leur aide, leur soutien et tout ces bons moments que l'on a partagé : **Christophe** pour son air grognon, ses fous rires, son soutien et ses « omelettes espagnoles », oh que les bureaux sont silencieux sans toi; **Antoine** pour son soutien moral (il comprendra pourquoi); **Anisha** pour mon TOEIC (si

si!!), mais aussi pour ces trois années où l'on a évolué ensemble dans le groupe et les soirées indiennes, où bizarrement, on finissait toujours morts de rire ; **Floriane** pour tout son soutien (surtout durant la rédaction de thèse et les coups durs), ses corrections, sa tendresse – cette thèse est aussi pour toi ; **Djamila**, alias « P'tite Madame » pour les claquements de talons dans le couloir et le fameux « Pada Pschhh!! », bonne chance à toi pour la suite ; **Thomas** pour m'avoir pourri les oreilles durant ma dernière année mais aussi parce que, je le sais, tu admires mes talents de détective, tu vas me manquer ; **Edy** pour le rock (le vrai) des années 80 et nos jeux de mots malheureusement incompris ; **Aurélien**, le singapourien de l'équipe, fan de *Nyan Cat* ; **Michèle** qui, même si tu es partie tôt au labo, m'a soutenu de loin et parce que, rappelle-toi, c'est toi qui m'a motivé à entrer à l'IEMN ; **Kenny** même si de passage, tu restes le 4^e homme du bureau!, courage pour ta dernière ligne droite ; **Mathieu** pour avoir reconnu mon charme en polo bleu moulant et les pots mousseux-foie gras de 16h en plein mois de février ; **Jean-Pierre**, **Joe** et **Vincent** pour les discussions, conseils et les rires sur des sujets scientifiques ou non ; **Cathy** pour sa bonne humeur et nos batailles de « Alors, c'est à cette heure-ci que t'arrives ! » ; **Sophie** pour ton franc parlé que j'adore et tes conseils avisés ; mais aussi **Naïma**, **Gwenaël**, **Dorothée**, **Marie**, **Stéphane**, **Julien** et **Giang**. J'espère garder contact avec vous tous. Vous allez tous me manquer.

Sans oublier les autres membres du laboratoire que j'ai pu côtoyer comme **Florian** pour les barbecues, les soirées et toute l'animation que tu as entretenu quand tu étais là. Qu'il est triste le 3^e étage sans toi. **Nhung**, déjà repartie au Vietnam, mais qui nous aura bien fait rire dans son duo *Christophe & Nhung*. Je remercie aussi beaucoup **Alexandre**, membre de Delfmems, pour toutes ses (nombreuses) compétences en salle blanche et son caractère humain très développé.

Une pensée aussi pour mes collègues de Master, **Éléonore**, alias *Lolore*, reine du LaserGame et spécialiste du cake au carottes, et pourtant, sa croissance n'est pas épitaxiale (je suis sûr que tu as fait exprès de prévoir ta soutenance le jour de mon anniversaire!) et **Albert**, alias *M. Le Président*, déjà docteur et dont la sérénité et la bonne humeur nous a toujours enchanté. Même s'il nous a quitté à la fin du Master, j'ai une pensée sincère pour **Tristan** (et **Jenifer**), papa depuis quelques mois et qui aurait mérité de partager cette expérience avec nous. 4 ans déjà et j'ai l'impression de nous voir encore dans l'amphi du P3.

Il me reste maintenant à remercier toutes les personnes qui, de près ou de loin, m'ont apporté réponses, questions ou sourires durant ces trois ans : **Hermance** et **Virginie** pour votre bonne humeur en salle blanche et votre cœur, **Sy-Hyun** en Corée pour notre travail commun sur le AAO, **Nora** à Lille et **Edith** et **Anne** à Valenciennes pour les « détails » administratifs que vous avez dû gérer durant trois ans et votre disponibilité, **Sylvie**, **Cécile** et **Farah** à l'accueil avec qui j'ai dépensé quelques heures de travail à discuter de la vie et de l'humain. Merci aussi

à **Patrice** du fin fond de ma Lorraine natale, **Steven** pour ne m'avoir jamais invité à Béthune (lol), **Anne** (de Bretagne) pour son soutien, **Stéphane** (mon ex-chef), **Yves**, **Marc**, **Sylvie**, **Maxime**, **Katir**, **Anne**, **Romain**, **Samira** et tous ceux que j'ai oublié malencontreusement.

Mes derniers mots reviennent à ma famille pour leur soutien depuis près de 27 ans et les quelques heures de transports pour assister à ma soutenance : merci maman, merci papa, merci sœurs, merci mamie, merci tontons et merci aux chats (même si ces feignasses ne se sont pas bougées pour moi) ...

Table des matières

Table des figures	xiii
Liste des tableaux	xxiii
Introduction générale	1
I Physique et théorie du modulateur plasmonique	5
1 Introduction à la modulation de signaux et théorie de la variation d'indice . . .	5
1.1 Modulation de signaux	5
1.1.1 Modulation de signaux électriques	6
1.1.2 Modulation de signaux optiques	7
1.2 Variation d'indice par effet thermo-optique	8
1.3 Variations par effet de champ	8
1.3.1 Effet du champ électrique sur l'indice de réfraction	8
1.3.2 Effet d'électro-absorption	10
1.3.3 Effet de la variation locale de la densité de porteurs libres . . .	11
1.4 Conclusion	14
2 Modulateur d'intensité électro-optique et plasmonique	15
2.1 Introduction aux modulateurs d'intensité	15
2.1.1 Place du modulateur d'intensité dans une liaison optique	15
2.1.2 Le modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder	16
2.1.3 Outils d'évaluation des modulateurs	17
2.2 État de l'art des modulateurs	19

	2.2.1	Modulation à base d'arséniure de gallium	19
	2.2.2	Modulation à base de niobate de lithium	20
	2.2.3	Modulation à base de polymères	21
	2.3	Avantages potentiels de la plasmonique pour les modulateurs électro-optiques	22
	2.4	Conclusion	24
3		Physique élémentaire	25
	3.1	Fonction diélectrique	25
	3.1.1	Semiconducteur ou métal	26
	3.1.2	Régime basse fréquence dans un métal	27
	3.1.3	Régime haute fréquence dans un métal	28
	3.2	Résolution des équations de champ	28
	3.2.1	Théorie des ondes électromagnétiques	28
	3.2.2	Équations d'onde	29
	3.2.3	Composantes des champs électrique et magnétique	30
	3.3	Conclusion	31
4		Théorie de propagation évanescence de la lumière	33
	4.1	Couplage évanescent dans un guide d'onde	33
	4.2	Théorie des plasmons de surface	35
	4.2.1	Origine physique	36
	4.2.2	Modèle à deux couches	36
	4.2.3	Modèle à trois couches	39
	4.3	Génération de plasmons de surface	41
	4.3.1	Couplage par prisme	42
	4.3.2	Réseau de diffraction	43
	4.3.3	Longueur de propagation et profondeur de mode	45
	4.4	Conclusion	46
5		Outils de modélisation	47
	5.1	Visualisation du mode optique dans une structure guidante multicouche .	47
	5.2	Étude et conception de la structure modulateur plasmonique	48
	5.3	Conclusion	49

Références bibliographiques	51
------------------------------------	-----------

II Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur se-	57
miconducteur	
1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires . .	57
1.1 Discussion sur le couplage évanescent et intégration	58
1.1.1 Configuration « guide multimode dilué »	59
1.1.2 Solution du prisme intégré	62
1.2 Choix des matériaux	63
1.2.1 La filière InP	64
1.2.2 Les autres filières : GaAs et Si	65
1.3 Étude de structures à deux couches métal/semiconducteur	66
1.3.1 Structure sur GaAs	66
1.3.2 Structure sur InP	70
1.4 Étude de structures à trois couches	71
1.4.1 Structure de type Si/métal/InP et GaAs/métal/InP	71
1.4.2 Structure de type Si/métal/GaAs	72
1.5 Conclusion	73
2 Les nitrures de gallium pour l'optoélectronique	74
2.1 Détails des structures selon le substrat	75
2.2 Croissance du matériau et analyse de la microstructure	77
2.2.1 Procédé de croissance	77
2.2.2 Analyse de la microstructure	80
2.3 Caractérisations optiques	82
2.3.1 Description des bancs de couplage par prisme	82
2.3.2 Mesure de l'indice de réfraction	85
2.3.3 Stabilité en température	91
2.3.4 Pertes planaires de propagation	93
2.4 Conclusion	96
3 Modélisation de la structure de génération de plasmons sur filière GaN	97
3.1 Choix des matériaux et validation de la structure d'interaction	97
3.1.1 Choix du prisme de couplage	97
3.1.2 Calcul de l'indice effectif du mode plasmon	99
3.2 Optimisations des paramètres optogéométriques pour le couple métal/semi-	
conducteur	100
3.2.1 Épaisseur de métal	100
3.2.2 Épaisseur de semiconducteur	103

3.2.3	Dépendance de la longueur d'onde de travail	104
3.2.4	Efficacité à la modulation d'indice	105
3.3	Conclusion	108

Références bibliographiques 111

III Fabrication du modulateur optique à commande plasmonique et caractérisations 115

1	Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration coplanaire	115
1.1	Modélisation	116
1.1.1	Analyse des paramètres S pour une configuration coplanaire de largeur de ligne $100\mu\text{m}$	118
1.1.2	Analyse des paramètres S pour une configuration coplanaire de largeur de ligne de $50\mu\text{m}$	119
1.1.3	Paramètres S pour la configuration coplanaire retenue	119
1.2	Procédé de fabrication du dispositif RF plasmonique en configuration coplanaire	120
1.2.1	Conception du masque	120
1.2.2	Nettoyage du substrat	120
1.2.3	Dépôt des lignes coplanaires	120
1.2.4	Découpe de l'échantillon pour la mise en boîtier	122
1.3	Caractérisations électriques	124
1.3.1	Caractérisation des lignes test de largeur $100\mu\text{m}$	124
1.3.2	Caractérisation des lignes de longueur 3cm	125
2	Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique coplanaire corrigé	127
2.1	Modélisation	127
2.2	Procédé de fabrication du dispositif RF plasmonique en configuration coplanaire corrigée	129
2.2.1	Conception des masques	129
2.2.2	Nettoyage du substrat	130
2.2.3	Gravure de la couche active GaN	130
2.2.4	Dépôt des électrodes – niveau 1	131
2.2.5	Épaississement des électrodes – niveau 2	132
2.2.6	Problèmes rencontrés	133

2.3	Caractérisations électriques	137
2.3.1	Dans le cas d'une épaisseur de métal de $1\mu\text{m}$	137
2.3.2	Dans le cas d'une épaisseur de métal de 40nm	138
3	Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode	140
3.1	Relation entre surface S et fréquences accessibles	140
3.2	Motivations	142
3.3	Procédé de fabrication du dispositif	143
3.3.1	Nettoyage du substrat	143
3.3.2	Accès aux couches dopés inférieures sur substrat isolant	143
3.3.3	Dépôt des électrodes	144
3.3.4	Métallisation du contact inférieur	145
3.3.5	Découpe des échantillons	146
3.4	Caractérisations optiques	146
3.4.1	Banc de caractérisation optique et prisme de GaAs	147
3.4.2	Mise en évidence de la résonance plasmonique en polarisation TM	148
3.4.3	Influence du matériau GaN et du substrat de croissance	149
3.4.4	Influence du métal	150
3.4.5	Influence de la pression appliquée	152
3.5	Caractérisations électriques	153
3.5.1	Protocole expérimental	153
3.5.2	Mesures en champ électrique continu	154
3.5.3	Dépendance des paramètres matériaux	155
3.5.4	Évolution avec la température	157
3.5.5	Conclusion	160

Références bibliographiques	161
------------------------------------	------------

IV Perspectives pour la modulation optique	163
---	------------

1	Solution envisagée pour un couplage localisé intégré	163
1.1	Motivations	163
1.2	Technique de report de substrat GaAs	164
1.2.1	Paramétrage technologique du procédé de collage	165
1.2.2	Analyse de l'état de collage	165
1.2.3	Vérification de la résonance plasmonique	166

1.3	Technique de gravure de microprismes de GaAs	168
2	Perspective 1 : Modulation optique de modes guidés sur filière GaN	171
2.1	Efficacité de modulation	171
2.2	Réalisation d'un guide droit sur la couche active GaN	174
2.2.1	Réalisation technologique	174
2.2.2	Découpe des faces d'entrées et de couplage à la fibre	175
3	Modulation optique des modes guidés assistée par effet Stark confiné sur filière InP	179
3.1	Conception de la structure à multipuits quantique	179
3.2	Fabrication et caractérisation d'un dispositif d'essai	182
3.2.1	Épitaxie	182
3.2.2	Réalisation des contacts	183
3.2.3	Caractérisation statique	183
4	Perspective 2 : Modulation optique plasmonique assistée par effet Stark confiné sur filière InP	186
4.1	Conception d'une nouvelle structure plasmonique	186
4.1.1	Étude de la nanostructuration	186
4.1.2	Définition des épaisseurs	187
4.2	Réalisation technologique	188
4.2.1	Dépôts des couches supérieures	188
4.2.2	Écriture et Ouverture des motifs à graver	189
4.2.3	A poursuivre : Gravure profonde du matériau	189
4.2.4	Métallisation du contact en face arrière	190
	Références bibliographiques	193
	Conclusion générale et perspectives	195
	Publications et communications	199

Table des figures

I.1	Schématisation de la modulation d'une porteuse par un signal contenant l'information (a) en amplitude – (b) en phase – (c) en fréquence	6
I.2	Exemple d'une modulation de signal optique	7
I.3	Schéma de principe d'un modulateur de phase sur niobate de lithium	9
I.4	Illustration de l'effet d'électro-absorption directe dans les semiconducteurs . . .	10
I.5	Illustration de l'effet d'électro-absorption QCSE dans les hétérostructures . . .	11
I.6	Schéma d'une chaîne de transmission optique	15
I.7	Exemple d'émetteur à modulation directe	16
I.8	Exemple d'émetteur à modulation externe	16
I.9	Architecture d'un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder	17
I.10	Schéma électrique équivalent au système	19
I.11	Cellule élémentaire d'un cristal de Niobate de Lithium	20
I.12	Illustration (a) de l'interaction de plasmon de surface en condition de résonance, et (b) de la réflexion de l'onde à l'interface métallique	23
I.13	Illustration de la modulation d'indice et de son effet sur la résonance plasmonique entraînant une modulation de réflectivité	24
I.14	Parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique $\varepsilon(\omega)$ (a) du silicium et (b) de l'or	27
I.15	Définition de la géométrie d'étude. La direction de propagation est la direction x	30
I.16	Exemple d'éclairement (a) confocal, et (b) évanescent	33
I.17	Schéma de principe de la technique de caractérisation aujourd'hui appelée couplage par prisme [41]	34

I.18	Illustration de la seconde loi de Snell-Descartes appliquée au cas du couplage par prisme	35
I.19	Schéma de principe d'une structure à 2 milieux	37
I.20	Schéma simple de la structure multicouche à 3 milieux	40
I.21	Schéma de génération de plasmons de surface en configuration de Kretschmann-Raether	42
I.22	Schéma de génération de plasmons de surface en configuration Otto	43
I.23	Schéma de principe d'une interface de couplage par réseau	44
I.24	Exemple de modélisation des modes se propageant dans un guide d'onde plan en nitrure de gallium, épaisseur $1,5\mu\text{m}$, sur substrat saphir	47
I.25	Exemple de la résonance de plasmon de surface simulée avec le logiciel WinSpall	48
II.1	Structures de modulateur plasmonique du projet : (a) structure A - (b) structure B	58
II.2	Illustration des champs E et H ainsi que du vecteur k en polarisation TM à une interface entre deux milieux	59
II.3	Modélisation BPM du guide dilué, en polarisation TM, tel que décrit précédemment à interface avec l'air	59
II.4	Modélisation BPM du guide dilué, en polarisation TM, tel que décrit précédemment avec une couche d'or de 20nm déposée en surface du guide	60
II.5	Modélisation BPM du guide dilué tel que décrit précédemment avec une couche d'or de 20nm à interface avec un milieu d'indice optique de 3,20	61
II.6	Modélisation BPM du guide dilué tel que décrit précédemment à interface avec un milieu d'indice optique de 3,20	62
II.7	Trajet optique (a) dans le cas où $n_1 < n_2$ et (b) dans le cas où $n_1 > n_2$	62
II.8	Trajet optique dans la structure inversée avec $n_1 < n_2$	63
II.9	Schéma de principe de prismes directement gravés dans une couche de silicium	63
II.10	Structure à contact Schottky sur substrat InP	65
II.11	(a) Schéma de la structure considérée – (b) Modélisation du coefficient de réflexion dans le cas d'une interface GaAs-Au (à différentes épaisseurs d'or) sans dispositif de couplage	67
II.12	(a) Schéma de la structure considérée – (b) Modélisation du coefficient de réflexion dans le cas d'une interface GaAs-Au (à différentes épaisseurs d'or) avec un milieu d'entrée de bas indice	67

II.13	(a) Schéma de la structure considérée – (b) Modélisation du coefficient de réflexion dans le cas d’une interface GaAs-métal (épaisseur de métal de 40nm) avec prisme bas indice SF18 à 60°	68
II.14	Spectre en réflexion obtenu expérimentalement par couplage par prisme (SF18) sur la structure GaAs/Au en polarisation TE et TM	69
II.15	Comparaison théorique de la résonance plasmonique dans le cas d’une structure GaAs/Au/air (n=1) et GaAs/Au/SiO ₂ (n=1,45), prisme en verre SF18	70
II.16	Étude théorique de la structure du projet pour la génération de plasmons sur Au(30nm)/AlInAs(20nm)/InGaAsP(200nm) substrat InP	70
II.17	Modélisation du coefficient de réflexion pour une interface à plasmons de surface sur une structure de type diode Schottky sur substrat InP avec milieu incident Si (a) sans dispositif de couplage, (b) avec un prisme triangulaire d’angle au sommet de 5°	72
II.18	Modélisation du coefficient de réflexion pour une structure (a) Si/Au(23nm)/GaAs et (b) Si/Al(23nm)/GaAs	73
II.19	Diagramme constante de réseaux / énergie de bande interdite pour différents matériaux III-V	74
II.20	Suivi interférométrique du dépôt de la structure GaN sur saphir par MOVPE	77
II.21	Images MEB de la tranche des échantillons (a) HFTS 299C sans couche n ⁺ – (b) HFTS 381 avec couche n ⁺	78
II.22	Structure de l’empilement des couches pour l’échantillon GNW1009004	79
II.23	(a) Vue en coupe de la couche de GaN sur silicium crûe par le KAIST au MEB – (b) Photographie de la surface de l’échantillon au microscope optique (grossissement x50)	79
II.24	(a) Vue en coupe des interfaces de couches tampons utilisées pour la croissance de GaN en champ clair et (b) en champ sombre, $\vec{g}=(0002)$	80
II.25	Image AFM de la de la couche de GaN sur une surface de 25 μm^2	81
II.26	Cross-section en champ clair de l’empilement AlGaIn/GaN pour la croissance de GaN par MOCVD sur silicium (a) vue d’ensemble – (b) zoom sur l’empilement	82
II.27	Schéma de principe d’un banc de caractérisation par couplage par prisme en espace libre	83
II.28	(a) Montage du banc de caractérisation optique à commande manuelle – (b) Zoom sur le support mécanique du prisme et visualisation de modes sur l’écran	83
II.29	Orientation du champ électrique par rapport à une interface (a) dans le cas d’une polarisation TE – (b) dans le cas d’une polarisation TM	84

II.30	Photographie du banc commercial Metricon M2010 de l'intérieur, vue de dessus	85
II.31	Illustration de l'atténuation d'intensité réfléchi en sortie de prisme due à la propagation de la lumière dans le guide d'onde. Le tracé en vert est réfléchi totalement; le tracé en rouge montre une atténuation (propagation guidée) pour un angle θ	86
II.32	Illustration de la gamme d'indice effectif accessible avec un prisme de rutyl d'angle de base de (a) 45° et (b) 60°	86
II.33	(a) Spectre en réflexion <i>m-lines</i> (polarisation TE et TM) pour une longueur d'onde de 1539nm – (b) Dispersion de l'indice en fonction de la longueur d'onde et comparaison à la littérature	87
II.34	Comparaison en polarisation TE (a) et en polarisation TM (b) des spectres de modes guidés au sein de la couche de GaN provenant de DTU ou TopGaN	88
II.35	(a) Spectre des modes guidés du GaN en polarisation TE et TM pour une longueur d'onde de $1,539\mu\text{m}$ – (b) Courbe de dispersion de l'indice du GaN en fonction de la longueur d'onde	89
II.36	(a) Spectre des modes guidés du GaN en polarisation TE et TM pour une longueur d'onde de 632,8nm – (b) Courbe de dispersion de l'indice du GaN (échantillon A1636) en fonction de la longueur d'onde	90
II.37	(a) Spectre des modes guidés du GaN sur SiC (TG1933) en polarisation TE et TM pour une longueur d'onde de $1,539\mu\text{m}$ – (b) Courbe de dispersion de l'indice du GaN en fonction de la longueur d'onde	91
II.38	(a) Schéma de principe du système de mesure en température – (b) Photographie du système de régulation de température	92
II.39	Évolution de l'indice de réfraction en fonction de la température à $1,539\mu\text{m}$ – Échantillon DTU HFTS 299C, substrat saphir	93
II.40	Évolution de l'indice de réfraction en fonction de la température à $1,539\mu\text{m}$ (a) dans le cas de l'échantillon du KAIST, substrat Si et (b) dans le cas de l'échantillon TG1933, substrat SiC	93
II.41	(a) Schéma de principe de la caractérisation des pertes planaires par couplage par prisme – (b) Exemple d'exploitation d'une courbe de mesure de pertes de propagation planaires, $\lambda=633\text{nm}$	94
II.42	Variation des pertes planaires de la couche de GaN en fonction de la longueur d'onde en polarisation TE	95

II.43	(a) Effet de l'indice du prisme sur l'angle de résonance plasmonique à l'interface d'une structure Au/GaN – (b) Effet de l'angle au sommet du prisme pour l'angle d'attaque à la surface du prisme	98
II.44	Structure de démonstration de la génération de plasmons de surface sur GaN en espace libre	98
II.45	Modélisation de la courbe de réflexion sur la structure en polarisation (a) TE et (b) TM	99
II.46	Résultats de modélisation de la structure à résonance plasmonique sur GaN dans le cas de différents métaux : (a) Titane, (b) Platine, (c) Aluminium et (d) Or	101
II.47	Étude théorique de l'influence de l'épaisseur d'or sur la résonance plasmonique de surface	102
II.48	Comparaison de l'allure de la résonance plasmonique de surface dans le cas où l'or est déposé sur le GaN avec ou sans couche d'accroche type Ti ou Pt . . .	103
II.49	Modélisation de l'influence de l'épaisseur de GaN sur la résonance plasmonique de surface	103
II.50	Comparaison de la résonance plasmonique de surface Au/GaN en fonction de la longueur d'onde de travail ($>0,8\mu\text{m}$ car prisme en GaAs)	104
II.51	Résultats de modélisation de la résonance plasmonique selon la valeur de l'indice du prisme entre 3,365 et 3,375 par pas de 5×10^{-3}	106
II.52	Résultats de modélisation de la résonance plasmonique selon la valeur de l'indice du GaN entre 2,305 et 2,315 par pas de 5×10^{-3}	106
II.53	(a) Illustration de la structure considérée – (b) Modélisation de la résonance plasmonique avec/sans variation de l'indice du GaN de $+5\times 10^{-3}$ entier ou par palier	107
II.54	(a) Illustration de la structure considérée – (b) Étude selon l'épaisseur z de profondeur de modulation du GaN à $+5\times 10^{-3}$	108
III.1	Illustration des lignes de champ dans une configuration coplanaire	116
III.2	Schéma d'un quadripôle d'impédance caractéristique Z_c	116
III.3	Représentation du schéma électrique utilisé pour la simulation d'une ligne de transmission sur substrat GaN/Saphir	117
III.4	Coefficient de transmission S_{21} (a) en fonction de l'épaisseur de métallisation d'or pour une ligne de 1mm – (b) en fonction du gap pour une ligne de 5mm de long et d'épaisseur d'or de 40nm	118

III.5	Coefficient de (a) réflexion et (b) transmission de la ligne de transmission hyperfréquence $W=100\mu\text{m}$, $G=45\mu\text{m}$, $l=3\text{cm}$	119
III.6	Masque électronique pour la réalisation des lignes coplanaires de test. Les dimensions sont $W=100\mu\text{m}$ et $G=45\mu\text{m}$	120
III.7	Photographies MEB de la tranche d'une couche de GaN déposée sur saphir découpée par attaque laser (a) avec cinétique de découpe rapide – (b) avec cinétique de découpe lente	122
III.8	Photographies MEB de la tranche de GaN déposé sur saphir découpé à la scie diamantée	123
III.9	Montage en boîtier du dispositif de test en configuration coplaire	123
III.10	Mesures de coefficients (a) S_{11} et (b) S_{21} pour une ligne de transmission de $100\mu\text{m}$ à gap de $45\mu\text{m}$ de différentes longueurs	124
III.11	Mesures de coefficients (e) S_{11} et (f) S_{21} pour une ligne de transmission chargée sur 50Ω de $100\mu\text{m}$ à gap de $45\mu\text{m}$, longueur 3cm	125
III.12	Illustration du profil de la structure réadaptée	127
III.13	Représentation du schéma électrique utilisé par le L2E pour la simulation de la ligne coplaire corrigée	128
III.14	Modélisation des coefficients (a) S_{11} et (b) S_{21} dans le cas de la structure coplaire corrigée	129
III.15	Niveau 1 (bleu) et 2 (vert) de masquage : métallisation de faible épaisseur + épaissement	130
III.16	Photographies de profil de masque SiN (a) dans le cas d'une ouverture avec un substrat de Si épais et (b) dans le cas d'une ouverture avec un méso réalisé en lithographie optique (grossissement $\times 20$) ; de profil de GaN gravé (c) dans le cas d'une ouverture avec un substrat de Si épais et (d) dans le cas d'une ouverture avec un méso réalisé en lithographie optique (grossissement $\times 20$) . .	134
III.17	Photographies de profil de métallisation (a) dans le cas d'une gravure en pente – (b) dans le cas d'une gravure abrupte (grossissement $\times 20$)	135
III.18	Photographies MEB (a) du fond de gravure, (b) avec zoom	136
III.19	Photographie des fissures apparaissant dans la couche de résine photosensible (grossissement $\times 2,5$)	136
III.20	Comparaison des mesures de coefficients (a) S_{11} et (b) S_{21} pour une ligne de transmission chargée sur 50Ω de $100\mu\text{m}$ à gap de $45\mu\text{m}$, épaisseur d'or de $1\mu\text{m}$, longueur 3cm – GaN gravé et non gravé	138

III.21 Mesures de coefficients (a) S_{11} et (b) S_{21} pour une ligne de transmission chargée sur 50Ω de $100\mu\text{m}$ à gap de $45\mu\text{m}$, épaisseur d'or de 40nm , longueur 3cm . . .	139
III.22 Schéma de polarisation de la diode Schottky en inverse	140
III.23 Schéma caractéristique d'un dipôle analogue à la configuration diode chargée sur la résistance R du circuit	140
III.24 Variation de la fréquence de coupure en fonction de la surface du contact . . .	141
III.25 Illustration des lignes de champ dans une configuration diode	142
III.26 Masque optique de lignes à largeurs croissantes entre 1 et $500\mu\text{m}$	144
III.27 (a) Prisme de GaAs massif usiné par TRT avec un angle au sommet de 90° monté dans un support adapté au coupleur Metricon – (b) Illustration de la gamme d'indice effectif accessible avec un prisme de GaAs isocèle d'angle au sommet de 90°	147
III.28 Comparaison des modes obtenus en polarisation (a) TE et (b) TM pour une structure de type Au/GaN/Saphir avec prisme GaAs	148
III.29 Confrontation des résultats expérimentaux à la courbe théorique pour la structure Au/GaN avec prisme GaAs	149
III.30 Comparaison de la résonance plasmonique de surface sur Au/GaN suivant le substrat de croissance. L'échantillon HFTS 299C de DTU représente le substrat saphir, celui provenant du KAIST le substrat silicium et TopGaN le substrat SiC	150
III.31 (a) Étude expérimentale de l'influence de l'épaisseur de métal sur la résonance pour une structure Au/GaN avec prisme GaAs – (b) Étude expérimentale de la résonance plasmonique selon les différentes métallisations	151
III.32 Influence de la pression appliquée pour le couplage sur la résonance plasmonique sur l'échantillon Au/GaN/Saphir	152
III.33 (a) Croquis de l'échantillon en tension avec sens possible de la polarisation du champ électrique – (b) Photographie du montage d'un échantillon au sein du coupleur prisme pour des essais de variations d'indice par champ électrique . .	153
III.34 Variation du plasmon de surface obtenu sur GaN/Si (KAIST) (a) en fonction de l'indice effectif de la résonance plasmonique – (b) en fonction de la tension de commande (avec réflectivité)	154
III.35 Courbe I-V du contact Au-GaN	155

III.36	Variation du plasmon de surface pour la structure GaN/GaN n^+ /Saphir HFTS 381 de DTU (a) en fonction de l'indice effectif de la résonance plasmonique – (b) en fonction de la tension de commande, avec comparaison au cas de l'échantillon du GaN/Si GNW1009004 du KAIST	156
III.37	Variation de l'indice mesuré sur les modes TE (TE0 et TE1) et TM0 à une longueur d'onde de 1539nm en fonction de la polarisation optique (structure Au/GaN/Si)	157
III.38	Variation des indices effectifs des modes propagés (échantillon sur Si du KAIST) à l'application de la tension électrique (a) en polarisation TE – (b) en polarisation TM, avec comparaison au mode SPR	158
III.39	Déplacement de la résonance plasmonique par effet thermique sur la structure Au/GaN/Si (deux valeurs de 298 et 400K sont représentées)	159
III.40	(a) Influence de la température sur l'indice effectif du plasmon de surface – (b) Évolution de l'indice effectif du plasmon de surface avec la puissance électrique fournie (échantillon sur Si)	159
IV.1	Schéma de principe de report de microprismes de GaAs sur GaN/Saphir. Les pointillés jaunes représentent la future gravure du prisme	164
IV.2	Photographies de l'appareil de <i>wafer-bonding</i> Süss MicroTec SB6e : (a) de l'ensemble chambre + platine de chargement et (b) du plateau de chargement seul	164
IV.3	Schéma de principe du montage des échantillons entre les deux plateau-outils .	165
IV.4	Photographies des essais de collage (a) 2, (b) 3 et (c) 4	166
IV.5	Visualisation de l'interface d'or au collage de la couche de GaN au GaAs pour les essais numéro (a) 3 et (b) 4	167
IV.6	Visualisation de la résonance plasmonique de surface sur un échantillon collé et comparaison avant collage	167
IV.7	Illustration des plans cristallographiques dans une maille de GaAs	168
IV.8	Schéma de principe de gravure de GaAs (001) par gravure chimique isotrope .	169
IV.9	Exemples de gravure chimique de GaAs avec un angle de (a) 30° et (b) 45° . .	169
IV.10	Comparaison des largeurs à mi-hauteur des modes guidés et du mode de résonance plasmonique dans le cas de l'échantillon HFTS 381 de DTU	171
IV.11	Schématisation des points de fonctionnement possibles selon le front de la résonance considéré, (a) gauche et (b) droit	172

IV.12 (a) Variation de l'indice effectif et (b) évolution de la réflectivité sous l'effet d'une tension continue du plasmon de surface (échantillon HFTS381)	173
IV.13 (a) Variation de l'indice effectif et (b) évolution de la réflectivité sous l'effet d'une tension continue du mode guidé TM0 (échantillon HFTS381)	173
IV.14 Photographies au MEB des lignes gravées dans le GaN d'une largeur de (a) $2\mu\text{m}$ et (b) $8\mu\text{m}$	176
IV.15 Photographie du banc de couplage à la fibre	177
IV.16 Schéma de la structure à multipuits quantiques considérée	180
IV.17 Résultats du calcul de mode de propagation dans une couche de quaternaire $\text{InGaAsP}_{\lambda=1,18\mu\text{m}}$ pour des épaisseurs de (a) $0,4\mu\text{m}$, (b) $0,6\mu\text{m}$, (c) $0,8\mu\text{m}$ et (d) $1\mu\text{m}$. La courbe bleue correspond au mode de propagation fondamental et la courbe rouge, au premier harmonique	180
IV.18 Résultats du calcul de confinement optique (a) pour une position symétrique du MPQ (à une profondeur de $0,2\mu\text{m}$, épaisseur totale de quaternaire de $0,6\mu\text{m}$) et (b) légèrement décalée à une profondeur de $0,4\mu\text{m}$ (épaisseur totale de quaternaire de $0,8\mu\text{m}$)	182
IV.19 Configuration de couplage pour la caractérisation optique du multipuits quantique	183
IV.20 Déplacement du mode effectif de propagation en mode guidé dans la couche à multipuits quantique sous l'effet d'un champ électrique dans le cas (a) d'une polarisation optique TE et (b) TM	184
IV.21 (a) Caractérisation de la variation d'indice induite sous champ pour la structure MPQ – (b) Évolution du courant inverse traversant la structure en fonction de la tension appliquée	185
IV.22 Schéma de principe de la nanostructuration de matériau avec les paramètres essentiels	186
IV.23 Zoom du masque de lithographie électronique du réseau de trous de $160\times 160\text{nm}$	188
IV.24 Vérification au MEB de la taille des trous de $160\times 160\text{nm}$	190
IV.25 Configuration de couplage pour la caractérisation de la résonance plasmonique pour la couche MPQ nanostructurée	191

Liste des tableaux

I.1	Récapitulatif des propriétés des trois familles de matériaux électro-optiques pouvant servir pour la réalisation d'un modulateur optique (d'après [39]) . . .	22
I.2	Objectifs de spécification issus de modélisation réalisées par TRT	22
I.3	Exemples de calcul de longueur d'interaction L et de profondeur de pénétration z pour quelques interfaces à résonance plasmonique à une longueur d'onde de travail de $1,55\mu\text{m}$	46
II.1	Description de l'empilement composant le guide dilué	60
II.2	Caractéristiques des alliages InGaAsP	64
II.3	Quelques propriétés matériaux des semiconducteurs standards intrinsèques . .	65
II.4	Propriétés des semiconducteurs à base de nitrures	74
II.5	Descriptif des structures à base de GaN sur substrats isolants – DTU et Top-GaN (les valeurs de dopages sont données en cm^{-3})	76
II.6	Descriptif des structures à base de GaN sur substrats conducteurs – KAIST, CRHEA et TopGaN	76
II.7	Tableau récapitulatif des indices optiques des différentes couches minces de GaN	90
II.8	Liste des paramètres matériau pour la simulation de résonance plasmonique de surface	97
II.9	Liste des paramètres n et k des métaux Ti, Pt, Au, Ag et Al pour $\lambda=1,55\mu\text{m}$.	100
III.1	Métallisation et enduction de résine	121
III.2	Développement des motifs sur la résine	121
III.3	Gravure de l'or et obtention des lignes coplanaires	122

III.4	Résumé des contributions aux pertes de transmission pour une ligne coplanaire de largeur de conducteur central de $100\mu\text{m}$	125
III.5	Dimensions retenues des différentes zones pour la structure coplanaire corrigée. Le symbole $x > y$ représente la transition de dimensionnement entre une valeur x et une valeur y	128
III.6	Ouverture du masque de SiN définissant le ruban central de GaN	130
III.7	Gravure pour obtention du ruban central de GaN	131
III.8	Lithographie optique des motifs	131
III.9	Métallisation et lift-off du métal et obtention du premier niveau	132
III.10	Enduction de résines photosensibles	132
III.11	Développement et obtention du profil casquette pour l'épaississement	133
III.12	Épaississement des lignes extérieures au ruban central	133
III.13	Ouverture du masque de SiN	143
III.14	Gravure du GaN jusqu'à la couche n^+	143
III.15	Métallisation de motifs grossiers avec utilisation d'un masque métallique	144
III.16	Enduction de résine	145
III.17	Développement des motifs en profil casquette sur la résine	145
III.18	Lift-off du métal et obtention des lignes d'or sur le GaN	145
III.19	Réalisation du contact face arrière par pulvérisation cathodique a) dans le cas de motifs grossiers – b) dans le cas de motifs fins	146
III.20	Réalisation du contact ohmique inférieur sur couche fortement dopée dans le cas d'un substrat isolant	146
III.21	Influence du type de métallisation sur la profondeur et la largeur à mi-hauteur de la résonance plasmonique	151
III.22	Influence de la pression appliquée pour le couplage optique sur la largeur et la profondeur de la résonance plasmonique	153
IV.1	Récapitulatif des paramètres de collage GaAs sur GaN/Saphir	166
IV.2	Dépôt de la couche de nitrure Si_3N_4 et enduction de résine photosensible	174
IV.3	Transfert du masque optique sur la couche de nitrure Si_3N_4	175
IV.4	Ouverture du nitrure Si_3N_4 par plasma RIE	175
IV.5	Gravure des lignes de GaN	175
IV.6	Valeurs des indices effectifs théoriques d'une couche de quaternaire $\text{InGaAsP}_{\lambda=1,18\mu\text{m}}$ en fonction de son épaisseur	181

IV.7	Valeurs des indices effectifs théoriques de la structure à multipuits quantiques en fonction de sa position dans la couche de quaternaire	182
IV.8	Métallisation des contacts avec utilisation d'un masque métallique	183
IV.9	Dépôts des couches de surface	189
IV.10	Écriture et Ouverture du masque de PMMA définissant le réseau de trous . .	189
IV.11	Ouverture des couches supérieures et Gravure des couches quaternaires	190
IV.12	Réalisation du contact face arrière par pulvérisation cathodique	191

Introduction générale

Depuis plusieurs décennies, la modulation optique est dominée par une seule filière de matériau sous forme massive : le niobate de lithium LiNbO_3 . ce matériau tire largement profit de son coefficient électro-optique linéaire r_{33} élevé (30pm/V), d'un fonctionnement en haute fréquence jusqu'à 30GHz, ainsi que de pertes optiques faibles. Cependant, pour obtenir de telles performances, il est indispensable que la tension de commande du modulateur soit élevée (environ 6Volts), conséquence de longueurs d'interaction de l'ordre du centimètre sur un substrat monocristallin. Quant aux modulateurs optiques à base de semiconducteurs (en particulier sur GaAs), ils ont montré leurs limitations du fait de faibles valeurs de coefficients électro-optiques. Il devient donc indispensable d'étudier d'autres effets physiques permettant une modulation de signaux optiques.

Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés à un phénomène physique lié à la résonance de charges de surface, qui a suscité un intérêt croissant dans le domaine de l'instrumentation et des capteurs biologiques : il s'agit de la plasmonique. Ce phénomène consiste en une oscillation collective de charges libres à l'interface entre un métal et un matériau diélectrique sous l'action de photons. Sa particularité réside dans sa grande sensibilité aux propriétés du diélectrique, notamment son indice optique. Ce principe a déjà été mis en jeu dans l'étude d'un modulateur optique sur polymère, en exploitant les plasmons de surface, mais aussi pour de l'échantillonnage biologique. Néanmoins, ces démonstrateurs n'ont pas eu des performances suffisantes pour pouvoir être utilisés dans le domaine des télécommunications.

Les semiconducteurs ont acquis, depuis plusieurs années, une place de choix dans les dispositifs opto-électroniques. Au sein de l'IEMN par exemple, des recherches ont été effectuées sur des commutateurs sur filière InP. Elles ont permis de démontrer des performances élevées

par injection de porteurs, dans des structures en guide ruban avec comme matériau de cœur un alliage quaternaire InGaAsP sur InP. Le transfert des premières études de **modulateur plasmonique** dans le monde des **semiconducteurs** pourrait alors permettre de tirer avantage de ces deux aspects.

Au regard des besoins exprimés par l'industrie, en particulier Thales, dans le domaine des liaisons opto-électroniques hyperfréquences large bande, un projet Recherche Exploratoire et d'Innovation (REI) a été déposé et accepté auprès de la Direction Générale de l'Armement (DGA). Le porteur de ce projet en a été le Laboratoire d'Électronique et d'Électromagnétisme (L2E) de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), en partenariat avec l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) et le Centre de Recherche de Thales à Palaiseau, Thales Research and Technologies (TRT). Ce projet propose l'étude de la réalisation d'un modulateur optique radio-fréquence (RF) à commande plasmonique. L'ensemble des travaux de cette thèse s'inscrivent dans ce projet REI DGA. Deux axes distincts ont été définis :

- la modélisation, la fabrication et la caractérisation d'un démonstrateur de modulation optique à commande de plasmons de surface sur une couche de cristaux liquides, assurés par le L2E et TRT,
- la modélisation, la fabrication et la caractérisation d'un démonstrateur de modulation optique intégré à commande de plasmons de surface sur semiconducteur, assurés par le L2E et l'IEMN.

Les enjeux de ce projet sont ambitieux et nous nous sommes essentiellement focalisés sur le second axe au cours de cette thèse. Notre étude se concentre sur la réalisation d'un guide optique sur lequel un contact de type Schottky vient effectuer une variation d'indice par effets de porteurs. Ce même contact Schottky doit permettre la génération d'une onde plasmonique de surface entre le métal et le semiconducteur. Pour cela, l'utilisation d'un guide optique particulier orientant la lumière dans les conditions de phase de la plasmonique doit être conçu. La modulation d'intensité sera donc effectuée au travers de l'absorption du signal de façon localisée grâce à la résonance de plasmons de surface. Une alternative pourra être trouvée avec un couplage par prisme intégré.

Les objectifs sont d'atteindre une modulation de 10% de l'intensité optique avec une tension de commande de l'ordre du Volt. Une interaction très localisée ($<100\mu\text{m}$) permettra une montée à des fréquences supérieures à 20GHz et l'utilisation d'un guide semiconducteur à faible pertes permettra de réduire les pertes d'insertion.

Pour commencer notre étude, nous avons considéré une structure à désertion de porteurs sur filière InP pour répondre aux exigences de la génération de plasmons de surface. La conception

et la fabrication d'une structure à base de semiconducteurs III-V permettra d'effectuer les premières caractérisations optiques et électriques des premiers modulateurs optiques. Notre démarche s'appuiera sur le retour d'expérience entre la modélisation et l'expérimentation

Le chapitre 1 rappellera les bases de la modulation de signaux, en particulier les signaux optiques. Nous développerons les différents moyens permettant une variation des propriétés optiques d'un matériau par effet de température ou d'un champ électrique. Un état de l'art des modulateurs électro-optiques sera réalisé et nous avancerons les enjeux de la plasmonique pour la modulation optique. Enfin, nous aborderons aussi la théorie de la propagation évanescence de la lumière, par des modes guidés ainsi que de la plasmonique.

Le chapitre 2 confrontera le projet initial de modulateur plasmonique en technologie intégrée sur substrat InP à l'expérience et nous montrerons les limitations d'une telle structure. Nous apporterons alors les modifications nécessaires pour atteindre les objectifs fixés, en particulier avec l'émergence d'une nouvelle structure à base de nitrure de gallium, qui sera optimisée.

Le chapitre 3 développera les étapes de conception par modélisation électrique hyperfréquence, de structures de contacts électriques en configuration de guide coplanaire et des calculs de dimensionnement de surface de contact en configuration diode (ou micro-ruban). Les différentes étapes technologiques de fabrication de ces démonstrateurs seront détaillées. Nous finirons par les caractérisations optiques et/ou électriques de chacun des dispositifs produits.

Le chapitre 4 abordera l'intégration de la structure retenue en vue de son intégration. Nous proposerons aussi des alternatives pour la poursuite de l'étude, comme la modulation d'indice directement sur les modes de propagation guidés dans une couche mince ou une hétérostructure.

Enfin, une conclusion reprendra les principaux points forts de notre travail et donnera des perspectives.

Chapitre I

Physique et théorie du modulateur plasmonique

Ce premier chapitre débute par une introduction à la modulation de signaux optiques. Après un état de l'art des modulateurs optiques et quelques rappels de physique élémentaire, nous nous attacherons à détailler la théorie de génération de plasmons de surface. Enfin, les différents outils de modélisation utilisés dans cette étude seront décrits.

1 Introduction à la modulation de signaux et théorie de la variation d'indice

Les influences extérieures comme les champs électriques ou magnétiques ou encore la température peuvent induire un changement de comportement du matériau, et surtout la manière avec laquelle la lumière se propage dans ce milieu. Le changement de comportement peut être à l'origine d'une modulation du signal optique de part la modification de l'amplitude et/ou de la vitesse (ou phase) de l'onde optique sortante. Ces deux paramètres sont des facteurs décisifs pour la conception de modulateurs optiques performants et fonctionnant à très hauts débits ; il est donc important de les étudier avec attention. La suite de ce paragraphe traite des principaux effets permettant une modulation optique.

1.1 Modulation de signaux

Dans le domaine des télécommunications, le signal transporte l'information. Celui-ci doit passer par un moyen de transmission entre un émetteur et un récepteur. Comme le signal est

souvent désadapté par rapport à la transmission directe du canal de communication (hertzien, filaire, optique), il est nécessaire de le transformer en une forme adaptée à ce canal au moyen d'une onde sinusoïdale que l'on appelle porteuse. Cette porteuse va « porter » l'information sous la forme d'une variation d'amplitude et de phase (ou de fréquence) de l'onde originale. Ce procédé d'encodage est donc appelé **modulation**, et l'opération inverse permettant d'extraire le signal (l'information) de la porteuse est appelé **démodulation**.

1.1.1 Modulation de signaux électriques

La modulation des signaux électriques est la plus commune puisque la majorité des systèmes de transmission sont des systèmes électroniques. Un des exemples les plus parlant est celui des signaux radios. Trois types de signaux sont alors utilisés selon la nature de la modulation : d'amplitude, de phase ou de fréquence.

La modulation d'amplitude (appelée aussi bandes AM) va multiplier l'onde de la porteuse avec celle du signal contenant l'information. Sur la figure I.1(a), on remarque bien que l'on a appliqué l'amplitude du signal à la porteuse. Ainsi, le signal résultant conserve les propriétés de la porteuse en terme d'adaptation au canal de communication, mais contient, de par son amplitude, l'information à transmettre.

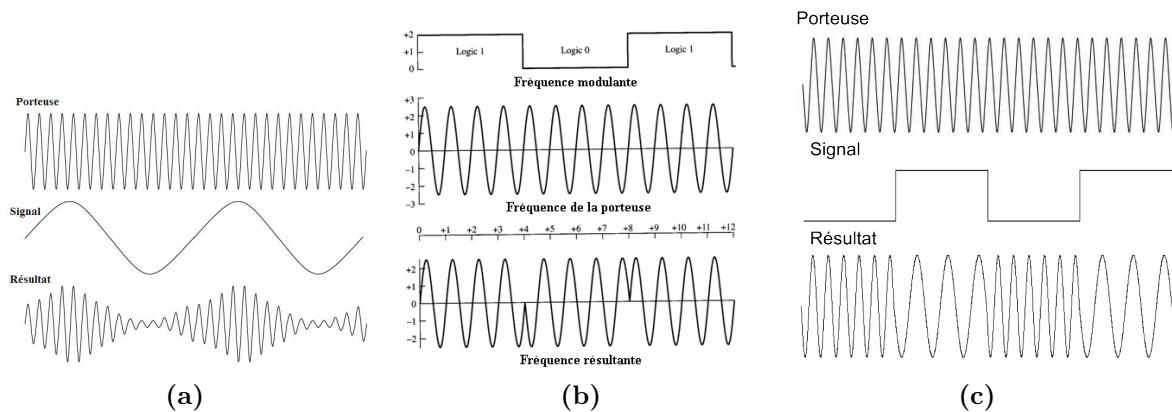


Figure I.1 – Schématisation de la modulation d'une porteuse par un signal contenant l'information (a) en amplitude – (b) en phase – (c) en fréquence

Les autres types de modulation sont la modulation de phase (bandes PM) et la modulation de fréquence (bandes FM). Sur la figure I.1(b), cette fois-ci, on crée un retard par rapport à la porteuse localement. A cet instant précis, on réalise un déphasage de l'onde de la porteuse par une tension électrique à fréquence binaire, entraînant une modification de la phase. Sur la figure I.1(c), c'est la fréquence qui est modulée. Ici encore, le signal résultant conserve l'adaptation

I.1 Introduction à la modulation de signaux et théorie de la variation d'indice

de la porteuse pour le canal de communication, mais exprime par sa modulation de phase (ou fréquence, figure I.1(c)), l'information à transmettre.

1.1.2 Modulation de signaux optiques

La lumière peut être considérée comme une onde plane électromagnétique qui, quand elle se propage dans un milieu donné, est solution des équations de Maxwell. De ce constat et dans le cas d'un milieu linéaire, homogène et isotrope (LHI) d'indice de réfraction complexe n , la composante E du champ électrique de l'onde optique sera donnée par l'expression I.1.

$$E(x, t) = E_0 e^{\pm i(\omega t + \phi)} e^{ikx} e^{-\alpha x} = E_0 e^{\pm i\omega t} e^{i\phi} e^{i\frac{2\pi n x}{\lambda}} e^{-\alpha x} \quad (\text{I.1})$$

où E_0 est l'amplitude du champ électrique, k le vecteur d'onde exprimé par le terme $2\pi n/\lambda$, α le coefficient d'absorption, ϕ le déphasage et ω la pulsation de l'onde optique. On remarque sur cette dernière expression que les paramètres d'indice et d'absorption peuvent induire une modulation de l'information contenue dans la composante électrique de l'onde optique.

La figure I.2 représente le principe d'une modulation optique. Partant d'un signal optique d'intensité I_{opt} constante appelé porteuse optique envoyé en entrée d'un modulateur, l'information à transmettre va être commandée par une tension électrique de commande qui va induire des effets physiques au matériau du modulateur afin de contrôler l'un des paramètres mentionnés plus haut ; à savoir l'indice de réfraction, le coefficient d'absorption ou le déphasage. Cette **modulation** de propriété optique, commandée par la tension appliquée, engendre en sortie un **signal modulé** et portant l'information contenue dans la tension électrique de commande.

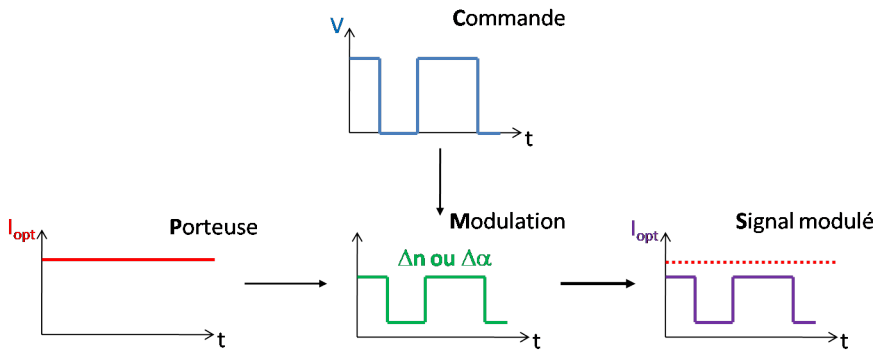


Figure I.2 – Exemple d'une modulation de signal optique

Il est donc important de comprendre la physique résultant de la variation des propriétés optiques du matériau lors de l'application d'une sollicitation électrique. La suite de ce paragraphe en expose les principaux effets.

1.2 Variation d'indice par effet thermo-optique

L'échauffement local d'un matériau peut être obtenu par **effet Joule** au passage d'un courant électrique. Cette variation de température locale induit alors une modification des propriétés structurales du matériau et entraîne une modification de ses propriétés optiques : l'indice de réfraction du matériau varie [1–3]. L'amplitude de cette variation est la plus importante de tous les effets optiques connus, de l'ordre de $10^{-4} K^{-1}$ par exemple pour l'InP [4].

Des exemples de modulateurs actifs [5–8] et des applications en optique guidée [9, 10] ont par le passé bien été démontrés. Néanmoins, cet effet thermo-optique possède une limitation majeure : une faible vitesse de fonctionnement, résultat du temps de réponse intrinsèque nécessaire du matériau à l'effet thermique. La diffusion thermique étant un processus lent, la constante de temps associée ne permet pas de dépasser des fréquences de fonctionnement de l'ordre de la centaine de kHz [11]. Cette limitation est donc incompatible avec les standards de transmission des télécommunications dont les fréquences sont de l'ordre de la dizaine de GHz.

Cependant, l'effet thermo-optique ne doit pas être négligé pour la modulation. Son amplitude de variation d'indice de réfraction est telle qu'elle peut supplanter le résultat potentiellement rapide d'un effet électro-optique. De plus, son action va créer une distorsion du signal optique en sortie de modulateur [12] qui va conduire à la détérioration de la qualité du canal de transmission. Il est souvent un effet néfaste pour la conception de modulateur optique de télécommunications. On cherche d'ailleurs, pour des applications Défense, des composants robustes vis à vis de la température de fonctionnement.

1.3 Variations par effet de champ

Si l'effet thermo-optique est aussi une variation des propriétés optiques en fonction d'un gradient thermique, les effets en fonction d'un champ électrique présentés ici ont des influences beaucoup plus douces sur le matériau.

1.3.1 Effet du champ électrique sur l'indice de réfraction

Ce type d'effet communément utilisé dans des modulateurs électro-optiques est la variation des propriétés optiques du matériau par réorganisation locale de ses atomes sous l'effet d'un champ électrique. Cet effet est observable dans des matériaux dont la structure cristalline ne présente pas de symétrie d'inversion et sont non-centrosymétriques (les matériaux centrosymétriques présentent un effet électro-optique nul). C'est par exemple le cas des matériaux dit ferroélectriques et du Niobate de Lithium (LiNbO_3) en particulier. Si l'on considère seulement

I.1 Introduction à la modulation de signaux et théorie de la variation d'indice

un effet de variation d'indice sous l'action d'un champ électrique [13], on peut écrire la relation suivante :

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (\text{I.2})$$

où l'on définit deux coefficients a_1 et a_2 respectivement coefficients électro-optiques du premier et du second ordre.

On ne considère généralement pas de coefficient d'ordre supérieur tant ils sont négligeables. Dans le cas du LiNbO_3 , le coefficient du premier ordre a_1 est prépondérant et l'indice de réfraction du matériau devient donc proportionnel au champ électrique E appliqué. C'est l'effet linéaire appelé **effet Pockels** [14, 15]. Il faut cependant remarquer que cette variation d'indice dépend de la direction du champ électrique. Ceci est dû au caractère non-centrosymétrique du cristal. Selon la symétrie de la maille du matériau, il existera un coefficient électro-optique linéaire pour chaque direction principale.

Il existe aussi des matériaux dans lesquels l'effet Pockels est absent. Dans ce cas, c'est le terme de second ordre qui devient prépondérant. La variation d'indice sera donc proportionnelle au carré de la valeur du champ électrique appliqué : c'est l'**effet Kerr** [16, 17]. L'amplitude de la variation due à l'effet Kerr est souvent plus faible que l'effet linéaire, ou même des autres effets électro-optiques.

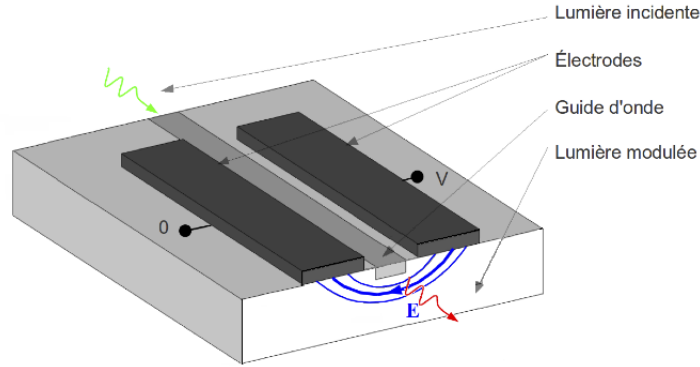


Figure I.3 – Schéma de principe d'un modulateur de phase sur niobate de lithium

De manière générale, ces effets ont une amplitude faible, avec des coefficients de l'ordre du pm/V. Ceci est compréhensible puisqu'il s'agit d'une contraction locale de la maille cristalline composée d'atomes, contraction dont l'ordre de grandeur est le *pm*. Les modulateurs électro-optiques actuels les plus performants à base de LiNbO_3 sont de type Pockels avec un schéma de principe illustré en figure I.3 pour une modulation de phase. La transformation en modulateur d'amplitude nécessite l'utilisation d'un élément interférométrique comme par exemple de

type Mach-Zehnder. Le coefficient électro-optique dans ce matériau est estimé entre 10 et 40 pm.V⁻¹ [18]. Comme il s'agit d'une variation d'indice de très faible amplitude, il est nécessaire d'avoir une grande longueur d'interaction qui peut aller à quelques centimètres. Ceci aura des répercussions sur les performances de ce composant.

1.3.2 Effet d'électro-absorption

La modulation optique par électro-absorption directe est possible pour certains matériaux massifs par l'effet **Franz-Keldysh** [19, 20]. Il s'agit de la réponse d'un matériau semiconducteur massif soumis à un champ électrique par une variation de son coefficient d'absorption [13]. En l'absence de champ électrique, les niveaux des bandes de valence et de conduction d'un semiconducteur ne permettent pas l'absorption de photons d'énergie inférieure à la bande interdite. Sous l'effet d'un champ électrique, ces niveaux se courbent et les fonctions d'onde correspondantes aux bandes de conduction et de valence deviennent des fonctions d'Airy. En accord avec la règle de Fermi, plus le recouvrement des fonctions d'onde des électrons et des trous est fort, plus l'absorption optique du semiconducteur est grande. Ces deux composantes évanescentes de fonction d'onde se couplant, l'énergie de transition nécessaire à l'absorption d'un photon de la bande de valence à la bande de conduction devient alors plus accessible, traduisant une modulation du spectre d'absorption vers les plus grandes longueurs d'onde. Le principe de fonctionnement de cet effet est illustré en figure I.4.

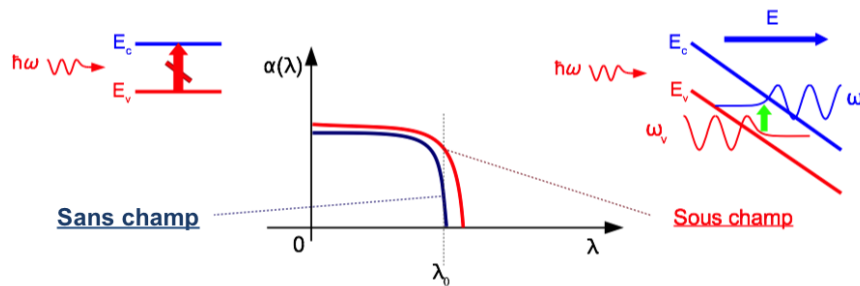


Figure I.4 – Illustration de l'effet d'électro-absorption directe dans les semiconducteurs

Cependant ; cet effet nécessite de fortes tensions de fonctionnement (pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de Volt) pour courber suffisamment les bandes d'énergie [20]. C'est pourquoi, dans le cas de modulateurs à électro-absorption, on trouve très souvent une géométrie de type guide d'onde afin d'abaisser la tension de commande nécessaire pour atteindre des champs électriques élevés.

Un autre effet d'électro-absorption est accessible pour des structures à puits quantiques. On nomme cet effet l'**effet Stark confiné quantiquement** (ou QCSE pour Quantum Confined

I.1 Introduction à la modulation de signaux et théorie de la variation d'indice

Stark Effect) [21]. La différence majeure dans le cas de structures quantiques est le niveau de discrétisation des états d'énergie accessibles aux porteurs confinés dans les puits quantiques. Ceci engendre une discrétisation des énergies de transition entre bande de valence et bande de conduction. En choisissant judicieusement les matériaux des puits et des barrières ainsi que leurs épaisseurs, il est possible de modifier en volume cette énergie de transition, donc la longueur d'onde correspondant au bord de la bande d'absorption. En choisissant judicieusement les matériaux puits et barrière ainsi que les épaisseurs, on favorise l'interaction coulombienne entre un électron et un trou confinés dans le puits. Les densités d'état de l'hétérostructure entraîne une variation de coefficient d'absorption exaltée par les transitions interbandes. A l'équilibre, les fonctions d'onde des deux niveaux fondamentaux se superposent et la probabilité de transition est maximale, c'est-à-dire que le coefficient d'absorption est maximal (figure I.5).

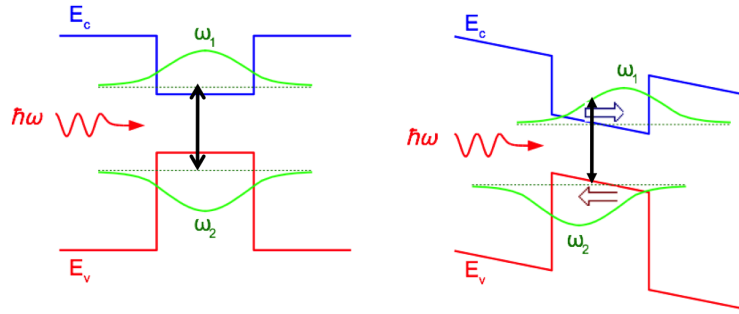


Figure I.5 – Illustration de l'effet d'électro-absorption QCSE dans les hétérostructures

A l'application d'un champ électrique sur l'hétérostructure, les bandes d'énergies se déforment, en particulier au niveau des puits quantiques, par un effet analogue à l'effet Franz-Keldysh dans un matériau massif. Le recouvrement des fonctions d'onde entre la bande de valence et la bande de conduction dans les puits ne sera donc plus maximal (du fait de leurs délocalisation) [22] et donc la probabilité de transition entre les deux états sera plus faible, comme on peut le voir sur la figure I.5. L'application d'un champ électrique sur l'hétérostructure aura donc pour conséquence une diminution du coefficient d'absorption de celle-ci.

1.3.3 Effet de la variation locale de la densité de porteurs libres

La variation locale de la densité de porteurs libres dans un semiconducteur peut être mise en œuvre au moyen de deux mécanismes : l'augmentation de la densité de porteurs par injection de porteurs libres, et la diminution de la densité de porteurs par désertion de porteurs ou déplétion. Ces deux phénomènes se produisent lorsque l'on injecte un courant ou que l'on applique un

champ électrique sur le composant, selon la polarisation électrique appliquée. Cette variation locale conduit à une variation des propriétés du matériau, en particulier de son indice de réfraction. On peut dès lors distinguer deux types d'effets responsables de variation d'indice par les porteurs libres :

- effet plasma
- transitions fondamentales

Effet plasma

L'effet plasma correspond à la transition indirecte de porteurs libres, électrons ou trous, dans leurs bandes respectives vers des niveaux d'énergie plus haut, avec changement du vecteur d'onde k des porteurs. La théorie classique de Drude-Lorentz décrit l'effet plasma comme une oscillation collective de porteurs libres. On peut alors définir une variation d'indice ou d'absorption reliant : e la charge élémentaire, n_0 l'indice de réfraction sans injection de porteurs, λ la longueur d'onde, ΔN_n et ΔN_p les variations de concentrations des électrons et trous, m_n^* et m_p^* la masse effective des électrons et des trous et ω_n et ω_p les fréquences plasma associées aux électrons et aux trous. On obtient alors les équations [I.3](#) et [I.4](#) [23].

$$\Delta n_{\text{plasma}} = -\frac{e^2}{2n_0\varepsilon_0} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \left(\frac{\Delta N_n}{m_n^*} + \frac{\Delta N_p}{m_p^*} \right) \quad (\text{I.3})$$

$$\Delta \alpha_{\text{plasma}} = \frac{e^2}{n_0\varepsilon_0} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \left(\frac{\Delta N_n \omega_n}{m_n^*} + \frac{\Delta N_p \omega_p}{m_p^*} \right) \quad (\text{I.4})$$

En posant les mobilités des électrons μ_n et des trous μ_p , on peut définir les fréquences plasma associées aux électrons et aux trous par les équations suivantes :

$$\omega_n = \frac{e}{\mu_n m_n^*} \quad \text{et} \quad \omega_p = \frac{e}{\mu_p m_p^*} \quad (\text{I.5})$$

Dans ce modèle, les électrons et trous sont considérés comme libres.

Influence des porteurs libres et effets des impuretés sur les transitions fondamentales

Trois effets peuvent intervenir sur les transitions fondamentales : les transitions entre les queues de bandes, le rétrécissement de gap et le remplissage de bande [24].

Le premier de ces effets est attribué aux interactions des porteurs libres avec des impuretés ionisées du matériau, produites en-dessous de la bande interdite sur les bords d'absorption. Celles-ci induisent des forces coulombiennes attractives ou répulsives sur les électrons et les

I.1 Introduction à la modulation de signaux et théorie de la variation d'indice

trous. La distribution des états énergétiques est alors modifiée localement, dont l'intégration sur tout le volume conduit à une distribution d'états avec des « queues de bandes ». Ce phénomène entraîne la modification de l'absorption en dessous de la bande interdite [25]. En pratique, cette absorption n'intervient que pour des énergies proches du gap, et son effet sur la variation d'indice est négligeable par rapport au rétrécissement de gap et au remplissage de bande, qui peuvent avoir des conséquences importantes sur les variations d'indice.

En effet, lorsque la concentration en porteurs libres est importante, des effets de répulsions dus aux forces d'interactions coulombiennes et au principe de Pauli¹ apparaissent. Il en résulte une diminution du bord de bande de conduction et une augmentation de l'énergie du bord de la bande de valence, donc un rétrécissement du gap. Ceci se traduit par une modification du coefficient d'absorption dans la région d'absorption du semiconducteur. Cet effet aura des répercussions non négligeables sur les variations d'indice dans le domaine de transparence du semiconducteur lorsque l'énergie des photons s'approche de l'énergie de bande interdite.

Les semiconducteurs ayant une densité d'état faible en bande de conduction, un nombre relativement faible d'électrons est suffisant pour la remplir. Ces états de plus petite énergie étant occupés, une énergie supérieure au gap est nécessaire pour effectuer une transition directe entre bandes. Il en résulte une diminution de l'absorption pour les énergies de photons supérieures au gap, ce qui se traduit par une diminution d'indice dans le domaine de transparence. Le semiconducteur se trouve dans le cas de remplissage de bande de *Burstein-Moss* [26, 27] et les porteurs excédentaires apportés par les impuretés vont saturer les niveaux de basses énergies [26]. Avec les trous, l'effet est similaire mais plus faible.

La variation d'indice due aux effets de remplissage et de rétrécissement de gap (dont tient compte le coefficient A), est proportionnelle à la variation ΔN_e de la concentration en électrons selon l'équation I.6 [24].

$$\Delta n = -A\Delta N_e \quad (\text{I.6})$$

On rappelle que dans chacun des cas, il est alors possible de relier la partie réelle n de l'indice de réfraction au coefficient d'extinction κ du matériau par les relations de Kramers-Kronig. Il est alors possible de connaître, sur l'ensemble du spectre en fréquence (ou longueur d'onde), l'un de ces paramètres si l'autre est connu. Ces relations permettent aussi de connaître la variation d'indice Δn pour une longueur d'onde $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ à partir de la variation d'absorption

1. Principe d'exclusion de Pauli : principe selon lequel les fermions (particules de spin semi-entier telles que les électrons, protons ou neutrons) ne peuvent pas se trouver au même endroit dans le même état quantique.

$\Delta\alpha$ dans une région quelconque de fréquence au travers de l'équation [I.7](#) :

$$\Delta n(h\nu_0) = \frac{hc}{2\pi^2} P \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(h\nu)}{(h\nu)^2 - (h\nu_0)^2} d(h\nu), \quad (\text{I.7})$$

où c est la célérité de la lumière, h la constante de Planck, ν la fréquence et P la partie principale de l'intégrale définie par :

$$P \int_0^\infty = \lim_{a \rightarrow 0} \left(\int_0^{h\nu_0 - a} + \int_{h\nu_0 + a}^\infty \right) \quad (\text{I.8})$$

1.4 Conclusion

La modulation optique fait donc appel à plusieurs types d'effets physiques tels que l'effet thermo-optique, l'effet de la variation d'injection de porteurs libres, l'effet d'électro-absorption ou les effets de porteurs libres. Cependant, pour la réalisation d'un modulateur performant en optique intégrée, il faudra s'appuyer sur l'étude conjointe des points limitatifs afin de trouver le meilleur compromis entre efficacité, pertes d'insertion et rapidité à transmettre l'information. Les modulateurs LiNbO_3 en sont un exemple typique : une variation d'indice très faible avec une bande passante pouvant atteindre 30 GHz [\[28, 29\]](#) au détriment de la tension de commande relativement élevée, typiquement de la dizaine de volts et des pertes d'insertion de plusieurs décibels (5 à 6dB).

2 Modulateur d'intensité électro-optique et plasmonique

La modulation optique est une fonction analogique essentielle pour la transmission de données par fibre optique. Comme abordé précédemment, elle assure la conversion des signaux électriques en signaux optiques par la variation d'au moins l'un des paramètres de la lumière, à savoir : l'intensité, la phase ou parfois la polarisation optique. Elle est utilisée dans les systèmes de transmission sur fibres optiques, qui nécessitent une grande bande passante et, pour les liaisons analogiques, une linéarité importante.

Cette partie dresse un état de l'art rapide des modulateurs d'intensité optique actuels et montre l'apport potentiel de la plasmonique.

2.1 Introduction aux modulateurs d'intensité

Rappelons en premier lieu l'architecture des modulateurs électro-optiques actuels dans la liaison optique. On abordera le cas du modulateur de Mach-Zehnder, qui reste le plus courant.

2.1.1 Place du modulateur d'intensité dans une liaison optique

Une chaîne de transmission par fibre optique se compose d'un module d'émission et d'un module de réception placés aux extrémités d'une fibre optique comme illustrée en figure I.6. Selon les spécifications de la modulation (en particulier le débit, la fréquence, la puissance requise, etc), il existe deux façons de venir moduler l'intensité du signal : une modulation directe où le signal est modulé à sa source et une modulation externe où un composant vient moduler ce signal.

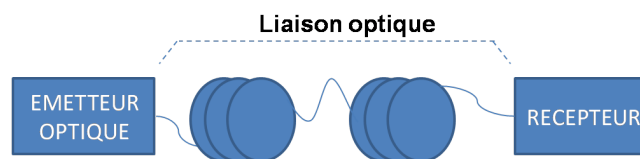


Figure I.6 – Schéma d'une chaîne de transmission optique

Dans le cas d'une modulation directe, le courant d'alimentation de la diode laser est modifiée, modulant ainsi l'onde lumineuse à la source (figure I.7). Bien que cette technique soit simple de mise en œuvre et peu coûteuse, elle n'est pas adaptée à des applications de télécommunications. En effet, la variation du courant d'alimentation entraîne en général une variation de la fréquence optique du laser, donc de sa longueur d'onde. Cet effet peut entraîner une dégradation du signal transmis [30, 31].

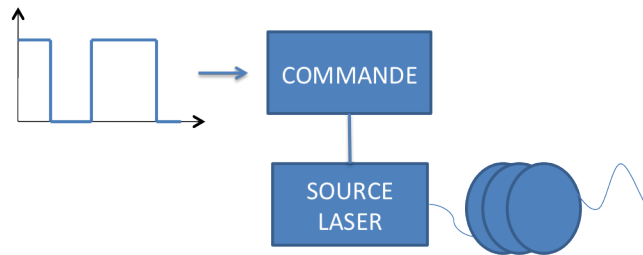


Figure I.7 – Exemple d'émetteur à modulation directe

Dans le cas de la modulation externe, l'un des paramètres de l'onde lumineuse est modifié par un module extérieur à la source optique. Ici, le problème de variation de la fréquence optique a disparu puisque la source laser n'est pas modifiée (figure I.8). Cette distinction entre les fonctions d'émission et de modulation permet aussi une bande passante potentiellement plus importante ; il est aussi plus simple d'optimiser chacune de ces fonctions séparément.

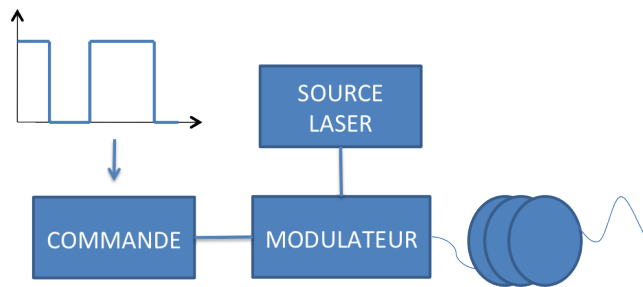


Figure I.8 – Exemple d'émetteur à modulation externe

Selon la nature de la commande, on peut classer ces modulateurs externes en trois catégories : acousto-optique, magnéto-optique et électro-optique. Cependant, de ces trois catégories, seuls les modulateurs électro-optiques permettent d'atteindre des débits (> 10 Gb/s) ou des fréquences de modulation (> 10 GHz) compatibles avec les applications de télécommunications optiques et hyperfréquences. L'effet induit au sein du modulateur est la modification du déphasage du signal optique au moyen d'une tension électrique. La structure la plus simple est donc celle d'un modulateur électro-optique à modulation de phase. Cependant, il est possible de transformer cette modulation de phase en une modulation d'amplitude (donc d'intensité) à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder.

2.1.2 Le modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder

La figure I.9 montre l'architecture d'un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder. Une première jonction Y va séparer l'onde optique incidente en deux ondes d'amplitude et de phase

I.2 Modulateur d'intensité électro-optique et plasmonique

égale dans chacun des bras de l'interféromètre. Sur l'un de ces bras, on vient appliquer un signal électrique modifiant la phase de l'onde optique de ce bras. Une seconde jonction Y vient faire interférer ces deux ondes, maintenant déphasées optiquement, engendrant une amplitude de l'onde optique de sortie divisée par un facteur 'x', modulée par rapport à celle d'entrée.

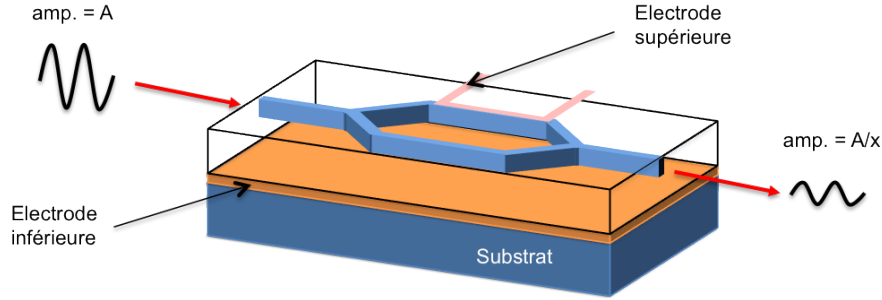


Figure I.9 – Architecture d'un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder

La fonction de transfert d'un tel dispositif est donné par l'équation suivante :

$$I_{out} = \frac{I_{in}}{2} \cos^2\left(\frac{\pi V}{2V_{\pi}}\right), \quad (I.9)$$

où V est la tension appliquée et V_{π} est la tension de polarisation pour un déphasage de π .

2.1.3 Outils d'évaluation des modulateurs

Il est important de définir des critères sur lesquels peuvent se faire des comparaisons. Il est nécessaire pour cela de s'appuyer sur des valeurs quantifiées qui sont généralement les suivantes :

- les pertes lors de la traversée du composant, ou pertes d'insertion
- le taux d'extinction, ou efficacité de la modulation
- la fréquence de coupure, ou rapidité du composant

Pertes d'insertion

La notion de pertes d'insertion est relative à l'ensemble des pertes entre l'entrée et la sortie du modulateur, incluant les pertes de couplage optique, traduisant une perte d'information. On utilise communément une expression de gain pour les exprimer : comparaison du niveau de puissance en sortie du modulateur par rapport à la puissance en entrée. Si la puissance en sortie a été diminuée, le rapport *signal/bruit* va alors diminuer et le canal de transmission subira une dégradation de qualité d'information. C'est pourquoi la réduction des pertes optiques est un enjeu majeur lors de la conception. Le paramètre noté IL (pour *Insertion Loss* en anglais) se

définit donc par l'expression I.10 où P_{out} et P_{in} sont respectivement les puissances optiques en sortie et en entrée du modulateur.

$$IL = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \quad (I.10)$$

Dans le cas de l'un interféromètre Mach-Zehnder de coefficient d'absorption α et de longueur de zone active L_π définie en équation I.13, l'expression des pertes d'insertion s'écrit selon la relation I.11, si l'on néglige les pertes de couplage (entrée et sortie). Dans ce cas, on pourra donc comparer les pertes d'insertion de deux interféromètres Mach-Zehnder selon leurs rapports $\alpha/\Delta n_{eff}$ respectifs.

$$IL = 10 \log_{10}(e^{-\alpha L_\pi}) = -\frac{5}{\ln 10} \frac{\lambda \alpha}{\Delta n_{eff}} \quad (I.11)$$

Efficacité du modulateur

Le second élément caractéristique d'un modulateur est le rapport de puissance optique obtenue (ou taux d'extinction – extinction ratio (ER) en anglais) entre son niveau bas de signal (OFF) et son niveau haut de signal (ON). Cette valeur s'exprime de la même manière qu'un gain optique, selon l'équation I.12.

$$ER_{dB} = 10 \log_{10} \left(\frac{T_{ON}}{T_{OFF}} \right) \quad (I.12)$$

Dans un modulateur de phase, par exemple, l'efficacité maximum est donnée par un déphasage de l'onde sortie/entrée de π . C'est la variation de phase nécessaire au passage complet de l'onde de son niveau haut à son niveau bas sur le signal optique. Cette variation se fait donc sur une longueur de zone active du modulateur L correspondante à ce déphasage, soit L_π . L'efficacité de modulation va s'exprimer au travers du produit $V_\pi \times L_\pi$, où V_π est la tension nécessaire à ce déphasage. L'efficacité sera d'autant plus grande que ce produit sera faible. L'expression de cette longueur caractéristique fait intervenir la longueur d'onde du signal optique λ et la variation d'indice effectif du mode optique guidé engendrée par ce déphasage de π , Δn_{eff} selon l'équation I.13.

$$L_\pi = \frac{\lambda}{2 \Delta n_{eff}} \quad (I.13)$$

Rapidité des modulateurs

Après ces deux caractéristiques statiques, intéressons-nous à la caractéristique dynamique qu'est le temps de réponse du modulateur. Ce paramètre, aussi appelé bande passante, possède deux sources de limitations : le temps de réponse électrique lié au circuit passe-bas du système

ou la propagation des ondes RF.

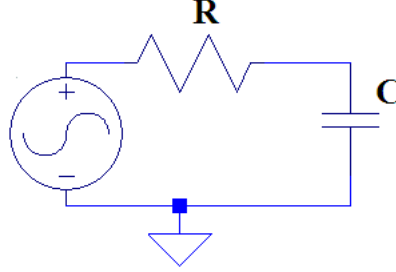


Figure I.10 – Schéma électrique équivalent au système

Le temps de réponse électrique du système modélisable par un circuit passe-bas de type RC (avec R représentant la résistance de charge du composant (traditionnellement 50Ω) et C la capacité apparaissant lors du déplacement des porteurs de charge) est souvent limitatif du fonctionnement en fréquence des composants actuels comme l'illustre la figure I.10. La résistance de charge et la capacité de jonction du modulateur jouent le rôle d'un filtre passe-bas et vont lisser les signaux numériques incidents. Les effets électro-optiques étant faibles, les longueurs d'interaction sont grandes, impliquant des électrodes longues qui s'apparentent plus à des lignes de transmission qui seront chargées sur 50Ω . Aussi, dans les étapes de conception du modulateur, l'étude de la propagation des ondes RF dans une structure (atténuation et réflexion) devient un problème essentiel et incontestable. Enfin, le dimensionnement des lignes ou contacts d'accès à la zone active peuvent engendrer des perturbations importantes au niveau du signal électrique le long de l'électrode et atténuer l'efficacité du modulateur par réduction de la bande passante du système.

2.2 État de l'art des modulateurs

Dans ce paragraphe, on dressera les trois principales filières de matériaux utilisées pour la réalisation de modulateurs électro-optiques, à savoir : les semiconducteurs comme l'arséniure de gallium, le niobate de lithium et les polymères électro-optiques.

2.2.1 Modulation à base d'arséniure de gallium

Des modulateurs à base de semiconducteurs GaAs avec des débits de 40Gb/s ont déjà été commercialisés pour des transmissions sur de longues distances. Malgré un coefficient électro-optique très faible de l'ordre de $1,4pm/V$ [32], le GaAs possède un haut indice de réfraction qui compense, en partie, ce faible effet par la possibilité à obtenir des modulateurs à ondes

progressives. En effet, on assiste à un relatif accord de phase entre les ondes électriques et optiques avec un indice de réfraction de l'ordre de 3,37 (donc un $n^2 \approx 11,4$) ; il en résulte que l'onde optique se propage à une vitesse similaire à l'onde électrique, puisque la permittivité relative du GaAs est proche de 12,9.

Ces propriétés ont permis aux premiers modulateurs GaAs en configuration μ -ruban d'atteindre des bandes passantes maximales de l'ordre de 10GHz [33] malgré des pertes de propagation hyperfréquences importantes. L'utilisation d'une technologie coplanaire a permis de monter jusqu'à des bandes de 20GHz, au détriment de la tension de commande de plusieurs dizaines de volt [34]. Une technologie hybride a obtenu de meilleurs résultats avec une bande passante de l'ordre de 40GHz et une tension de commande de l'ordre de 6V [35]. Cependant, les modulateurs à semiconducteurs souffrent de pertes optiques importantes de l'ordre de 2dB pour 20GHz.

2.2.2 Modulation à base de niobate de lithium

Depuis de nombreuses années, le niobate de lithium est étudié et ses propriétés sont aujourd'hui largement connues tant en matériau massif qu'en couche mince. L'intérêt de ce matériau réside dans ses excellentes propriétés optiques non-linéaires, ainsi que la possibilité de travailler sur des monocristaux aux très bonnes qualités optiques, aussi bien dans le visible que dans l'infrarouge. Inexistant sous forme naturelle, le LiNbO_3 est élaboré en laboratoire sous forme de monocristaux ou de couches minces.

Le LiNbO_3 est un matériau uniaxe dans un système trigonal (groupe d'espace $C3v$) dont l'empilement est illustré en figure I.11².

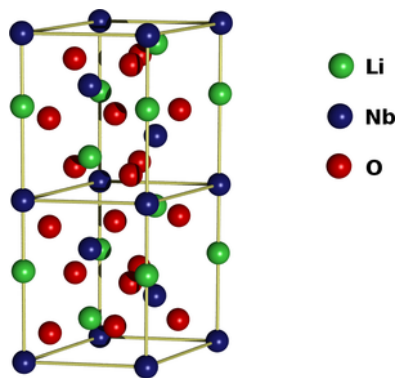


Figure I.11 – Cellule élémentaire d'un cristal de Niobate de Lithium

Les modulateurs électro-optiques industriels à base de LiNbO_3 destinés aux télécommunications optiques datent des années 1980 [36]. Ils s'appuient sur le coefficient Pockels élevé du

2. auteur : Ahellwig, autorisation : CC-BY-SA-2.0 et GFDL

matériau (environ $30\text{pm}/\text{V}$) permettant une variation d'indice optique suffisante pour présenter une modulation avec une tension de commande sous les 10 volts, pour des longueurs d'électrode de l'ordre du centimètre. La bande passante de ce type de modulateur est alors plafonnée à 40GHz, effet principalement dû à la limitation en bande. Une autre raison vient de la différence de vitesse de phase entre les ondes optiques et électriques. Ceci peut s'expliquer par la permittivité diélectrique relative du LiNbO_3 d'environ 30 alors que l'indice optique est de l'ordre de 2,2 (donc $n^2 \approx 5$). Un autre point limitant de ces modulateurs est la longueur d'interaction nécessaire à une variation d'indice nécessaire à la modulation. Par exemple, dans le cas d'un interféromètre de Mach-Zehnder, entre 1 et 5cm de longueur seront nécessaires au déphasage de π des ondes des deux bras.

Ce type de modulateur reste, encore aujourd'hui, le seul dispositif commercial installé dans les systèmes de télécommunications. Les performances actuelles de ces modulateurs commerciaux sont les suivantes : bande passante de 30GHz pour une tension de commande de 6,4V (modèle MXAN-LN-40 de chez Photline Technologies³). Ces modulateurs ont cependant des pertes d'insertion de l'ordre de 4dB.

2.2.3 Modulation à base de polymères

Afin de conserver une bande passante efficace avec une faible tension de commande, l'utilisation de matériau à très fort coefficient électro-optique est nécessaire. Celui-ci devra aussi permettre un accord de vitesse de phase optique et électrique, soit donc un indice de réfraction qui, au carré, sera proche de sa permittivité diélectrique relative. Enfin, il devra présenter de faibles pertes optiques et électriques.

Les matériaux polymères électro-optiques ont démontré, par leur ingénierie, qu'ils pouvaient répondre à plusieurs de ces critères, permettant la réalisation de modulateurs aux performances prometteuses avec des bandes passantes de plus de 100GHz [37] et des tensions de commande de l'ordre du volt [38]. Outre ces performances, la mise en œuvre de ce type de matériau reste bas-coût et facilement intégrable de par leur technique de dépôt (voie sol-gel, enduction, pulvérisation).

Revers de la médaille, ces propriétés issues de leur structure non-cristalline sont très sensibles à la dégradation dans le temps du polymère. Ceci reste le principal problème de science des matériaux pour ce type de composant présentant pourtant de nombreux atouts.

Le tableau I.1 récapitule les propriétés, avantages et points bloquants énoncés pour ces trois familles de modulateurs.

3. <http://www.photline.com/>

Propriété	GaAs	LiNbO ₃	Polymère
Indice optique à 1,55 μ m (au carré)	3,37 (11,36)	2,2 (4,84)	1,5 – 1,7 (2,25 – 2,89)
Permittivité diélec. relative	12,9	28	2,5 – 4
Coefficient électro-optique (pm/V)	1,4	30,8	≤ 100
Pertes optiques (dB/cm)	2	0,05	≥ 1
Bande passante potentielle (GHz)	>40	40	>100
Tension de commande (V)	6	7	<1

Tableau I.1 – Récapitulatif des propriétés des trois familles de matériaux électro-optiques pouvant servir pour la réalisation d’un modulateur optique (d’après [39])

2.3 Avantages potentiels de la plasmonique pour les modulateurs électro-optiques

Comme nous l’avons vu aux paragraphes précédents, les modulateurs actuels reposent sur des effets de variation des propriétés intrinsèques de l’ensemble du matériau actif. Dans le cas des modulateurs à niobate de lithium, par exemple, la variation d’indice nécessaire induit une profondeur de champ électrique de plusieurs microns afin de couvrir l’ensemble du guide optique. De plus, les longueurs d’interaction nécessaires au déphasage suffisant pour une modulation efficace nécessite de fortes longueurs, générant des pertes optiques et réduisant la bande passante.

Comme nous le verrons aux paragraphes suivants, la résonance plasmonique de surface est une interaction localisée à la centaine de microns, avec une profondeur d’interaction dans le matériau électro-optique de quelques centaines de nanomètres. Ainsi, la modulation par effet électro-optique d’une résonance plasmonique de surface apporterait une réduction drastique des longueurs d’interaction du dispositif, ce qui est bénéfique pour les pertes d’insertion et la bande passante, et la possibilité de travailler sur des matériaux en couches minces, avec une diminution des tensions de commande. Le tableau I.2 reprend les performances ambitionnées par TRT⁴ et TAS⁵ dans ce projet concernant l’approche d’une commande plasmonique dans des modulateurs optiques sur semiconducteurs.

Performances visées	Tensions de commande	Pertes d’insertion	Profondeur de modulation	Bande passante
	$< 1V$	$< 1dB$	$> 10-15\%$	$> 20\text{ GHz}$

Tableau I.2 – Objectifs de spécification issus de modélisation réalisées par TRT

4. Thales Research & Technologies, Palaiseau

5. Thales Airborne Systems, Élancourt

I.2 Modulateur d'intensité électro-optique et plasmonique

Dans un modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder, le champ électrique crée une variation de phase dans la propagation de l'onde optique au travers d'un guide. Cette variation de phase sur plusieurs centimètres est convertie en modulation d'intensité optique au moyen d'un interféromètre de Mach-Zehnder.

Le fonctionnement de notre modulateur à commande plasmonique repose également sur une variation de l'intensité optique réfléchie à une interface métal/semiconducteur. Une absorption de la lumière est alors effectuée par l'interaction d'un photon à cette interface qu'est la résonance plasmonique de surface. Pour cela, l'architecture du dispositif doit être celui d'une réflexion totale atténuée (*attenuated total reflection* – ATR en anglais) comme sur la figure I.12 et qui sera expliquée en détail dans le paragraphe 4.1.

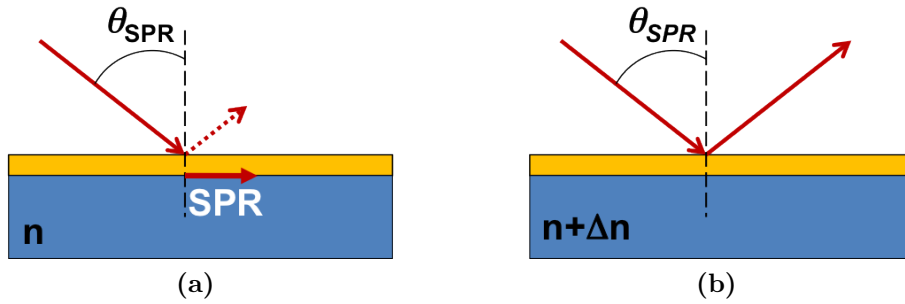


Figure I.12 – Illustration (a) de l'interaction de plasmon de surface en condition de résonance, et (b) de la réflexion de l'onde à l'interface métallique

Dans la figure I.12(a), la condition de résonance plasmonique est vérifiée et l'on a égalité de la composante tangentielle du vecteur d'onde incident (pour un angle θ_{SPR}) avec le vecteur d'onde des plasmons de surface. Le signal optique incident est alors partiellement absorbé à cette interface métal/semiconducteur. Le signal optique réfléchi verra son intensité réduite.

Dans la figure I.12(b), on modifie la condition de résonance par une variation de l'indice optique du matériau par effet électro-optique (application d'un champ électrique par exemple), tout en conservant une onde incidente avec θ_{SPR} . Cette variation d'indice va nous éloigner de la condition de résonance plasmonique pour cette interface, et l'onde optique est totalement réfléchie comme sur un miroir. La figure I.13 explique le principe de modulation de la résonance plasmonique en fonction de la variation d'indice effectuée.

Dans cette figure, l'abscisse est un angle θ . Il est l'image de la condition de résonance plasmonique à une interface donnée. θ_{SPR} est l'angle pour lequel la condition de résonance plasmonique est vérifiée pour l'interface métal/semiconducteur considérée. Dans ce cas, l'intensité réfléchie (R) est minimale, puisque l'onde optique est partiellement absorbée. Lors de

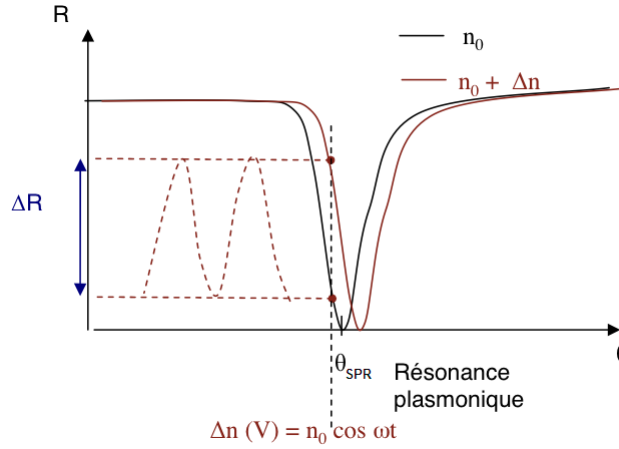


Figure I.13 – Illustration de la modulation d'indice et de son effet sur la résonance plasmonique entraînant une modulation de réflectivité

l'application d'un champ électrique capable de faire varier d'indice n du matériau, la condition de résonance change et n'est donc plus celle de notre structure. La lumière est alors moins absorbée et l'intensité réfléchie augmente. On peut alors relier la variation de l'indice Δn à la variation de réflectivité ΔR .

Il est ici important de comprendre que cette résonance plasmonique doit être la plus étroite et profonde possible pour une efficacité maximale. En effet, la variation ΔR va dépendre de la pente linéaire de la résonance, ainsi que de sa profondeur. On définira donc par la suite comme **optimale, une largeur à mi-hauteur faible avec une profondeur élevée**.

La dynamique sera caractérisée par la rapidité avec laquelle le signal optique sera absorbée. Elle dépendra également de la rapidité de l'effet électro-optique responsable de la variation de l'indice du matériau, en fonction du mécanisme physique mis en œuvre et des caractéristiques électriques, d'où l'intérêt d'une interaction localisée.

2.4 Conclusion

En conclusion, les objectifs visés par ce projet DGA traitent d'une rupture technologique concernant la modulation sur porteuse optique à large bande de fréquence. En s'appuyant sur les spécifications existantes et en envisageant les potentialités de l'utilisation d'une commande à plasmons de surface dans la variation d'indice ou de phase du modulateur, les gains espérés dans cette étude sont **une faible tension de commande** (de l'ordre du volt), **une large bande de fréquence** (de l'ordre de quelques dizaines de gigahertz) et **une linéarité importante**. Dans les paragraphes suivants, nous analyserons la physique de fonctionnement de ce modulateur à effet plasmonique.

3 Physique élémentaire

Avant d'aborder la physique de propagation de la lumière pouvant donner lieu à des plasmons de surface, effectuons ici quelques rappels sur les fonctions diélectriques et les équations de propagation de la lumière par résolution des équations de Maxwell.

3.1 Fonction diélectrique

La résolution des équations de champ pour obtenir la relation de dispersion des plasmons de surface demande la connaissance de constantes caractéristiques des différents milieux. Étant donné la nature des matériaux pour des équations d'électromagnétisme, il est nécessaire d'en définir les fonctions diélectriques (ou permittivités diélectriques). Ce paragraphe fait un rappel des expressions de cette fonction diélectrique dans le cas d'un semiconducteur et dans le cas de métaux, issue du modèle de Drude [40].

La réponse optique des métaux en fréquence se traduit par un modèle plasma : il s'agit d'un gaz d'électrons libres de densité N se déplaçant à travers un environnement fixe de noyaux d'ions positifs. La principale raison vient de la non-prise en considération des interactions électron-électron dans le réseau. On définit alors une masse effective m^* à chaque électron afin de définir la structure de bande. Sous l'action d'un champ électromagnétique, les électrons oscillent avec un mouvement amorti par des collisions de réseau que l'on identifie par une fréquence de collision $\gamma = 1/\tau$, où τ est le temps de relaxation du gaz d'électrons libres. Ce temps caractéristique est typiquement de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-12} s pour les semiconducteurs et de 10^{-14} à 10^{-13} s pour les métaux à température ambiante, ce qui correspond à une fréquence autour de 1 THz pour les semiconducteurs et 100 THz pour les métaux.

Écrivons simplement l'équation de mouvement pour un électron au sein d'un plasma sujet à un champ électrique harmonique $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$, avec e la charge élémentaire de l'électron :

$$m^* \ddot{\vec{x}} + m^* \gamma \dot{\vec{x}} = -e \vec{E}(t) \quad (\text{I.14})$$

Une solution possible de cette équation décrit des oscillations de l'électron du type $\vec{x}(t) = \vec{x}_0 e^{i\omega t}$; en l'injectant dans l'équation I.14, on en déduit l'équation I.15. Les électrons déplacés vont contribuer à une polarisation macroscopique $\vec{P} = Ne\vec{x}$ donnée par l'équation I.16.

$$\vec{x}(t) = -\frac{e}{m^*(\omega^2 + i\gamma\omega)} \vec{E}(t) \quad (\text{I.15})$$

$$\vec{P} = -\frac{Ne^2}{m^*(\omega^2 + i\gamma\omega)}\vec{E} \quad (\text{I.16})$$

En rappelant que le déplacement diélectrique $\vec{D}$ est lié à la polarisation $\vec{P}$ par l'intermédiaire de l'équation d'état $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$ et en posant $\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m^*}$ la fréquence de pulsation plasma associée au gaz d'électrons libres, on en déduit l'expression de ce déplacement diélectrique $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon(\omega)\vec{E}$, avec la constante diélectrique $\varepsilon(\omega)$ définie par l'équation I.17.

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (\text{I.17})$$

Cette constante diélectrique est un complexe, dont les parties réelle et imaginaire, respectivement $\varepsilon'(\omega)$ et $\varepsilon''(\omega)$, sont explicitées par les équations I.18 où l'on a simplement défini $\tau = 1/\gamma$.

$$\begin{cases} \varepsilon'(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} \\ \varepsilon''(\omega) = \frac{\omega_p^2\tau}{\omega(1+\omega^2\tau^2)} \end{cases} \quad (\text{I.18})$$

Selon le régime de fréquence, l'une ou l'autre des composantes complexes sera prépondérante.

3.1.1 Semiconducteur ou métal

Dans le cas d'un semiconducteur, comme le Silicium, les parties réelle et imaginaire de la fonction diélectrique sont d'une allure telle qu'en figure I.14(a). L'augmentation des parties réelle et imaginaire traduit l'absorption progressive pour des énergies situées dans le domaine d'absorption du semiconducteur.

Dans le cas d'un métal comme l'or, les parties réelle et imaginaire de cette constante diélectrique sont tracées sur la figure I.14(b). Concernant la partie réelle, elle est négative en basse fréquence, en accord avec la relation I.18. Aux hautes fréquences, cette partie réelle tend vers zéro, puisque les fréquences sont trop élevées ($\omega > \omega_p$). La partie imaginaire est forte en basse fréquence, ce qui correspond aux pertes élevées de propagation dans les métaux, à cause de l'effet plasma. Celles-ci diminuent quand la fréquence augmente. Cette forme d'écriture de la constante diélectrique dans le cas des métaux est totalement compatible avec le modèle classique dit de Drude [40] défini par la relation I.19.

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\varepsilon_0\omega}, \sigma(\omega) = \frac{\omega_p^2\tau\varepsilon_0}{1 - i\omega\tau} \quad (\text{I.19})$$

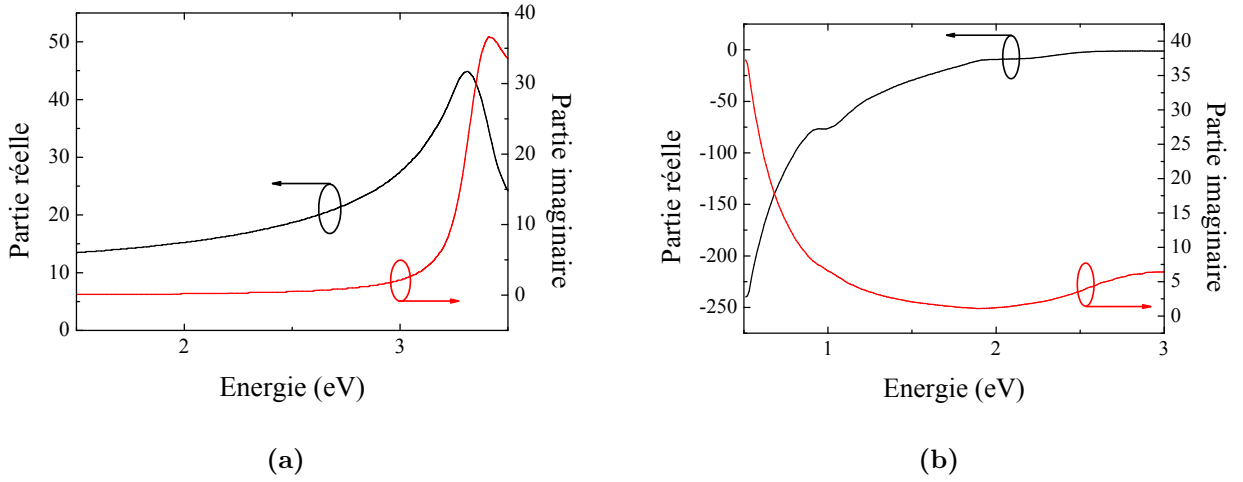


Figure I.14 – Parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique $\varepsilon(\omega)$ (a) du silicium et (b) de l'or

3.1.2 Régime basse fréquence dans un métal

Considérons que l'on soit dans une régime basse fréquence, où $\omega \ll \tau^{-1}$. En reprenant les équations I.18, on en déduit que $\varepsilon'' \gg \varepsilon'$. La partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe $n + i\kappa$ s'exprime alors par la relation I.20.

$$\kappa(\omega) \approx \sqrt{\frac{\varepsilon''}{2}} = \sqrt{\frac{\tau \omega_p^2}{2\omega}} \quad (\text{I.20})$$

En rappelant que le coefficient d'absorption α est défini par la relation $\alpha(\omega) = \frac{2\kappa(\omega)\omega}{c}$, on obtient l'expression suivante dans notre cas :

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega_p^2 \tau \omega}{2c^2}} \quad (\text{I.21})$$

De cette équation, on peut définir l'effet de peau⁶ δ associé, par exemple, aux lignes de champ dans un métal et qui est donné par :

$$\delta = \frac{2}{\alpha} = \frac{c}{\kappa(\omega)\omega} = \sqrt{\frac{2c^2}{\tau \omega_p^2 \omega}} \quad (\text{I.22})$$

6. Phénomène électromagnétique où le courant alternatif a tendance à ne circuler qu'en surface des conducteurs, provoquant une décroissance de la densité de courant à mesure que l'on s'éloigne de la surface.

3.1.3 Régime haute fréquence dans un métal

À des fréquences plus élevées, dans un domaine $1 \leq \omega\tau \leq \omega_p\tau$, l'indice de réfraction complexe est prédominé par sa composante imaginaire. Dans le cas des métaux nobles comme l'or ou l'argent, le modèle physique des électrons libres est différent dans la région $\omega > \omega_p$. Une polarisation « écran » peut être décrite par l'expression $\vec{P}_\infty = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)\vec{E}$. En ajoutant ce terme à l'équation I.17, on trouve une nouvelle expression de constante diélectrique (cf. équation I.23).

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (\text{I.23})$$

Les expressions de la fonction diélectrique dans le cas semiconducteur ou métal nous serviront de valeur de référence dans la phase de modélisation.

3.2 Résolution des équations de champ

Les équations qui régissent la physique de propagation de la lumière, comme des plasmons de surface, sont issues de la résolution des équations de Maxwell aux interfaces d'une structure à n couches ayant des propriétés électromagnétiques différentes. Avant d'étudier ces différents cas, rappelons les notions d'équation d'onde, ainsi que l'expression des champs électriques et magnétiques dans un milieu.

3.2.1 Théorie des ondes électromagnétiques

On définit les 4 composantes électromagnétiques que sont les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$, le déplacement diélectrique $\vec{D}$ et le champ magnétique induit, ou induction magnétique $\vec{B}$ selon les relations I.24 et I.25 avec le vecteur position dans l'espace cartésien $\vec{r}(x, y, z)$ et t le temps :

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t) = \mu_0\mu_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.24})$$

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0\varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.25})$$

où $\mu_r(\vec{r})$ et μ_0 sont respectivement les permittivités magnétiques relative et dans le vide, $\varepsilon_r(\vec{r})$ et ε_0 respectivement les permittivités diélectriques relative et dans le vide, et $\vec{M}(\vec{r}, t)$ l'aimantation du milieu.

Les équations de Maxwell en électromagnétisme macroscopique s'écrivent de la manière

suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho_{ext}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.26})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I.27})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{I.28})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}_{ext}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{I.29})$$

La densité de charge extérieure est décrite par $\rho_{ext}(\vec{r}, t)$ et la densité de courant par $\vec{J}_{ext}(\vec{r}, t)$.

3.2.2 Équations d'onde

Pour nos applications, on considère un milieu non-magnétique ($\mu(\vec{r}, t) = \mu_0$) exempt de toute charge extérieure ($\rho_{ext}(\vec{r}, t) = 0$) et de densité de courant extérieure ($\vec{J}_{ext}(\vec{r}, t) = \vec{0}$). Afin de séparer les dépendances temporelles et spatiales, on décompose les champs électrique et magnétique en harmoniques ; c'est-à-dire que l'on considère ces ondes électromagnétiques comme monochromatiques de pulsation ω se propageant dans un milieu sans pertes. La dépendance temporelle des champs s'écrit sous la forme complexe $e^{j\omega t}$ et les équations de Maxwell définies en relation I.26 à I.29 deviennent :

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})) = 0 \quad (\text{I.30})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{I.31})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = -j\omega\mu_0 \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{I.32})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = j\omega\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I.33})$$

Les équations I.32 et I.33 permettent d'écrire :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = -\mu_0\omega^2\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I.34})$$

Détaillons l'expression du membre de gauche. On a : $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} \equiv \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E}$, or $\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{E}) \equiv \vec{E} \cdot \vec{\nabla} \varepsilon + \varepsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{E}$. On peut donc écrire :

$$\vec{\nabla} \left(-\frac{1}{\varepsilon} \vec{E} \cdot \vec{\nabla} \varepsilon + \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{E}) \right) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\mu_0\omega^2\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})$$

Or, comme le milieu est considéré sans charges, on a : $\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{E}) = 0$. L'équation I.34 pourra

donc s'écrire sous la forme :

$$\nabla \left(-\frac{1}{\varepsilon} \vec{E} \cdot \nabla \varepsilon \right) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \omega^2 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I.35})$$

On définit le vecteur d'onde k_0 par rapport à la longueur d'onde λ_0 de l'onde électromagnétique se propageant dans le milieu diélectrique par la relation [I.36](#).

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (\text{I.36})$$

En considérant que la fonction diélectrique est constante dans le milieu diélectrique à la longueur d'onde de travail (soit donc $\nabla \cdot \varepsilon = 0$, $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon_r$), on peut simplifier le premier membre de l'équation [I.35](#) de la manière suivante :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k_0^2 \varepsilon_r \vec{E}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (\text{I.37})$$

C'est cette équation [I.37](#), appelée équation de Helmholtz, qu'il faudra par la suite résoudre pour chaque région de l'espace (dans chaque matériau donc) en tenant compte des conditions limites (aux interfaces).

3.2.3 Composantes des champs électrique et magnétique

Afin de poursuivre l'expression des composantes de champs, il est ici nécessaire de se remettre dans un repère géométrique cartésien. Considérons un problème unidimensionnel où la direction de propagation de l'onde se fait selon la direction x . Aucune variation n'est possible selon la direction y . La fonction diélectrique ne dépend que d'une seule variable d'espace, dans notre cas $\varepsilon_r = \varepsilon_r(z)$ défini dans le repère (O, x, y, z) tel qu'illustré en figure [I.15](#). L'interface qui nous intéresse coïncide avec le plan pour lequel $z = 0$.

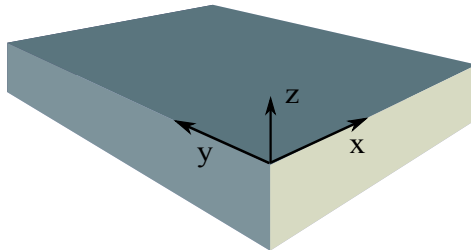


Figure I.15 – Définition de la géométrie d'étude. La direction de propagation est la direction x

Dans un tel repère, et selon les conditions exprimées ci-dessus sur la propagation et la constante diélectrique, l'expression du champ électrique à l'interface ($z = 0$) peut donc s'écrire :

$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(z)e^{i\beta x}$, avec $\beta = k_x$ la constante de propagation de l'onde à l'interface. Cette constante correspond parfaitement à la composante du vecteur d'onde dans la direction de propagation x . Une nouvelle écriture de l'équation I.37 après injection de ce résultat donne :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon_r(z) - \beta^2) \vec{E}(z) = \vec{0} \quad (\text{I.38})$$

Par analogie, une équation similaire existe pour le champ magnétique $\vec{H}$.

À partir de là, on doit choisir une polarisation de champ pour simplifier le système. Par exemple, dans le cas d'une polarisation transverse électrique (TE ou s), seules les composantes H_x , H_z et E_y ne sont pas nulles. Dans le cas d'une polarisation transverse magnétique (TM ou p), ce sont les composantes E_x , E_z et H_y qui ne sont pas nulles.

Ainsi, dans le cas d'une polarisation TE, avec un système d'équations réduit à :

$$\begin{cases} H_x = -i \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ H_z = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y, \end{cases} \quad (\text{I.39})$$

nous obtenons l'équation d'onde en polarisation TE :

$$\frac{\partial^2 E_y(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon_r(z) - \beta^2) E_y(z) = 0 \quad (\text{I.40})$$

Par simple analogie, on retrouve un système similaire pour la polarisation TM,

$$\begin{cases} E_x = i \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r(z)} \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ E_z = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r(z)} H_y \end{cases} \quad (\text{I.41})$$

d'où l'équation d'onde en polarisation TM :

$$\frac{\partial^2 H_y(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon_r(z) - \beta^2) H_y(z) = 0 \quad (\text{I.42})$$

Dans la suite de ce chapitre et par abus de langage, on notera désormais la fonction diélectrique ε_r par la fonction ε_i , avec i l'indice du milieu considéré.

3.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons revu les équations de base qui permettront de **résoudre les équations de Maxwell** selon la polarisation TE (équation I.40) ou TM (équation I.42)

Chapitre I. Physique et théorie du modulateur plasmonique

et d'accéder aux **expressions des composantes de champ**. Les expressions de la fonction d'onde diélectrique dans le cas semiconducteur ou métal permettront aussi d'avoir des **valeurs théoriques** lors des phases de simulation.

4 Théorie de propagation évanescente de la lumière

Les techniques optiques évanescentes comme les spectroscopies de plasmons de surface ou de guides d'onde optique montrent un avantage certain sur les techniques optiques usuelles de microscopies confocales. Elles permettent un excellent rapport signal/bruit. Pour rappel, dans le cas de techniques confocales, le champ de lumière obtenu est très large avec un confinement quasi nul et très dépendant de l'environnement. Dans les techniques par illumination évanescente, on augmente de manière significative le signal par fort confinement localisé à l'interface alors même que l'on diminue l'influence de l'environnement, autrement dit du bruit. Les figures I.16⁷ montrent bien la différence d'éclairement dans ces deux cas.

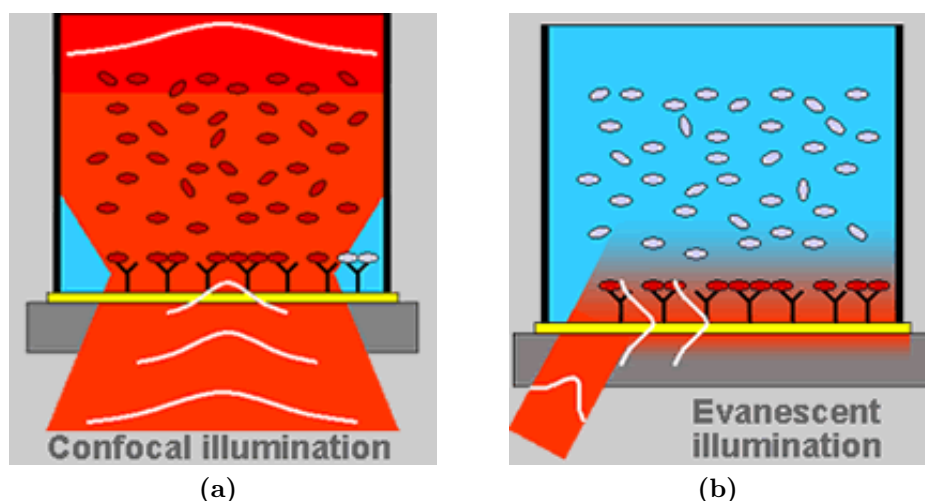


Figure I.16 – Exemple d'éclairement (a) confocal, et (b) évanescent

Les deux parties suivantes vont donc décrire la théorie et la physique de propagation évanescente de la lumière, dans le cas d'un guide d'onde et dans le cas de plasmons de surface.

4.1 Couplage évanescent dans un guide d'onde

La propagation de lumière à travers un guide d'onde par méthode évanescente commence à apparaître au début des années 1960. Le premier article de référence est celui de Tien *et al.* [41] qui décrit comment le couplage évanescent de lumière au travers d'un prisme permet d'exciter un à un les différents modes de propagation de lumière au sein d'un guide d'onde selon la polarisation optique (TE ou TM). La figure I.17 montre le schéma de principe de la

7. <http://www.res-tec.de/evanescent-confocal.html>

méthode communément appelée **couplage par prisme** ou technique des lignes noires (*m-lines spectroscopy* en anglais).

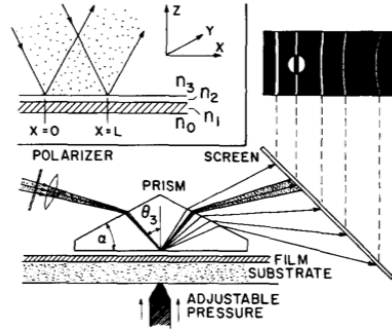


Figure I.17 – Schéma de principe de la technique de caractérisation aujourd’hui appelée couplage par prisme [41]

Cette technique comprend donc un prisme permettant le couplage par onde évanescente de la lumière issue d’un laser dans un film de matériau. Un polariseur en entrée permet de sélectionner la polarisation de la lumière incidente. L’application du prisme sur le film se fait au moyen d’une pression appliquée en face arrière de l’échantillon qui va induire une flèche en un point précis, siège d’une couche d’air d’une épaisseur suffisamment fine pour générer une onde évanescente capable de se propager dans l’épaisseur du film.

Quelques années plus tard, Ulrich *et al.* [42] apporte une physique plus simple et plus efficace dans l’exploitation des mesures faites par couplage par prisme.

Identification des modes effectifs

Comme dans le cas de Tien *et al.*, on peut effectuer le couplage d’un faisceau laser dans un guide planaire diélectrique au moyen d’un prisme, et ce sous une incidence contrôlée θ par rapport à ce prisme. Cet angle θ_3 va déterminer la vitesse de phase dans la direction x parallèle à l’interface prisme/diélectrique de l’onde incidente dans le prisme d’indice n_p et dans le gap d’air formé selon l’équation I.43.

$$v_i = c/n_p \sin \theta_3 \quad (\text{I.43})$$

On peut donc considérer que le couplage est optimal quand l’angle θ devient tel que v_i soit égale à la vitesse de phase v_m caractéristique d’un mode de propagation du guide d’onde optique, avec $m=0, 1, 2$, etc. Ainsi, par détermination des angles synchrones θ_m au couplage maximal, on peut remonter aux indices effectifs du film diélectrique étudié à la constante de

propagation $k = \omega/c$ en espace libre selon l'équation I.44.

$$N_m = c/v_m = n_p \sin \theta_m \quad (\text{I.44})$$

Le paramètre θ_m peut lui se déduire aisément par un calcul d'optique géométrique et l'application de la seconde loi de Snell-Descartes⁸. Considérons θ l'angle d'entrée au prisme par rapport à sa normale, A_p l'angle à l'interface et n_p l'indice du prisme comme décrit dans la figure I.18, il vient alors $n_p \sin(\theta_m - A_p) = \sin(\theta)$, qui couplée à la relation I.44 donne la relation I.45.

$$N_m = n_p \sin \left(A_p + \text{Arcsin} \left(\frac{\sin \theta}{n_p} \right) \right) \quad (\text{I.45})$$

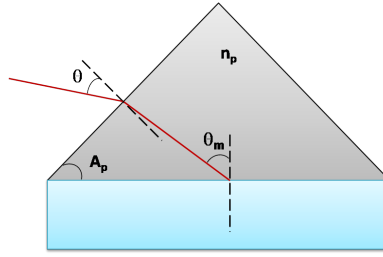


Figure I.18 – Illustration de la seconde loi de Snell-Descartes appliquée au cas du couplage par prisme

Ainsi, à l'aide de cette dernière équation, chaque mode propre de propagation de la lumière dans le guide d'onde est connu et est une solution de l'équation de propagation de la lumière issue des équations de Maxwell comme décrit dans le paragraphe 3.2.2 (relations I.40 et I.42). La résolution de la matrice correspondante, aux valeurs propres définies par les indices effectifs, permet de remonter à l'indice de réfraction du guide d'onde à la polarisation considérée.

4.2 Théorie des plasmons de surface

Les premières observations de plasmons de surface datent du début des années 1900 avec Sommerfeld [43]. Un phénomène d'anomalie de la réflectivité d'une onde lumineuse sur un réseau de diffraction métallique dans le domaine du visible est observé. Ceci pose problème aux scientifiques qui ne savent comment l'expliquer, comme Wood en 1902 [44]. La description mathématique arrivera cependant assez vite, puisqu'en 1907, Zenneck *et al.* [45] décrit une onde se propageant le long d'une interface métal-semiconducteur, dont il nomme les éléments **plasmons de surface**. Cependant, un lien réel entre ces deux aspects physiques ne se fera que

8. Seconde loi de Snell-Descartes : $n_i \sin \theta_i = n_r \sin \theta_r$

dans les années 1960 avec les travaux de Ritchie *et al.* sur l'enregistrement des phénomènes de pertes associées aux interactions ayant lieu aux surfaces de films métalliques grâce aux progrès de la diffraction d'électrons [46, 47]. En 1968, les travaux de Sommerfeld se concrétisent enfin par l'intermédiaire de Kretschmann et Raether [48] qui traitent de l'excitation des ondes de surface dans le domaine du visible par la technique de couplage par prisme et unifie ainsi la description de l'ensemble de ces phénomènes sous la notion de **Plasmon Polariton de Surface** (ou *Surface Plasmon Polariton* – *SPP* en anglais).

4.2.1 Origine physique

A l'interface d'un milieu diélectrique avec un milieu conducteur, on peut distinguer une densité de charges libres à interactions fortes provenant du conducteur et confiné à cette interface. On appelle alors **plasmon de surface** (SP) la quasi-particule image d'une oscillation de plasma quantifié. Sous l'effet d'une excitation radiative évanescence, ces SP peuvent entrer en résonance à la condition suivante : la composante tangentielle du vecteur d'onde de l'excitation radiative doit être égale à la norme du vecteur d'onde des plasmons de surface, soit $k_x = k_{SP}$.

Depuis plusieurs années maintenant, le phénomène de plasmons de surface a suscité tellement d'intérêt pour le milieu de la Recherche Scientifique qu'il a hérité d'un domaine distinct appelé Plasmonique : de nombreux ouvrages [49, 50] ont traité de ce sujet et de nouvelles publications ont détaillé la démonstration de modulateurs électro-optiques à plasmons de surfaces sur polymères [51–53] ou encore les nouveaux types d'appareillages de mesure à capteurs biologiques de marques commerciales comme [Biacore](#), [Bionavis](#) ou [Bio-rad](#).

Étudions donc à présent les deux cas de figures les plus courants pour la génération d'une onde plasmonique de surface : le cas de structures à 2 couches et le cas de structures à 3 couches.

4.2.2 Modèle à deux couches

La géométrie la plus simple permettant la génération de plasmon-polariton de surface est celle d'une interface planaire métal-semiconducteur. Dans cette structure à deux couches, illustrée en figure [I.19](#), une couche est considérée comme un milieu diélectrique non-absorbant avec une constante diélectrique réelle ($z > 0$), et l'autre est décrite avec une fonction diélectrique complexe $\varepsilon_i(\omega)$ pour les z négatifs. Si l'on considère que la partie réelle de cette fonction est telle que $\text{Re}[\varepsilon_i] < 0$, on peut la considérer comme une couche métallique. Rappelons que cette propriété se vérifie pour tout métal dans des fréquences en-dessous de la fréquence de pulsation plasma du métal ω_p (paragraphe [3.1](#)).

La propagation de SPP s'opérant à l'interface métal-semiconducteur, donc selon l'axe $z = 0$,

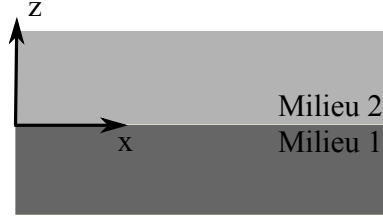


Figure I.19 – Schéma de principe d'une structure à 2 milieux

la composante du champ électrique nécessaire à la résonance des plasmons de surface doit être colinéaire à ce même axe z . C'est pour cette raison que la polarisation utile de la lumière pour la génération de SPP est une polarisation transverse magnétique (TM) de la lumière, où le champ électrique est contenu dans le plan d'incidence (et donc le champ magnétique est perpendiculaire à ce plan d'incidence).

La forme générale des champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ se propageant dans la structure ont une expression de la forme :

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(k_x x - \omega t)} e^{k_z z} \\ \vec{B} = \vec{B}_0 e^{i(k_x x - \omega t)} e^{k_z z} \end{cases} \quad (\text{I.46})$$

Le champ $\vec{E}$ étant dans le plan (x, z) en raison de la polarisation transverse magnétique et le champ $\vec{B}$ parallèle à la direction $\vec{y}$, on en déduit les simplifications suivantes :

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ B \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(k_x x - \omega t)} e^{k_z z} \quad (\text{I.47})$$

Composantes de champ et relation de dispersion

En reprenant les expressions I.41 et en considérant une composante de champ H_y de la forme $H_y = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}$ dans le milieu 2, on obtient les deux expressions suivantes pour le matériau à $z > 0$:

$$\begin{cases} E_x = iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \\ E_z = -A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \end{cases} \quad (\text{I.48})$$

Par analogie et en considérant cette fois-ci une composante de champ H_y de la forme $H_y = A_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z}$ dans le milieu 1, les expressions pour le matériau à $z > 0$ sont similaires :

$$\begin{cases} E_x = -iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \\ E_z = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \end{cases} \quad (\text{I.49})$$

Dans ces équations, on différencie la constante de propagation dans la direction x par β

comme précédemment, ce qui permet d'écrire simplement $k_i \equiv k_{i,z}$ ($i = 1, 2$) la constante de propagation (ou composante du vecteur d'onde) dans la direction z . Par définition, la valeur $\hat{z} = 1/|k_z|$ représente la longueur de pénétration du champ évanescent perpendiculairement à l'interface, confinement de l'onde de part et d'autre de celle-ci.

Ces champs à présent définis, il faut résoudre les conditions aux limites, c'est-à-dire la continuité des champs $\vec{H}$ et $\vec{D}$ pour $z = 0$. De part les expressions de la composantes H_y dans les deux milieux, on trouve aisément que $A_1 = A_2$, et la continuité de la composante E_x à l'interface donne :

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad (\text{I.50})$$

De plus, la composante H_y du champ magnétique doit vérifier l'équation [I.42](#) dans chacun des domaines de z , soit donc deux équations de constantes de propagation :

$$\begin{cases} k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \\ k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2 \end{cases} \quad (\text{I.51})$$

De là, on combine les équations [I.51](#) et [I.50](#), et on obtient :

$$\frac{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2}{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1} = \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2} \quad (\text{I.52})$$

$$\varepsilon_2^2(\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2) = \varepsilon_1^2(\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1) \quad (\text{I.53})$$

Une factorisation de β et de k_0 , puis une simplification par identité remarquable permettent d'arriver à la relation principale de ce paragraphe : la relation de dispersion des SPP se propageant à l'interface entre les milieux 1 et 2, décrite en équation [I.54](#).

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (\text{I.54})$$

Le cas de la polarisation TE

Montrons rapidement que dans le cas d'une polarisation TE, il n'est physiquement pas possible d'obtenir une onde à l'interface entre les milieux 1 et 2. Pour cela, reprenons le jeu d'équations [I.39](#) en considérant une composante de champ électrique E_y de la forme $E_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}$ dans le milieu 2 (pour $z > 0$) et $E_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}$ dans le milieu 1 (pour les

$z < 0$). On obtient donc :

$$\text{Pour } z > 0 : \begin{cases} H_x = -iA_2 \frac{1}{\omega\mu_0} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \\ H_z = A_2 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \end{cases} \quad (\text{I.55})$$

$$\text{Pour } z < 0 : \begin{cases} H_x = iA_1 \frac{1}{\omega\mu_0} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \\ H_z = A_1 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \end{cases} \quad (\text{I.56})$$

La continuité des champs $\vec{E}$ (et donc $A_1 = A_2$) et $\vec{H}$ pour $z = 0$ amène la condition suivante :

$$A_{1,2}(k_1 + k_2) = 0 \quad (\text{I.57})$$

Par convention, nous avons pris $\text{Re}[k_1] > 0$ et $\text{Re}[k_2] > 0$. Or, si la relation [I.57](#) est vérifiée, l'unique solution est $A_{1,2} = 0$. Dans ce cas, cela signifie qu'aucun champ électrique n'existe dans la direction x , donc aucun mode de propagation plasmon. **Ceci confirme bien que la génération de Plasmons Polaritons de Surface est un phénomène ayant uniquement lieu en polarisation transverse magnétique (TM) .**

Comme $\beta = k_0 n_1 \sin \theta$, avec θ l'angle dans le matériau 1 par rapport à la perpendiculaire à l'interface, on a l'équation :

$$n_1 \sin \theta = \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}} \quad (\text{I.58})$$

Cette dernière équation résume donc la condition de propagation d'une onde plasmonique dans une structure à 2 couches. La suite de ce paragraphe reprend cette étude pour une structure à 3 couches.

4.2.3 Modèle à trois couches

Dans le cas d'une structure à trois couches, deux configurations distinctes sont possibles : celle d'un milieu métallique entre les deux matériaux diélectriques et celle d'une fine couche de diélectrique entre deux milieux métalliques. Étudions dans la suite de ce paragraphe ces différents cas en définissant la structure selon la figure [I.20](#).

Comme nous l'avons vu dans le cas d'une structure à deux couches, seule la polarisation TM permet la génération d'une onde plasmonique de surface, c'est pourquoi nous ne nous réintéresserons pas ici au cas de la polarisation TE. Reprenons le même schéma d'étude que dans le cas d'une polarisation TM, mais pour une structure à 3 couches.



Figure I.20 – Schéma simple de la structure multicouche à 3 milieux

Composantes de champ et relation de dispersion

Comme auparavant, on va définir des composantes de champ pour chaque milieu défini par les interfaces à $z = a$ et $z = -a$. Ainsi, pour la région pour laquelle $z > a$, on a les relations suivantes en posant $H_y = Ae^{i\beta x}e^{-k_3 z}$:

$$\begin{cases} E_x = iA \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3} k_3 e^{i\beta x} e^{-k_3 z} \\ E_z = -A \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3} e^{i\beta x} e^{-k_3 z} \end{cases} \quad (\text{I.59})$$

Et pour la région où $z < -a$, en définissant $H_y = Be^{i\beta x}e^{k_2 z}$, on a :

$$\begin{cases} E_x = -iB \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{k_2 z} \\ E_z = -B \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{k_2 z} \end{cases} \quad (\text{I.60})$$

Dans le cas à deux interfaces (donc trois couches), les deux interfaces du milieu I entrent en jeu. En effet, elles sont toutes deux susceptibles de générer des plasmons de surface. On va définir la composante de champ associée à ce milieu $H_y = Ce^{i\beta x}e^{k_1 z} + De^{i\beta x}e^{-k_1 z}$. Les champs électriques dans ce milieu I vont donc s'écrire :

$$\begin{cases} E_x = -iC \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} + iD \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \\ E_z = C \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z} + D \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \end{cases} \quad (\text{I.61})$$

La structure à trois couches va impliquer la résolution de conditions de continuité dans les deux cas d'interface.

$$\text{Pour } z = -a : \begin{cases} Be^{-k_2 a} = Ce^{-k_1 a} + De^{-k_1 a} \\ -\frac{B}{\varepsilon_2} k_2 e^{-k_2 a} = -\frac{C}{\varepsilon_1} k_1 e^{-k_1 a} + \frac{D}{\varepsilon_1} k_1 e^{k_1 a} \end{cases} \quad (\text{I.62})$$

$$\text{Pour } z = a : \begin{cases} Ae^{-k_3a} = Ce^{k_1a} + De^{-k_1a} \\ \frac{A}{\varepsilon_3}k_3e^{-k_3a} = -\frac{C}{\varepsilon_1}k_1e^{k_1a} + \frac{D}{\varepsilon_1}k_1e^{-k_1a} \end{cases} \quad (\text{I.63})$$

Comme précédemment, la composante H_y doit satisfaire à l'équation I.42 en prenant toujours la constante de propagation comme une fonction du type $k_i^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_i$ avec $i = 1, 2, 3$. La résolution de cette équation au travers des relations I.62 et I.63 aboutit à une relation entre β et k_i :

$$e^{-4k_1a} = \frac{k_1/\varepsilon_1 + k_2/\varepsilon_2}{k_1/\varepsilon_1 - k_2/\varepsilon_2} \frac{k_1/\varepsilon_1 + k_3/\varepsilon_3}{k_1/\varepsilon_1 - k_3/\varepsilon_3} \quad (\text{I.64})$$

On peut remarquer la convergence de cette expression vers celle du cas à 2 couches dans le cas où $a \rightarrow 0$, c'est à dire que l'on tend à avoir une seule interface entre les couches III et II (on retrouve alors la relation I.50). A partir de ce point, il reste à préciser la nature des différents milieux.

A ce stade, on peut se trouver dans deux types de configurations :

- une configuration Diélectrique/Métal/Diélectrique
- une configuration Métal/Diélectrique/Métal

Une méthode de résolution similaire aux conditions limites en $z = -a$ et $z = a$ permet d'obtenir, dans le cas d'une résonance pour $z = -a$ l'équation :

$$n_3 \sin \theta = \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon'_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}} \quad (\text{I.65})$$

Cette équation définit la condition de résonance plasmonique dans une structure à 3 couches de type semiconducteur/métal/semiconducteur. On remarque cette fois-ci que le matériau 3 permettant l'accord de vecteur d'onde n'est pas celui de l'interface où se produit la résonance.

4.3 Génération de plasmons de surface

Maintenant que la génération de plasmons de surface en fonction des propriétés des matériaux a été décrite, attardons-nous à la manière dont peuvent être excités ces ondes plasmoniques de surface le long des interfaces planes. En effet, comme on l'a vu dans le paragraphe I.4.2, il est nécessaire d'avoir un accord de vecteur d'onde, en polarisation TM, entre l'onde lumineuse incidente et la constante de propagation du plasmon de surface. Nous aborderons ici deux types d'excitation possible : le couplage par prisme et la diffraction à l'aide d'un réseau.

4.3.1 Couplage par prisme

Si l'on reprend la relation I.51 par exemple dans le cas d'une structure à trois couches $k_i^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_i$, on comprend aisément que la résonance de plasmon de surface aura lieu si et seulement si le vecteur d'onde de l'onde lumineuse incidente que l'on appellera k satisfait l'inégalité $k > \beta$.

Pour satisfaire à cette équation, deux configurations sont possibles avec le couplage par prisme : la configuration de Kretschmann-Raether et la configuration d'Otto.

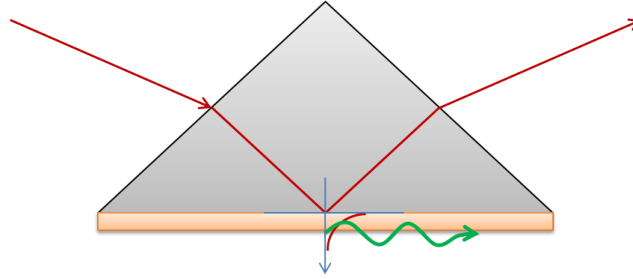


Figure I.21 – Schéma de génération de plasmons de surface en configuration de Kretschmann-Raether

Dans le cas de la configuration de Kretschmann-Raether, la couche de métal est en contact avec le prisme. On considère donc le multicouche suivant : prisme-métal-milieu extérieur. En dessous de l'angle de réflexion totale, la lumière pénètre à travers le prisme jusqu'à la couche de métal par onde évanescente. Si cette couche de métal est suffisamment fine par rapport à la longueur d'onde utilisée, la lumière est capable de traverser cette couche. Aussi, si la condition de génération de plasmon de surface à l'interface métal-milieu extérieur est remplie, le signal optique va mettre en oscillations les charges libres de surface du métal et provoquer une résonance plasmonique de surface, comme l'illustre la figure I.21.

$$\|\vec{k}_i\|_x = \Re(\vec{k}_{SP})_x \Rightarrow n_p \sin \theta = \sqrt{\frac{n_d^2 \varepsilon_{rm}}{n_d^2 + \varepsilon_{rm}}}, \quad (\text{I.66})$$

L'angle d'incidence caractéristique θ à l'interface prisme-métal est défini par l'équation I.66 avec n_p l'indice de réfraction du prisme, n_d l'indice de réfraction du diélectrique (milieu extérieur) et ε_{rm} la partie réelle de la fonction diélectrique du métal : la composante tangentielle du vecteur d'onde associée à la lumière incidente $\vec{k}_i$ devient égal au vecteur d'onde plasmon associé à l'interface métal-milieu extérieur $\vec{k}_{SP}$ et provoque une résonance. Ceci reste vrai tant que le milieu extérieur possède un indice de réfraction inférieur à celui du prisme. En effet, le

I.4 Théorie de propagation évanescence de la lumière

terme $\sqrt{\frac{n_d^2 \varepsilon_{rm}}{n_d^2 + \varepsilon_{rm}}}$ sera toujours supérieur à la valeur de n_d et l'on doit donc vérifier :

$$n_p \sin \theta > n_d \quad (\text{I.67})$$

La valeur de $\sin \theta$ pour des angles compris entre 0 et 90° étant comprise entre 0 et 1, il est nécessaire que le matériau du prisme soit d'un indice de réfraction supérieur au matériau constituant l'interface métal/diélectrique.

En configuration de Otto telle que le représente la figure I.22, on considère le multicouche suivant : prisme-diélectrique-métal. Dans ce cas, l'onde évanescence ne traverse plus le métal mais le diélectrique jusqu'à l'interface diélectrique/métal. On se retrouve alors dans un cas à 2 couches et l'équation I.58 est validée à cette interface. Cette configuration de couplage est celle utilisée communément pour caractériser des couches de matériaux électro-optiques sous différentes polarisations et en extraire les coefficients électro-optiques [41, 42].

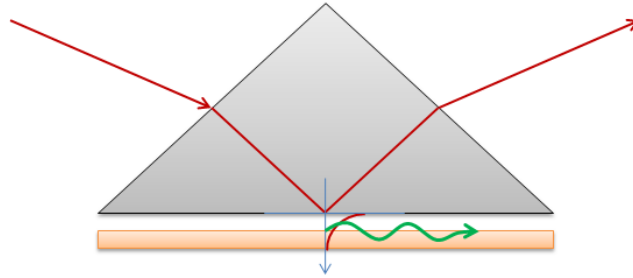


Figure I.22 – Schéma de génération de plasmons de surface en configuration Otto

4.3.2 Réseau de diffraction

Le schéma de principe d'une interface de couplage par réseau est défini en figure I.23. Lorsque la lumière frappe un réseau, elle n'est réfléchi ou transmise qu'au travers des traits du réseau. Chaque trait diffuse la lumière sous forme d'ondes dans toutes les directions qui interfèrent. Avec un pas régulier Λ , les interférences sont constructives ou destructives selon l'angle θ . Ainsi, en considérant l'ordre de diffraction m , et n_d l'indice de réfraction du milieu, la condition de génération de plasmons de surface dans le cas du réseau va s'écrire de la manière suivante :

$$n_d \sin \theta + m \frac{\lambda}{\Lambda} = \sqrt{\frac{n^2 * \varepsilon_{rm}}{n^2 + \varepsilon_{rm}}} \quad (\text{I.68})$$

où ε_{mr} la partie réelle de la fonction diélectrique du métal. Dans ce cas, l'accord de phase nécessaire va dépendre principalement des paramètres θ et Λ .

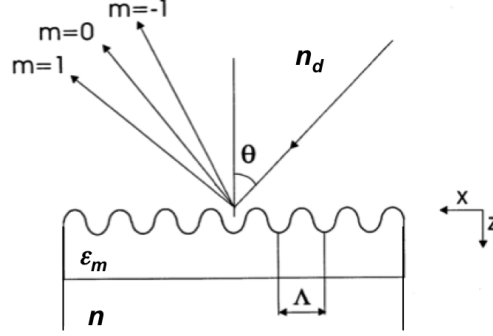


Figure I.23 – Schéma de principe d'une interface de couplage par réseau

Prenons alors l'exemple d'une interface air/Au/GaAs sur laquelle on souhaite générer une onde plasmonique à l'aide de l'ordre de diffraction $m=1$. On considère donc l'indice effectif du plasmon de surface par le terme $n_{eff} = \sqrt{\frac{n^2 * \varepsilon_{rm}}{n^2 + \varepsilon_{rm}}}$ qui dans ce cas vaut 3,56.

Cas d'une incidence normale

On fixe l'angle θ à une incidence de 0° , soit une incidence normale par rapport au réseau. Le pas Λ va donc être défini de la manière suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{n_{eff}} = \frac{1,55}{3,56} = 0,44\mu m \quad (I.69)$$

Il est donc nécessaire de réaliser un pas de réseau de $0,44\mu m$ pour la génération de plasmons de surface sur Au-GaAs en incidence normale.

Cas d'une incidence oblique

On choisit maintenant un angle θ de 30° dans l'air. Le pas Λ vaudra cette fois-ci :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{n_{eff} - n_d \sin \theta} = \frac{1,55}{3,56 - 1 * \sin 30^\circ} = 0,5\mu m \quad (I.70)$$

Dans ce second cas, il faudra un pas de réseau de $0,5\mu m$.

Des comparaisons entre ces deux techniques de couplage ont déjà fait l'objet de publication [54] et montrent une plus grande flexibilité et résolution par couplage par prisme dans les applications à capteurs biologiques. Il est néanmoins possible d'augmenter la sensibilité de ces capteurs par des systèmes hybrides comme le montrent Alleyne *et al.* [55].

4.3.3 Longueur de propagation et profondeur de mode

La physique de génération de plasmons de surface est similaire à celle de l'excitation des modes de propagation guides d'onde effectifs, à la seule différence de la présence d'une couche de métal. Il s'agit de l'action d'une onde évanescente à un vecteur d'onde $\vec{k}$ donné par l'équation I.71, pour lequel, le matériau ou l'interface va résonner et ainsi absorber la lumière.

$$\vec{k}_x = k'_x + ik''_x = \left[\frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_d \cdot \varepsilon'_m}{\varepsilon_d + \varepsilon'_m} \right)^{1/2} \right] + i \left[\frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_d \cdot \varepsilon'_m}{\varepsilon_d + \varepsilon'_m} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon''_m}{2(\varepsilon'_m)^2} \right] \quad (\text{I.71})$$

De cette expression du vecteur d'onde de l'onde plasmonique, on peut en déduire deux grandeurs physiques, à savoir la longueur de propagation de l'onde et la profondeur de pénétration de cette onde du côté métal comme du côté diélectrique. Comme la propagation de l'onde se fait à une interface métallique, elle va être atténuée par l'absorption dans le métal. L'intensité décroît en fonction du carré du champ électrique selon la direction x suivant l'équation I.72. Cette longueur de propagation est définie comme la distance selon laquelle l'intensité de l'onde plasmonique est réduite par un facteur égal à $1/e$.

$$L = \frac{1}{2k''_x} \quad (\text{I.72})$$

Pour ce qui est de la profondeur de pénétration z_i , elle s'apparente à un effet de peau (vu au paragraphe I.3.1.2), comme décrit dans le paragraphe sur la fonction diélectrique par l'équation I.22. Le champ électrique est évanescent perpendiculairement de part et d'autre de l'interface métal/SC. Cependant, la vitesse de chute de ce champ est différente selon que l'on soit dans le métal ou le diélectrique (plus lente dans le diélectrique). Aussi, l'équation I.73 exprime la longueur de pénétration dans le matériau i . De part cette équation, on remarque que les plasmons de surface sont très sensibles à toutes perturbations à cette interface : c'est pourquoi ceux-ci sont très souvent utilisés pour estimer avec précision les inhomogénéités de surface.

$$z_i = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{|\varepsilon'_m| + \varepsilon_d}{\varepsilon_i^2}} \quad (\text{I.73})$$

Le tableau I.3 donne les valeurs de L et z_i pour différentes interfaces plasmoniques

D'après ces valeurs, plus l'indice du semiconducteur est élevé, plus la **longueur de propagation sera faible** et plus la **profondeur de pénétration** des plasmons de surface dans celui-ci **sera faible** (environ 200nm dans le cas du silicium). La variation des paramètres matériaux pourra ainsi se limiter à une épaisseur de l'ordre de celle-ci. Ces valeurs confirment

Chapitre I. Physique et théorie du modulateur plasmonique

	Au-GaN	Ag-GaN	Au-InP	Ag-InP	Au-GaAs	Ag-GaAs	Au-Si	Ag-Si
L (μm)	53,65	23,42	19,28	8,23	15,72	6,67	14,10	5,96
$z_{\text{métal}}$ (nm)	24,48	27,84	25,00	28,58	25,14	28,79	25,23	28,90
z_{SC} (nm)	477,10	425,18	258,72	231,80	230,26	206,59	216,64	194,52

Tableau I.3 – Exemples de calcul de longueur d’interaction L et de profondeur de pénétration z pour quelques interfaces à résonance plasmonique à une longueur d’onde de travail de $1,55\mu\text{m}$

aussi le caractère **localisée** de la résonance de plasmons de surface, inférieure à $100\mu\text{m}$ pour les interfaces considérées ici.

4.4 Conclusion

La lumière peut donc se propager dans un guide d’onde (mode guidé) ou à une interface métal/semiconducteur (plasmon de surface) par couplage évanescent selon deux types de configuration : le couplage par prisme avec les conditions d’indice optique adaptées, et le réseau de diffraction dont le pas est en accord de longueur d’onde. **Néanmoins, dans le cas des plasmons de surface, une polarisation TM est nécessaire**, afin que la composante tangentielle du vecteur d’onde incident soit colinéaire à celui des plasmons de surface. Aussi, à partir des conditions de couplage et de l’expression des fonctions diélectriques des matériaux, il est possible de calculer la longueur de propagation de cette onde optique ainsi que sa pénétration dans les différents milieux.

5 Outils de modélisation

Cette dernière partie expose les différents outils de modélisation utilisés lors de cette étude. Il s'agit de logiciels développés en interne, de logiciels libres mais aussi de logiciels commerciaux. Ceux-ci ont permis de définir la structure finale comme cela sera expliqué en chapitre II.

5.1 Visualisation du mode optique dans une structure guidante multicouche

Lors de la propagation d'une onde optique dans une structure guidante, il est important de connaître les propriétés spectrales de cette onde ; c'est-à-dire sa décomposition en différents modes de propagation propres. Deux paramètres entrent directement en compte dans cette considération : les dimensions de la structure du guide optique et les indices de réfraction. Un logiciel d'analyse modale permettant de visualiser les modes de propagation dans une structure multicouche a été développé au sein de l'équipe Optoélectronique de l'IEMN par *J. Harari* et *G. H. Jin*, baptisé **Confine**.

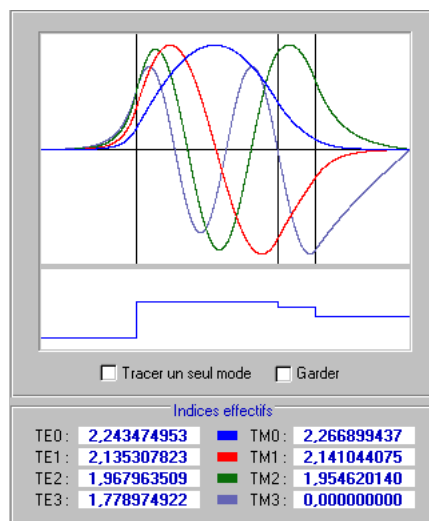


Figure I.24 – Exemple de modélisation des modes se propageant dans un guide d'onde plan en nitrure de gallium, épaisseur $1,5\mu\text{m}$, sur substrat saphir

Un exemple de son utilisation est illustré en figure I.24. Dans cet exemple, on considère une structure composée d'une couche de nitrure de gallium d'épaisseur $1,5\mu\text{m}$ et d'indice en polarisation TE de 2,28 pour une longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$, déposée sur substrat saphir (indice 1,76) à l'aide d'une couche tampon de nitrure d'aluminium (épaisseur 400 nm, indice 2,11). La modélisation de cette structure fait apparaître l'existence de 4 modes de propagation

respectivement notés TE0 à TE3 et en trace les fonctions de propagation dans la structure. Ici, le mode fondamental TE0 se propage au milieu de la couche de nitrure de gallium. Ce modèle mathématique résout en réalité les valeurs propres issues de la résolution des équations de propagation de la lumière dans la structure.

5.2 Étude et conception de la structure modulateur plasmonique

La phase préparatoire de modélisation des structures en vue de l'obtention de plasmons de surface sur semiconducteurs a été menée à l'IEMN par l'intermédiaire d'un logiciel sous licence GNU nommé WinSpall⁹. Il résout les équations de Maxwell de propagation de la lumière au travers d'une structure multicouche. La définition de l'empilement se fait au travers des épaisseurs de couche et des valeurs de n et κ ou des parties réelles et imaginaires de la fonction diélectrique du matériau. On définit aussi la longueur d'onde de travail ainsi que la manière dont la lumière arrive sur la structure (au travers d'un prisme ou en espace libre). Pour chaque élément d'angle θ , le logiciel calcule les composantes des champs électrique et magnétique et donne le coefficient de réflexion au travers de la structure.

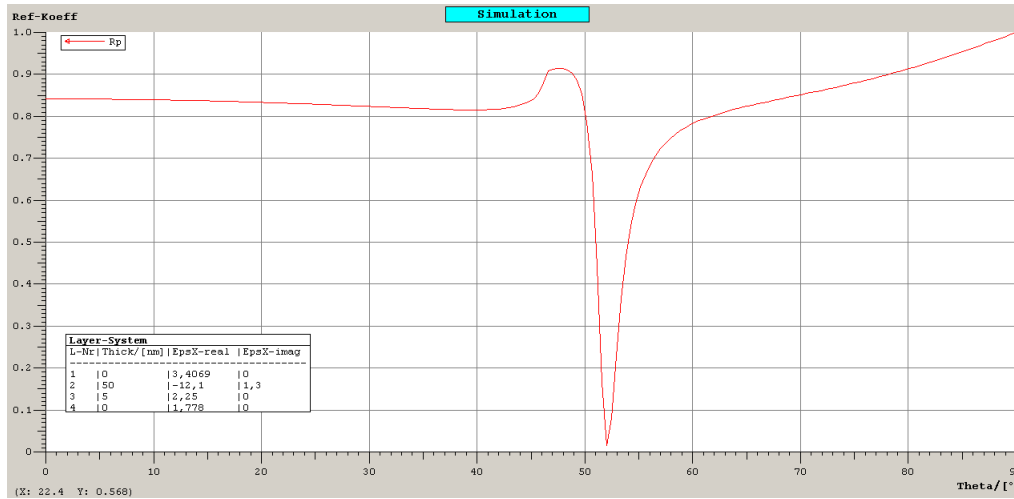


Figure I.25 – Exemple de la résonance de plasmon de surface simulée avec le logiciel WinSpall

L'exemple donné dans la figure I.25 montre la courbe de résonance plasmonique pour une structure diélectrique ($n=1,85$)/métal (Au, épaisseur 50nm)/diélectrique ($n=1,5$, épaisseur 5nm) avec une interface libre dans un liquide ($n=1,33$) pour des applications biocapteur. Un plasmon de surface se forme à l'interface métal/diélectrique du côté du liquide, qui permettra de capter les modifications de permittivités dues à l'accroche d'une molécule sur le diélectrique.

9. <http://www.mpip-mainz.mpg.de/knoll/soft/>

Le modèle prend en compte les réflexions internes dans la structure de couplage (prisme par exemple). Dans le cas présenté, la résonance plasmonique de surface est possible à un angle d'incidence à l'interface métal/diélectrique de 52° par rapport à la normale. La profondeur de la résonance est élevée de l'ordre de 80%. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.2.2, la résonance n'est possible qu'avec une onde incidente de polarisation TM. C'est pourquoi seulement la réponse en réflexion pour la polarisation TM (ou p) est tracée.

5.3 Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie les différents outils de modélisation qui nous permettront de définir la structure guidante et la structure de l'interface de génération plasmonique.

Conclusions du chapitre

L'ensemble de ce premier chapitre a permis de nous familiariser à un certain nombre de termes appartenant aux domaines de la **modulation de signaux**, de **propagation de la lumière** et de la possibilité de modulation de celle-ci. En particulier, les mécanismes physiques expliquant la résonance de plasmons de surface à une interface métal/diélectrique ont été décrits. **Une polarisation TM de l'onde incidente sera alors exigée.** Les notions de physique élémentaire introduits nous serviront dans les chapitres suivants à expliquer ou vérifier les phénomènes observés. Les outils présentés pour la **modélisation des modes dans un guide optique** et de la définition de la **structure pour la génération de plasmons de surface** seront utilisés dans les chapitres suivants.

Il est temps maintenant de plonger au cœur de ce projet en analysant précisément chaque point-clé et concevoir un nouveau type de modulateur optique utilisant un effet plasmon comme commande optique.

Références bibliographiques

- [1] MARIO BERTOLOTTI, VICTOR BOGDANOV, ALDO FERRARI, ANDREI JASCOW, NATALIA NAZOROVA, ALEXANDER PIKHTIN, AND LUIGI SCHIRONE. *Temperature dependence of the refractive index in semiconductors*. J. Opt. Soc. Am. B **7**(6), 918–922 (1990). [8](#)
- [2] GORACHAND GHOSH. *Temperature dispersion of refractive indices in semiconductors*. Journal of Applied Physics **79**(12), 9388–9389 (1996).
- [3] FRANCESCO G. DELLA CORTE, GIUSEPPE COCORULLO, MARIO IODICE, AND IVO RENDINA. *Temperature dependence of the thermo-optic coefficient of InP, GaAs, and SiC from room temperature to 600 K at the wavelength of 1.5micron*. Applied Physics Letters **77**(11), 1614–1616 (2000). [8](#)
- [4] PATRICK MARTIN, EL MOSTAFA SKOURI, LAURENT CHUSSEAU, CLAUDE ALIBERT, AND HANS BISSESSUR. *Accurate refractive index measurements of doped and undoped inp by a grating coupling technique*. Applied Physics Letters **67**(7), 881–883 (1995). [8](#)
- [5] GIUSEPPE COCORULLO, MARIO IODICE, AND IVO RENDINA. *All-silicon Fabry-Perot modulator based on the thermo-optic effect*. Opt. Lett. **19**(6), 420–422 (1994). [8](#)
- [6] THOMAS NIKOLAJSSEN, KRISTJAN LEOSSEN, AND SERGEY I. BOZHEVOLNYI. *In-line extinction modulator based on long-range surface plasmon polaritons*. Optics Communications **244**(1-6), 455 – 459 (2005).
- [7] R. W. CHUANG AND M.-T. HSU. *Silicon optical modulators in silicon-on-insulator substrate based on the p-i-n waveguide structure*. Japanese Journal of Applied Physics **46**, 2445 (2007).
- [8] YU-HSUAN KUO, YING-AN HUANG, AND TSANG-LONG CHEN. *A vertical germanium thermooptic modulator for optical interconnects*. IEEE Photonics Technology Letters **21**(4), 245 –247 (2009). [8](#)

Références bibliographiques

- [9] B. TELL, K. F. BROWN-GOEBELER, R. E. LEIBENGUTH, F. M. BAEZ, AND Y. H. LEE. *Temperature dependence of GaAs-AlGaAs vertical cavity surface emitting lasers*. Applied Physics Letters **60**(6), 683–685 (1992). [8](#)
- [10] KANG TAEK KIM AND JAE WON SONG. *Investigation of thermo-optically tunable fiber-to-planar waveguide coupler*. Optics Communications **205**(1-3), 113 – 121 (2002). [8](#)
- [11] G. COCORULLO, M. IODICE, I. RENDINA, AND P.M. SARRO. *Silicon thermo-optical micromodulator with 700 kHz -3 dB bandwidth*. IEEE Photonics Technology Letters **7**(4), 363 – 365 (1995). [8](#)
- [12] YURI VLASOV, WILLIAM M. J. GREEN, AND FENGNIAN XIA. *High-throughput silicon nanophotonic wavelength-insensitive switch for on-chip optical networks*. Nat Photon **2**(4), 242–246 (2008). [8](#)
- [13] B. E. A. SALEH AND M. C. TEICH. *Fundamental of Photonics*. (1991). [9](#), [10](#)
- [14] C. F. BUHRER, L R. BLOOM, AND D. H. BAIRD. *Electro-optic light modulation with cubic crystals*. Appl. Opt. **2**(8), 839–846 (1963). [9](#)
- [15] S. SHOKHOVETS, R. GOLDHAHN, AND G. GOBSCH. *Study of the linear electro-optic effect in alpha-GaN by electroreflectance*. Materials Science and Engineering B **93**(1-3), 215 – 218 (2002). [9](#)
- [16] VASILII V. SPIRIN, CHANGHO LEE, AND KWANGSOO NO. *Measurement of the quadratic electrooptic coefficient of lead zirconate titanate thin film by a two-beam polarization interferometer*. Optics Communications **158**(1-6), 239 – 249 (1998). [9](#)
- [17] D HRABOVSKY, E VANELLE, J SADOWSKI, A.R FERT, D.S YEE, J.P REDOULES, J KANSKI, AND L ILVER. *Magneto-optical Kerr effect study of GaMnAs layers*. Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures **17**, 349 – 351 (2003). [9](#)
- [18] T. FUJIWARA, M. TAKAHASHI, M. OHAMA, A.J. IKUSHIMA, Y. FURUKAWA, AND K. KITAMURA. *Comparison of electro-optic effect between stoichiometric and congruent LiNbO₃*. Electronics Letters **35**(6), 499 – 501 (1999). [10](#)
- [19] W. FRANZ. *Einfluss eines elektrischen Feldes auf eine optische Absorptionskante*. Z. Naturforschung **13a**, 484–489 (1958). [10](#)
- [20] L. V. KELDYSH. *The effect of a strong electric field on the optical properties of insulating crystals*. Soviet Physics JETP **34**(7), 788–790 (1958). [10](#)
- [21] TOHYA HIROSHIMA AND KENICHI NISHI. *Quantum-confined Stark effect in graded-gap quantum wells*. Journal of Applied Physics **62**(8), 3360–3365 (1987). [11](#)

- [22] D. A. B. MILLER, D. S. CHEMLA, T. C. DAMEN, A. C. GOSSARD, W. WIEGMANN, T. H. WOOD, AND C. A. BURRUS. *Band-edge electroabsorption in quantum well structures : The quantum-confined Stark effect*. Phys. Rev. Lett. **53**(22), 2173–2176 (1984). [11](#)
- [23] F. FIEDLER AND A. SCHLACHETZKI. *Optical parameters of InP-based waveguides*. Solid-State Electronics **30**(1), 73 – 83 (1987). [12](#)
- [24] LAURENCE THERY. *La modulation de phase pour la commutation optique dans le système InP/GaInAsP*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble (1992). [12](#), [13](#)
- [25] J. I. PANKOVE. *Optical processes in semiconductors*. Dover (1971). [13](#)
- [26] ELIAS BURSTEIN. *Anomalous optical absorption limit in InSb*. Phys. Rev. **93**(3), 632–(1954). [13](#)
- [27] T S MOSS. *The interpretation of the properties of indium antimonide*. Proceedings of the Physical Society. Section B **67**(10), 775 (1954). [13](#)
- [28] F. LUCCHI, D. JANNER, M. BELMONTE, S. BALSAMO, M. VILLA, S. GIURGIOLA, P. VERGANI, AND V. PRUNERI. *Very low voltage single drive domain inverted LiNbO₃ integrated electro-optic modulator*. Opt. Express **15**(17), 10739–10743 (2007). [14](#)
- [29] D JANNER, D TULLI, M BELMONTE, AND V PRUNERI. *Waveguide electro-optic modulation in micro-engineered LiNbO₃*. Journal of Optics A : Pure and Applied Optics **10**(10), 104003 (2008). [14](#)
- [30] J. WILSON AND J. F. B. HAWKES. *Optoelectronics, An introduction*. Prentice Hall (1989). [15](#)
- [31] N. BOUDRIOUA. *Etude et optimisation d’une chaîne de transmission numérique sur fibre optique : vers une compensation électrique de la PMD*. Thèse de Doctorat, Université Paul Verlaine, Metz (2007). [15](#)
- [32] G.L. LI AND P.K.L. YU. *Optical intensity modulators for digital and analog applications*. Journal of Lightwave Technology **21**(9), 2010 – 2030 (2003). [19](#)
- [33] S.H. LIN, S.Y. WANG, AND Y.M. HOUNG. *GaAs PIN electro-optic travelling-wave modulator at 1.3μm*. Electronics Letters **22**(18), 934–935 (1986). [20](#)
- [34] S. Y. WANG, S. H. LIN, AND Y. M. HOUNG. *GaAs traveling-wave polarization electro-optic waveguide modulator with bandwidth in excess of 20 GHz at 1.3μm*. Applied Physics Letters **51**(2), 83–85 (1987). [20](#)
- [35] R.G. WALKER. *High-speed III-V semiconductor intensity modulators*. IEEE Journal of Quantum Electronics **27**(3), 654 –667 (1991). [20](#)

Références bibliographiques

- [36] C. M. GEE, G. D. THURMOND, AND H. W. YEN. *17-GHz bandwidth electro-optic modulator*. Applied Physics Letters **43**(11), 998–1000 (1983). [20](#)
- [37] DATONG CHEN, HAROLD R. FETTERMAN, ANTAO CHEN, WILLIAM H. STEIER, LARRY R. DALTON, WENSHEN WANG, AND YONGQIANG SHI. *Demonstration of 110 GHz electro-optic polymer modulators*. Applied Physics Letters **70**(25), 3335–3337 (1997). [21](#)
- [38] CHARLES H. COX AND EDWARD I. ACKERMAN. *High electro-optic sensitivity (r33) polymers : They are not just for low voltage modulators any more*. The Journal of Physical Chemistry B **108**(25), 8540–8542 (2004). [21](#)
- [39] MOHAMMED EL GIBARI. *Conception optique et hyperfréquence d'un modulateur électro-optique sur polymère : optimisation de transitions ultra-large bande pour l'électrode de commande*. Thèse de Doctorat, Université de Nantes (2009). [xxiii](#), [22](#)
- [40] P. DRUDE. *Zur Elektronentheorie der Metalle*. Ann. Phys. **306**(3), 566–613 (1900). [25](#), [26](#)
- [41] P. K. TIEN, R. ULRICH, AND R. J. MARTIN. *Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films*. Applied Physics Letters **14**(9), 291–294 (1969). [xiii](#), [33](#), [34](#), [43](#)
- [42] R. ULRICH AND R. TORGE. *Measurement of thin film parameters with a prism coupler*. Appl. Opt. **12**(12), 2901–2908 (1973). [34](#), [43](#)
- [43] A. SOMMERFELD. *Über die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen langs eines Drahtes*. Ann. Phys. **303**(2), 233–290 (1899). [35](#)
- [44] R W WOOD. *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum*. Proceedings of the Physical Society of London **18**(1), 269 (1902). [35](#)
- [45] J. ZENNECK. *Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen langs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie*. Ann. Phys. **328**(10), 846–866 (1907). [35](#)
- [46] R. H. RITCHIE. *Plasma losses by fast electrons in thin films*. Phys. Rev. **106**(5), 874–881 (1957). [36](#)
- [47] R. H. RITCHIE, E. T. ARAKAWA, J. J. COWAN, AND R. N. HAMM. *Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction*. Phys. Rev. Lett. **21**(22), 1530–1533 (1968). [36](#)
- [48] H. RAETHER. *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer-Verlag (1988). [36](#)
- [49] MANVIR S. KUSHWAHA. *Plasmons and magnetoplasmons in semiconductor heterostructures*. Surface Science Reports **41**(1-8), 1 – 416 (2001). [36](#)

- [50] MARK L. BRONGERSMA AND PIETER G. KIK. *Surface Plasmon Nanophotonics*. Springer (2007). [36](#)
- [51] O. SOLGAARD, F. HO, J. I. THACKARA, AND D. M. BLOOM. *High frequency attenuated total internal reflection light modulator*. Applied Physics Letters **61**(21), 2500–2502 (1992). [36](#)
- [52] JAY S. SCHILDKRAUT. *Long-range surface plasmon electrooptic modulator*. Appl. Opt. **27**(21), 4587–4590 (1988).
- [53] XIAOXU DENG, PINGPING XIAO, XIANG ZHENG, ZHUANGQI CAO, QISHUN SHEN, KUN ZHU, HONGGEN LI, WEI WEI, SHIXIANG XIE, AND ZHIJIAN ZHANG. *An electro-optic polymer modulator based on the free-space coupling technique*. Journal of Optics A : Pure and Applied Optics **10**(1), 015305 (2008). [36](#)
- [54] JIRI HOMOLA, IVO KOUDELA, AND SINCLAIR S. YEE. *Surface plasmon resonance sensors based on diffraction gratings and prism couplers : sensitivity comparison*. Sensors and Actuators B : Chemical **54**(1-2), 16–24 (1999). [44](#)
- [55] COLIN J. ALLEYNE, ANDREW G. KIRK, ROSS C. MCPHEDRAN, NICOLAE-ALEXANDRU P. NICOROVICI, AND DANIEL MAYSTRE. *Enhanced SPR sensitivity using periodic metallic structures*. Opt. Express **15**(13), 8163–8169 (2007). [44](#)

Références bibliographiques

Chapitre II

Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur semiconducteur

Ce chapitre décrit les étapes de conception pour la structure du modulateur plasmonique ainsi que les critères de choix des différents matériaux. Reposant à l'origine sur le cahier des charges et les directives proposées dans le projet DGA, nous allons mettre en lumière les points durs et, dans notre démarche, nous proposerons des solutions permettant de satisfaire aux enjeux fixés.

1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires

Comme abordé au paragraphe [I.2.3](#), les enjeux du projet dans lequel s'inscrit cette thèse sont ambitieux. On cherche ici à créer une rupture technologique dans le domaine de la modulation hyperfréquence de signaux optiques sur de très petites surfaces actives grâce à l'effet de résonance plasmonique de surface. On doit pour cela réaliser un dispositif modulant un signal optique à haute fréquence par l'utilisation d'une structure adaptée au niveau des matériaux et ce de la manière la plus intégrée possible afin de minimiser les pertes optiques, les pertes de transmission RF et la tension de commande.

Cependant, plusieurs contraintes sont imposées par le cahier des charges :

- La structure du composant doit être à base de **semiconducteurs** III-V pour une tech-

- nologie accessible aux fonderies microélectronique ou optoélectroniques,
- Le composant doit être complètement **intégré** et propose l'utilisation d'un **guide optique intégré**,
- La commande de modulation du signal optique ($< 1V$) doit se faire par la voie de la **résonance de plasmons de surface**,
- La modulation de l'indice (de l'ordre de 5×10^{-3}) s'effectue par une désertion de porteurs sous un contact Schottky (effet plasma),
- La bande passante visée se situe dans la gamme 0–40GHz.

1.1 Discussion sur le couplage évanescent et intégration

Comme nous l'avons vu au paragraphe I.4.3, deux des principales méthodes de couplage évanescent sont le couplage par prisme et le couplage par réseau. Le texte de la proposition du projet DGA définissait deux structures sur substrat InP mises à l'étude et ayant fait l'objet d'un brevet en 2008 [1]. Celles-ci sont illustrées en figure II.1, deux configurations de type Otto, comme détaillé dans le paragraphe I.4.3.1, chacune proposant une solution de couplage de l'onde optique incidente distincte :

- par réalisation d'un guide optique multicouche à couplage évanescent permettant de « courber » la trajectoire de la lumière – structure A illustrée en II.1(a),
- par couplage au moyen d'un prisme intégré – structure B illustrée II.1(b).

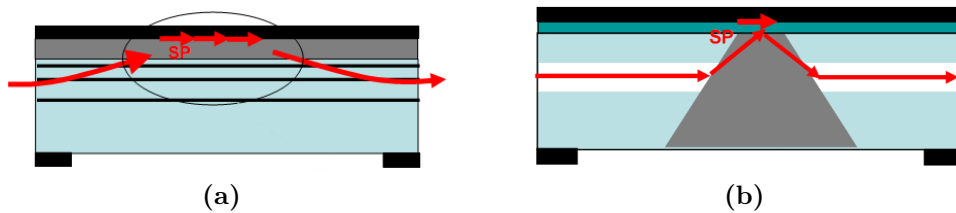


Figure II.1 – Structures de modulateur plasmonique du projet : (a) structure A - (b) structure B

Pour chacune des deux structures proposées, la génération de plasmons dépend de l'angle d'incidence à l'interface métal/semiconducteur. Autrement dit, la projection du vecteur d'onde incident à l'interface considérée $\vec{k}_x$, doit être égale à celle du plasmon de surface comme illustré en figure II.2. Il y a donc nécessité de contrôler précisément l'angle d'incidence de l'excitation lumineuse sur la surface du métal.

II.1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires

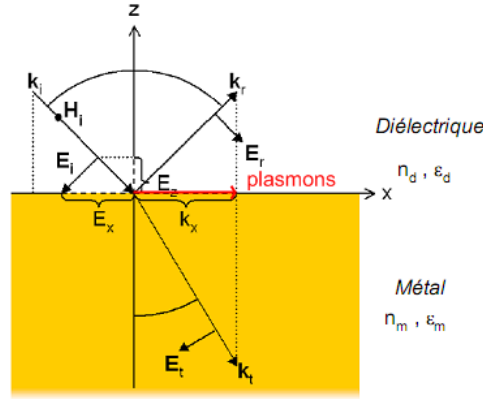


Figure II.2 – Illustration des champs E et H ainsi que du vecteur k en polarisation TM à une interface entre deux milieux

1.1.1 Configuration « guide multimode dilué »

La structure du guide de la structure A est à base de couches d'InP et de quaternaire InGaAsP $_{\lambda=1,05\mu m}$. L'empilement est décrit dans la tableau II.1. Cette structure a été optimisée par Vincent Magnin du groupe Optoélectronique de l'IEMN pour des applications de photo-détection infrarouge et est à l'origine de plusieurs publications [2, 3], dont la réalisation d'une photodiode p-i-n rapide ($>40\text{GHz}$) fonctionnant à une longueur d'onde de $1,55\mu m$ [4].

Ce guide permet de diriger un faisceau horizontal vers une interface libre ou structurée en faisant successivement se coupler la lumière d'un guide Quaternaire à un autre par couplage optique. Le trajet de la lumière se courbe vers les couches aux épaisseurs d'InP plus fines en suivant une trajectoire pour laquelle l'indice moyen est de plus en plus élevé. À l'interface avec l'air, l'incidence étant quasi rasante (l'angle par rapport à l'interface est de l'ordre de 5°), le faisceau est totalement réfléchi.

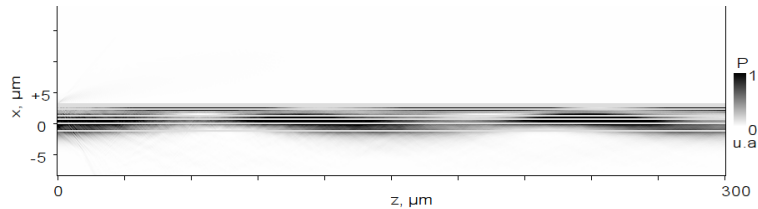


Figure II.3 – Modélisation BPM du guide dilué, en polarisation TM, tel que décrit précédemment à interface avec l'air

Cette étude, entreprise avec Vincent Magnin, s'appuie sur quatre résultats de modélisation d'une telle structure, en polarisation TM, en fonction du milieu extérieur et de la présence d'une fine couche de métal (or). En premier lieu, la figure II.3 montre la puissance optique de

Matériau	Épaisseur	Indice à $1,55\mu\text{m}$
Or	variable	0,38/10,75
InP	100nm	3,1647
InGaAsP	140nm	3,2520
InP	100nm	3,1647
InGaAsP	140nm	3,2520
InP	250nm	3,1647
InGaAsP	140nm	3,2520
InP	380nm	3,1647
InGaAsP	140nm	3,2520
InP	430nm	3,1647
InGaAsP	140nm	3,2520
InP	500nm	3,1647
InGaAsP	140nm	3,2520
InP	500nm	3,1647
InGaAsP	140nm	3,2520
InP	1000nm	3,1647
InGaAsP	140nm	3,2520
InP	7000nm	3,1647

Tableau II.1 – Description de l'empilement composant le guide dilué

la propagation d'un faisceau laser collimaté à $5,5\mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de travail de $1,55\mu\text{m}$. Sur cette figure, on distingue le faisceau optique (en noir) se propageant le long du guide dilué. Le faisceau est aussi réfléchi aux limites verticales du guide.

La figure II.4 reprend cette même structure à laquelle on ajoute une fine (20 nm) couche d'or entre la dernière couche du guide dilué à l'air. La propagation du faisceau dans le guide optique ne présente pas de changement majeur au cas sans couche d'or. La différence vient du rendement optique en sortie du guide qui est de 77% dans ce cas alors qu'il était de 97% précédemment. L'explication vient du caractère absorbant de la couche de métal lors de la réflexion de l'onde causant des pertes de puissance optique.

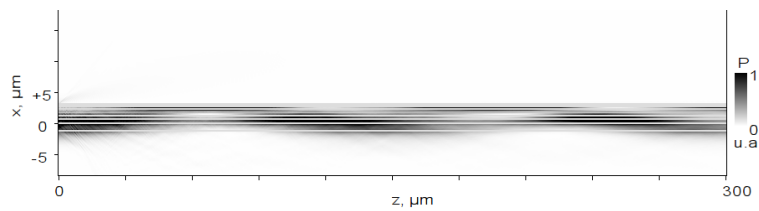


Figure II.4 – Modélisation BPM du guide dilué, en polarisation TM, tel que décrit précédemment avec une couche d'or de 20nm déposée en surface du guide

II.1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires

Dans ce cas des figures II.5 et II.6, le milieu extérieur d'indice égal à 1 est remplacé par un milieu d'indice 3,2, soit légèrement inférieur à l'indice optique du quaternaire $\text{InGaAsP}_{\lambda=1,05\mu\text{m}}$. Rappelons que la condition de résonance plasmonique sur les indices de matériaux dans le cas d'une structure à 3 couches est :

$$n_p \sin \theta = \sqrt{\frac{\varepsilon'_m * n_s^2}{\varepsilon'_m + n_s^2}}, \quad (\text{II.1})$$

où n_p est ici l'indice moyen du guide dilué, ε'_m la partie réelle de la permittivité diélectrique de l'or et n_s l'indice du milieu extérieur. Aussi, comme abordé au paragraphe I.4.3.1 pour une structure à 3 couches, le terme de droite de l'équation II.1 sera nécessairement supérieur à la valeur de n_s . Dans ce cas, pour avoir une résonance avec un angle θ qui tend vers 90° pour une incidence rasante, la valeur de n_p doit être proche de celle de n_s . Ceci explique la considération d'un milieu d'indice 3,20 proche de la valeur d'indice d'une couche de quaternaire de 3,252.

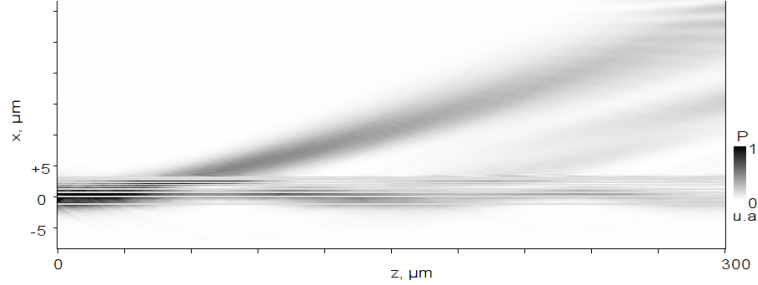


Figure II.5 – Modélisation BPM du guide dilué tel que décrit précédemment avec une couche d'or de 20nm à interface avec un milieu d'indice optique de 3,20

La figure II.5 montre la propagation du faisceau optique qui, majoritairement, poursuit son chemin dans la couche extérieure d'indice 3,20, en conservant la direction acquise au sein du guide dilué. Une faible réflexion intra-guide est encore observée.

En absence de couche d'or (figure II.6), on constate un résultat similaire avec une poursuite quasi-totale du faisceau optique dans la couche d'indice 3,20. On peut dès lors conclure que la faible réflexion intra-guide observée dans le cas précédent est due à la couche d'or qui joue le rôle de miroir absorbant. Aucune onde plasmonique n'est donc observée. C'est pourquoi nous avons décidé de nous écarter de cette possibilité de couplage intégré.

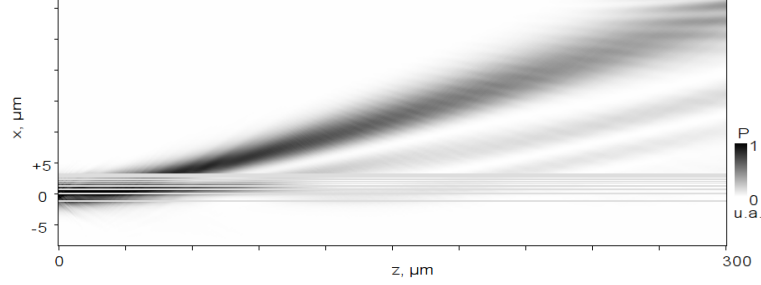


Figure II.6 – Modélisation BPM du guide dilué tel que décrit précédemment à interface avec un milieu d'indice optique de 3,20

1.1.2 Solution du prisme intégré

La structure notée B de la figure II.1 représente un schéma de couplage par prisme. La solution d'un prisme qui serait intégré à la structure et permettrait le couplage par onde évanescente de la lumière à l'interface métal/semiconducteur, est séduisante. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.4.3.1, la technique de couplage par prisme est considérée comme celle permettant d'exciter un mode, guidé ou plasmon, avec une précision angulaire inférieure à $0,1^\circ$. Dans le cas de cette intégration, le prisme est comme inséré dans un emplacement gravé au sein du substrat. Les dimensions de ce prisme doivent être celles d'un substrat, de l'ordre de la centaine de microns.

La seconde loi de Descartes appliquée à l'interface milieu incident (n_1)/prisme (n_2) s'écrit :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (\text{II.2})$$

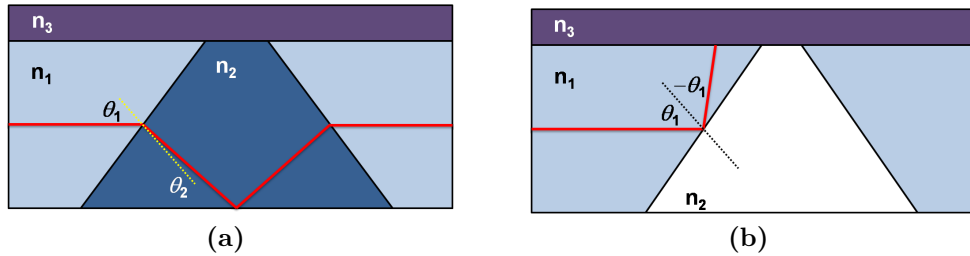


Figure II.7 – Trajet optique (a) dans le cas où $n_1 < n_2$ et (b) dans le cas où $n_1 > n_2$

Deux cas seront donc envisagés :

- l'indice du prisme intégré est supérieur à celui du substrat soit donc $n_1 < n_2$ (figure II.7(a)) et dans ce cas, le faisceau optique se dirigera vers la face arrière du substrat et

II.1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires

- non vers la couche active d'indice n_3 ,
- l'indice du prisme intégré est inférieur à celui du substrat soit donc $n_1 > n_2$ (figure II.7(b)) et dans ce cas, le faisceau optique subira une réflexion à l'interface des milieux n_1 et n_2 vers la couche active d'indice n_3 .

Ainsi, dans le cas de la figure II.7(a), il est nécessaire d'inverser la forme du milieu d'indice n_2 afin de pouvoir atteindre la couche d'indice n_3 . Dans ce nouveau cas illustré en figure II.8, un indice n_2 supérieur à n_1 va permettre au chemin optique d'atteindre la couche d'indice n_3 . Ce cas est d'ailleurs celui d'un couplage par prisme d'indice optique n_2 dans une couche d'indice n_3 dans un milieu extérieur n_1 .

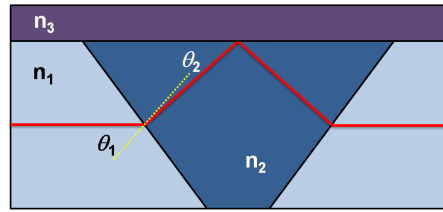


Figure II.8 – Trajet optique dans la structure inversée avec $n_1 < n_2$

L'utilisation d'une surface inférieure gravée en forme de prisme a déjà été démontrée pour le couplage d'un faisceau optique. Ce type de réalisation micrométrique a fait l'objet de publication [5] et d'un brevet [6] par Zhaolin Lu et Dennis W. Prather, dont la figure II.9 illustre l'utilisation de la gravure en prismes d'un substrat de silicium comme miroir.

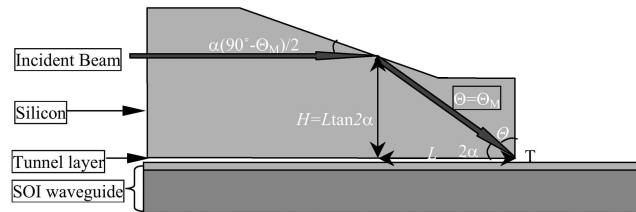


Figure II.9 – Schéma de principe de prismes directement gravés dans une couche de silicium

La solution d'un prisme intégré, comme elle est présentée dans la proposition initiale, semble difficilement réalisable. C'est pourquoi nous resterons ici dans un démonstrateur à couplage externe ; des pistes pour l'intégration seront données au chapitre suivant.

1.2 Choix des matériaux

Voulant tirer parti de l'expérience des semiconducteurs standards, le projet initial proposait des structures à base de substrats en Phosphore d'Indium (InP). En effet, des structures à

Chapitre II. Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur semiconducteur

jonctions PIN dans des hétérostructures InGaAsP/InP ont démontré des résultats intéressants, par exemple dans le domaine de la commutation optique, si l'on se réfère à des résultats récents du groupe Optoélectronique de l'IEMN [7–10]. Par ailleurs, cette filière est tout à fait compatible avec les fonderies et entreprises de composants optoélectroniques, comme par exemple 3S Photonics¹. Il était donc légitime de considérer ces matériaux pour la modulation optique par effet plasmon.

1.2.1 La filière InP

La filière InP possède un nombre important de matériaux en accord de maille permettant de réaliser des hétérostructures à base de ternaires et de quaternaires. En particulier, on retrouve les alliages quaternaires de formule chimique $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ épitaxiés (à l'IEMN) par jets moléculaires (EJM ou Molecular Beam Epitaxy MBE) en accord de maille sur substrat InP. La composition détermine les propriétés des porteurs du matériau (mobilité des trous μ_p , des électrons μ_n) et sa structure électronique (énergie de bande interdite E_g et longueur d'onde de coupure λ_g).

Matériau	Largeur de bande interdite E_g (eV)	Indice de réfraction complexe ($\lambda = 1550\text{nm}$)
InP	1,34	3,165
InGaAsP $_{\lambda=1,15\mu m}$	1,08	3,315
InGaAsP $_{\lambda=1,20\mu m}$	1,03	3,330
InGaAsP $_{\lambda=1,25\mu m}$	0,99	3,350
InGaAsP $_{\lambda=1,40\mu m}$	0,93	3,430
In _{0,47} Ga _{0,53} As	0,75	3,57-0,081j

Tableau II.2 – Caractéristiques des alliages InGaAsP

Le tableau II.2 rassemble les caractéristiques des principaux alliages en accord de maille sur substrat InP. Cette stœchiométrie de l'alliage a une influence sur la variation d'indice due à l'injection de porteurs libres ou l'application d'un champ électrique. Plus la longueur d'onde de coupure sera proche de la longueur d'onde de travail, plus les mécanismes de variation d'indice seront forts. La figure II.10 reprend la structure type d'une diode à contact Schottky sur substrat InP.

Elle se compose d'une couche de quaternaire InGaAsP $_{\lambda=1,18\mu m}$ dopée n et d'une couche de ternaire InAlAs afin d'assurer la barrière Schottky.

1. <http://www.3sphotronics.com/>

II.1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires

Pt/Ti/Au
In _{0,57} Al _{0,43} As, 20nm
InGaAsP <i>n</i> , 100-200nm
InP <i>n</i> ⁺

Figure II.10 – Structure à contact Schottky sur substrat InP

1.2.2 Les autres filières : GaAs et Si

En parallèle, les deux autres filières de semiconducteur de base de la microélectronique, l'Arséniure de Gallium (GaAs) et le Silicium (Si) ont été envisagées pour comparaison. Le tableau II.3 dresse quelques propriétés de ces matériaux.

	GaAs	InP	Si
T_{fusion}	1240	1062	1412
$\mu_n (cm^2/V.s)$	8500	4100	≤ 1400
$\mu_p (cm^2/V.s)$	400	150	≤ 450
Indice de réfraction	3,37	3,17	3,42
Résistivité ($\Omega.cm$)	3.3×10^5	8.6×10^5	3.2×10^5
Coeff. de dilatation $T^o (\times 10^{-6})$	5.73	5.1	2.6

Tableau II.3 – Quelques propriétés matériaux des semiconducteurs standards intrinsèques

Il existe des écarts de dilatation thermique notables entre le Si et le GaAs ou l'InP. Ces écarts peuvent poser des problèmes de contraintes thermo-mécaniques en milieux rudes. En particulier, si l'on considère une interface Si/Au/GaAs, les contraintes dues à une élévation de température peuvent entraîner l'apparition d'une flèche sur la structure.

Des travaux antérieurs ont déjà démontré que la variation d'indice due à l'injection de porteurs est possible. Des thèses sur des commutateurs simples (M. Zegaoui [11] et C. Rodriguez [12]) ou sur des matrices de commutations sur substrat InP (N. Choueib [13]) font état de ces résultats. Les derniers résultats montraient une variation d'indice de -5×10^{-3} par injection d'une densité de courant de $0,8 \text{ kA.cm}^{-2}$ dans une hétérostructure InP/InGaAsP/InP.

Maintenant que la solution de couplage pour la démonstration et les matériaux utilisés ont été justifiés, nous allons étudier les structures du projet initial et démontrer dans quelles mesures elles ne sont adaptées pour l'objectif final. Cette étude va s'appuyer sur des simulations de structures sur substrats GaAs et InP, lesquelles seront confirmées par l'expérience.

1.3 Étude de structures à deux couches métal/semiconducteur

Nous nous intéresserons dans ce premier paragraphe à des structures à deux couches de type GaAs/métal ou InP/métal. L'objectif ici est de démontrer la génération de plasmons de surface à l'interface semiconducteur/métal. Bien que l'InP soit privilégié dans le projet, la réalisation d'un contact Schottky sur ce type de substrat s'avère complexe de par la nécessité d'avoir une couche d'AlInAs, matériau très facilement oxydable. Les métaux généralement utilisés dans les applications plasmoniques sont l'or et l'argent. Le choix se fait en fonction du type de résonance recherchée, l'or étant connu pour donner une résonance plus profonde alors que l'argent permet une résonance plus étroite (une largeur à mi hauteur plus faible) [14]. L'aluminium peut-être aussi considéré [15], mais comme l'argent, ce métal s'oxyde facilement. Comme nous le montrerons au paragraphe II.3.2.1, la nature du métal, en particulier l'utilisation d'une couche d'accroche peut se montrer néfaste pour la résonance plasmonique. Dans le cas du GaAs, le dépôt d'or sans recuit donne immédiatement un contact Schottky ; c'est pourquoi ce type de substrat a été mis en avant dans une première phase de caractérisation.

L'ensemble des modélisations et des expérimentations suivantes ont été réalisées en considérant une configuration de **couplage de type Otto** et une longueur d'onde de travail de $1,55\mu\text{m}$.

1.3.1 Structure sur GaAs

Considérons ici une structure à deux couches composée d'un milieu semi-infini de GaAs et d'une couche de métal d'une épaisseur variable mais finie. Le milieu extérieur est de l'air. La figure II.11(a) en donne une illustration. En particulier, le faisceau rouge représente le chemin optique de la lumière incidente au travers du GaAs à l'interface avec une incidence θ par rapport à la normale. La modélisation du coefficient de réflexion sur une telle structure est donnée en figure II.11(b). Elle montre une rupture de la réflexion pour un angle d'incidence de réfraction critique θ_c . Une résonance plasmonique de surface est présente, mais difficile à observer car sa condition de phase se situe trop proche de l'angle de réfraction critique.

On modélise alors une structure incluant un milieu d'entrée bas indice [16] avec un verre modifié SF18 (indice 1,688 à $1,55\mu\text{m}$) tel qu'illustré en figure II.12(a). Ce matériau est choisi en fonction du couplage qui sera effectué lors de la phase expérimentale. En effet, comme on le précisera par la suite, nous utiliserons un coupleur à prisme. Il est donc nécessaire de s'assurer que la résonance sera toujours visible. La résonance va se décaler du fait de la réfraction dans le milieu bas indice (figure II.12(b)). On a représenté l'influence de l'épaisseur de métallisation d'or afin d'obtenir une résonance considérée optimale : pour une épaisseur de 40nm, la résonance

II.1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires

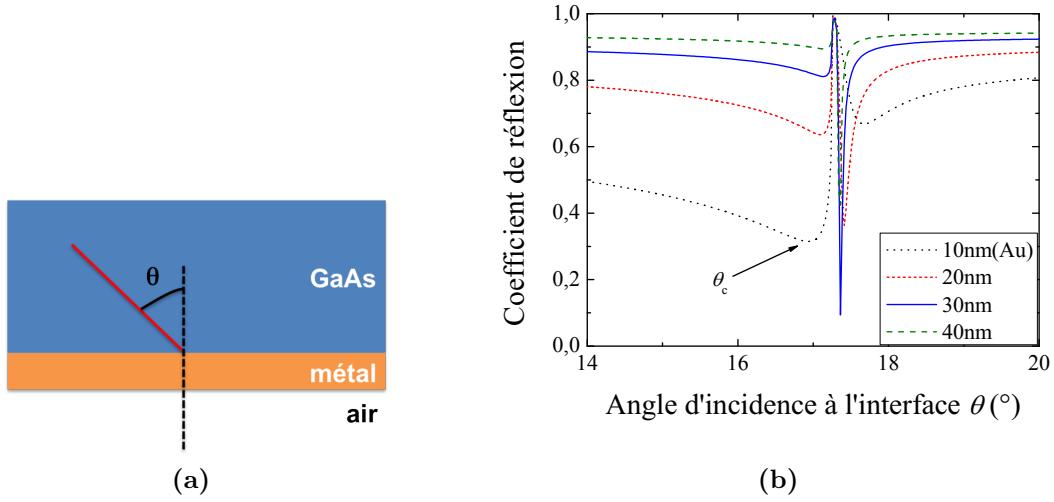


Figure II.11 – (a) Schéma de la structure considérée – (b) Modélisation du coefficient de réflexion dans le cas d'une interface GaAs-Au (à différentes épaisseurs d'or) sans dispositif de couplage

plasmonique apparaît à $36,55^\circ$ avec la profondeur la plus élevée et une largeur à mi-hauteur la plus faible. Ce critère est essentiel pour la détection de plasmons de surface.

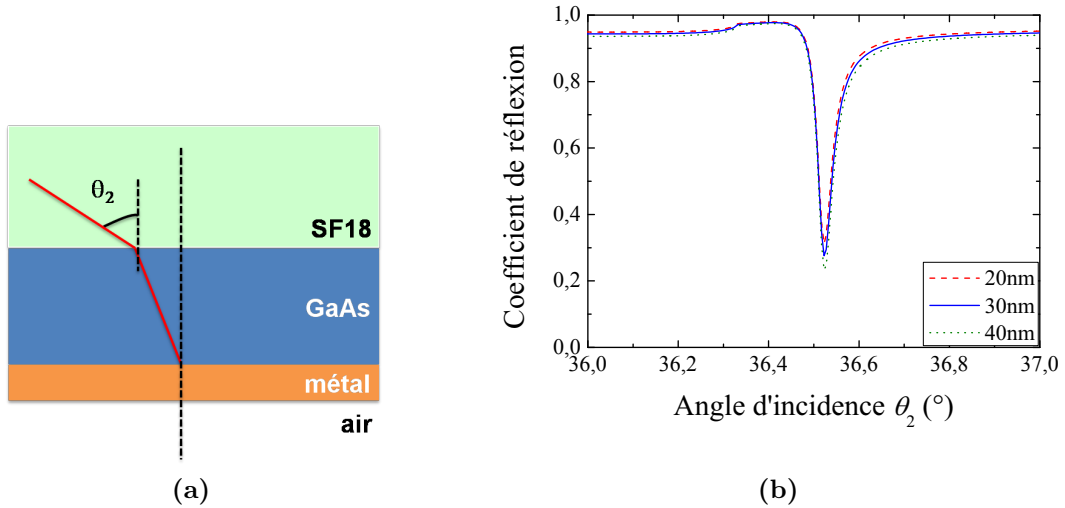


Figure II.12 – (a) Schéma de la structure considérée – (b) Modélisation du coefficient de réflexion dans le cas d'une interface GaAs-Au (à différentes épaisseurs d'or) avec un milieu d'entrée de bas indice

Ce premier résultat montre que l'épaisseur du métal est un paramètre important dans la génération de plasmons de surface. La modélisation de la structure GaAs-Au avec un prisme

Chapitre II. Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur semiconducteur

SF18 d'angle au sommet de 60° (figure II.13(a)) a permis la mise en évidence d'une résonance plasmonique dont la courbe de réflexion est en figure II.13(b). L'épaisseur d'or a été optimisée à 40nm pour obtenir la résonance la plus fine et profonde possible en configuration Otto.

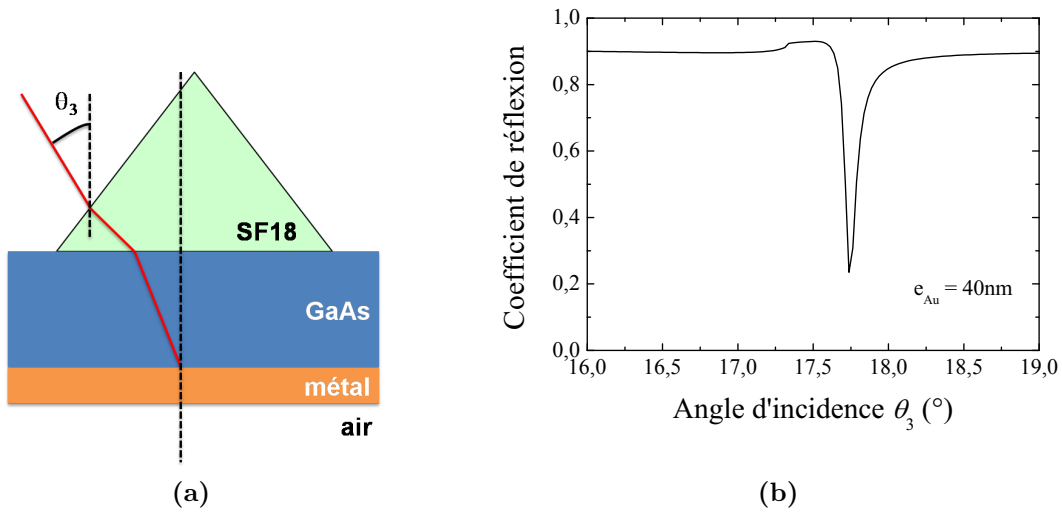


Figure II.13 – (a) Schéma de la structure considérée – (b) Modélisation du coefficient de réflexion dans le cas d'une interface GaAs-métal (épaisseur de métal de 40nm) avec prisme bas indice SF18 à 60°

D'un point de vue expérimental (figure II.14), nous retrouvons bien une résonance en polarisation TM sur structure GaAs-Au. L'indice effectif de la résonance obtenue (de l'ordre de 1,003) semble pourtant indiquer une résonance pour un indice effectif proche de celui du milieu extérieur qui est l'air.

Pour rappel, l'équation I.58 issue du chapitre I permet de calculer l'indice effectif du mode plasmonique à une interface pour une structure à deux couches. Si on applique cette relation au cas d'une interface GaAs/Au, on obtient le résultat suivant :

$$3,37 \sin \theta = \sqrt{\frac{-108 * 12,9}{12,9 - 108}} = 3,82 \Rightarrow \theta \text{ n'existe pas} \quad (\text{II.3})$$

Ce calcul montre que la résonance observée ne peut physiquement pas se produire à l'interface entre le GaAs et l'or. En revanche, en considérant l'équation I.65 pour une structure à trois couches, l'or étant suffisamment fin pour être transparent à la longueur d'onde de travail, on peut calculer l'angle de résonance pour une interface Au/air avec un milieu de couplage en

II.1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires

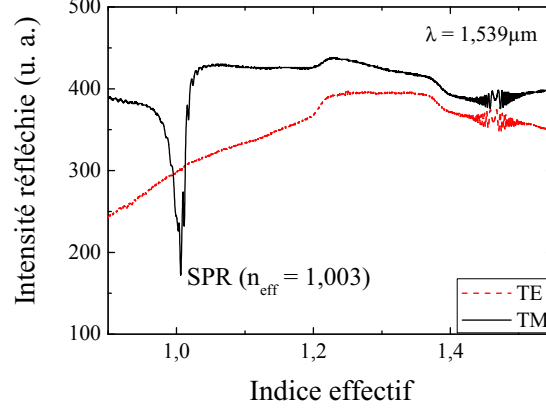


Figure II.14 – Spectre en réflexion obtenu expérimentalement par couplage par prisme (SF18) sur la structure GaAs/Au en polarisation TE et TM

GaAs. Dans ce cas, le calcul donne :

$$3,37 \sin \theta = \sqrt{\frac{-108 * 1}{1 - 108}} = 1 \Rightarrow \theta = 17,2^\circ \quad (\text{II.4})$$

Cette valeur correspond à la résonance obtenue en figure II.11(b). Il existe donc un angle θ pour lequel une structure GaAs/Au/air permettra une résonance plasmonique de surface à l'interface Au/air d'indice effectif proche de 1. En conséquence, **la résonance plasmonique observée se produit dans l'air**. Il n'est plus possible de considérer une structure à 2 couches et nous devons raisonner dans une configuration Kretschmann-Raether où la résonance plasmonique se produit à l'interface entre le métal et l'air.

Nous avons observé que dans le cas où une couche de SiO₂ est déposée sur le métal par PECVD, la résonance observée disparaît. En configuration Kretschmann-Raether, l'onde traverse la couche de métal pour engendrer une résonance entre celui-ci et la couche de SiO₂ d'indice $n=1,45$. L'angle permettant une résonance plasmonique sur cette interface est donc bien différent. En modélisant la structure GaAs/Au/SiO₂ avec prisme SF18, on obtient une nouvelle résonance plasmonique autour de 60°, telle qu'illustré en figure II.15.

Ceci confirme que la résonance plasmonique observée précédemment se produit dans l'air et que le couplage n'est donc pas de type Otto. En conclusion, un couplage de type Kretschmann-Raether doit être étudié.

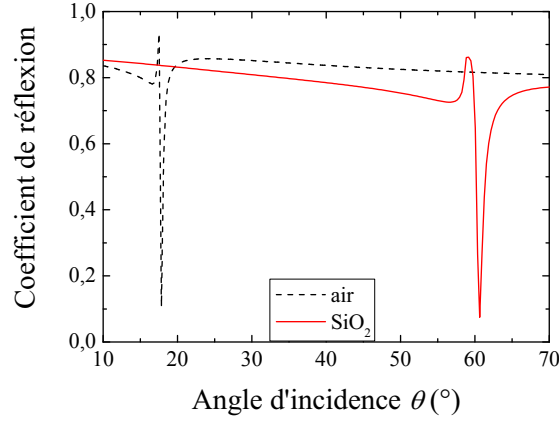


Figure II.15 – Comparaison théorique de la résonance plasmonique dans le cas d'une structure GaAs/Au/air ($n=1$) et GaAs/Au/SiO₂ ($n=1,45$), prisme en verre SF18

1.3.2 Structure sur InP

De façon analogue au cas sur GaAs, une structure à 2 couches sur InP s'avère ici aussi non-adaptée à la résonance plasmonique à l'interface métal/semiconducteur (avec AlInAs dans ce cas). On retrouvera des résultats similaires, qui tiennent compte de la différence d'indice existant entre le GaAs et l'InP. La figure II.16 présentant la modélisation d'une telle structure le démontre bien.

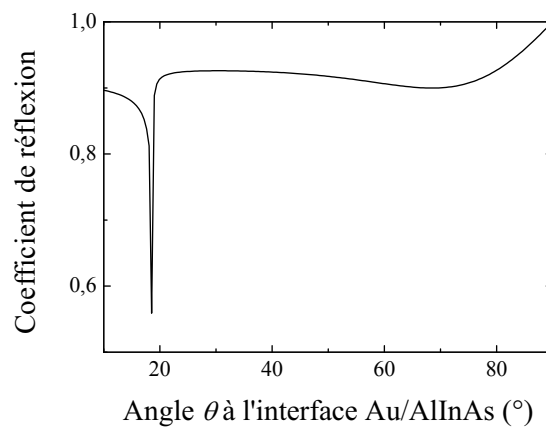


Figure II.16 – Étude théorique de la structure du projet pour la génération de plasmons sur Au(30nm)/AlInAs(20nm)/InGaAsP(200nm) substrat InP

Sur cette figure, un plasmon de surface apparaît pour une incidence autour de 17° . Si l'on

II.1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires

s'intéresse à ce mode et que l'on reproduit le calcul issu de l'équation I.58, cette fois-ci avec l'indice de l'AlInAs pour le milieu incident, on obtient :

$$3,51 \sin \theta = \sqrt{\frac{-108 * 12,3}{12,3 - 108}} = 3,73 \Rightarrow \theta \text{ n'existe pas} \quad (\text{II.5})$$

En revanche, si l'on considère encore une fois que la résonance de plasmon de surface s'effectue à l'interface Au/air et en reprenant le calcul, on obtient un angle accessible :

$$3,51 \sin \theta = \sqrt{\frac{-108 * 1}{1 - 108}} = 1 \Rightarrow \theta = 16,6^\circ \quad (\text{II.6})$$

La résonance plasmonique modélisée montre donc une résonance plasmonique à l'interface Au/AlInAs sur InP.

1.4 Étude de structures à trois couches

Il devient donc indispensable de considérer une structure à trois couches. Nous nous intéressons ici au cas de figure le plus simple : une configuration de type semiconducteur/métal/semiconducteur.

1.4.1 Structure de type Si/métal/InP et GaAs/métal/InP

Reprenant les conclusions du paragraphe I.4.2.3, le matériau constitutif du milieu incident doit avoir un indice supérieur à celui de la couche d'interface plasmonique. C'est pourquoi nous évoquerons ici le cas où le substrat est de l'InP. On rappelle la présence dans la structure guidante d'une couche de quaternaire InGaAsP (200nm) et d'une couche de ternaire AlInAs (20nm), nécessaire à la désertion sous le contact Schottky.

La modélisation doit prendre en compte l'ensemble des couches, y compris la couche de quaternaire InGaAsP (figure II.10). Rappelons que l'indice de réfraction du ternaire $\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,47}\text{As}$ choisi est proche de 3,3 [17]. La figure II.17(a) présente la modélisation d'une interface Si ($n=3,48$)/Au/'structure InP'. Une épaisseur d'or de 30nm semble être un paramètre optimal pour cette structure.

Le premier constat est que la résonance est assez large, sur plus de 10° . Elle a cependant une grande profondeur. On cherche maintenant une valeur d'angle au sommet pour structurer la couche de silicium en prisme afin d'obtenir une résonance. Un compromis peut-être trouvé pour un angle au sommet de 5° . La visualisation d'une résonance plasmonique devient alors possible. La figure II.17(b) montre ce résultat. On constate des pertes de coefficient de réflexion, pouvant

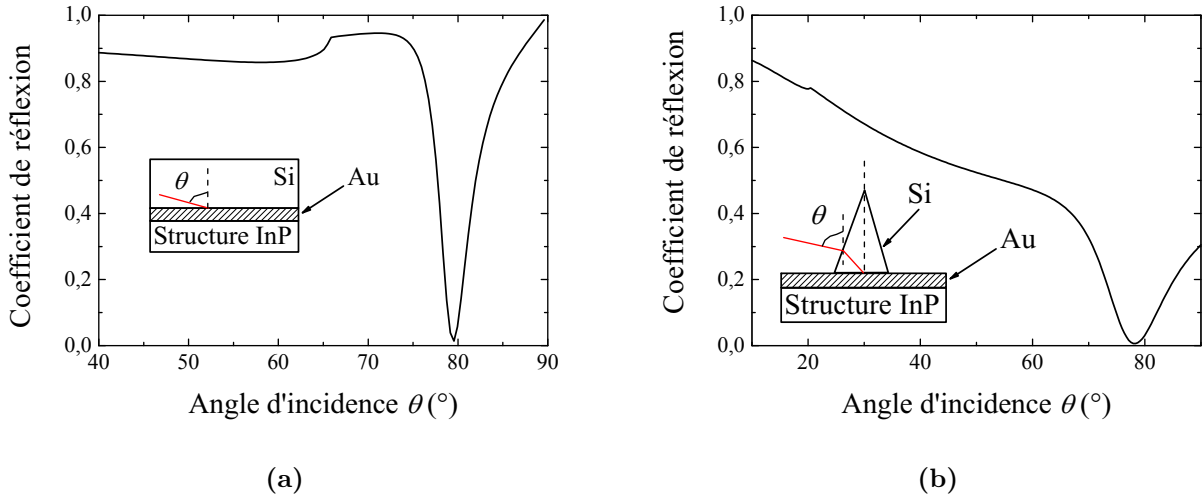


Figure II.17 – Modélisation du coefficient de réflexion pour une interface à plasmons de surface sur une structure de type diode Schottky sur substrat InP avec milieu incident Si (a) sans dispositif de couplage, (b) avec un prisme triangulaire d'angle au sommet de 5°

être due à des réflexions internes considérées dans le prisme. La différence d'indice entre le Si et le GaAs étant assez faible, le même constat est attendu avec un milieu incident (ou prisme) en GaAs. Il n'est donc pas possible d'envisager ce type de structure pour notre application.

1.4.2 Structure de type Si/métal/GaAs

Considérons à présent un couplage par le silicium sur une surface de GaAs métallisée par de l'or ou de l'aluminium. La modélisation de cette structure a fait apparaître l'existence d'une résonance plasmonique pour un angle rasant par rapport à l'interface Si/métal (figure II.18). Ce faible angle était prévisible puisque l'écart d'indice entre les deux matériaux Si et GaAs est faible (plus faible qu'entre Si et InP). L'utilisation d'une telle structure demande donc d'exciter cette interface avec un angle interne au Silicium de moins de dix degrés.

Nous avons également considéré ici l'aluminium. Ce métal peut être préféré à l'or du fait de la meilleure adhésion de celui-ci sur le GaAs. Cependant, aucune de ces deux hypothèses de structure ne semble convenir pour la génération d'une onde plasmonique de surface sur semiconducteur. En particulier, outre un évasement de la résonance de l'ordre de la dizaine de degré, l'angle d'incidence nécessaire est trop rasant pour un couplage par prisme. Comme sur structure InP, un angle au sommet de prisme de quelques degrés serait nécessaire, mais impossible à réaliser. Le problème vient en réalité d'un écart d'indice faible entre le milieu de couplage et la couche de semiconducteur à génération de plasmons. Dans le cas des semiconduc-

II.1 Structures initiales du projet, étude de faisabilité et conclusions préliminaires

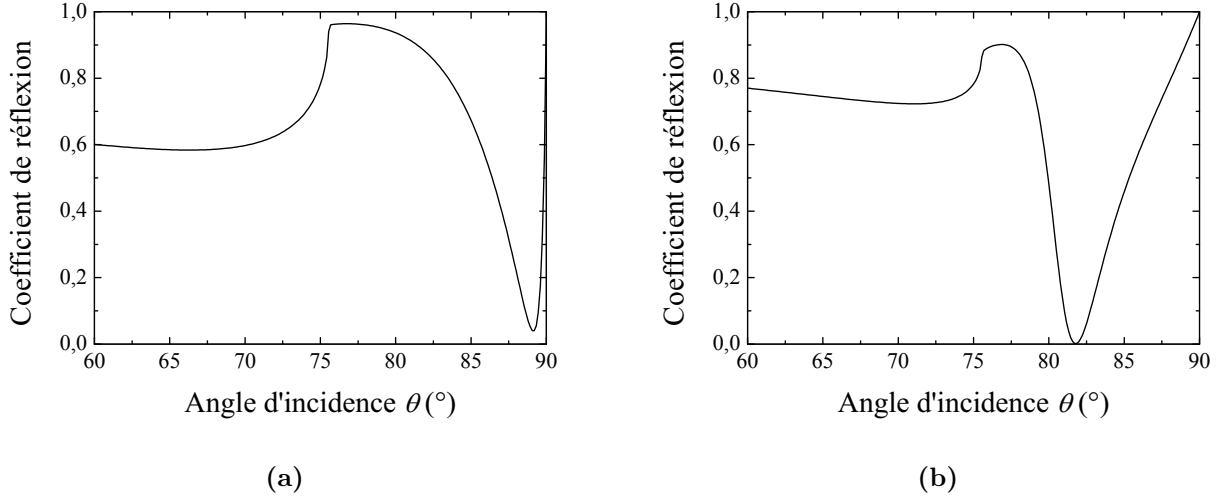


Figure II.18 – Modélisation du coefficient de réflexion pour une structure (a) Si/Au(23nm)/GaAs et (b) Si/Al(23nm)/GaAs

teurs standards, les indices sont élevés, supérieurs à 3, et il faut de concilier un semiconducteur standard et un autre semiconducteur d'indice plus faible pour une structure à 3 couches.

1.5 Conclusion

Cette première partie a mis en évidence les points bloquants pour la réalisation de ce projet. En premier lieu, **le couplage de l'onde optique à la surface plasmonique active doit être réalisé par prisme** puisqu'il faut obtenir un vecteur d'onde précis pour vérifier la condition de résonance plasmonique. Dans un second temps, **le choix des matériaux pour l'interaction des plasmons de surface doit permettre une différence d'indice suffisante entre le prisme et la couche active**; les matériaux à très hauts indices optiques seuls sont incompatibles avec un couplage par prisme. Enfin, il est nécessaire d'être **dans une configuration de Kretschmann-Raether afin de générer l'onde plasmon à l'interface avec le semiconducteur**, les modélisations montrant une génération dans l'air pour une configuration de Otto. Néanmoins, les semiconducteurs de type InP ou GaAs ne peuvent être utilisés en configuration de type Kretschmann-Raether que dans le cas où l'on utilise un milieu incident de couplage d'indice supérieur à 4. L'autre solution serait de choisir un autre semiconducteur d'indice bien inférieur à ceux du GaAs ou de l'InP. Le nitrure de gallium ($n \approx 2,40$) pourrait en être la solution. Une nouvelle structure à trois milieux capable de générer une onde plasmonique de surface sur semiconducteurs par couplage par prisme est nécessaire.

2 Les nitrures de gallium pour l'optoélectronique

La figure II.19 rappelle les propriétés intrinsèques aux semiconducteurs standards et aux nitrures en terme de paramètre de maille et d'énergie de bande interdite.

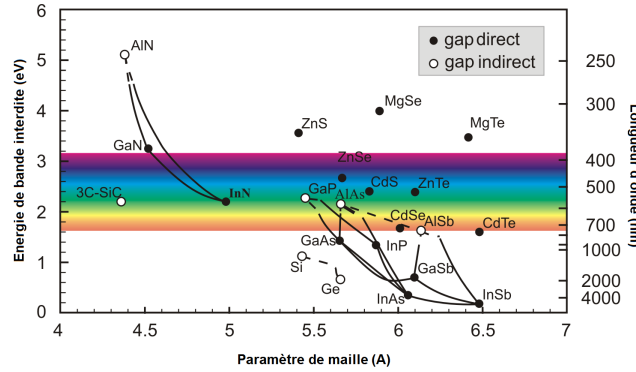


Figure II.19 – Diagramme constante de réseaux / énergie de bande interdite pour différents matériaux III-V

Depuis près de 20 ans, les nitrures font l'objet de recherches actives dans le domaine de l'optique et de l'électronique et ont prouvé leur pertinence dans des dispositifs optoélectronique tels que les LEDs bleues ou blanches. Le nitrure de gallium en particulier possède des caractéristiques exclusives aux semiconducteurs actuels, telle qu'une bonne stabilité en température. C'est pourquoi, dans le cas d'un composant destiné à l'usage Défense, le choix de ce matériau nous a paru plus que pertinent. Les principales propriétés à l'état de l'art de ces nitrures sont décrites dans le tableau II.4.

	GaN	AlN	InN
E_g	3,4	6,2	0,65
$T_{fusion} (^{\circ}C^{-1})$	2500 [18]	3273 [19]	1373 [19]
Champ de claquage ($\times 10^6 V.cm^{-1}$)	3,3 [20]	1,2 - 1,8 [21]	0,7 [22]
Indice de réfraction TM à $1,55\mu m$	2,30 [23]	2,15 [24]	2,56 [25]
Coeff. de dilatation axe $a K^{-1} (\times 10^{-6})$	5,59 [26]	4,15 [26]	3,8 [27]
axe $c K^{-1} (\times 10^{-6})$	3,17	5,27	2,9

Tableau II.4 – Propriétés des semiconducteurs à base de nitrures

Les matériaux nitrurés appartiennent aux matériaux grand gap (pour le GaN et l'AlN). Les indices de réfraction de ces matériaux sont bien plus faibles que ceux des semiconducteurs standards.

On remarque sur cette figure que les nitrures sont en désaccord de maille total avec les semiconducteurs standards, ce qui rend leur croissance sur des substrats type silicium difficile.

Cela nécessite donc une technologie d'adaptation de maille innovante. Aujourd'hui, la croissance du GaN sur substrat silicium est maîtrisée avec l'aide de nombreuses couches tampons à base de composés aluminés. La croissance sur substrat isolant comme le saphir demande la maîtrise des couches tampons permettant une bonne relaxation des contraintes induites par la différence de maille entre le saphir et le GaN. Cependant, le saphir a comme avantage d'avoir un système cristallin hexagonal comme le GaN.

2.1 Détails des structures selon le substrat

Ce paragraphe regroupe la description de l'ensemble des structures étudiées sur GaN dans ce travail. Il est important de distinguer le type de substrat selon l'utilisation qui sera faite du matériau. C'est pourquoi on séparera à chaque fois les résultats obtenus sur substrat saphir (isolant) et sur substrat conducteur, silicium dopé ou carbure de silicium dopé.

Matériau sur substrat isolant

La différence de maille existant entre le saphir et le GaN est estimée de l'ordre de 10%. L'adaptation en paramètre de maille se reflète sur les propriétés du matériau, en particulier en optique. Il est donc important de caractériser le matériau afin de déterminer la qualité de celui-ci. Le matériau GaN sur substrat saphir provient d'une collaboration avec le Professeur Dimitris Pavlidis de DTU². Nous allons également étudier les propriétés optiques d'une couche GaN sur saphir, nommée TG1881, issue d'un fournisseur commercial polonais TopGaN. Ce paragraphe expose les différentes analyses de microstructure et des propriétés optiques des couches de GaN répertoriées dans le tableau II.5.

Une étude matériau a été préalablement menée sur les échantillons HFTS 299C, HFTS 381 et TG1881 sur substrat saphir afin de déterminer les caractéristiques de la microstructure (défauts aux interfaces, rugosités, taux de dislocations), ainsi que les propriétés optiques (indices de réfraction, pertes optiques de propagation) dans la couche de GaN de surface. En particulier, la couche HFTS 381 présente une couche enterrée de GaN dopée n^+ . Cette couche inférieure dopée pourra servir d'électrode face arrière de contact sur la couche GaN de surface.

Matériau sur substrat conducteur

Il est aussi intéressant d'avoir un film mince de nitrure sur un substrat conducteur, toujours dans l'optique de réaliser une électrode inférieure, cette fois-ci en face arrière du substrat dopé. C'est pourquoi nous avons aussi étudié des films minces de GaN déposés sur silicium et carbure

2. Darmstadt Technische Universität – <http://www.tu-darmstadt.de>

Chapitre II. Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur semiconducteur

	HFTS 299C	HFTS 381	TG1881
Dépôt	MOVPE	MOVPE	MOCVD
Fournisseur	DTU	DTU	TopGaN
Structure	n-GaN 1,5μm	n-GaN 3×10 ¹⁷ 1,5μm	n-GaN 1μm
	AlN/GaN SPS 200nm	GaN n ⁺ 10 ¹⁸ 500nm	u-GaN 500nm
	AlN HT 150nm	GaN nid 2μm	GaN nid 1,2μm
	AlN BT 150nm	GaN BT	Saphir
	Saphir	Saphir	
Prix (2pouces)	-	-	450 €

Tableau II.5 – Descriptif des structures à base de GaN sur substrats isolants – DTU et TopGaN (les valeurs de dopages sont données en cm^{-3})

de silicium dopés (SiC). Bien que la qualité du matériau GaN déposé sur saphir nécessite moins de couches intermédiaires que sur silicium, ce dernier a l'énorme avantage de pouvoir être conducteur par dopage. Dans le but d'évaluer les propriétés électro-optiques du GaN, des échantillons ont donc été obtenus sur substrat silicium dopé. Les matériaux proviennent tant de centres de recherche académiques (par le Professeur Yong-Hoon Cho du KAIST³ et le Docteur Fabrice Semond du CHREA⁴) que du fondeur industriel TopGaN. Les structures des différents échantillons sont décrites dans le tableau II.6.

	GNW1009004	A1636	TG1933
Dépôt	MOCVD	MBE	MOCVD
Fournisseur	KAIST	CRHEA	TopGaN
Structure	u-GaN 1μm	u-GaN 500nm AlN 200nm Silicium n^+	n-GaN 1μm
	AlGaIn/GaN SPS 80nm		u-GaN 500nm
	AlN 80nm		AlN BT 1μm
	Silicium n^+		6H-SiC n^+
Prix (2pouces)	-	-	800 €

Tableau II.6 – Descriptif des structures à base de GaN sur substrats conducteurs – KAIST, CRHEA et TopGaN

3. Korea Advanced Institute of Science and Technology – <http://www.kaist.edu>

4. Centre de Recherche sur l'HétéroEpitaxie et ses Applications – <http://www.crhea.cnrs.fr>

Croissance du matériau et analyse de la microstructure

Si la croissance du matériau n'est pas l'objet de cette étude, des caractérisations de la microstructure du matériau ont été conduites afin d'être corrélées aux propriétés optiques.

2.2.1 Procédé de croissance

Ce paragraphe détaille succinctement les procédés de dépôt en couches minces de ces structures à base de semiconducteurs III-N de différentes provenances.

Croissance par MOVPE sur saphir

Les couches déposées par DTU sur substrat saphir ont toutes été réalisées par Epitaxie en Phase Vapeur d'Organo-Métalliques (MOVPE en anglais pour Metal-Oxide Vapour Phase Epitaxy) à Darmstadt. Dans chaque cas, le substrat de saphir est orienté selon l'axe c de la structure wurtzite, c'est-à-dire avec une face à la croissance dans la direction (0001). Des sources de triméthylaluminium ($\text{CH}_3\text{-Al}$) et triméthylgallium ($\text{CH}_3\text{-Ga}$) sont utilisées comme sources alkyle et un flux d'ammoniaque NH_3 est utilisé pour la source azote.

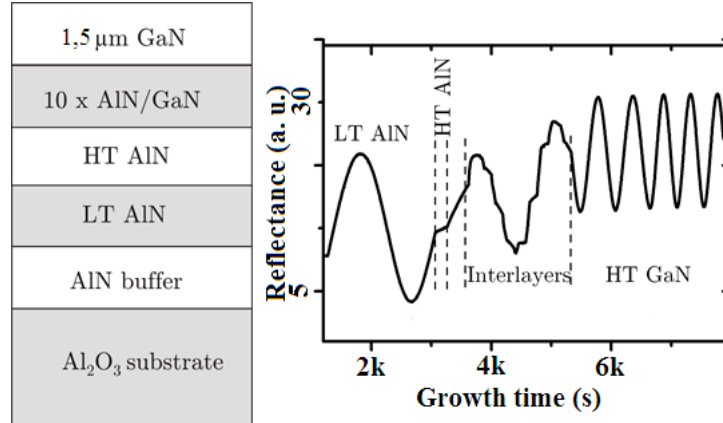


Figure II.20 – Suivi interférométrique du dépôt de la structure GaN sur saphir par MOVPE

Pour l'échantillon HFTS 299C, le substrat est préalablement nettoyé puis « nitrifié » avec l'ammoniaque afin de rendre la surface polaire par formation d'un oxy-nitrure de surface de type $\text{AlO}_x\text{N}_{1-x}$. Cet oxy-nitrure va favoriser la croissance du tampon d'AlN basse température (BT) d'une épaisseur de 150nm aux alentours de 950°C. La présence de cette couche tampon basse température est l'une des particularités des couches fournies par DTU. Puis un autre tampon d'AlN d'environ 150nm est déposé à haute température (1040°C). Avant le dépôt de la couche de GaN, et afin de relaxer les contraintes induites par le désaccord de maille existant entre le saphir et l'AlN, on dépose un super-réseau (ou *Short-Period Superlattice* – SPS en anglais)

Chapitre II. Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur semiconducteur

constitué de 10 fois le bicouche GaN (20nm)/AlN (20nm) pour une épaisseur totale de 200nm. La couche de GaN d'épaisseur variable peut être alors déposée dans les mêmes conditions de température avec une densité de défauts théoriquement minimisée.

L'interférogramme type de ce genre de croissance est donné en figure II.20. On dénote une forte différence de vitesse de croissance entre les couches d'AlN et de GaN pour le SPS. Cet interférogramme montre une bonne qualité lors de la croissance de la couche de GaN supérieure par une valeur de réflectivité du signal plus élevée et une fréquence régulière.

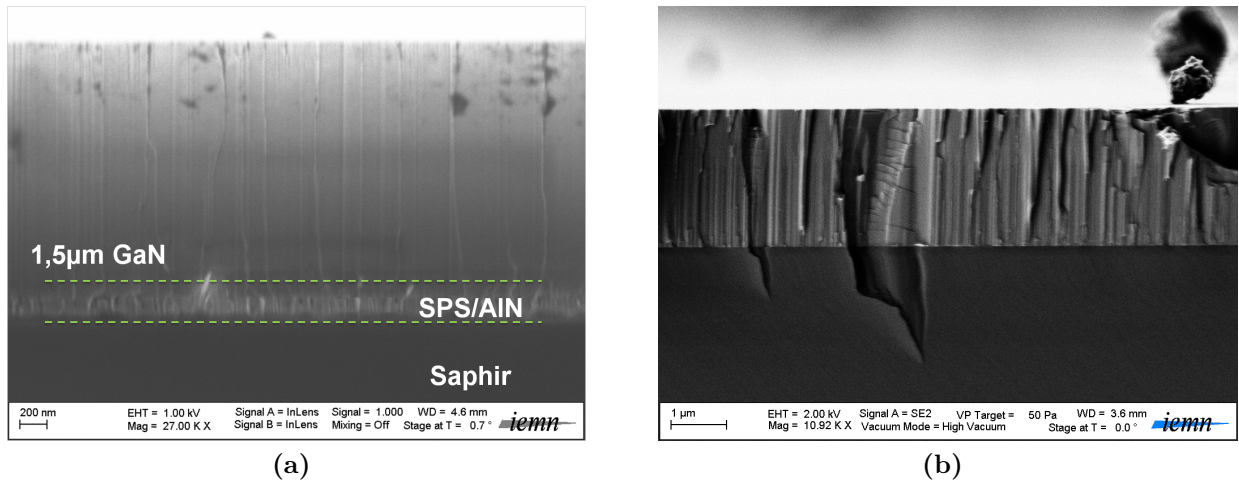


Figure II.21 – Images MEB de la tranche des échantillons (a) HFTS 299C sans couche n^+ – (b) HFTS 381 avec couche n^+

L'empilement total peut être vérifié par Microscopie Électronique à Balayage (MEB). La difficulté ici est de 'cliver' le saphir pour obtenir une tranche observable. Ceci peut être réalisé à l'aide d'un pointe diamantée mais engendre une section rugueuse. Il est néanmoins possible d'y distinguer les différentes couches. La figure II.21 présente donc la tranche des échantillons HFTS 299C (figure II.21a) et HFTS 381 (figure II.21b). Pour l'échantillon HFTS 299C, l'épaisseur de la couche GaN de surface est de l'ordre de $1,5\mu\text{m}$, avec une épaisseur des couches de nucléation et d'adaptation en paramètre de maille d'environ 400nm. L'échantillon HFTS 381 est beaucoup plus délicat à observer : le tampon, la couche dopée et la couche de surface sont constitués du même matériau GaN.

L'observation au microscope de ces couches montrent la maîtrise de croissance du laboratoire de Darmstadt. On ne constate pas de trous au sein des structures, ni un nombre important de dislocations.

Croissance MOCVD sur silicium

Concernant l'étude de la croissance de GaN sur silicium, nous nous intéresserons ici à l'échantillon GWN1009004 fourni par le Professeur Cho du KAIST à Daejeon (Corée du Sud) dans le cadre du Partenariat Hubert Curien (PHC) STAR 21455QB sur la fabrication de LED blanches à base de couches GaN et ZnO. Ces couches ont été spécialement réalisées à notre demande par le KAIST, dans le but de pouvoir appliquer un champ électrique sur la couche de GaN. Aussi, le défi était de minimiser l'épaisseur des couches tampons de type AlN et AlGaN (figure II.22) permettant l'adaptation en maille du GaN sur silicium tout en gardant une qualité de matériau correcte.

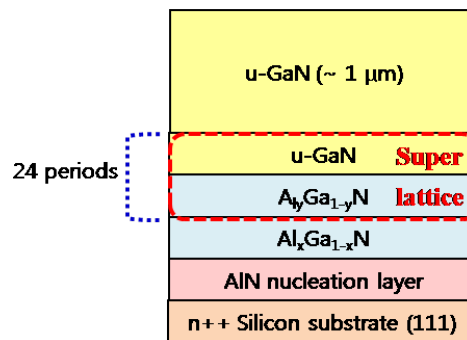
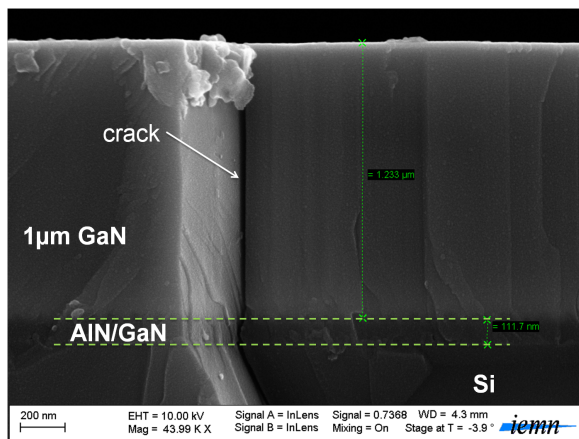
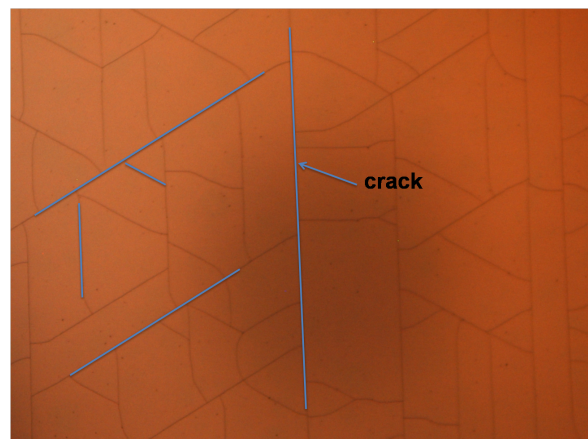


Figure II.22 – Structure de l'empilement des couches pour l'échantillon GWN1009004



(a)



(b)

Figure II.23 – (a) Vue en coupe de la couche de GaN sur silicium crûe par le KAIST au MEB – (b) Photographie de la surface de l'échantillon au microscope optique (grossissement x50)

Une solution a été trouvée par le KAIST en reprenant les travaux de Jang *et al.* [28], repris par Huang *et al.* [29]. La figure II.23(a) montre l'empilement sur silicium des couches par MEB.

On distingue le substrat silicium, la couche de GaN et l'on peut estimer l'ensemble des couches tampons entre 100 et 150nm d'épaisseur. L'épaisseur de la couche de surface de $1\mu\text{m}$ semble exempte de porosités mais présente des craquelures (ou *cracks* en anglais) en surface (figure II.23(b)), probablement dus aux relâchements des contraintes expansives du substrat de silicium sur le matériau GaN.

2.2.2 Analyse de la microstructure

Ce paragraphe s'intéresse maintenant à la qualité de dépôt des couches de GaN par une étude de la microstructure par Microscopie Électronique en Transmission (MET) en particulier.

Matériau GaN sur saphir

Des analyses de la microstructure de la couche HFTS 299C de Darmstadt, dans le but de déterminer la densité de dislocations, ont été menées par microscopie électronique à transmission. Les lames de matériau pour analyse au MET ont été préparées au FIB⁵ par David Troadec de l'IEMN. Ces lames ont été ensuite analysées par Ydir Androussi de l'unité UMET⁶ de Lille1. Les images (a) et (b) de la figure II.24 montrent des clichés en coupe ($\vec{g}=(0002)$).

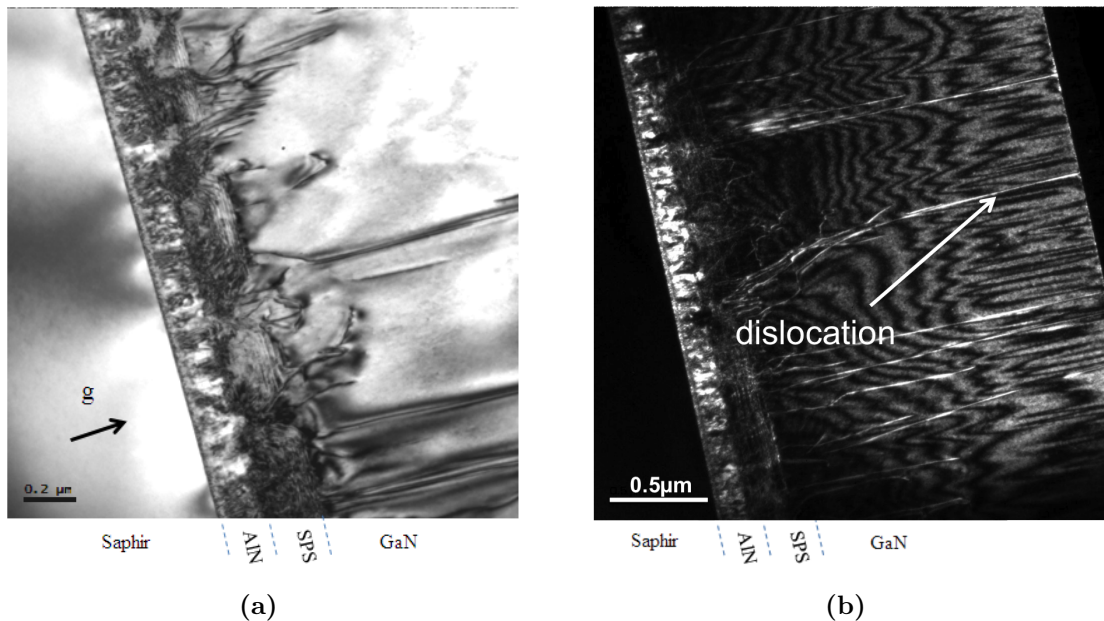


Figure II.24 – (a) Vue en coupe des interfaces de couches tampons utilisées pour la croissance de GaN en champ clair et (b) en champ sombre, $\vec{g}=(0002)$

5. *Focused Ion Beam* en anglais, ou Faisceau d'Ions Focalisés

6. UMET : Unité Matériau et Transformation – UMR CNRS 8207

II.2 Les nitrures de gallium pour l'optoélectronique

A partir de ces clichés MET, on constate que la majorité des dislocations émergentes des couches de nucléation sont stoppées par les couches de super-réseaux AlN/GaN. La densité de dislocations estimée au sein de la couche de GaN de surface semble donc relativement faible, autour de 10^9cm^{-2} . Ce résultat est comparable au comptage par unité de surface de dislocations émergentes effectué sur les images de Microscopie à Force Atomique (AFM) de la surface dont un exemple est donné en figure II.25. Cet exemple montre aussi que la rugosité de surface est relativement faible, de l'ordre de 1nm.

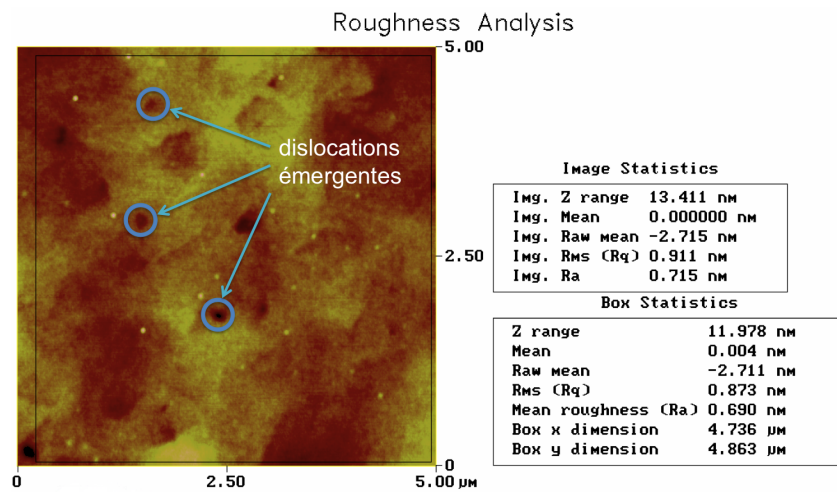


Figure II.25 – Image AFM de la de la couche de GaN sur une surface de $25 \mu\text{m}^2$.

Cette couche de GaN déposée sur substrat saphir à Darmstadt montre une bonne qualité de croissance avec des propriétés microstructurales très correctes (densité de dislocations, rugosité de surface).

Matériau GaN sur substrat conducteur

Une analyse en microscopie à transmission a aussi été conduite sur l'échantillon du KAIST. La lame de matériau a été analysée par Gilles Patriarche du LPN⁷. Les images (a) et (b) de la figure II.26 montrent des clichés en coupe avec un vecteur $\vec{g}$ d'analyse de type (0002).

On distingue clairement dans ces clichés les couches tampons de la couche de GaN de surface. Celles-ci filtrent assez efficacement les dislocations émergentes et on obtient une densité de dislocation relativement moyenne pour ce type de structure.

7. LPN : Laboratoire de Photonique et de Nanostructures – UPR CNRS 20 – <http://www.lpn.cnrs.fr>

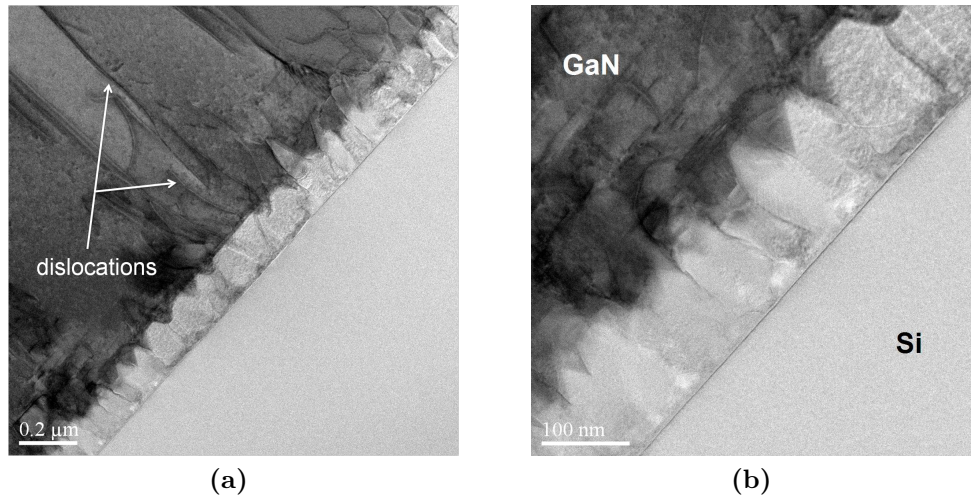


Figure II.26 – Cross-section en champ clair de l'empilement AlGaIn/GaN pour la croissance de GaN par MOCVD sur silicium (a) vue d'ensemble – (b) zoom sur l'empilement

2.3 Caractérisations optiques

Les caractérisations optiques des couches de GaN ont été réalisées par spectroscopie *m-lines*, aussi appelée couplage par prisme. Il est ainsi possible de remonter aux propriétés de guidage optique dans le matériau, comme l'indice de réfraction et l'absorption.

2.3.1 Description des bancs de couplage par prisme

Le laboratoire d'optique de l'IEMN est équipé d'un banc manuel et d'un modèle commercial de coupleur à prisme de la marque Metricon⁸, modèle M2010.

Banc manuel pour la recherche de modes guidés

Le premier banc de mesure utilisé à l'IEMN pour la caractérisation de couches minces de matériaux a été un banc optique en espace libre composé de lentilles et d'un laser en espace libre dont le schéma de principe est donné en figure II.27.

Le couplage s'effectue au travers d'un prisme monté sur un support permettant l'application d'une pression à l'aide d'une vis micrométrique fixée au support, le tout monté sur une platine à déplacement x, y, z, θ . En sortie du prisme, un simple écran permet de visualiser l'absorption de lumière. Une photographie de ce banc est en figure II.28(a).

Sur cette photographie, on remarque plusieurs éléments. En premier lieu, on utilise un laser en espace libre qu'il est nécessaire de focaliser à l'aide d'un collimateur. Ensuite, afin d'avoir

8. Metricon Corp. – site internet : <http://www.metricon.com/>

II.2 Les nitrures de gallium pour l'optoélectronique

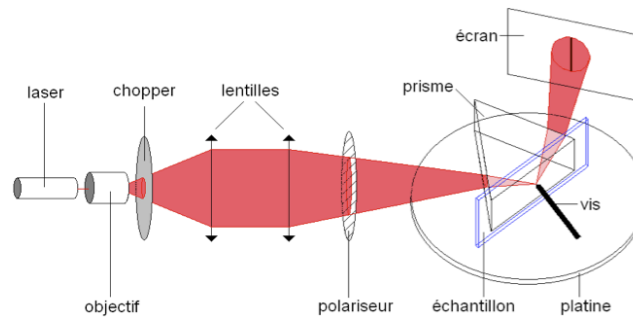
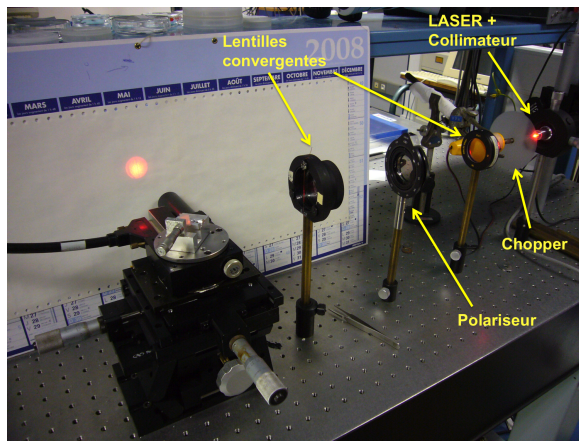
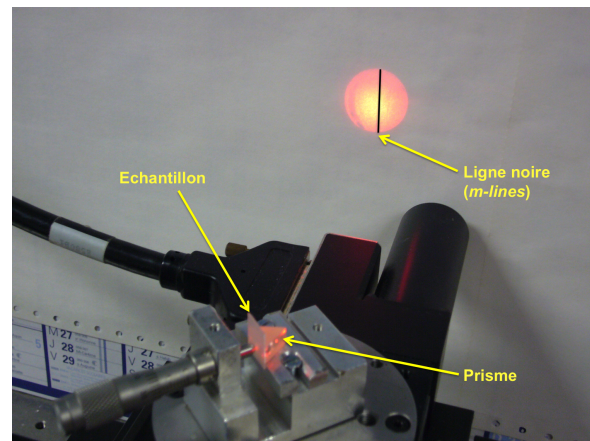


Figure II.27 – Schéma de principe d'un banc de caractérisation par couplage par prisme en espace libre



(a)



(b)

Figure II.28 – (a) Montage du banc de caractérisation optique à commande manuelle – (b) Zoom sur le support mécanique du prisme et visualisation de modes sur l'écran

un faisceau homogène en intensité, on utilise un objet similaire à un chopper. Il s'agit en fait d'une feuille plastifiée transparente. Par rotation, elle permet de « mélanger » les photons du faisceau et d'obtenir une tache plus homogène. Un jeu de deux lentilles biconvexes convergentes permet de faire converger le faisceau optique en un point de l'ordre du millimètre sur la surface du prisme. Les distances focales de ces lentilles sont de l'ordre de la dizaine de centimètres. Sur le dernier support de lentille, on place un réticule afin de visualiser la référence d'incidence à 0° .

Le prisme est monté dans un support mécanique en aluminium sur lequel est fixé une vis micrométrique à pas de course de quelques dizaines de millimètres (figure II.28(b)). La terminaison de cette vis est une bille rétractable. Cette surface courbe est très importante pour le couplage optique car elle va induire une flèche mécanique sur l'échantillon du côté du substrat de l'échantillon. Cette courbure locale permet de minimiser le gap d'air à cet endroit. Le support usiné est monté sur une platine rotative à commande manuelle, mais à lecture digitale (dont le

Chapitre II. Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur semiconducteur

câble d'interface est visible sur la figure II.28). Cette platine rotative est elle-même montée sur des déplacements micrométriques dans les directions incluses dans le plan du prisme, soit x et y . Le déplacement selon la hauteur z s'opère par un déplacement vertical.

Enfin, un polariseur est introduit entre les deux lentilles afin de sélectionner le mode de polarisation voulue pour la propagation de l'onde lumineuse : soit le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence et l'on parle de polarisation Transverse Électrique (TE), soit le champ électrique est parallèle au plan d'incidence et l'on parle de polarisation Transverse Magnétique (TM). Ceci est illustré en figure II.29.

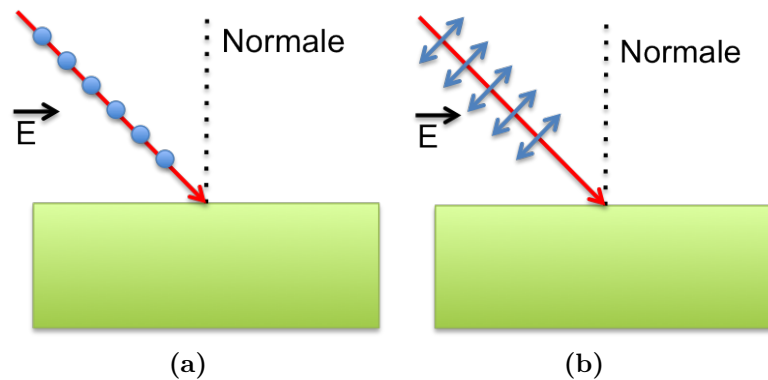


Figure II.29 – Orientation du champ électrique par rapport à une interface (a) dans le cas d'une polarisation TE – (b) dans le cas d'une polarisation TM

Ce banc manuel, bien que très simple d'utilisation, possède une précision de 10^{-2} degrés sur la valeur de l'angle. Cependant, une limitation existe : étant en espace libre et n'utilisant pas de photodétecteur, il ne peut être utilisé que dans le domaine du visible. Il est donc impossible de rester en espace libre avec ce type de banc de caractérisation pour des longueurs d'onde dans le proche infrarouge, comme celles utilisées dans les applications télécoms ($1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$). Ceci a donc motivé la recherche d'un nouvel équipement.

Banc automatisé de mesure commercial Metricon

Si plusieurs appareils de mesures de résonance de plasmon de surface existent, ils fonctionnent principalement dans une gamme de longueur d'onde du visible (633nm rouge ou 547nm vert), notamment pour des applications en biotechnologie, et avec des prismes de couplage bas indice, proche du verre. Le système de couplage par prisme de la société Metricon a l'avantage de proposer un appareil modulable et adaptable en fonction du matériau à analyser. Nous avons choisi le modèle M2010, illustré par la photographie de la figure II.30.

Les différents éléments sont identifiés et l'on retrouve les principes du banc manuel, à savoir :

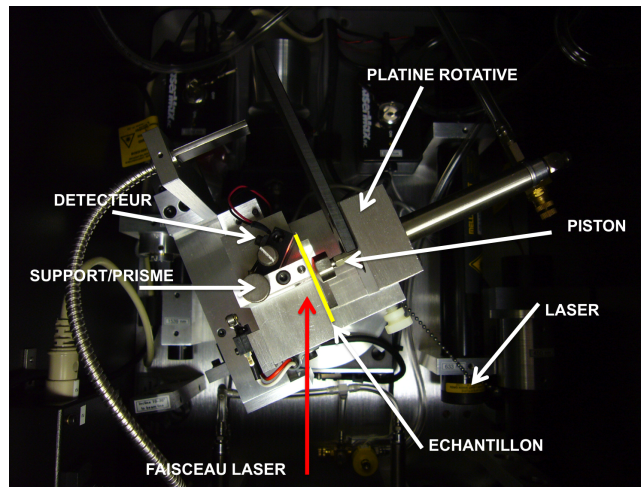


Figure II.30 – Photographie du banc commercial Metricon M2010 de l'intérieur, vue de dessus

- un laser,
- des optiques de focalisation (non visibles sur la photographie, mais permettant l'arrivée du faisceau laser collimaté),
- un prisme,
- une vis de pression (ici, un piston hydraulique),
- un détecteur.

Le tout est monté sur une platine rotative contrôlée par une interface externe reliée à un ordinateur. Nous avons choisi un coupleur à prisme avec 5 longueurs d'onde différentes capables de couvrir l'ensemble du spectre visible jusqu'au proche infrarouge : 450, 532, 633, 975 et 1539nm.

2.3.2 Mesure de l'indice de réfraction

La spectroscopie des lignes noires est une technique non destructive qui permet de connaître l'indice de réfraction d'un film mince par couplage d'une onde monochromatique à l'aide d'un prisme. Cette technique a déjà été évoquée dans le paragraphe 1.4.1. Un prisme est mis en pression contre la couche guidante formant ainsi un gap d'air capable de générer une onde évanescente à la base du prisme. En condition de non propagation, le faisceau est totalement réfléchi vers le détecteur. Pour un angle spécifique θ , l'onde optique peut se propager dans le guide d'onde. Cela implique une atténuation de l'onde optique réfléchi et permet de repérer un mode effectif de propagation. Ce principe est résumé en figure II.31.

Nous présenterons systématiquement les courbes expérimentales non pas avec une abscisse en angle, mais en indice effectif. En effet, à partir des paramètres du prisme (son angle à la

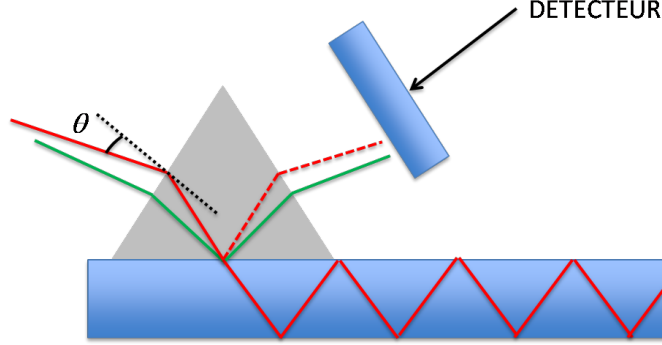
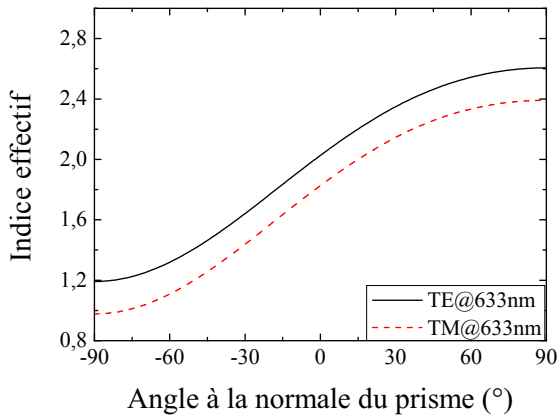


Figure II.31 – Illustration de l'atténuation d'intensité réfléchie en sortie de prisme due à la propagation de la lumière dans le guide d'onde. Le tracé en vert est réfléchi totalement ; le tracé en rouge montre une atténuation (propagation guidée) pour un angle θ

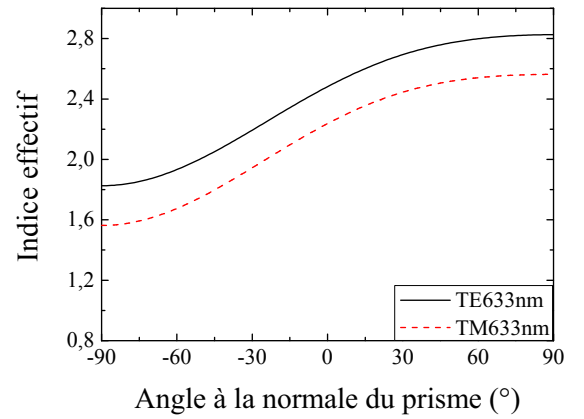
base A_p et son indice de réfraction n_p), ainsi que l'angle d'incidence θ_m en entrée du prisme, la relation II.7 permet de transformer la variable angle d'incidence θ_m en indice effectif N_m .

$$N_m = n_p \sin \left(A_p + \text{Arcsin} \left(\frac{\sin \theta_m}{n_p} \right) \right) \quad (\text{II.7})$$

A partir de ces valeurs d'indices N_m , on calcule l'indice de réfraction réel n selon la polarisation choisie [30].



(a)



(b)

Figure II.32 – Illustration de la gamme d'indice effectif accessible avec un prisme de rutyl d'angle de base de (a) 45° et (b) 60°

Dans le cas du GaN, un prisme en TiO_2 est utilisé. Les propriétés de ce prisme, en particulier

son indice et ses angles ont été préalablement calibré par Metricon et fournit dans une notice technique avec précision. Ce matériau possède un indice supérieur à celui du GaN pour la gamme de longueurs d'onde envisagée (par exemple 2,866 contre 2,392 pour le GaN à 633nm) et ses indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde ont déjà été étudiés par Rams *et al.* [31]. Afin de couvrir un large spectre d'indice effectif, un prisme équilatéral est choisi. En effet, la figure II.32 montre l'influence de l'angle de base du prisme sur la gamme d'indice effectif observable par couplage par prisme. Dans le cas du GaN, un prisme équilatéral est préférable à un prisme isocèle d'angle de base de 45° .

Matériau GaN sur saphir

La figure II.33(a) montre un spectre en réflexion pour une longueur d'onde infrarouge de $1,539\mu\text{m}$. On y distingue clairement les différents modes guidés de la couche mince de GaN. On relève les valeurs d'indices effectifs de 2,252 pour TE₀ et 2,285 pour TM₀ par exemple. Ces modes fins et profonds sont une indication sur la bonne qualité de croissance du matériau. En effet, Dogheche *et al.* [32] ont montré que l'écart à mi-hauteur des modes guidés en polarisation TE est directement lié à la rugosité de surface du matériau. La rugosité de la couche a été calculée ici à environ 2nm, valeur proche du résultat obtenu en AFM en figure II.25.

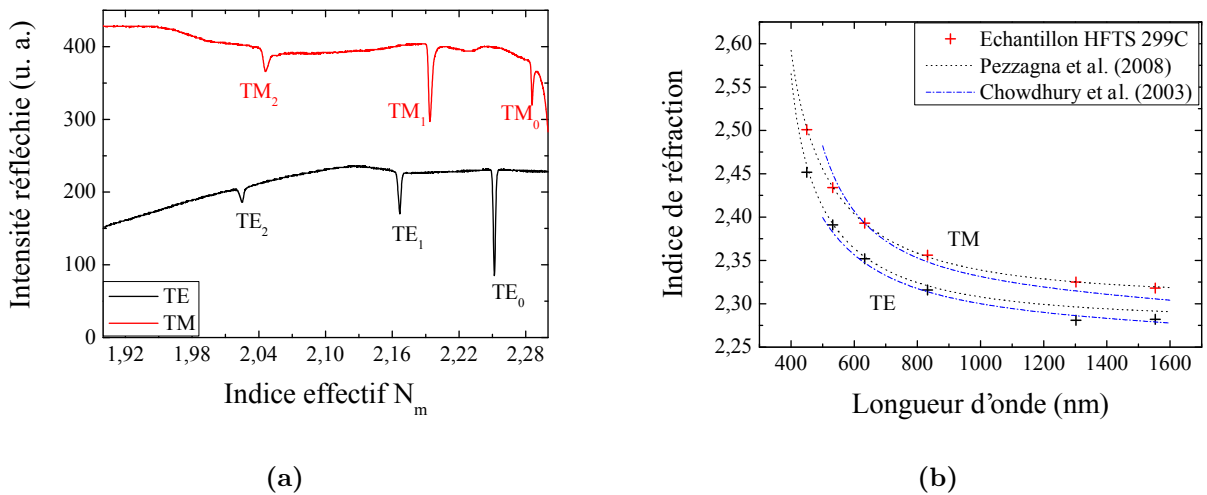


Figure II.33 – (a) Spectre en réflexion *m-lines* (polarisation TE et TM) pour une longueur d'onde de 1539nm – (b) Dispersion de l'indice en fonction de la longueur d'onde et comparaison à la littérature

Une caractéristique importante du matériau concerne l'évolution de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde, aussi appelée courbe de dispersion. La figure II.33(b) montre donc l'évolution de l'indice de réfraction de la couche de GaN en polarisation TE et TM pour

6 longueurs d'onde différentes. Ces valeurs sont comparées à deux publications récentes sur les propriétés optiques du GaN [33, 34].

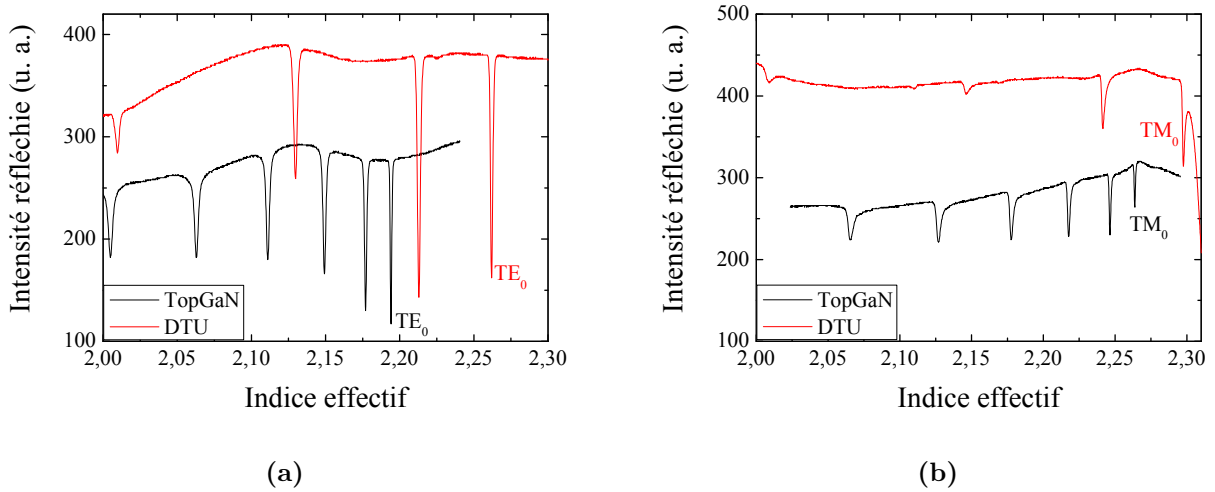


Figure II.34 – Comparaison en polarisation TE (a) et en polarisation TM (b) des spectres de modes guidés au sein de la couche de GaN provenant de DTU ou TopGaN

S'il n'est pas présenté en détail dans cette thèse, l'étude des propriétés optiques du matériau commercial a révélé de bonnes qualités optiques en polarisation TE, mais bien plus éloigné de la qualité du matériau de DTU en polarisation TM (figure II.34). Le matériau commercial en polarisation TM montre un spectre dégradé par rapport au matériau de DTU. Bien que celui-ci ait une épaisseur de couche supérieure, les modes effectifs de la couche sont moins profonds que dans le cas du matériau de DTU. Ceci pourrait traduire une moins bonne qualité des interfaces entre couches dans le matériau commercial. L'étude des pertes planaires de ces deux matériaux permettra de confirmer cette hypothèse.

Matériau GaN sur silicium

Une des règles en couplage optique est d'assurer un confinement efficace des couches guidantes en choisissant un substrat d'indice inférieur à celui du guide optique. Si cette condition n'est pas respectée, en particulier en couplage par la tranche au moyen d'une fibre, le faisceau optique se propage dans le substrat.

Ce problème se pose pour la caractérisation optique du GaN ($n \approx 2,40$) sur silicium ($n \approx 3,48$). Cependant, si un couplage à la fibre se réalise par la tranche, le couplage par prisme se fait lui par le dessus de la couche de GaN. Aussi, en travaillant en réflexion totale, dans le cas où l'indice moyen des couches de nucléation entre la couche de surface et le substrat

II.2 Les nitrures de gallium pour l'optoélectronique

est suffisamment faible comparé à celui de la couche guidante, il est possible d'observer une atténuation de cette réflexion lors de la propagation dans le « pseudo » guide d'onde.

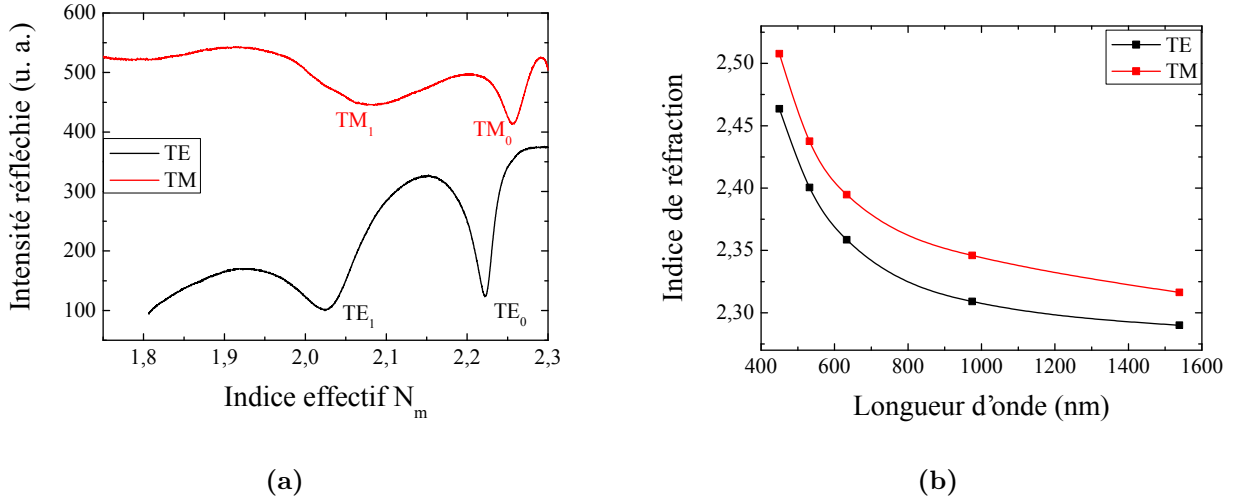


Figure II.35 – (a) Spectre des modes guidés du GaN en polarisation TE et TM pour une longueur d'onde de $1,539\mu\text{m}$ – (b) Courbe de dispersion de l'indice du GaN en fonction de la longueur d'onde

Cette particularité a été vérifiée expérimentalement et une étude des indices de réfraction de la couche de GaN issue du KAIST a été réalisée. La figure II.35 montre l'exemple des spectres à la longueur d'onde du proche infra-rouge (figure II.35(a)) et la courbe de dispersion des indices réels en fonction de la longueur d'onde (figure II.35(b)).

Comme prévu, la largeur à mi-hauteur des modes est plus élevée que dans le cas des échantillons sur substrat saphir, en raison des réflexions à pertes aux interfaces avec les couches de nucléation. Cela est aussi dû à la contrainte inverse s'exerçant sur le GaN. En effet, si celui-ci subit une contrainte compressive sur substrat saphir, il subit une contrainte extensive sur substrat silicium. Du fait de la faible épaisseur des couches tampons, cette contrainte s'applique plus fortement sur la couche de GaN/Si et permet de comprendre la formation de craquelures du matériau en surface. Cette étude confirme la forte corrélation existante entre les propriétés microstructurales et optiques.

La même étude a été menée sur une couche de GaN sur substrat silicium provenant du CRHEA. La figure II.36(b) montre la courbe de dispersion de l'indice du GaN en fonction de la longueur d'onde. La particularité de cet échantillon est sa faible épaisseur de GaN de 500nm et l'épaisseur de son substrat de silicium de $100\mu\text{m}$. L'épaisseur de GaN ne permet pas la visualisation de modes guidés pour une longueur d'onde de 1539nm ; en effet, l'épaisseur étant inférieure à $\lambda/2$, le faisceau optique se propage dans le substrat d'indice élevé. Les indices de

Chapitre II. Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur semiconducteur

ces deux couches sont cependant similaires aux mesures précédentes.

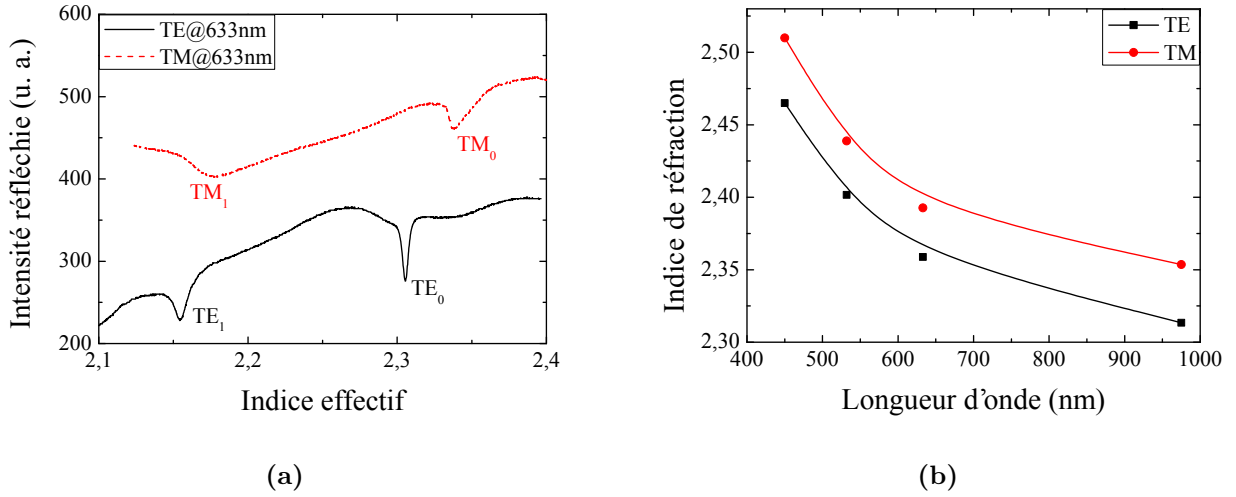


Figure II.36 – (a) Spectre des modes guidés du GaN en polarisation TE et TM pour une longueur d'onde de 632,8nm – (b) Courbe de dispersion de l'indice du GaN (échantillon A1636) en fonction de la longueur d'onde

Matériau GaN sur SiC

Le substrat SiC permettait de réunir un substrat conducteur (le SiC est dopé n) et en meilleur accord de maille avec le matériau GaN. Cependant, les caractérisations optiques effectuées sur cet échantillon commercial (TopGaN) ont révélé une qualité en-deça de nos attentes. La figure II.37 montre donc un exemple des modes guidés à une longueur d'onde proche infrarouge et la courbe de dispersion des indices TE et TM en fonction de la longueur d'onde.

Les modes guidés semblent plus larges en polarisation TM qu'en polarisation TE, signe de pertes optiques plus importantes au sein de la couche, ce qui ne va pas dans le sens d'une utilisation pour des applications plasmoniques où la largeur et la profondeur de la résonance sont des paramètres critiques.

	HFTS 299C	HFTS 381	TG1881	GNW1009004	A1636	TG1933
Substrat	Saphir	Saphir	Saphir	Silicium	Silicium	SiC
Provenance	DTU	DTU	TopGaN	KAIST	CRHEA	TopGaN
n_{TE} à $1,55\mu m$	2,2803	2,2803	2,2821	2,2900	–	2,2867
n_{TM} à $1,55\mu m$	2,3107	2,3174	2,3181	2,3163	–	2,3204

Tableau II.7 – Tableau récapitulatif des indices optiques des différentes couches minces de GaN

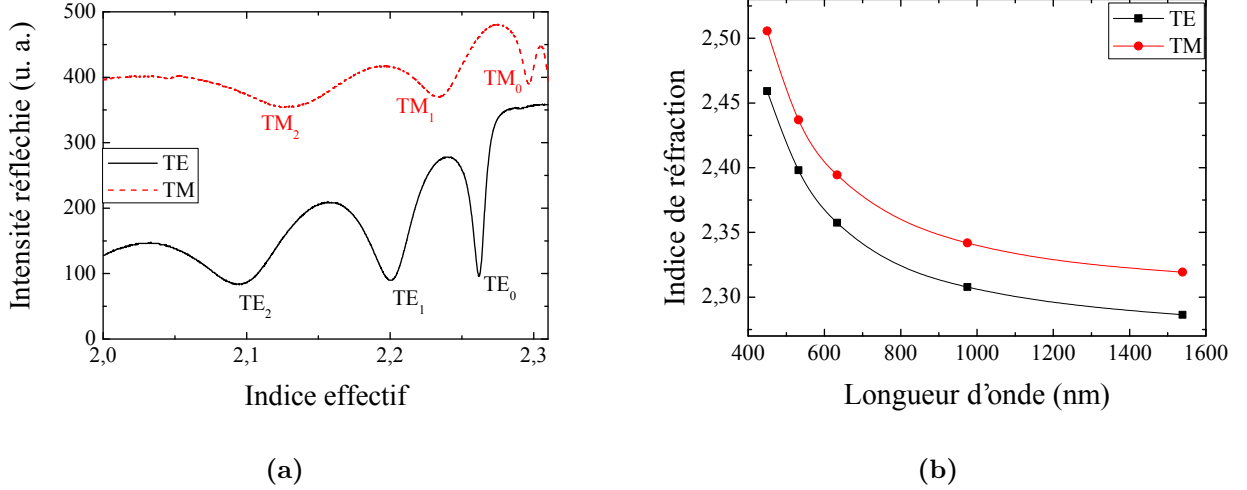


Figure II.37 – (a) Spectre des modes guidés du GaN sur SiC (TG1933) en polarisation TE et TM pour une longueur d'onde de $1,539\mu\text{m}$ – (b) Courbe de dispersion de l'indice du GaN en fonction de la longueur d'onde

Les échantillons de GaN sur différents substrats ont donc montré des indices de réfraction relativement proches (voir le tableau récapitulatif II.7). Aucune valeur n'est précisée pour l'échantillon A1636 pour la longueur d'onde considérée en raison de l'épaisseur de la couche de GaN insuffisante à la propagation d'un mode guidé. Étudions maintenant la stabilité de ces valeurs en fonction de la température.

2.3.3 Stabilité en température

L'aménagement du banc de mesures de l'indice de réfraction par couplage par prisme avec un élément chauffant a permis de mettre en évidence l'influence de la température sur les propriétés optiques du matériau comme son indice de réfraction. Une résistance souple de marque MINCO en polyimide (Kapton) est intercalée entre le substrat et la vis de pression (figure II.38(a)). Celle-ci est contrôlée par un régulateur de marque Crouzet (modèle GN 84137750), couplé à un afficheur à commande manuel de marque MINCO (modèle CT15022) reliée à un thermocouple placé sur la surface de l'échantillon côté prisme (figure II.38(b)).

En premier lieu, il est nécessaire d'isoler l'influence de la température sur les propriétés optiques du matériau rutyl qui nous sert de prisme. Cette étude a déjà été publiée par le passé [31] et a montré une variation de l'indice du rutyl avec la température d'environ $2 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$.

Dans le cas du GaN, il est important de considérer la résistance thermique du substrat,

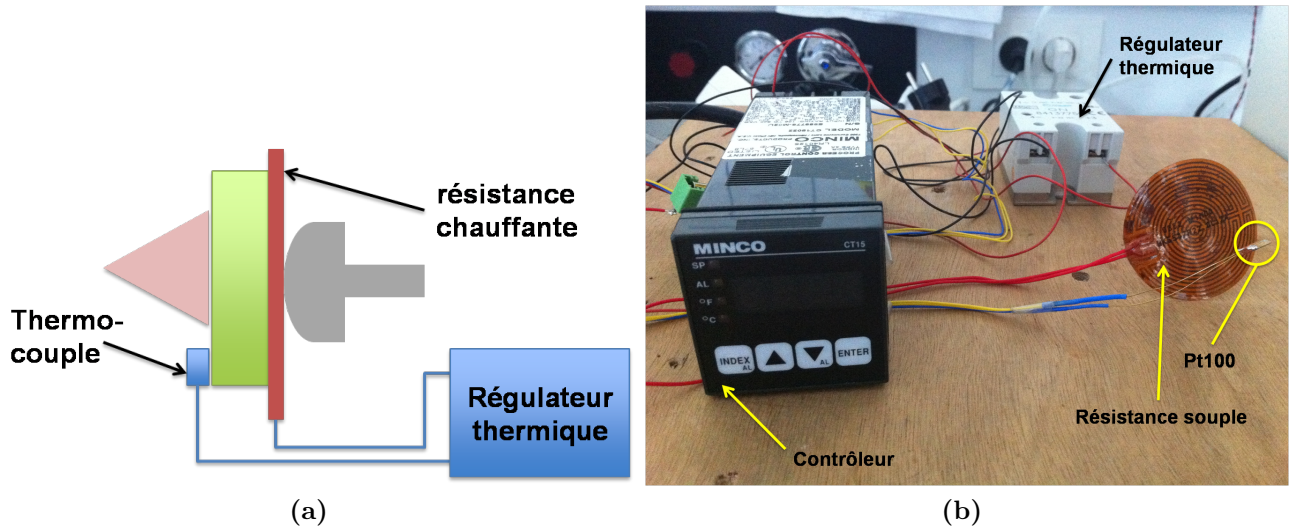


Figure II.38 – (a) Schéma de principe du système de mesure en température – (b) Photographie du système de régulation de température

isolant (saphir) ou conducteur thermique (silicium et carbure de silicium). A chaque fois, la gamme de température est 300K–420K, à une précision de 2K.

Matériau GaN sur substrat saphir

Des tests de stabilité en température de l'indice de réfraction du GaN ont été réalisés sur la couche HFTS 299C et sont présentés en figure II.39. Dans la gamme de température considérée, l'évolution de l'indice en fonction de la température sur la couche de GaN est de l'ordre de $3 \times 10^{-5} K^{-1}$. Cette valeur est quasi indépendante de la polarisation optique. En comparaison avec l'InP, qui a une variation de l'ordre de $2 \times 10^{-4} K^{-1}$ [35], la stabilité en température du GaN est donc 10 fois supérieure. Cet écart peut s'expliquer par la propriété grand gap du GaN. En effet, plus le gap du matériau est grand, moins l'agitation thermique aura d'influence sur les propriétés liées à celui-ci, comme l'indice de réfraction.

Matériau GaN sur substrat Si et SiC

Dans le cas des échantillons de GaN sur substrat conducteur thermique, à savoir le silicium et le carbure de silicium, nous présentons en figure II.40 l'évolution de l'indice de réfraction du matériau GaN déposé. Dans ces deux cas, la variation induite est du même ordre de grandeur, de $7,3 \times 10^{-5} K^{-1}$. C'est environ le double de la variation observée sur substrat saphir.

Le thermo-couple étant placé sur la surface du GaN, la température est donc bien celle appliquée sur le matériau. Cependant, le coefficient de dilatation thermique du Silicium ($2,6 \times 10^{-6}$)

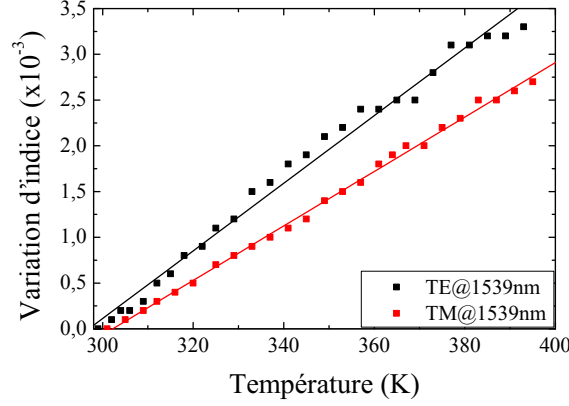
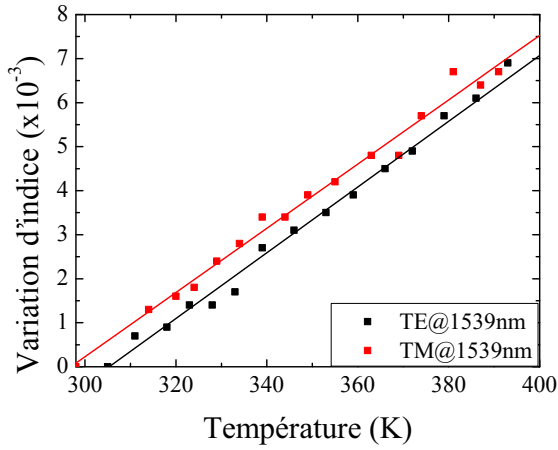
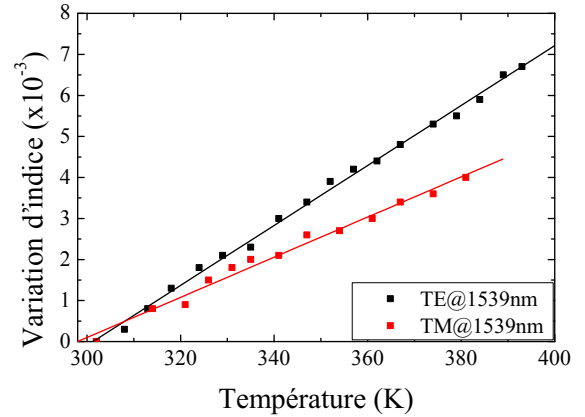


Figure II.39 – Évolution de l'indice de réfraction en fonction de la température à $1,539\mu\text{m}$ – Échantillon DTU HFTS 299C, substrat saphir



(a)



(b)

Figure II.40 – Évolution de l'indice de réfraction en fonction de la température à $1,539\mu\text{m}$ (a) dans le cas de l'échantillon du KAIST, substrat Si et (b) dans le cas de l'échantillon TG1933, substrat SiC

étant bien supérieure à celui du saphir ($4,5 \times 10^{-7}$), on peut supposer un effet thermo-mécanique du substrat sur la maille du GaN déposé sur substrat Silicium.

2.3.4 Pertes planaires de propagation

En amont de la réalisation d'une structure confinée guidante comme un ruban, il est important de mesurer les pertes obtenues en considérant un guide plan. Cette caractérisation est

Chapitre II. Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur semiconducteur

facilement accessible par couplage par prisme au moyen d'une option sur le coupleur Metricon. Au lieu de s'intéresser à l'intensité réfléchie, on va scanner à l'aide d'un capteur l'intensité de la lumière transmise dans la couche pour un mode effectif donné. Par défaut, on choisit le mode fondamental. La figure II.41 illustre le principe de cette mesure. La valeur des pertes est obtenue en approchant la courbe expérimentale par une équation du type $\ln(I) = A - B * x$ [36].

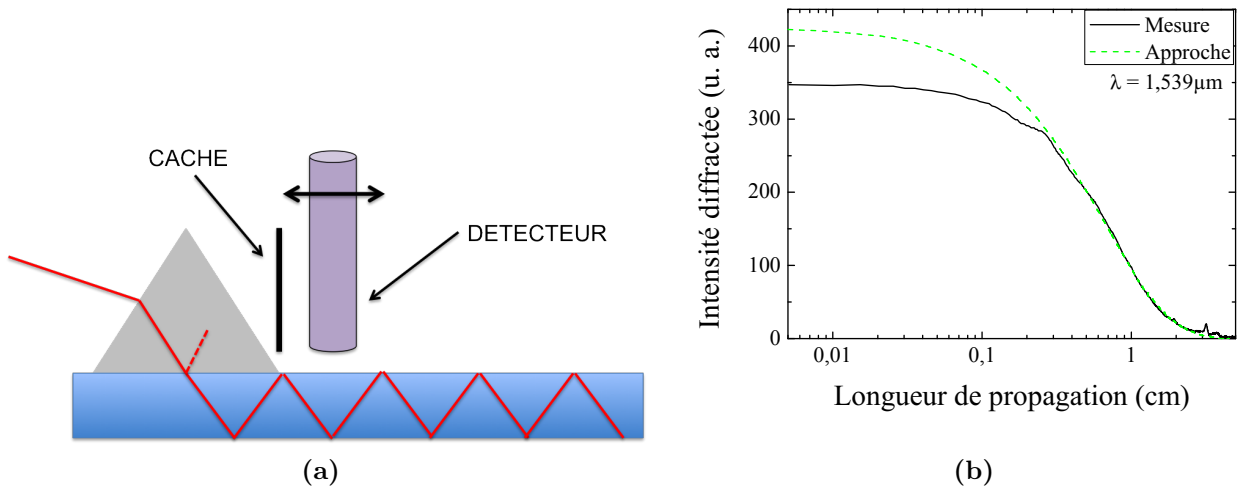


Figure II.41 – (a) Schéma de principe de la caractérisation des pertes planaires par couplage par prisme
– (b) Exemple d'exploitation d'une courbe de mesure de pertes de propagation planaires, $\lambda=633\text{nm}$

Comme l'indice de réfraction, les pertes en guide plan dépendent de la longueur d'onde. En effet, plus on s'approche de la longueur d'onde correspondant au gap du matériau, plus l'absorption est importante et donc les pertes de propagation augmentent.

Matériau GaN sur saphir

Les valeurs de pertes planaires dans le cas du GaN issues de la littérature sont de l'ordre de 5 dB/cm pour une longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$ [37]. Dans le cas de l'échantillon HFTS 299C, nous avons mesuré des pertes planaires de l'ordre de 0,65dB/cm pour une longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$. Ce résultat est visible sur la figure II.42.

La différence entre la polarisation TE et la polarisation TM est faible. Cependant, indépendamment de la polarisation optique, les pertes de propagation pour des longueurs d'ondes dans le domaine des télécoms ($1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$) sont faibles. Ces faibles pertes planaires laissent à penser que l'utilisation du GaN pour des applications défense est envisageable. Cela nous

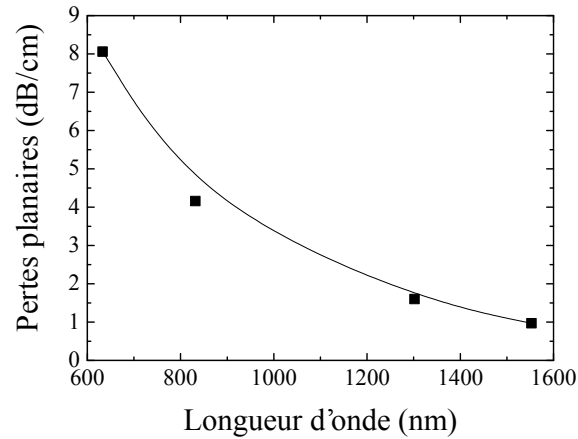


Figure II.42 – Variation des pertes planaires de la couche de GaN en fonction de la longueur d'onde en polarisation TE

a conforté dans le choix de continuer les investigations pour fabriquer un composant avec ce semiconducteur.

Matériau GaN sur Si et SiC

Si le saphir permet un confinement par l'indice de la lumière dans la couche supérieure, ce n'est pas le cas des substrats de type silicium ou carbure de silicium. En effet, l'indice du saphir est relativement constant dans la gamme 450-1539nm avec une valeur de 1,76, le confinement par un substrat d'indice plus faible que le matériau guide est assuré.

Dans le cas de l'exemple du carbure de silicium, l'indice de réfraction de ce substrat dans la gamme 450-1539nm est supérieur à 2,55 ; c'est-à-dire supérieur à l'indice du GaN. Ceci est d'autant plus vrai pour un substrat de silicium d'indice 3,48. Dans ces conditions, la propagation de lumière au sein du guide entraîne une forte absorption de l'onde optique dans le substrat. Il est même étonnant que l'on puisse réaliser une caractérisation par couplage par prisme sur ces structures.

En réalité, le confinement optique est obtenu par les couches de nucléation entre le substrat et la couche de GaN, souvent en AlN dont l'indice est environ égal à $n_{\text{GaN}} - 0,1$. Néanmoins, leurs faibles épaisseurs de quelques dizaines de nanomètres ne contre pas totalement la fuite optique vers le substrat. On peut d'ailleurs considérer que l'absence de propagation optique est une conséquence de cette fuite. En conséquent, il a été impossible de réaliser une étude des pertes de propagation planaires sur les couches déposées sur Si et SiC.

2.4 Conclusion

L'étude matériau menée sur GaN déposé sur saphir montre la maturité et l'expérience de l'épitaxieur allemand sur la croissance de ce matériau sur saphir. Les caractérisations microstructurales révèlent une **structure monocristalline** avec une **densité de défauts efficacement réduite** par la présence des couches tampons et une rugosité de surface très faible. Ces aspects se traduisent par une **très grande qualité de la réponse en optique** (modes de propagation fins) et de **faibles pertes de propagation planaires** dans l'infrarouge. L'ensemble de ces travaux de caractérisation de microstructure et d'optique linéaire réalisés sur des structures GaN sur substrat saphir a fait l'objet d'un poster à la conférence *ICMAT* à Singapour en 2009 et d'une publication dans *Applied Physics Letters* en 2011 [38].

Dans le cas du GaN sur substrat conducteur, les couches provenant du KAIST sont volontairement moins optimisées au niveau du procédé de dépôt afin d'avoir le moins de couches tampons possibles. La raison de ce choix est la possibilité d'appliquer un champ électrique aux bornes de la couche de GaN avec le moins de perturbations possibles. Néanmoins, les propriétés optiques de ces couches se sont montrées **relativement bonnes**. Enfin, si les couches commerciales sur SiC ont montré de bonnes propriétés optiques, le cas est différent sur substrat Si. Ce type de matériau sur substrat conducteur **permettra la validation du principe de variation de l'indice** par application d'un champ électrique.

La suite de ce chapitre concerne la conception d'une structure à résonance plasmonique sur filière GaN.

3 Modélisation de la structure de génération de plasmons sur filière GaN

Les indices des semiconducteurs standards étant élevés et donc sources de problème, nous avons choisi d'élaborer une structure autour du nitrure de gallium. Il sera donc plus facile d'avoir une différence d'indice optique entre la structure de couplage (prisme) et la couche de GaN. Ce paragraphe traite de la conception de la structure, notamment des épaisseurs et des indices mis en jeu.

3.1 Choix des matériaux et validation de la structure d'interaction

La conception de la structure a été réalisée par l'intermédiaire du logiciel libre WinSpall présenté en fin de chapitre I. Les paramètres utilisés pour la validation de la structure de génération de plasmons de surface ont été préalablement choisis par analogie avec les applications plasmoniques existantes, notamment au niveau de l'épaisseur de métal. Le tableau II.8 en rappelle les valeurs, tirées de mesures dans le cas du GaN ou du saphir, et de la littérature [39] pour celles de l'or. La polarisation optique est fixée TM.

	Onde optique	Au	GaN	Saphir
Paramètres	$\lambda = 1,55\mu\text{m}$ TM	$n=0,38$ $k=10,75$ $e=50\text{ nm}$	$n_{\text{TM}}=2,31$ $e=2\mu\text{m}$	$n=1,76$

Tableau II.8 – Liste des paramètres matériau pour la simulation de résonance plasmonique de surface

3.1.1 Choix du prisme de couplage

Notre choix du semiconduteur étant arrêté (GaN), il faut maintenant trouver un matériau pour le prisme dont l'indice de réfraction est supérieur à celui du GaN. En effet, cette différence d'indice détermine l'angle d'incidence nécessaire à la résonance plasmonique. Dans le cas d'une couche de GaN avec un faible dépôt d'or, la variation de l'angle de résonance en fonction de l'indice du matériau qui compose le prisme est présenté sur la figure II.43(a).

Plus l'indice du prisme est faible et se rapproche de celui du GaN, plus l'incidence nécessaire à la résonance plasmonique est faible (proche de 90° pour l'angle fait par rapport à la normale). A l'inverse, plus on s'éloigne, en valeur d'indice, de celui du GaN vers des indices de réfraction élevés pour le prisme, plus l'incidence tend vers la normale (proche de 0° , on se rapproche de la normale à la surface). On peut conclure que pour des angles moins rasants, une solution peut

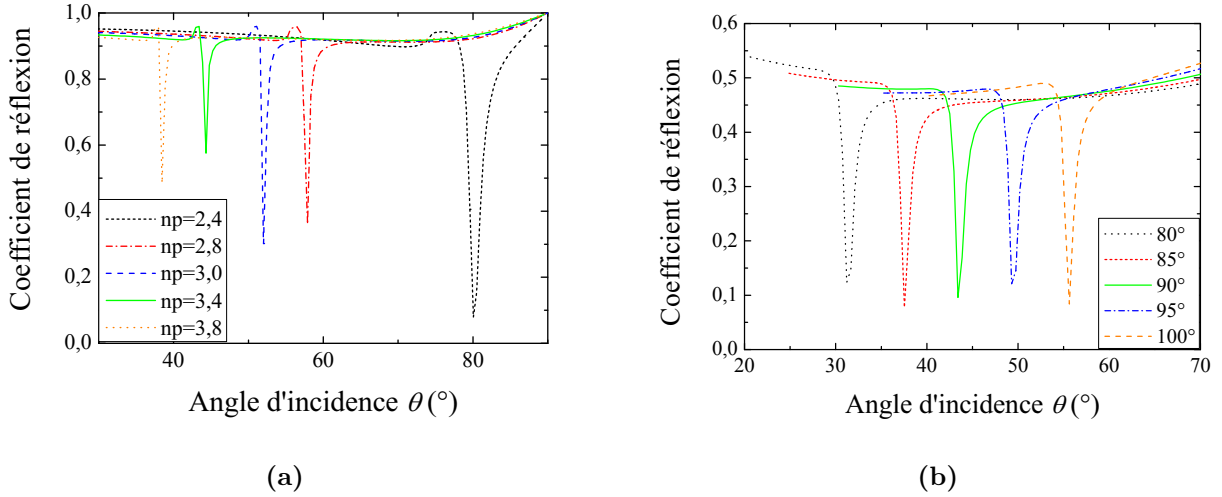


Figure II.43 – (a) Effet de l'indice du prisme sur l'angle de résonance plasmonique à l'interface d'une structure Au/GaN – (b) Effet de l'angle au sommet du prisme pour l'angle d'attaque à la surface du prisme

être envisagée : l'utilisation d'un matériau à haut indice de réfraction. A la vue des résultats, un prisme en matériau GaAs ($n=3,37$) est envisageable.

Le matériau du prisme étant choisi (GaAs), son indice est fixé à 3,37. Il est maintenant possible de déterminer l'angle au sommet du prisme en utilisant l'indice du GaAs comme référence. La figure II.43(b) présente les évolutions obtenues des angles de résonance plasmonique en fonction de l'angle au sommet du prisme. Le choix se portera sur un prisme de GaAs d'angle au sommet de 90° afin d'en simplifier la fabrication et permettre d'accéder facilement à cet angle par couplage par prisme.

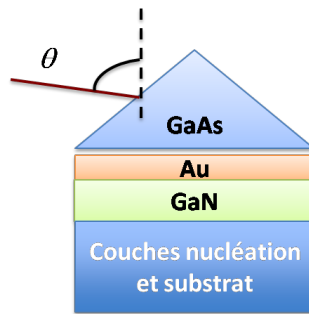


Figure II.44 – Structure de démonstration de la génération de plasmons de surface sur GaN en espace libre

Les paramètres du prisme (indice de réfraction, angle au sommet) étant maintenant déterminés, nous pouvons considérer une structure simple de génération de plasmons de surface sur

II.3 Modélisation de la structure de génération de plasmons sur filière GaN

GaN telle qu'illustrée en figure II.44.

Comme expliqué dans le paragraphe I.4.2.2, la résonance plasmonique ne peut être observée qu'en polarisation TM. Elle est donc absente en polarisation TE. La figure II.45 montre la différence de coefficient de réflexion en fonction de la polarisation de l'onde incidente pour la structure considérée. La modélisation tient compte des réflexions internes dans le prisme qui abaissent le coefficient de réflexion global en sortie de structure. En polarisation TE, la présence de l'or en surface augmente la réflectivité de l'interface, rendant les modes guidés du GaN (TE₀, TE₁ et TE₂) peu profonds. En polarisation TM, les modes guidés du GaN (TM₀, TM₁ et TM₂) apparaissent pour des angles inférieurs à 40°. Un mode plus profond apparaît pour un angle proche de 45° : il s'agit de la résonance de plasmons de surface, en accord avec les modélisations précédentes.

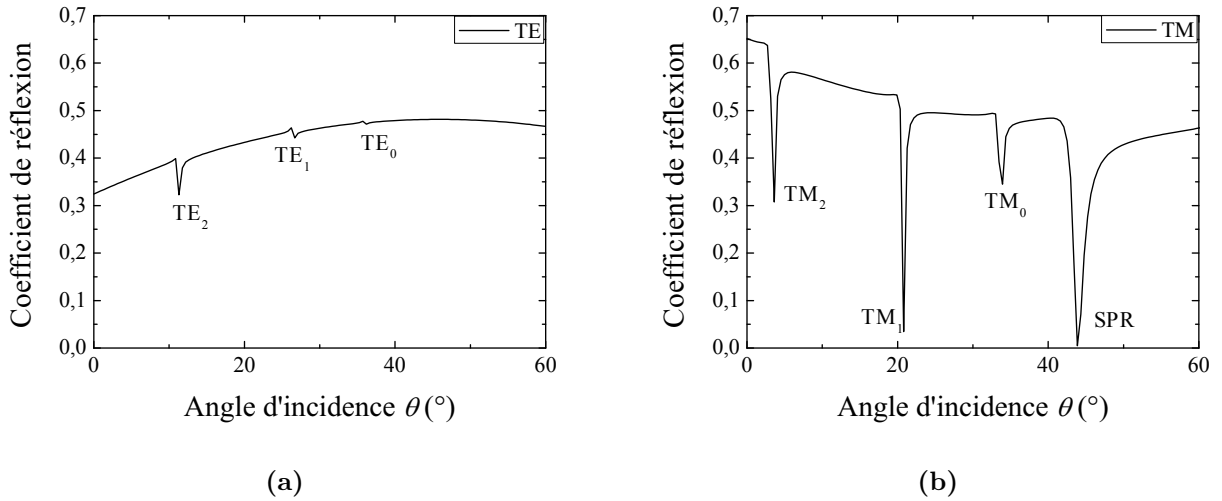


Figure II.45 – Modélisation de la courbe de réflexion sur la structure en polarisation (a) TE et (b) TM

Vérifions si ce nouveau mode modélisé est solution de l'équation définie au chapitre I pour une résonance plasmonique dans un modèle à 3 couches

3.1.2 Calcul de l'indice effectif du mode plasmon

Pour cela, reprenons l'équation I.65 dans le cas de notre structure :

$$3,37 \sin \theta = \sqrt{\frac{-108 * 5,34}{5,34 - 108}} = 2,37 \Rightarrow \theta = 44,43^\circ \quad (\text{II.8})$$

Par le calcul, nous obtenons bien un mode effectif de plasmon de surface supérieur à l'indice

Chapitre II. Conception d'un modulateur optique à base de plasmons de surface sur semiconducteur

de réfraction du GaN. L'angle à l'interface correspondant à un tel indice effectif dans le cas de cette structure est de $44,43^\circ$, en accord avec l'angle obtenu par modélisation.

La suite de ce paragraphe traite de l'optimisation de la structure et de l'étude des paramètres influents sur la résonance.

3.2 Optimisations des paramètres optogéométriques pour le couple métal/semi-conducteur

Les conditions de la résonance de plasmons de surface font intervenir les paramètres matériaux des deux milieux métallique et semiconducteur. En particulier, l'épaisseur des différents milieux est un paramètre limitant. Tout d'abord, l'épaisseur du métal doit être suffisamment fine pour rester transparente à l'onde optique à la longueur d'onde de travail. Ensuite, l'épaisseur du semiconducteur est à considérer selon la profondeur de pénétration du plasmon de surface dans cette couche. Les indices n et k pour les métaux considérés proviennent de la littérature [39]. Les données pour les différents métaux candidats sont reportées dans le tableau II.9 pour une longueur d'onde de travail de $1,55\mu\text{m}$.

	Ti	Pt	Au	Ag	Al
$-\varepsilon' ; \varepsilon''$	84,7 ; 34,7	21,4 ; 74,8	104 ; 3,68	81,5 ; 5,06	252 ; 46,1
Rapport $-\varepsilon'/\varepsilon''$	2,44	0,29	28,26	16,11	5,47
$n ; k$	3,51 ; 5,19	5,31 ; 7,04	0,38 ; 10,75	0,28 ; 9,03	1,44 ; 16

Tableau II.9 – Liste des paramètres n et k des métaux Ti, Pt, Au, Ag et Al pour $\lambda=1,55\mu\text{m}$

3.2.1 Épaisseur de métal

En premier lieu, on part d'une épaisseur de matériau semiconducteur de $1\mu\text{m}$ d'épaisseur et on cherche à ajuster la nature et l'épaisseur de métal nécessaire à une résonance plasmonique efficace. On réalise pour cela la modélisation de la structure avec 4 métaux différents, à savoir : le titane, le platine, l'or et l'aluminium. Le cas de l'argent aurait aussi pu être étudié, la littérature ayant montré que l'on obtenait des résultats similaires [14]. Cependant, la ressource « métallisation » de l'IEMN ne contenant pas de cible d'argent, celui-ci n'est pas étudié.

La figure II.46 montre le résultat de la modélisation d'une structure GaAs/métal/GaN avec une épaisseur de métal de 40nm. Les métaux Ti et Pt montrent un comportement totalement différent des métaux utilisés couramment dans des applications de plasmons de surface. En effet, du fait d'un indice réel de réfraction n important pour ces métaux (lié à une valeur absolue

II.3 Modélisation de la structure de génération de plasmons sur filière GaN

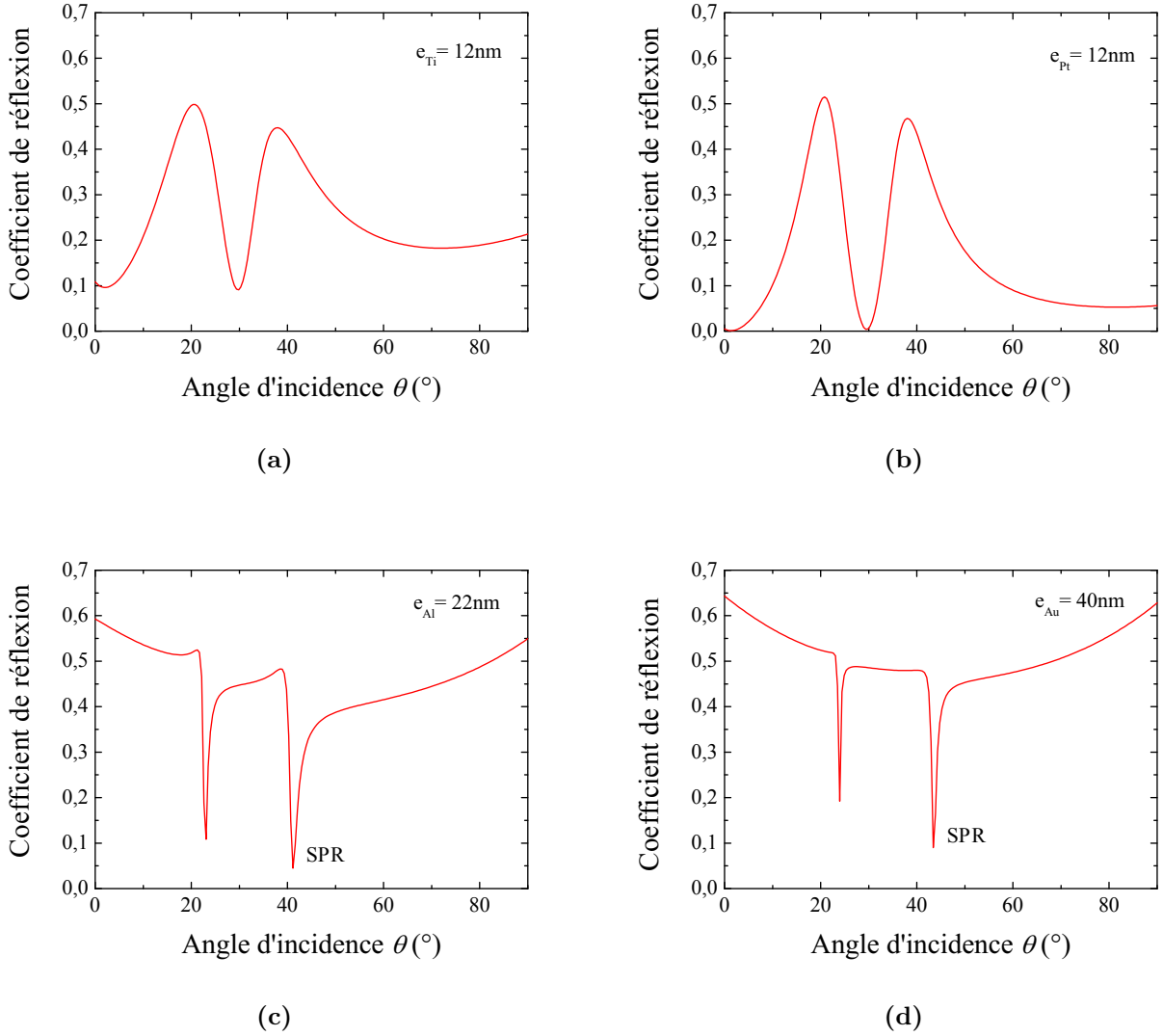


Figure II.46 – Résultats de modélisation de la structure à résonance plasmonique sur GaN dans le cas de différents métaux : (a) Titane, (b) Platine, (c) Aluminium et (d) Or

de partie réelle diélectrique faible), l'onde optique à l'interface est totalement absorbée par la couche de métal et ne la traverse plus. A l'inverse, dans le cas de métaux comme Au ou Al, ce paramètre est plus faible et permet à l'onde optique de traverser sans être totalement absorbée.

D'après la figure précédente, on privilégiera l'or dans la suite de notre étude. Il sera de plus un avantage dans la réalisation des contacts électriques, formant un contact Schottky sur GaN. La figure II.47 montre la dépendance de cette résonance plasmonique de surface en fonction

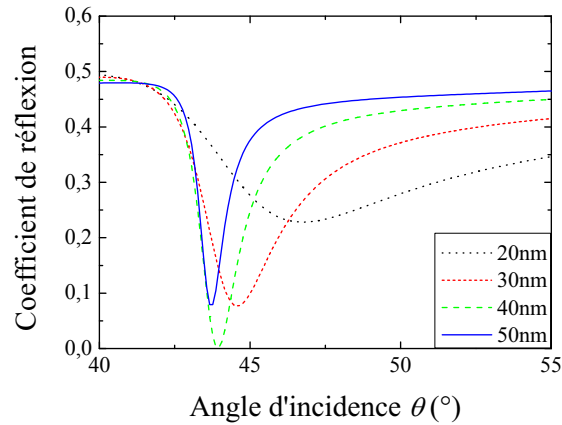


Figure II.47 – Étude théorique de l'influence de l'épaisseur d'or sur la résonance plasmonique de surface

de l'épaisseur d'or. Une épaisseur optimale peut être définie pour la valeur de 35nm. Avec ce paramètre, la résonance reste profonde avec un écart à mi-hauteur moyen par rapport aux autres épaisseurs.

Cas avec une couche d'accroche

L'accroche d'un métal sur un matériau semiconducteur est toujours délicat, c'est pourquoi on utilise communément une couche d'accroche constituée d'un métal (typiquement le Ti ou le Pt) de faible épaisseur pour faciliter l'adhérence de l'or. Dans notre cas, l'épaisseur nécessaire à la résonance plasmonique est un paramètre prépondérant.

La figure II.48 donne la comparaison de résonances plasmoniques sur GaN avec de l'or seul et en utilisant des couches d'accroche en titane et platine. Elle montre que les épaisseurs de couches d'accroche même de quelques nanomètres provoquent un élargissement de la résonance, diminuant d'autant l'efficacité potentielle de la modulation.

En conclusion, pour une génération de plasmons de surface efficace, il est important que la couche conductrice ne soit composée que d'un seul métal, à savoir Au ou Al. Cependant, afin d'éviter les problèmes de corrosion et d'oxydation de la couche métallique, nous choisirons l'or seul. L'épaisseur de cette couche d'or ne devra pas excéder 50nm dans le cas de la structure Au/GaN.

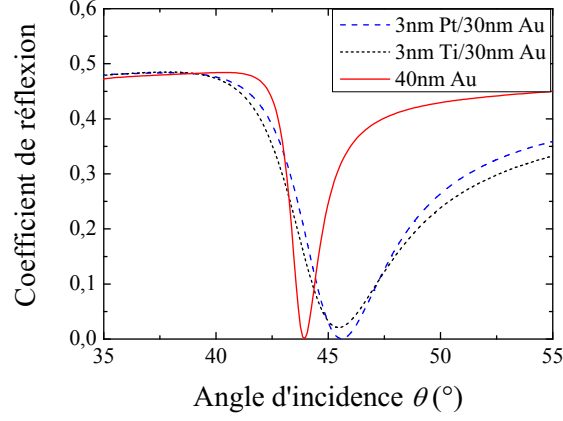


Figure II.48 – Comparaison de l’allure de la résonance plasmonique de surface dans le cas où l’or est déposé sur le GaN avec ou sans couche d’accroche type Ti ou Pt

3.2.2 Épaisseur de semiconducteur

Ensuite, on cherche à évaluer l’épaisseur de GaN minimale permettant une bonne résolution de la résonance plasmonique de surface. La variable de modélisation sera donc maintenant l’épaisseur de la couche de GaN (figure II.49) en conservant les paramètres du métal définis précédemment.

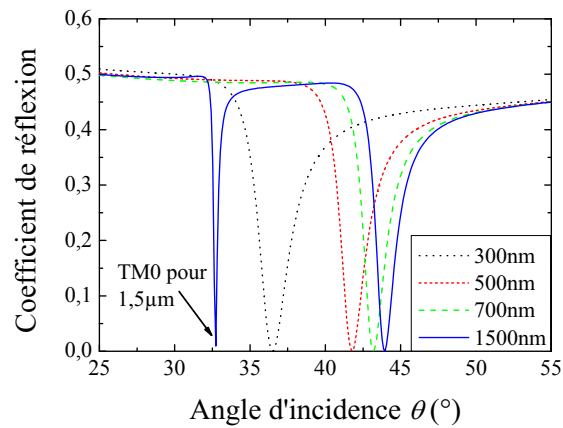


Figure II.49 – Modélisation de l’influence de l’épaisseur de GaN sur la résonance plasmonique de surface

D’après la relation I.73, la profondeur de pénétration du plasmon de surface dans le semi-conducteur, déterminée de façon analytique, est de l’ordre de 500nm. En effet, ce calcul s’écrit :

$$z_{GaN} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\|\varepsilon'_m\| + \varepsilon_{GaN}}{\varepsilon_{GaN}^2}} \Rightarrow z_{GaN} = \frac{1,539}{2\pi} \sqrt{\frac{108 + 5,33}{5,33^2}} = 488nm. \quad (II.9)$$

Il est donc nécessaire d'avoir une épaisseur de semiconducteur (ici GaN) au moins égale à la profondeur de pénétration de l'onde plasmonique de surface. Ceci permet d'éviter toute perturbation par les couches inférieures. Sur la figure II.49, on remarque d'ailleurs que pour une épaisseur de 1500nm, un mode optique TM_0 apparaît vers $33,5^\circ$. Nos couches de GaN sur substrat saphir d'une épaisseur de 1500nm sont donc bien adaptées.

3.2.3 Dépendance de la longueur d'onde de travail

La résonance plasmonique de surface est un phénomène dépendant de la longueur d'onde du signal optique incident. Ceci est naturel puisque la condition de génération tient compte des indices optiques ou permittivités diélectriques, des matériaux qui constituent la surface d'interaction. Dans ce cas de notre structure, l'utilisation du prisme de GaAs engendre une limitation aux longueurs d'onde courtes. En effet, le gap de ce matériau est de l'ordre de 1,43eV à température ambiante, ce qui définit donc la longueur d'onde d'absorption à environ $0,8\mu m$. On étudiera donc la dépendance en longueur d'onde pour des valeurs supérieures à celle-ci. La figure II.50 montre la génération de plasmon de surface pour deux longueurs d'onde du proche infrarouge, à savoir 975 et 1539nm. Ces deux valeurs ont été choisies en raison des sources laser disponibles par la suite dans l'appareil de mesure de la marque Metricon.

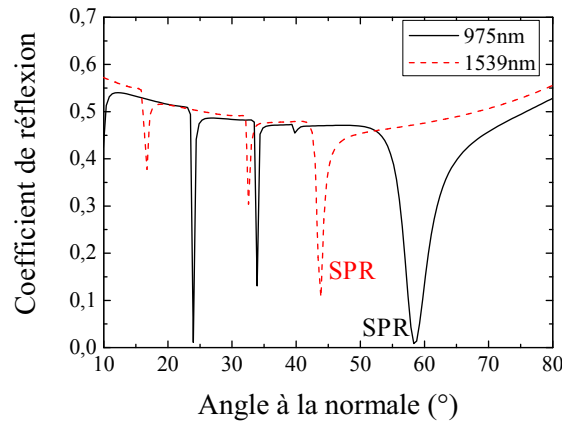


Figure II.50 – Comparaison de la résonance plasmonique de surface Au/GaN en fonction de la longueur d'onde de travail ($>0,8\mu m$ car prisme en GaAs)

On remarque sur cette figure que la résonance tend à perdre en intensité (elle devient moins

II.3 Modélisation de la structure de génération de plasmons sur filière GaN

profonde) lorsque l'on augmente la longueur d'onde. Néanmoins, cette profondeur diminuée est compensée par une plus grande finesse (largeur à mi-hauteur plus faible). Il y a donc davantage de pertes du signal optique lorsque l'on diminue la longueur d'onde.

Cette différence est liée aux valeurs absolues des permittivités diélectriques réelle et imaginaire de la couche métallique. En effet, quand la longueur d'onde diminue, la partie réelle diminue et la partie imaginaire augmente. La couche métallique ne devient donc plus aussi transparente et engendre des pertes de résolution spectrale de la résonance plasmonique.

3.2.4 Efficacité à la modulation d'indice

Le principe de fonctionnement du dispositif repose sur la modulation de la résonance plasmonique de surface. Il est indispensable de connaître l'efficacité de la variation de la résonance en fonction du changement des paramètres de la structure, en particulier des indices optiques des matériaux semiconducteurs. L'effet physique de la commande sera choisi ensuite parmi les possibilités décrites en paragraphe I.1.

La structure étant composée de deux matériaux semiconducteurs pour le prisme (GaAs) et la couche à variation d'indice (GaN), la modélisation portera sur une variation des paramètres optiques de chacun de ces deux matériaux pour en apprécier l'efficacité en terme de modulation de la résonance plasmonique.

Variation de l'indice du prisme

Dans un premier temps, modélisons une variation d'indice de l'ordre de 5×10^{-3} sur la valeur d'indice du prisme de GaAs. Le résultat est présenté sur la figure II.51. Elle montre trois résonances décalées.

Deux remarques importantes sur ce résultat. Premièrement, l'angle spécifique de résonance plasmonique de surface varie avec la modification du paramètre d'indice de réfraction du prisme. La variation d'indice entraîne bien une modulation. Deuxièmement, le déplacement de la résonance dû à la variation de l'indice du prisme est très faible, de l'ordre de 1° .

De plus, le déplacement de la résonance est inversée par rapport à la variation d'indice du prisme. En effet, une variation d'indice positive sur le prisme engendre un déplacement de la résonance plasmonique vers un indice effectif de celle-ci plus faible. Ceci est une conséquence physique du couplage et a déjà été observée dans le paragraphe 3.1.1.

Variation de l'indice de la couche active

Dans un second temps, modélisons une variation d'indice toujours de l'ordre de 5×10^{-3} , cette fois-ci sur la valeur d'indice de la couche de GaN (figure II.52).

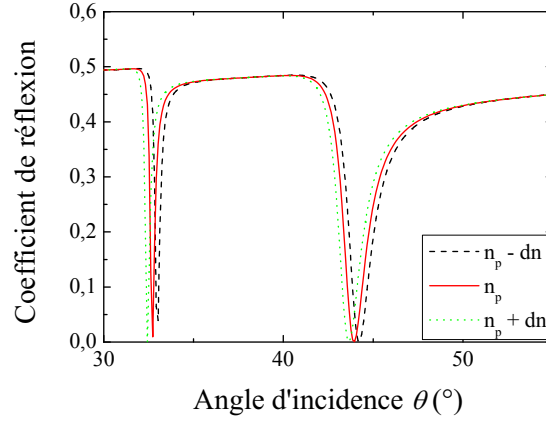


Figure II.51 – Résultats de modélisation de la résonance plasmonique selon la valeur de l'indice du prisme entre 3,365 et 3,375 par pas de 5×10^{-3}

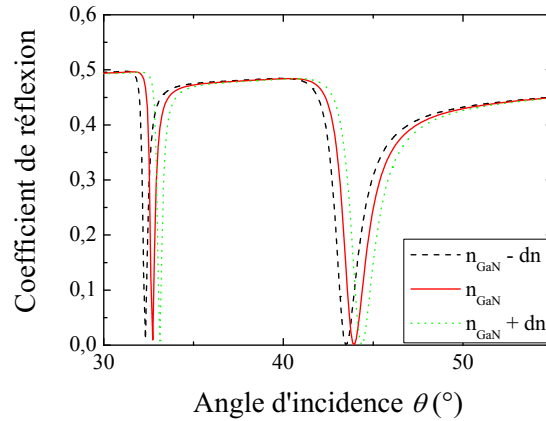


Figure II.52 – Résultats de modélisation de la résonance plasmonique selon la valeur de l'indice du GaN entre 2,305 et 2,315 par pas de 5×10^{-3}

Dans ce cas, le déplacement de la résonance plasmonique, comme les modes guidés, suivent la variation d'indice du GaN. Ainsi, une variation d'indice négative engendrera un déplacement vers un indice effectif plus faible ; à l'inverse, positive pour un déplacement vers un indice effectif plus élevé. Ceci est naturel, puisque l'on agit directement sur l'indice de la couche de GaN.

Précisons que la variation d'indice définie concerne l'ensemble de la couche de GaN. Supposons maintenant que la variation d'indice soit progressive dans la profondeur de la couche de GaN (figure II.53). La résonance plasmonique est représentée pour un indice modifié de GaN de l'ensemble de la couche de $+5 \times 10^{-3}$, et pour une variation progression de l'indice de la couche

II.3 Modélisation de la structure de génération de plasmons sur filière GaN

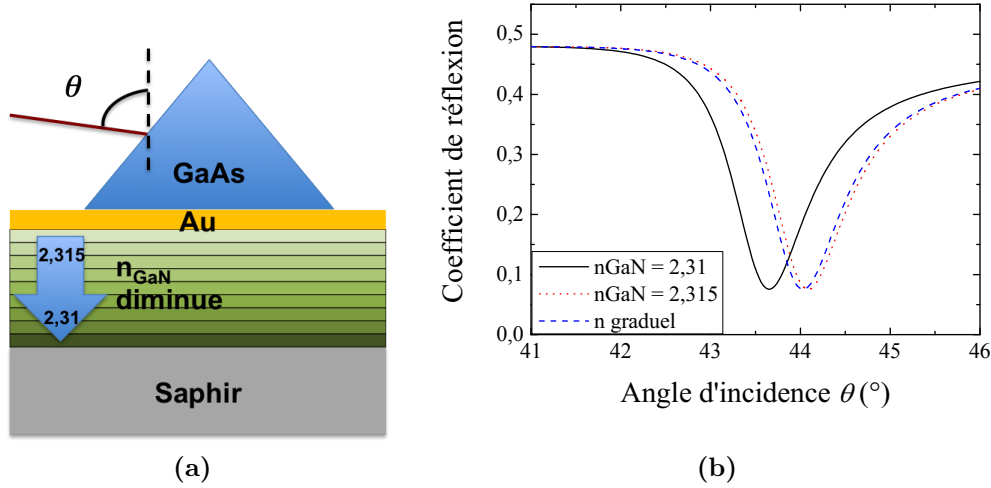


Figure II.53 – (a) Illustration de la structure considérée – (b) Modélisation de la résonance plasmonique avec/sans variation de l'indice du GaN de $+5 \times 10^{-3}$ entier ou par palier

à raison de $+1 \times 10^{-3}$ pour 200nm. Ce résultat montre qu'il existe donc une épaisseur de GaN pour laquelle une variation d'indice suffit au déplacement de la résonance plasmonique.

Afin de trouver cette épaisseur minimale d'efficacité de modulation, la modélisation est reprise en appliquant cette fois une variation de $+5 \times 10^{-3}$ sur une épaisseur z de matériau GaN présent sous le métal. La figure II.54 montre alors une transition pour une épaisseur z de profondeur de variation de 300nm. Au-delà de cette épaisseur, la variation d'indice de réfraction du semiconducteur a très peu d'influence sur la résonance plasmonique. Elle se déplace beaucoup moins rapidement. On peut dès lors conclure que l'efficacité de modulation de la variation d'indice sur la résonance plasmonique est maximale pour une épaisseur de modulation de 300nm.

En reprenant le calcul théorique de la profondeur de pénétration du plasmon de surface dans le GaN, on constate que cette épaisseur est environ la moitié de la pénétration des plasmons de surface dans le semiconducteur. Ainsi, plus de 50% du champ induit par les plasmons de surface se trouve dans les 300 premiers nanomètres de semiconducteur présent sous le métal.

En théorie, une couche de GaN d'une épaisseur de l'ordre de 300nm serait suffisante à la génération de plasmon de surface pour une interface Au/GaN et à la modulation efficace de la résonance plasmonique obtenue en considérant une variation d'indice de 5×10^{-3} sur le semiconducteur.

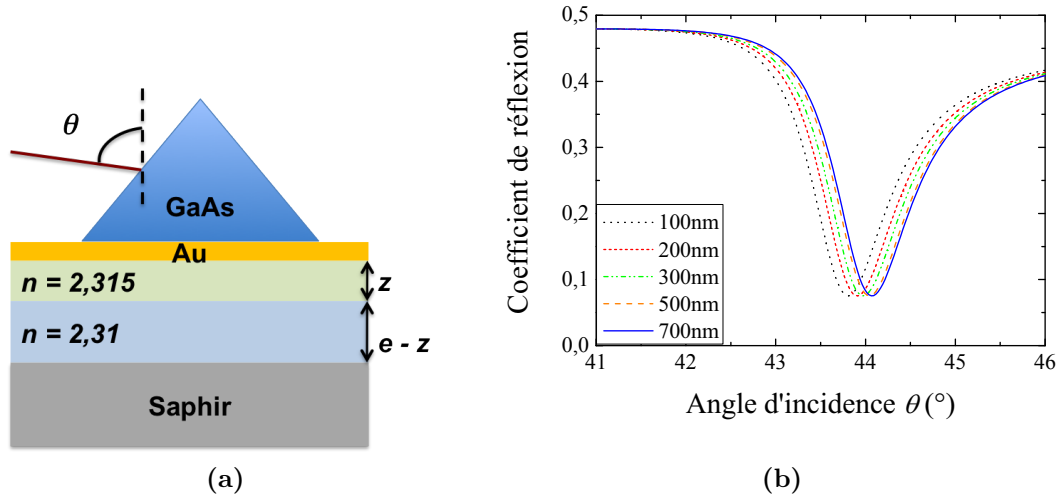


Figure II.54 – (a) Illustration de la structure considérée – (b) Étude selon l'épaisseur z de profondeur de modulation du GaN à $+5 \times 10^{-3}$

3.3 Conclusion

En tenant compte de l'étude de la génération de plasmon de surface sur semiconducteurs, nous définissons ici une structure de résonance plasmonique de surface à l'interface Au/GaN par couplage par prisme en espace libre. Elle permettra une démonstration de modulation de cette résonance par l'application d'un champ électrique.

Conclusions du chapitre

Ce chapitre a permis de montrer les limitations des structures proposées initialement dans le projet DGA, en particulier sur les aspects de **couplage** et d'**intégration**. La voie des semi-conducteurs standards sur substrats InP ou GaAs semble **inadaptée** pour la réalisation d'une structure à génération de plasmons de surface dans cette configuration.

Après avoir montré les performances des couches minces de GaN sur différents substrats, en particulier leur **bonne réponse en couplage par prisme**, nous avons démontré qu'une structure de résonance plasmonique de surface était envisageable pour une **configuration Kretschmann-Raether GaAs/Au/GaN**. Des modélisations simples ont été réalisées afin

II.3 Modélisation de la structure de génération de plasmons sur filière GaN

d'**optimiser la résonance** en terme de finesse et de profondeur de raie pour un angle de résonance accessible par couplage par prisme. Enfin, un **principe de modulation** de celle-ci a été évaluée de manière théorique.

Références bibliographiques

- [1] JEAN CHAZELAS, DIDIER DECOSTER, ELHADJ DOGHECHE, DANIEL DOLFI, JEAN-PIERRE HUIGNARD, BRIGITTE LOISEAUX, VINCENT MAGNIN, AND CHARLOTTE TRIPON-CANSELIET. Modulateur de porteuse optique par plasmons de surface, à base de matériaux semiconducteurs, Brevet, (2008). [58](#)
- [2] V. MAGNIN, L. GIRAUDET, J. HARARI, J. DECOBERT, P. PAGNOT, E. BOUCHE-REZ, AND D. DECOSTER. *Design, optimization, and fabrication of side-illuminated p-i-n photodetectors with high responsivity and high alignment tolerance for 1.3 and 1.55 μ m wavelength use*. Lightwave Technology, Journal of **20**(3), 477 –488 (2002). [59](#)
- [3] V. MAGNIN, L. GIRAUDET, J. HARARI, AND D. DECOSTER. *Design and optimization of a 1.3/1.55 μ m wavelength selective p-i-n photodiode based on multimode diluted waveguide*. IEEE Photonics Technology Letters **17**(2), 459 –461 (2005). [59](#)
- [4] M. ACHOUCE, V. MAGNIN, J. HARARI, D. CARPENTIER, E. DEROUIN, C. JANY, AND D. DECOSTER. *Design and fabrication of a p-i-n photodiode with high responsivity and large alignment tolerances for 40Gb/s applications*. Photonics Technology Letters, IEEE **18**(4), 556 –558 (2006). [59](#)
- [5] ZHAOLIN LU AND DENNIS W. PRATHER. *Total internal reflection-evanescent coupler for fiber-to-waveguide integration of planar optoelectric devices*. Opt. Lett. **29**(15), 1748–1750 (2004). [63](#)
- [6] ZHAOLIN LU AND DENNIS W. PRATHER. Optical coupler for coupling an optical fiber into a waveguide, Brevet, (2008). [63](#)
- [7] M. ZEGAOU, D. DECOSTER, J. HARARI, V. MAGNIN, X. WALLART, AND J. CHAZELAS. *A new low crosstalk InP digital optical switch based on carrier-induced effects for 1.55 μ m applications*. IEEE Photonics Technology Letters **21**(8), 546 –548 (2009). [64](#)

Références bibliographiques

- [8] M. ZEGAOUI, N. CHOUEIB, J. HARARI, D. DECOSTER, V. MAGNIN, X. WALLART, AND J. CHAZELAS. *2×2 InP optical switching matrix based on carrier-induced effects for 1.55μm applications*. IEEE Photonics Technology Letters **21**(19), 1357–1359 (2009).
- [9] V. MAGNIN, M. ZEGAOUI, J. HARARI, M. FRANCOIS, AND D. DECOSTER. *Design, optimization and fabrication of an optical mode filter for integrated optics*. Optics Express **17**(9), 7383–7391 (2009).
- [10] DIDIER DECOSTER, NAIMA SAADSAOUD, MALEK ZEGAOUI, AND JEAN CHAZELAS. Method of varying the optical index of a semiconductor waveguide, controllable optical-index waveguide and ultrafast optical switch, Brevet, (2010). [64](#)
- [11] MALEK ZEGAOUI. *Commutateurs électro-optiques à haute diaphotie sur InP*. Thèse de Doctorat, Université de Lille 1 (2005). [65](#)
- [12] CHRISTOPHE RODRIGUEZ. *Commutation optique sur InP – Apports pour la fabrication de commutateurs de très hautes performances*. Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille (2010). [65](#)
- [13] N. CHOUEIB. *Matrices de commutations par effets d’injection de porteurs sur InP*. Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille (2008). [65](#)
- [14] SABINE SZUNERITS, XAVIER CASTEL, AND RABAH BOUKHERROUB. *Surface plasmon resonance investigation of silver and gold films coated with thin indium tin oxide layers : Influence on stability and sensitivity*. The Journal of Physical Chemistry C **112**(40), 15813–15817 (2008). [66](#), [100](#)
- [15] J. C. QUAIL, J. G. RAKO, AND H. J. SIMON. *Long-range surface-plasmon modes in silver and aluminum films*. Opt. Lett. **8**(7), 377–379 (1983). [66](#)
- [16] O. SOLGAARD, F. HO, J. I. THACKARA, AND D. M. BLOOM. *High frequency attenuated total internal reflection light modulator*. Applied Physics Letters **61**(21), 2500–2502 (1992). [66](#)
- [17] JONG-HYEOB BAEK, BUN LEE, SUNG WOO CHOI, JIN HONG LEE, AND EL-HANG LEE. *Measurement of index of refraction of $In_xAl_{1-x}As$ epitaxial layer using in situ laser reflectometry*. Applied Physics Letters **68**(17), 2355–2357 (1996). [71](#)
- [18] S. POROWSKI. *Growth and properties of single crystalline GaN substrates and homoepitaxial layers*. Materials Science and Engineering : B **44**(1-3), 407–413 (1997). [74](#)
- [19] J.B. MACCHESNEY, P.M. BRIDENBAUGH, AND P.B. O’CONNOR. Mater. Res. Bull. **5**, 783 (1970). [74](#)
- [20] T.P. CHOW AND GHEZZO. SiC power devices. In *III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices Material Research Society Symposium Proceedings, Pittsburgh*, pages 69–73 (1996). [74](#)

- [21] S. ARULKUMARAN, T. EGAWA, S. MATSUI, AND H. ISHIKAWA. *Enhancement of breakdown voltage by AlN buffer layer thickness in AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors on 4 in. diameter silicon*. Applied Physics Letters **86**(12), 123503 (2005). 74
- [22] J. WU, W. WALUKIEWICZ, K. M. YU, J. W. AGER, E. E. HALLER, HAI LU, WILLIAM J. SCHAFF, YOSHIKI SAITO, AND YASUSHI NANISHI. *Unusual properties of the fundamental band gap of InN*. Applied Physics Letters **80**(21), 3967–3969 (2002). 74
- [23] E. EJDER. *Refractive index of GaN*. Physica status solidi (a) **6**(2), 445–448 (1971). 74
- [24] W.J. MENG. *Properties of Group III Nitrides* pages 22–29. INSPEC publication (1994). 74
- [25] V.A. TYAGAI, A.M. EVSTIGNEEV, A.N. KRASIKO, A.F. ANDREEVA, AND V.YA MALAKHOV. Sov. Phys. Semicond. **11**, 1257–1259 (1977). 74
- [26] W. QIAN, M. SKOWRONSKI, AND G.R. ROHRER. Structural defects and their relationship to nucleation of GaN thin films. In *III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices, Material Research Society Symposium Proceedings, Pittsburgh*, pages 475–486 (1996). 74
- [27] A. ZUBRILOV. *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe* pages 49–66. John Wiley & Sons, Inc., New York (2001). 74
- [28] SEONG-HWAN JANG AND CHEUL-RO LEE. *High-quality GaN/Si(111) epitaxial layers grown with various $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ /GaN superlattices as intermediate layer by MOCVD*. Journal of Crystal Growth **253**(1-4), 64 – 70 (2003). 79
- [29] C.C. HUANG, S.J. CHANG, R.W. CHUANG, J.C. LIN, Y.C. CHENG, AND W.J. LIN. *GaN grown on Si(111) with step-graded AlGaIn intermediate layers*. Applied Surface Science **256**(21), 6367 – 6370 (2010). 79
- [30] R. ULRICH AND R. TORGE. *Measurement of thin film parameters with a prism coupler*. Appl. Opt. **12**(12), 2901–2908 (1973). 86
- [31] J. RAMS, A. TEJEDA, AND J. M. CABRERA. *Refractive indices of rutile as a function of temperature and wavelength*. Journal of Applied Physics **82**(3), 994–997 (1997). 87, 91
- [32] E. DOGHECHE, X. LANSIAUX, AND D. REMIENS. *m-line spectroscopy for optical analysis of thick $LiNbO_3$ layers grown on sapphire substrates by radio-frequency multistep sputtering*. Journal of Applied Physics **93**(2), 1165–1168 (2003). 87
- [33] AREF CHOWDHURY, HOCK M. NG, MANISH BHARDWAJ, AND NILS G. WEIMANN. *Second-harmonic generation in periodically poled GaN*. Applied Physics Letters **83**(6), 1077–1079 (2003). 88

Références bibliographiques

- [34] S. PEZZAGNA, J. BRAULT, M. LEROUX, J. MASSIES, AND M. DE MICHELI. *Refractive indices and elasto-optic coefficients of GaN studied by optical waveguiding*. Journal of Applied Physics **103**(12), 123112 (2008). [88](#)
- [35] PATRICK MARTIN, EL MOSTAFA SKOURI, LAURENT CHUSSEAU, CLAUDE ALIBERT, AND HANS BISSESSUR. *Accurate refractive index measurements of doped and undoped InP by a grating coupling technique*. Applied Physics Letters **67**(7), 881–883 (1995). [92](#)
- [36] HAN-YONG JOO, HYEONG JOON KIM, SANG JUNE KIM, AND SANG YOUL KIM. *Spectrophotometric analysis of aluminum nitride thin films*. Journal of Vacuum Science and Technology A **17**(3), 862–870 (1999). [94](#)
- [37] REINHARD GEISS, AREF CHOWDHURY, CHAD M. STAUS, HOCK M. NG, SUNG S. PARK, AND JAI Y. HAN. *Low loss GaN at 1550 nm*. Applied Physics Letters **87**(13), 132107 (2005). [94](#)
- [38] A. STOLZ, E. CHO, E. DOGHECHE, Y. ANDROUSSI, D. TROADEC, D. PAVLIDIS, AND D. DECOSTER. *Optical waveguide loss minimized into gallium nitride based structures grown by metal organic vapor phase epitaxy*. Applied Physics Letters **98**(16), 161903 (2011). [96](#)
- [39] M. A. ORDAL, L. L. LONG, R. J. BELL, S. E. BELL, R. R. BELL, JR. R. W. ALEXANDER, AND C. A. WARD. *Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared*. Appl. Opt. **22**(7), 1099–1119 (1983). [97](#), [100](#)

Chapitre III

Fabrication du modulateur optique à commande plasmonique et caractérisations

Dans ce chapitre, nous présentons successivement chacune des configurations du modulateur plasmonique sur GaN pour un fonctionnement en hyperfréquence, en détaillant à chaque fois la phase de conception, de fabrication et de caractérisation. Au cours de ces paragraphes, nous aborderons les points bloquants, tant d'un point de vue technologique que d'un point de vue des caractérisations électriques pour conclure sur la structure qui nous semble répondre au mieux au projet.

1 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration coplanaire

La première configuration étudiée est celle la plus répandue en terme de configuration opto-hyperfréquence, à savoir la propagation de l'onde hyperfréquence le long d'une ligne coplanaire de métal déposée sur le guide optique planaire. Dans cette configuration, les lignes de champ entre la ligne centrale et les plans de masse engendrent un champ électrique dont le sens est plutôt colinéaire aux interfaces, comme illustré en figure [III.1](#).

Dans une étape initiale, il a paru indispensable d'évaluer les pertes des transmissions hyperfréquences pour une structure nouvelle du type GaN/saphir et dans le cas particulier d'une métallisation d'épaisseur sub-micronique, compatible avec la génération de plasmons de surface.

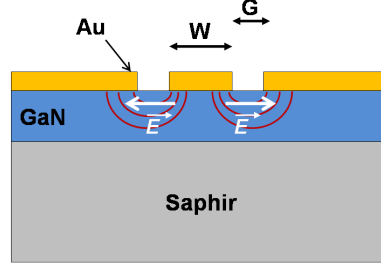


Figure III.1 – Illustration des lignes de champ dans une configuration coplanaire

Dans la littérature, on ne trouve que très peu de données liées aux mesures hyperfréquences sur GaN [1], en particulier sur ce type de configuration pour des longueurs importantes, et avec des épaisseurs de métal aussi faibles.

1.1 Modélisation

Une ligne de transmission hyperfréquence en configuration coplanaire s'assimile à un quadripôle d'impédance caractéristique Z_c (figure III.2).

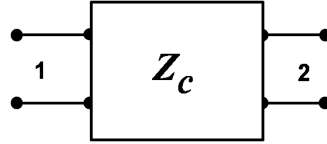


Figure III.2 – Schéma d'un quadripôle d'impédance caractéristique Z_c

Ce quadripôle se caractérise par sa matrice de répartition, aussi appelée *matrice des paramètres* S dont les éléments S_{ij} s'écrivent :

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}, \quad (\text{III.1})$$

où le paramètre S_{21} est appelé **coefficient de transmission** et le paramètre S_{11} le **coefficient de réflexion** au niveau du port 1 et S_{22} au niveau du port 2. Le paramètre S_{12} est appelé coefficient d'isolation, mais ne sera pas abordé ici.

Le dimensionnement de la ligne hyperfréquence (W) et de la distance entre ligne centrale et plans de masse (que l'on appellera désormais *gap*) (G) doit permettre la transmission du maximum de signal électrique à travers du quadripôle. Pour cela, l'impédance caractéristique Z_c doit être égale aux impédances d'entrée (standardisée à 50Ω) et permettre d'obtenir un coefficient de transmission avec peu de pertes et un coefficient de réflexion le plus faible possible

III.1 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration coplanaire

lorsqu'elle est chargée sur 50Ω .

Cette étude a été réalisée sous le logiciel commercial Advanced Design System (ADS) de Agilent Technologies par Salim Faci au L2E¹. En premier lieu, les pertes liées à la fine épaisseur d'or ont été évaluées par simulation. Un modèle, disponible sous ADS, permet de tenir compte de ce paramètre. La figure III.3 montre la représentation électrique.

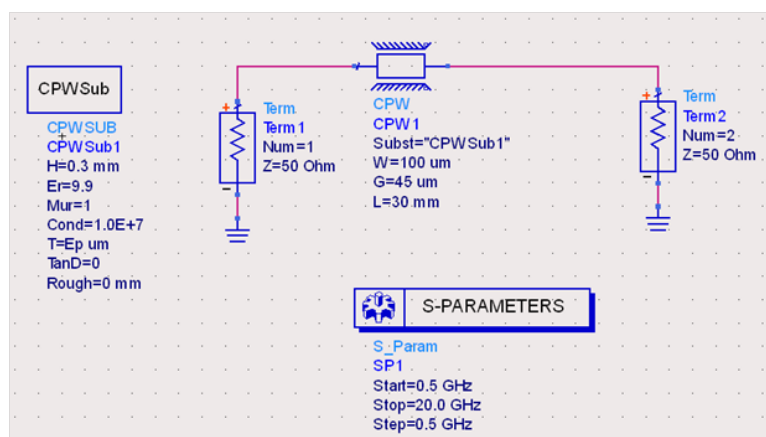


Figure III.3 – Représentation du schéma électrique utilisé pour la simulation d'une ligne de transmission sur substrat GaN/Saphir

Ce modèle tient compte de différents paramètres à savoir :

- la permittivité diélectrique de la couche ϵ_r et son épaisseur H ,
- la conductivité du métal $Cond$ et son épaisseur T ,
- la largeur de la ligne centrale W ,
- la largeur du gap entre la ligne centrale et les plans de masse G ,
- la longueur de la ligne centrale L .

Le prisme de GaAs pour le démonstrateur proposé à l'étude reste macroscopique. La base de celui-ci est d'environ 1,5cm. Une longueur L de 3cm a donc été établie afin de permettre la pose du prisme de GaAs et de pouvoir réaliser les prises de contacts pour les accès RF. La plage de fréquence analysée se situe entre 0,5 et 20GHz avec un pas de 0,5GHz. L'objectif est d'atteindre une structure de ligne de transmission avec des pertes RF les plus faibles possible dans la bande 0-20GHz.

La ligne centrale de cette structure coplanaire est le lieu de résonance plasmonique de surface. C'est donc sur celle-ci que la modulation d'indice par effet de champ doit être la plus efficace. De par la géométrie des lignes de champ entre les plans de masse et le conducteur central, il est important de garder une largeur W suffisamment étroite pour que le champ

1. Laboratoire d'Électronique et d'Électromagnétisme, [Lien internet](#)

électrique soit présent sous le contact. Une limite de 100μ nous a paru judicieuse. D'autre part, une ligne trop étroite demanderait une focalisation du signal optique trop contraignante. De même, la distance G devra aussi être limitée pour travailler avec des puissances électriques raisonnables.

1.1.1 Analyse des paramètres S pour une configuration coplanaire de largeur de ligne $100\mu\text{m}$

Estimation des pertes liée à l'épaisseur métallique

La figure III.4(a) montre l'évolution du coefficient de transmission S_{21} dans le cas d'une ligne de 1mm de long en fonction de l'épaisseur d'or métallisé. Les pertes RF du signal électrique pour une structure Au/GaN/Saphir n'excèdent pas 0,55dB/mm à 20GHz pour une épaisseur minimale d'or de 40nm.

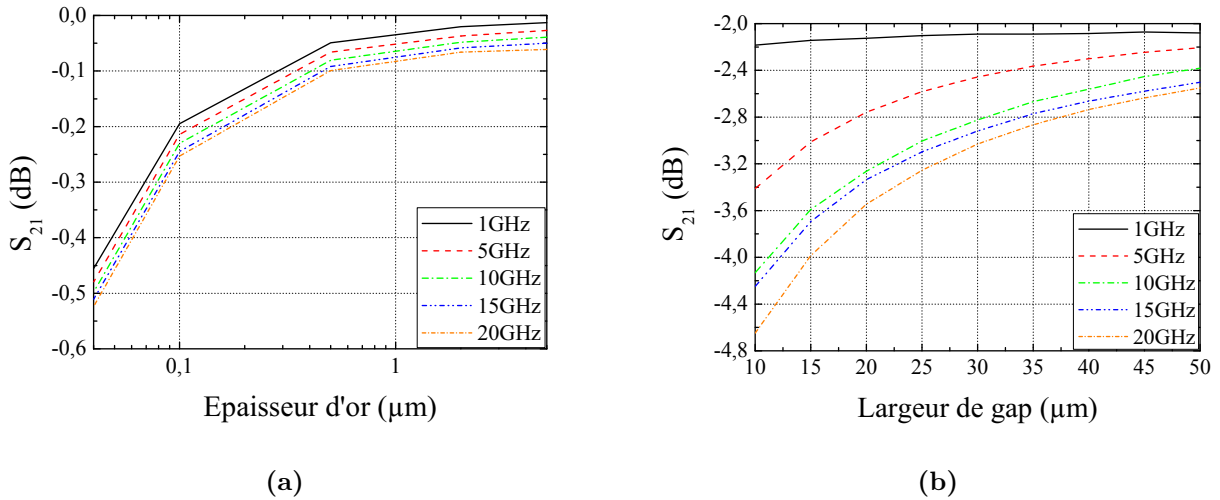


Figure III.4 – Coefficient de transmission S_{21} (a) en fonction de l'épaisseur de métallisation d'or pour une ligne de 1mm – (b) en fonction du gap pour une ligne de 5mm de long et d'épaisseur d'or de 40nm

Dimensionnement du gap

La largeur de la ligne centrale W est toujours fixée à $100\mu\text{m}$ et on fait varier la distance de gap entre la ligne et les plans de masse G entre 10 et $50\mu\text{m}$. On remarque sur la figure III.4(b) que les pertes de transmission diminuent avec l'augmentation du gap, indiquant une adaptation progressive de la ligne à une impédance caractéristique de 50Ω . Pour ne pas éloigner davantage les conducteurs, on choisira un gap de $45\mu\text{m}$.

III.1 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration coplanaire

1.1.2 Analyse des paramètres S pour une configuration coplanaire de largeur de ligne de $50\mu\text{m}$

Une seconde largeur de ligne W a été considéré pour des gap G entre 5 et $30\mu\text{m}$ avec une ligne de 5mm de longueur. Dans le meilleur des cas, les coefficients de transmission montrent que les pertes sont doublées par rapport à une ligne de largeur de $100\mu\text{m}$. La dimension choisie pour la ligne de transmission restera donc $W=100\mu\text{m}$ et $G=45\mu\text{m}$.

1.1.3 Paramètres S pour la configuration coplanaire retenue

Le dimensionnement retenu pour la configuration coplanaire est : $W=100\mu\text{m}$, $G=45\mu\text{m}$, $l=3\text{cm}$. L'épaisseur de métal est 40nm . La figure III.5 présente les paramètres S_{11} et S_{21} simulés pour une ligne chargée sur 50Ω . Si le coefficient de réflexion est de -30dB à 20GHz , les pertes de transmission à cette même fréquence sont de 16dB . Dans de telles conditions, l'utilisation de cette structure pour des applications télécoms est difficilement envisageable. Avec des pertes de l'ordre de 5dB/cm , on perd plus de la moitié du signal électrique sur le premier tiers de la ligne de transmission. Cependant, une étude expérimentale reste utile afin d'identifier les paramètres de la structure sur lesquels jouer pour optimiser la structure.

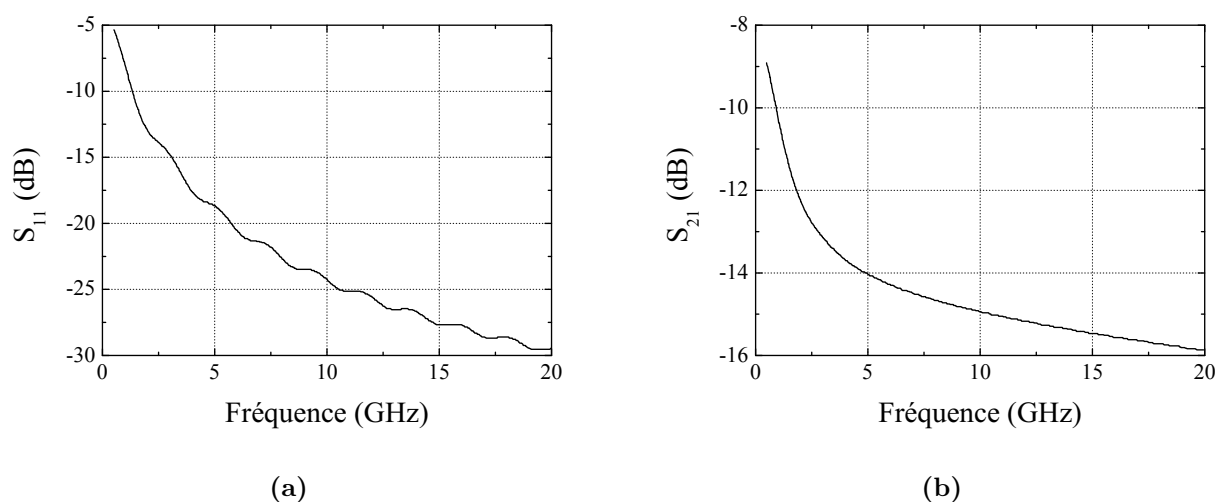


Figure III.5 – Coefficient de (a) réflexion et (b) transmission de la ligne de transmission hyperfréquence $W=100\mu\text{m}$, $G=45\mu\text{m}$, $l=3\text{cm}$

La suite de ce paragraphe détaille les étapes technologiques nécessaires à la réalisation de la structure modélisée.

1.2 Procédé de fabrication du dispositif RF plasmonique en configuration coplanaire

La fabrication du modulateur reposant sur l'effet plasmon a été réalisée sur un substrat de DTU, au sein de la salle blanche de l'IEMN. La réalisation comprend des étapes de lithographie électronique ainsi que des étapes de gravure et de métallisation.

Ce premier dispositif de réalisation de lignes coplanaires sur GaN sur substrat saphir nous permettra de mettre en évidence les limitations en régime hyperfréquence d'une faible épaisseur de métal pour la transmission de l'onde électrique.

1.2.1 Conception du masque

La conception de ce masque pour écriture électronique a été définie conjointement avec le L2E, en accord avec les simulations des lignes de propagation de signaux hyperfréquences de largeur de ligne centrale de $100\mu\text{m}$ et à gap de $45\mu\text{m}$ dont l'impédance caractéristique vaut 50Ω . Le masque est disponible en figure III.6.

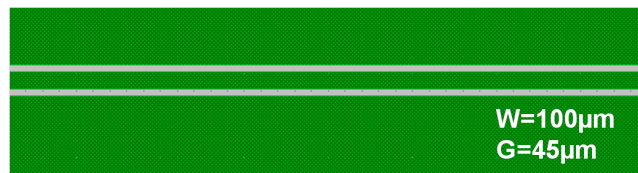


Figure III.6 – Masque électronique pour la réalisation des lignes coplanaires de test. Les dimensions sont $W=100\mu\text{m}$ et $G=45\mu\text{m}$

1.2.2 Nettoyage du substrat

La première étape est la désoxydation et le nettoyage (en espèces organiques notamment) de la structure de GaN déposée sur substrat saphir. Le nettoyage d'espèces organiques se fait dans un bain de solution *piranha*, mélange d'acide nitrique (HNO_3) et de peroxyde d'hydrogène (H_2O_2). La désoxydation de la couche de GaN de surface peut se faire par un mélange eau/acide chlorhydrique ($\text{H}_2\text{O}/\text{HCl}$ 37%) aux proportions 1 :1 ou par un mélange eau/acide fluorhydrique ($\text{H}_2\text{O}/\text{HF}$ 50%) aux proportions 1 :1 pour des surfaces très oxydées.

1.2.3 Dépôt des lignes coplanaires

Le substrat étant isolant, nous avons choisi la technique par gravure de métal. En effet, ce niveau étant réalisé par écriture électronique, il est nécessaire d'avoir une couche conductrice

III.1 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration coplanaire

dans la structure lors de l'écriture électronique pour aider à dissiper les charges et obtenir une bonne résolution des motifs sur la résine. Le choix de métalliser pleine plaque pour ensuite venir graver aux endroits où l'on ne veut pas de métal évite, de plus, une étape supplémentaire. On utilise pour cela une résine électronique négative avec un promoteur d'adhérence : la SAL601 avec HMDS (v : vitesse, a : accélération, t : temps) (tableau III.1).

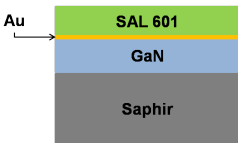
• Etching Ar + Évaporation Au 40nm • Promoteur d'adhérence HMDS v : 3000rpm, a : 1000rpm/s t : 20s capot fermé • SAL601 v : 4500rpm, a : 1000rpm/s, t : 15s capot fermé, épaisseur 240nm • Recuit 3min à 105°C	
---	--

Tableau III.1 – Métallisation et enduction de résine

La résine SAL601 nécessite un recuit d'inversion. Il est alors possible de n'écrire, par voie électronique (i : courant), que les motifs des lignes que l'on souhaite garder pour, après écriture, inverser sa sensibilité au développeur. On effectue alors un recuit de 3min à 180°C pour durcir la résine sur les parties insolées, déterminant ainsi les motifs à ne pas graver. Le développement se fait dans une solution basique MF322 (tableau III.2).

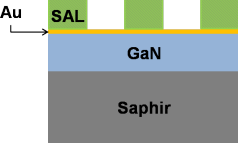
• Écriture à dose : $7\mu\text{C}/\text{cm}^2$, i : 1200pA • Recuit de densification 3min à 115°C • Développement MF322 2*5min + EDI 30s	
---	--

Tableau III.2 – Développement des motifs sur la résine

On vient ensuite graver l'or autour des motifs par une solution de KI/I₂ que l'on dilue afin de ralentir la cinétique. En effet, lors de la gravure de l'or à l'extérieur des motifs, la cinétique de gravure de l'or perpendiculairement aux motifs est plus faible que parallèlement. Il est donc nécessaire de limiter cette sous-gravure de l'or afin de ne pas détériorer les motifs. La dissolution de la résine restante au Remover 1165 chauffée à 70°C dure quelques heures (tableau III.3).

L'étape de plasma dioxygène (P : puissance, p : pression) garantit le retrait total de la résine en fin de fabrication.

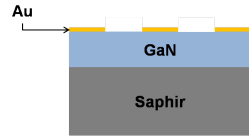
• Gravure de l'or KI/I₂ diluée à 1/2 + EDI • Remover 1165 à 70°C • Plasma RIE O₂, 40sccm, P : 100W, p : 100mTorr, t : 30s • Acétone/isopropanol + séchage N₂	
--	--

Tableau III.3 – Gravure de l'or et obtention des lignes coplanaires

1.2.4 Découpe de l'échantillon pour la mise en boîtier

La découpe des dispositifs pour la mise en boîtier est généralement opéré par clivage au niveau du substrat. Dans le cas des substrats de saphir, il est tout simplement impossible de cliver.

Découpe par attaque laser

Une solution est la découpe mécanique par ablation laser, disponible au Laboratoire des Matériaux et Procédés (LMP) de Maubeuge. Il est en effet possible par focalisation d'un laser à haute puissance de détruire le matériau. En déplaçant ce faisceau focalisé de manière contrôlée, on réalise alors une découpe du substrat, indépendamment de son orientation. L'inconvénient de cette technique reste la dégradation par fusion de la tranche découpée comme on peut le voir sur la figure III.7. La cinétique de découpe a peu d'influence sur cette dégradation. Ces effets en bords de découpe peuvent être néfaste au cours du montage en boîtier, en particulier au niveau du substrat où la planéité de celui-ci sera remis en question.

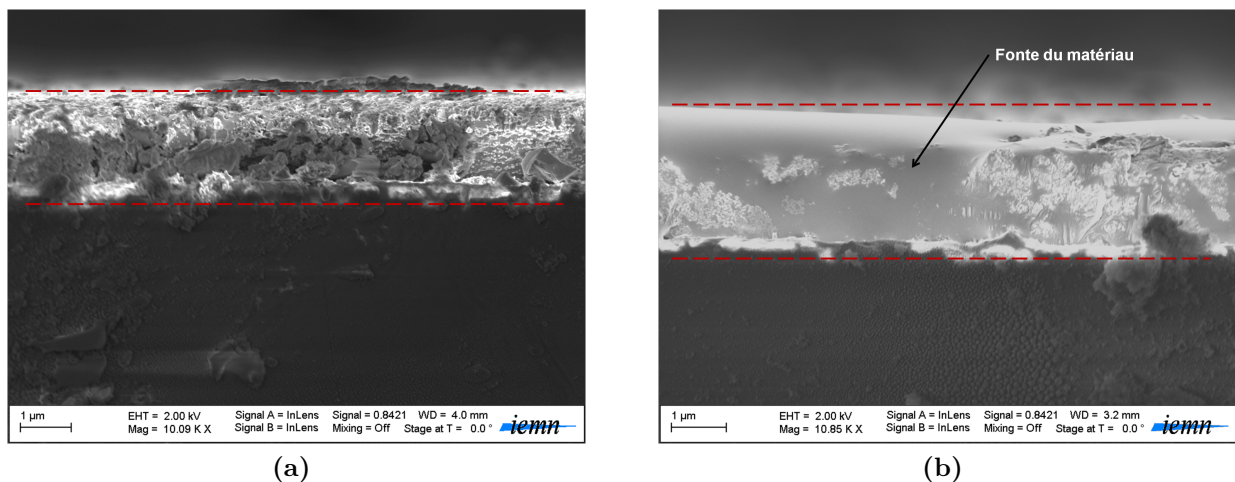


Figure III.7 – Photographies MEB de la tranche d'une couche de GaN déposée sur saphir découpée par attaque laser (a) avec cinétique de découpe rapide – (b) avec cinétique de découpe lente

III.1 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration coplanaire

Découpe à la scie diamantée

L'autre solution est la découpe mécanique par une scie diamantée capable de tailler du saphir, aussi disponible au LMP. Dans ce cas, si le plan de coupe n'est pas dégradé, il reste l'empreinte de la scie qui marque le profil de stries et de possible redépôts de matériaux sciés. Une solution envisageable est celle d'un polissage mécanique et/ou chimique de la tranche découpée, avec le risque de détériorer la composition chimique de celle-ci. Les figures III.8 (a) et (b) montrent le profil de découpe effectuée à la scie diamantée. On remarque de la pollution chimique ainsi que les griffures en stries de la scie.

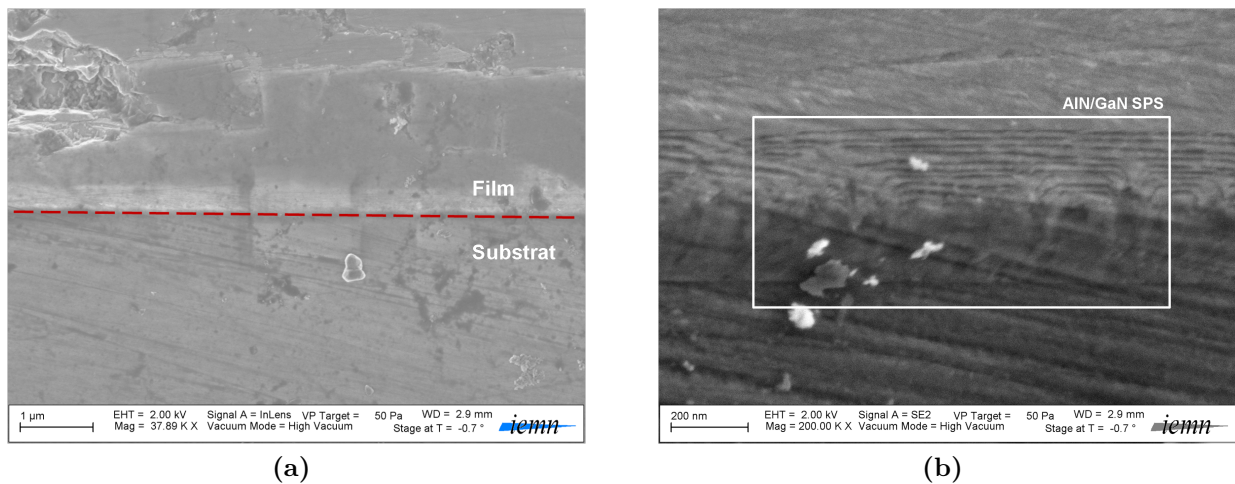


Figure III.8 – Photographies MEB de la tranche de GaN déposé sur saphir découpé à la scie diamantée

Cependant, dans le cas de ce dispositif de test, le montage en boîtier a été réalisé sans problèmes, les flancs de découpe n'étant pas limitant. La figure III.9 présente l'échantillon monté en boîtier.

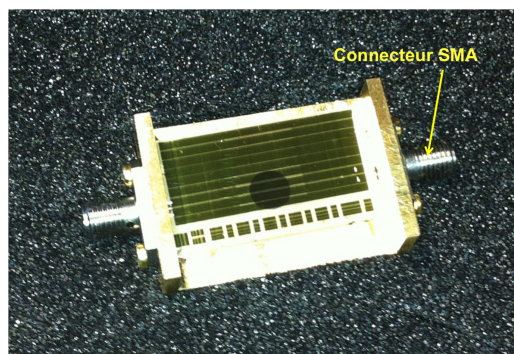


Figure III.9 – Montage en boîtier du dispositif de test en configuration coplanaire

1.3 Caractérisations électriques

Cette première phase de caractérisation RF a été réalisée par Salim Faci au L2E. L'échantillon utilisé pour la réalisation des lignes est HFTS 299C de DTU. On rappelle brièvement la structure de cet échantillon : $1,5\mu\text{m}$ de GaN déposé par MOVPE sur substrat saphir comportant un multi-couche AlN/GaN intermédiaire et deux tampons d'AlN de températures différentes.

1.3.1 Caractérisation des lignes test de largeur $100\mu\text{m}$

La figure III.10 reprend les mesures de coefficients de réflexion S_{11} et transmission S_{21} pour une ligne de $100\mu\text{m}$ de large et avec un gap de $50\mu\text{m}$, chargée sur 50Ω . Trois longueurs de ligne sont testées, à savoir 1, 2 et 5mm.

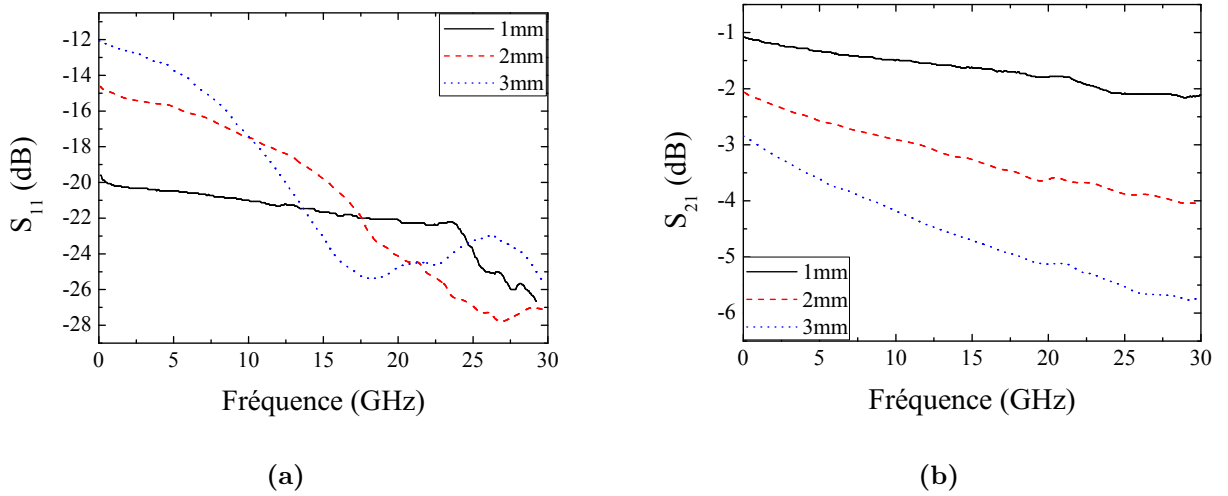


Figure III.10 – Mesures de coefficients (a) S_{11} et (b) S_{21} pour une ligne de transmission de $100\mu\text{m}$ à gap de $45\mu\text{m}$ de différentes longueurs

L'allure de l'évolution des pertes électriques est relativement proche de la simulation. Cependant, ces mesures montrent des pertes supérieures à celles attendues. Par exemple pour une ligne de 5mm de long, la modélisation donnait un coefficient S_{21} de l'ordre de -3dB à 20GHz, alors qu'en pratique, nous sommes plus proches de -5dB.

Par la connaissance théorique de la contribution des pertes métalliques dans la transmission du signal électrique, nous avons tenté d'évaluer les pertes liées à la couche de GaN par soustraction. Le tableau III.4 montre qu'à fréquence élevée, les pertes électriques sont majoritairement liées au matériau GaN (3,46dB à 20GHz pour une longueur de 3mm).

III.1 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration coplanaire

Pertes	Totales			Métal (simulées)			GaN (estimées)		
Fréquence	1GHz	10GHz	20GHz	1GHz	10GHz	20GHz	1GHz	10GHz	20GHz
$l = 1\text{mm}$	1,15	1,49	1,79	0,46	0,5	0,54	0,69	0,99	1,26
$l = 2\text{mm}$	2,16	2,9	3,6	0,9	0,99	1,09	1,27	1,9	2,51
$l = 3\text{mm}$	2,99	4,17	5,11	1,32	1,5	1,65	1,68	2,66	3,46

Tableau III.4 – Résumé des contributions aux pertes de transmission pour une ligne coplanaire de largeur de conducteur central de $100\mu\text{m}$

Ces pertes se révèlent plus élevées que ce que donne la littérature pour des structures coplanaires sur InP ou GaAs, fournies avec une épaisseur d'or un peu plus importante (de l'ordre du dB/mm de pertes à 20GHz avec 250nm d'or) [2].

1.3.2 Caractérisation des lignes de longueur 3cm

Les figures III.11(a) et (b) présentent des mesures originales pour une ligne de longueur 3cm, de largeur W de $100\mu\text{m}$ et de gap G de $45\mu\text{m}$.

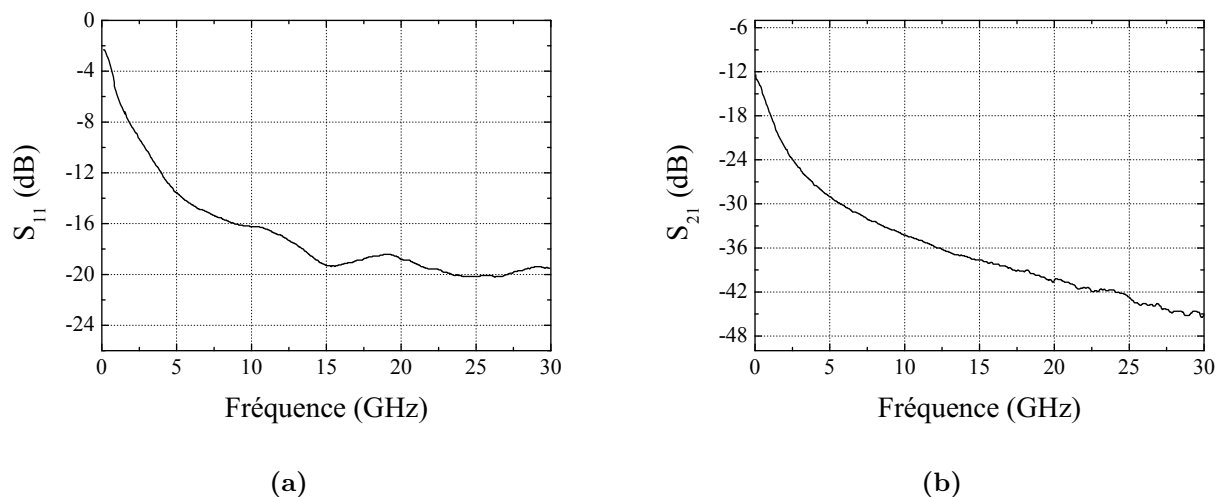


Figure III.11 – Mesures de coefficients (a) S_{11} et (b) S_{21} pour une ligne de transmission chargée sur 50Ω de $100\mu\text{m}$ à gap de $45\mu\text{m}$, longueur 3cm

La réflexion de l'onde hyperfréquence est faible avec un coefficient S_{11} autour de -20dB et la transmission exaltée avec un coefficient S_{21} d'environ -40dB pour 20GHz. Ceci signifie que le signal électrique **se réfléchit plus qu'il n'est transmis**. Comme nous l'avons vu lors de la modélisation, l'**épaisseur de métal** joue un rôle non-négligeable sur les pertes de transmission, même sur quelques millimètres. Aussi, pour des longueurs de l'ordre du centimètre, il devient

nécessaire de jouer sur ce paramètre pour réduire des pertes électriques. De plus, le matériau **GaN étant naturellement dopé n** , il serait intéressant de pouvoir ne garder ce matériau qu'au niveau de la zone active pour éviter une perturbation des lignes de champ due au dopage, pouvant expliquer les pertes potentiellement liées au GaN.

C'est dans cette philosophie que la configuration coplanaire a été corrigée dans le paragraphe suivant.

2 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique coplanaire corrigé

Les résultats peu encourageants de la première structure coplanaire nous ont motivé à trouver une nouvelle solution technologique permettant de réduire les pertes de propagation du signal électrique sur une distance de 3cm. Pour ces nouveaux dispositifs, les substrats de GaN du fondeur TopGaN seront utilisés.

2.1 Modélisation

Comme nous venons de le voir dans le cas précédent, la mesure des coefficients S_{11} et S_{21} sur une ligne coplanaire simple sur la structure Au(40nm)/GaN/Saphir montre de fortes pertes du signal électrique dans une gamme 0-20GHz. Ces pertes semblent provenir de trois paramètres distincts :

- la longueur totale de la ligne de 3cm (malheureusement difficile à réduire pour la démonstration),
- l'épaisseur trop fine d'or le long de la ligne induisant des pertes résistives significatives,
- la propagation des lignes de champ dans un matériau GaN dont le dopage résiduel est probablement supérieur à 10^{17}cm^{-3} .

Une nouvelle approche a donc été envisagée autour des épaisseurs de matériau GaN et de métal. Cette nouvelle structure définit 5 zones distinctes le long de la ligne. La figure III.12 illustre cette structure à ruban de GaN gravé.

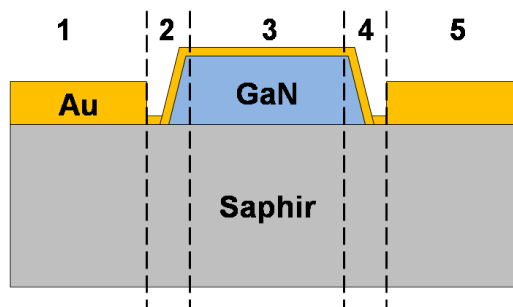


Figure III.12 – Illustration du profil de la structure réadaptée

Une première zone où le matériau GaN aura été gravé totalement jusqu'au substrat de saphir permettra l'injection en entrée d'un signal électrique hyperfréquence se propageant dans une épaisseur de métal suffisamment élevée, de l'ordre du micron, pour réduire les pertes due à l'épaisseur de métal et au GaN conducteur. Une seconde zone, à faible épaisseur de métal,

Chapitre III. Fabrication du modulateur optique à commande plasmonique et caractérisations

assurera la transition entre le saphir et le haut de la couche de GaN. Une troisième zone correspondant à la zone active d'interaction plasmonique restera similaire au dispositif précédent, c'est-à-dire une épaisseur d'or de 40nm sur la couche de GaN. Les deux dernières zones seront symétriques afin d'assurer la récupération du signal électrique en sortie. De ce fait, le modèle de simulation sous ADS sera transformé par le L2E selon la figure III.13.

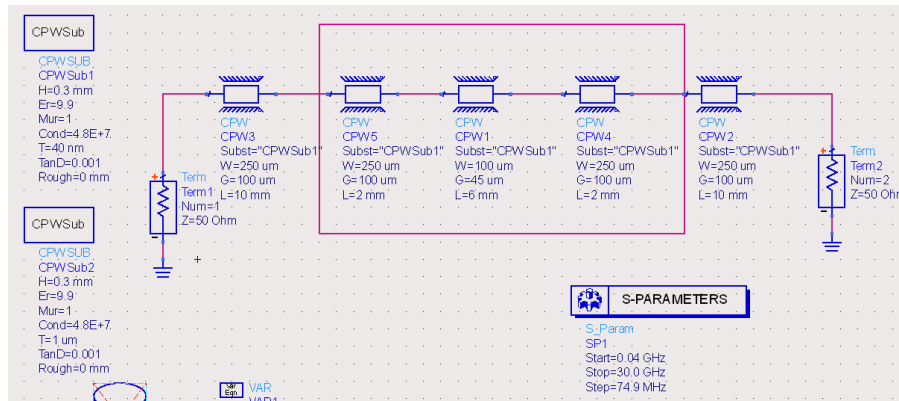


Figure III.13 – Représentation du schéma électrique utilisé par le L2E pour la simulation de la ligne coplanaire corrigée

Plusieurs dimensions de lignes ont été envisagées, ainsi que pour les épaisseurs d'or en fonction des zones définies. Le meilleur compromis obtenu en modélisation correspond au dimensionnement décrit dans le tableau III.5.

Zones	1	2	3	4	5
Largeur de ligne W (μm)	250	$250 > 100$	100	$100 < 250$	250
Gap G (μm)	100	$100 > 45$	45	$45 < 100$	100
Épaisseur de GaN (μm)	0	$0 < 2,5$	2,5	$2,5 > 0$	0
Épaisseur d'Au (nm)	1000	40	40	40	1000

Tableau III.5 – Dimensions retenues des différentes zones pour la structure coplanaire corrigée. Le symbole $x > y$ représente la transition de dimensionnement entre une valeur x et une valeur y

Dans ces conditions, les coefficients S_{11} et S_{21} modélisés pour une ligne coplanaire sont disponibles en figure III.14. Dans cette nouvelle configuration, on réduit les pertes à 20GHz en transmission à -5dB tout en conservant un coefficient de réflexion à -35dB.

Ces nouvelles dimensions seront donc utilisées lors de la conception du masque, composé cette fois-ci de deux niveaux (un pour chaque épaisseur de métallisation).

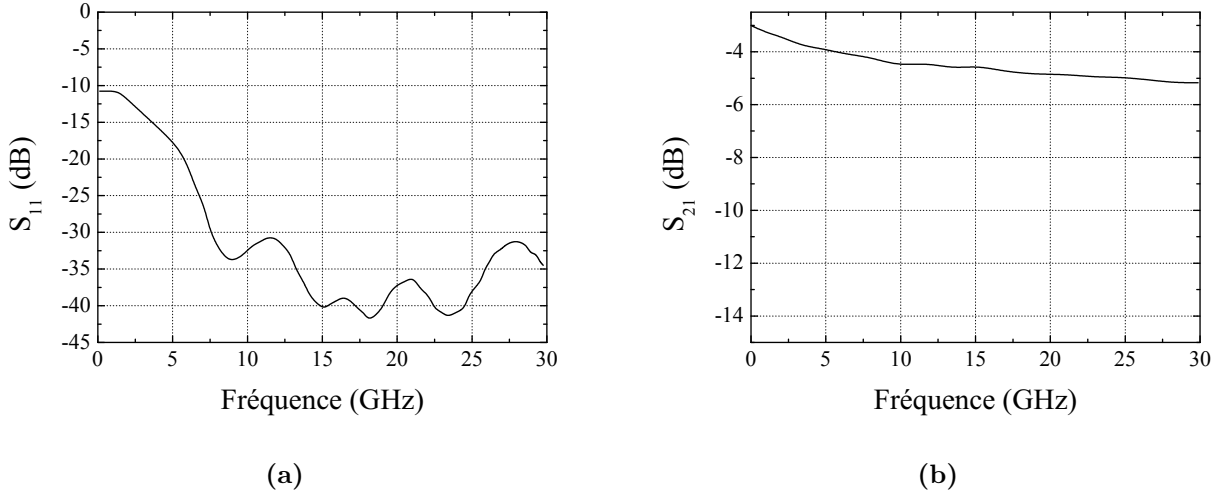


Figure III.14 – Modélisation des coefficients (a) S_{11} et (b) S_{21} dans le cas de la structure coplanaire corrigée

2.2 Procédé de fabrication du dispositif RF plasmonique en configuration coplanaire corrigée

Ce second dispositif comprend une étape de gravure préliminaire du matériau GaN avant la réalisation des lignes coplanaires avec un épaissement du métal de part et d'autre du matériau non-gravé. Ici encore, le procédé met en œuvre la conception de masques pour une lithographie optique et d'étapes de technologie. Pour cette étude, les substrats commerciaux TopGaN ont été utilisés.

2.2.1 Conception des masques

Cette étape de conception a été réalisée conjointement avec le L2E. Ces masques comprennent seulement deux niveaux : un niveau pour la métallisation de faible épaisseur et un niveau pour les épaissements (III.15).

La gravure du ruban de GaN ne sera pas effectuée en lithographie (électronique ou optique) conventionnelle. On préférera réaliser ce masquage autrement (décrit ci-après) pour ne pas avoir de flancs de gravure trop abrupte et donc une transition entre le saphir et le GaN avec une pente trop forte.



Figure III.15 – Niveau 1 (bleu) et 2 (vert) de masquage : métallisation de faible épaisseur + épaissement

2.2.2 Nettoyage du substrat

Cette première étape reste strictement identique à celle décrite dans le paragraphe 1.2.2.

2.2.3 Gravure de la couche active GaN

On entreprend la gravure des zones où le GaN n'est pas nécessaire. Pour cela, on réalise un dépôt de nitrure de silicium (Si_3N_4) déposé à 300°C qui va servir de masque de gravure d'une épaisseur au moins égale au tiers de l'épaisseur à graver. De plus, afin d'obtenir des flancs de gravure très éloignés de 90° , le masque en Si_3N_4 est ouvert en RIE (pour Reactive Ion Etching) avec une recette permettant l'obtention de flancs de gravure à faible dénivelé. On utilise un mélange de gaz fluorés CHF_3/CF_4 en proportion égale. Le plasma est produit à une puissance de 180W sous une pression de 50mTorr. La fin d'attaque du nitrure est détectée par un suivi laser (tableau III.6).

• Dépôt Si_3N_4 par PECVD, 300°C, épaisseur $1,2\mu\text{m}$ • Ouverture plasma RIE CHF_3/CF_4 (40/40sccm), P : 180W, p : 50mTorr, t : 19min (x2)	
--	--

Tableau III.6 – Ouverture du masque de SiN définissant le ruban central de GaN

La gravure du GaN en suivant le masque de SiN est opéré par gravure plasma RIE couplée à une attaque ionique (Ion Coupled Plasma - ICP en anglais). Cette technique permet de créer un plasma chimiquement actif plus dense sur l'échantillon. Les gaz chlorés sont connus pour la gravure de nitrures ; l'argon est inerte. On choisit une puissance ICP de 300W pour avoir une réaction chimique dense et uniforme. Une puissance RIE de 50W assure une bonne évacuation des particules tout en gardant une cinétique contrôlable. On choisit de ne pas appliquer de

III.2 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique coplanaire corrigé

température sur l'échantillon du fait de la non-conductivité thermique du substrat de saphir. Le temps de gravure pour les plus de $2\mu\text{m}$ de matériau est de l'ordre de 16 minutes. Après cette étape, on nettoie le fond de gravure avec une solution de HF à 50% (résidus possibles de SiN) et par une solution de Remover Post-Process. Le choix du Si_3N_4 est motivée par la gravure simultanée de ce matériau avec le mélange utilisé pour la gravure du GaN d'un rapport d'environ 1/3 par ICP (tableau III.7).

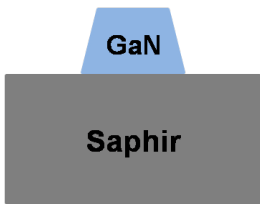
• Gravure Cl_2/Ar (20/5sccm), P_{RIE} : 50W, P_{ICP} : 300W, p : 4mTorr, T : 20°C, t : 16min • HF 50% 4min • Remover Post-Process ECK265 à 70°C	
---	--

Tableau III.7 – Gravure pour obtention du ruban central de GaN

2.2.4 Dépôt des électrodes – niveau 1

La lithographie optique sera utilisée pour une métallisation par lift-off. On utilise pour cela une résine photosensible négative d'une épaisseur de l'ordre de 200nm : la AZ nLof 2020 diluée (tableau III.8).

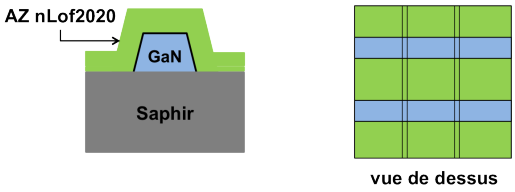
• AZ nLof2020 diluée v : 3000rpm, a : 1000rpm/s, t : 20s capot ouvert, épaisseur 250nm • Recuit 90s à 110°C • Insolation : $\lambda=400\text{nm}$, $P_{\text{opt}}=7,2\text{W.cm}^{-2}$, t : 4s • Recuit de densification 90s à 110°C • Développement AZ 326 MiF 2min + EDI 30s	
---	--

Tableau III.8 – Lithographie optique des motifs

La présence de titane est ici nécessaire pour l'adhérence sur le saphir ; de ce fait, l'épaisseur d'or a été modifiée en conséquence. On alors la métallisation Ti 3nm et Au 30nm, par évaporation. On vient ensuite réaliser le lift-off du métal situé sur la résine. La dissolution de celle-ci au Remover 1165 chauffée à 70°C dure quelques heures (tableau III.9).

Chapitre III. Fabrication du modulateur optique à commande plasmonique et caractérisations

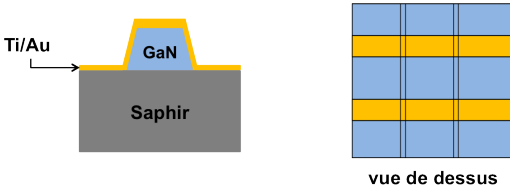
• Etching Ar + Évaporation Ti 3nm/Au 40nm • Remover 1165 à 70°C • Acétone/isopropanol + séchage N₂	 vue de dessus
---	---

Tableau III.9 – Métallisation et lift-off du métal et obtention du premier niveau

2.2.5 Épaississement des électrodes – niveau 2

Ce second niveau comprend la réalisation de l'épaississement du métal au niveau des accès de pointes hyper permettant des pertes RF réduites. Pour cette étape technologique, on choisit une métallisation par pulvérisation cathodique. En effet, un épaississement de l'ordre du micron ne peut pas se réaliser par évaporation. De même, les épaisseurs réalisées par électrolyse commencent généralement à 3 ou 5 microns.

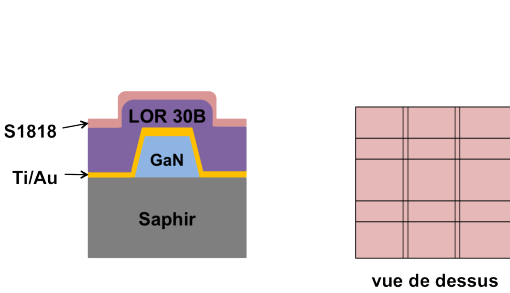
• LOR 30B v : 2000rpm, a : 1000rpm/s, t : 20s capot fermé + v : 1500rpm, a : 1000rpm/s, t : 30s capot ouvert, épaisseur 5μm • Recuit SSE 1min à 0,5mm + 3min en contact à 140°C • Relaxation 15min (x2) • S1818 v : 2500rpm, a : 1000rpm/s, t : 20s capot fermé, épaisseur 1μm • Recuit 90s à 110°	 vue de dessus
--	---

Tableau III.10 – Enduction de résines photosensibles

On commence par une enduction de résine photosensible. On choisit une résine épaisse (la LOR 30B) en bi-couche permettant d'obtenir une hauteur de marche de 5 μ m pour le lift-off. Le profil casquette est défini par une résine positive S1818 d'épaisseur 1 μ m (tableau III.10).

L'insolation optique et le recuit de densification définiront les dimensions de l'épaississement. Le développeur AZ726 va permettre d'ouvrir la résine et définir le profil casquette (tableau III.11).

Vient ensuite l'étape de métallisation. On suit un protocole en étapes successives de métallisations de 200nm avec phase de refroidissement d'une minute afin d'éviter l'échauffement pendant le dépôt qui pourrait modifier les propriétés de la résine et la structure du métal déposé. Le temps de dépôt nécessaire à une épaisseur de 1,6 μ m est de l'ordre de 20min. Le lift-off

III.2 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique coplanaire corrigé

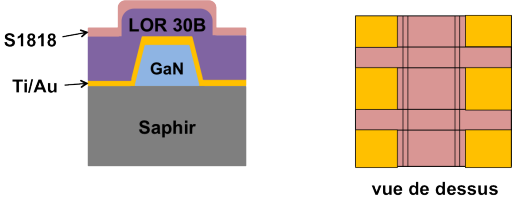
• Insolation : $\lambda=400\text{nm}$, $P_{\text{opt}}=11,5\text{W.cm}^{-2}$, $t : 8\text{s}$ • Recuit 90s à 110° • Développeur AZ726 MiF 5min (sans agitation) + EDI 30s (sans agitation)	 vue de dessus
---	---

Tableau III.11 – Développement et obtention du profil casquette pour l'épaississement

est opéré en bain de Remover toujours chauffé à 70°C (tableau III.12).

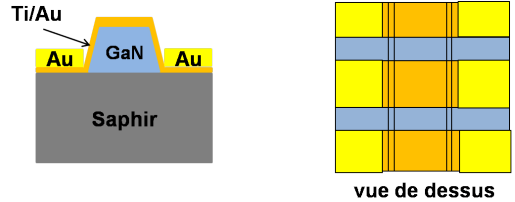
• Pulvérisation cathodique RF Au (P : 250W, Ar : 30sccm, $t : 140\text{s}$) x8, $1,6\mu\text{m}$ • Remover 1165 à 70°C • Plasma RIE O_2, 40sccm, P : 100W, p : 100mTorr, $t : 30\text{s}$ • Acétone/isopropanol + séchage N_2	 vue de dessus
--	--

Tableau III.12 – Épaississement des lignes extérieures au ruban central

On pourra, comme précédemment réaliser un plasma RIE de dioxygène pour nettoyer l'échantillon en fin de process.

2.2.6 Problèmes rencontrés

Flanc incliné pour la gravure du GaN – masque de SiN

Dans la majorité des cas, la gravure de matériau par ICP-RIE montre des profils de gravure entre 80 et 90° . Dans notre cas, la gravure du GaN devait assurer une pente suffisamment douce pour permettre une continuité du contact entre le GaN et le saphir avec une métallisation Ti/Au de l'ordre de la cinquantaine de nanomètres.

Dans un premier temps, nous avons choisi d'utiliser un masque en nitrure de silicium Si_3N_4 car celui-ci se grave en moyenne trois fois moins vite que le GaN. Ce qui pourrait être un inconvénient dans la plupart des applications est ici un avantage car la pente donnée au masque de SiN pourra se reporter sur la gravure de la couche de GaN.

Il était donc nécessaire de définir une pente douce sur le masque de SiN. Une solution a été trouvée en réalisant l'ouverture du masque SiN par plasma RIE avec un substrat épais de silicium comme motif d'ouverture. Le résultat est présenté en figure III.16.

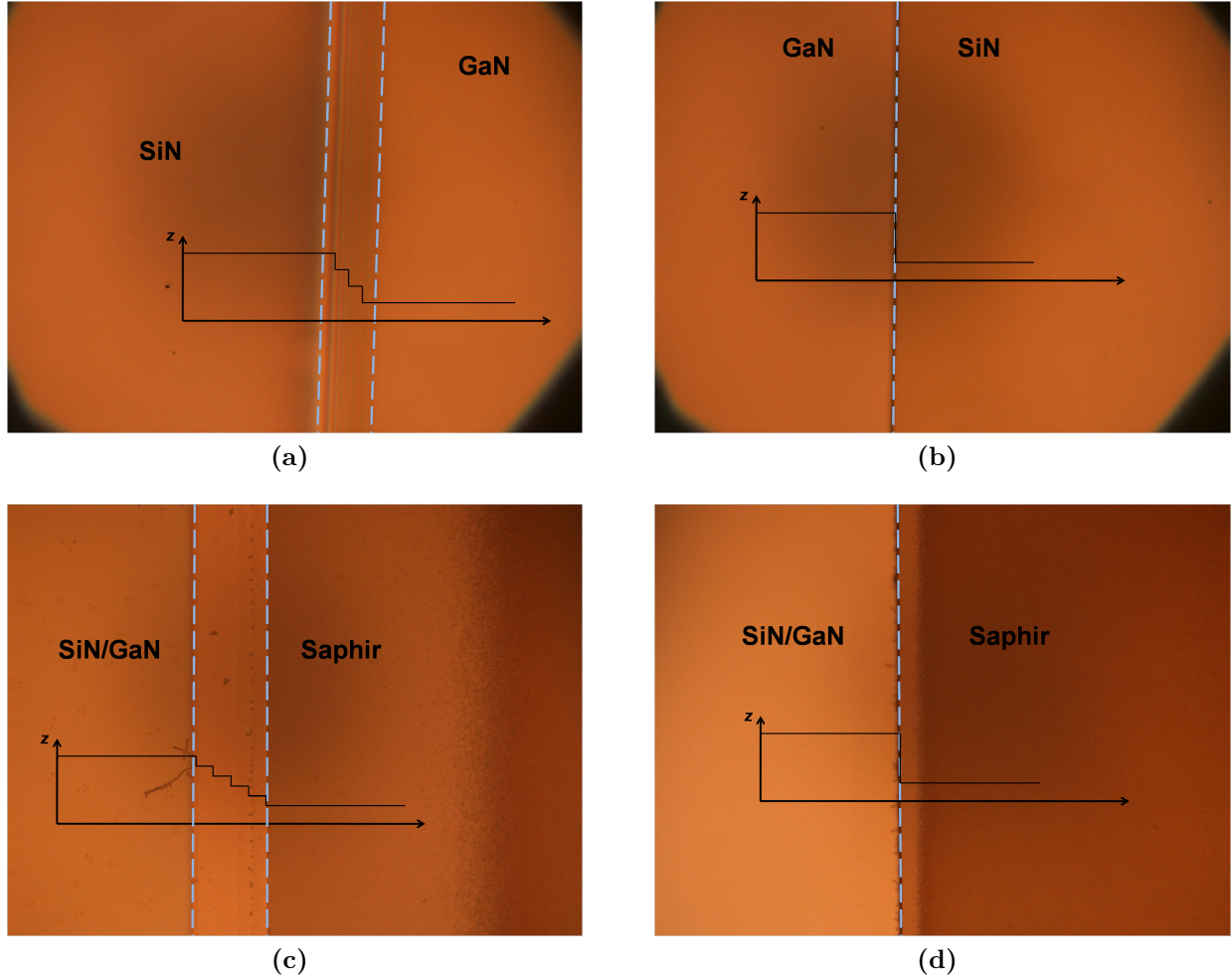


Figure III.16 – Photographies de profil de masque SiN (a) dans le cas d’une ouverture avec un substrat de Si épais et (b) dans le cas d’une ouverture avec un méso réalisé en lithographie optique (grossissement $\times 20$) ; de profil de GaN gravé (c) dans le cas d’une ouverture avec un substrat de Si épais et (d) dans le cas d’une ouverture avec un méso réalisé en lithographie optique (grossissement $\times 20$)

On remarque sur la figure III.16(b) que la pente est raide, ce qui ne permettra pas une continuité de métallisation de quelques dizaines de nanomètres. En revanche, sur la figure III.16(a), on distingue un profil en pente reproduit lors de la gravure du matériau GaN (figures III.16 (c) et III.16 (d)).

Ce profil en pente permet à une faible métallisation de quelques dizaines de nanomètres d’effectuer le contact électrique entre la partie gravée et la partie non-gravée. La figure III.17 reprend les deux cas de la figure III.16 et montre la continuité de la métallisation (figure III.17(a)) ou non (figure III.17(b)). Le résultat a été validé électriquement par mesure de résistance au sein d’une même ligne.

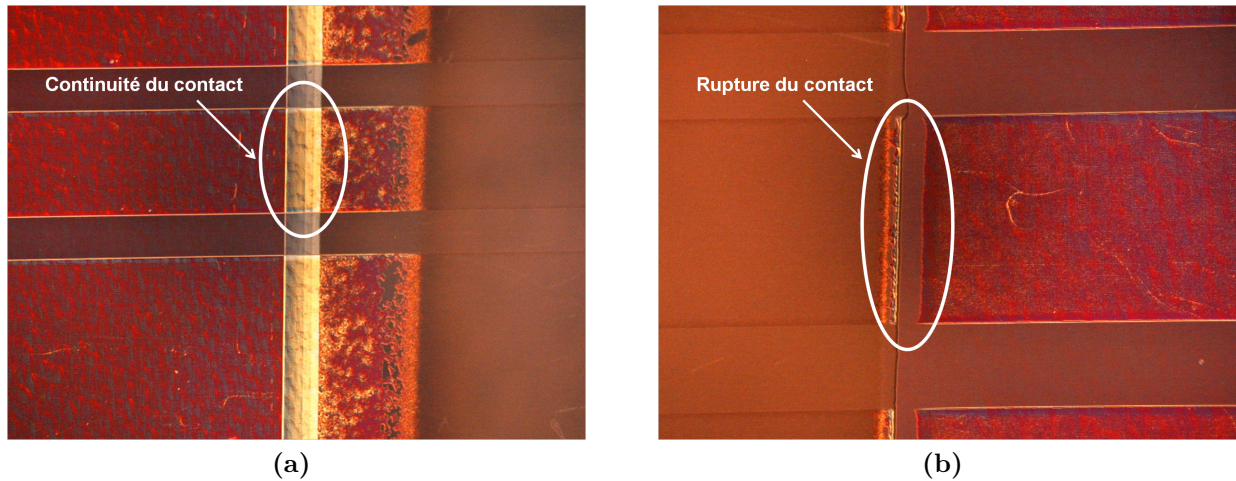


Figure III.17 – Photographies de profil de métallisation (c) dans le cas d’une gravure en pente – (d) dans le cas d’une gravure abrupte (grossissement $\times 20$)

Process de gravure du GaN

La nécessité d'utiliser un masque de nitrure Si_3N_4 pour la gravure du GaN a entraîné un mauvais fond de gravure. En effet, on utilise une puissance RIE relativement basse afin de bien conserver les pentes voulues, ce qui peut avoir comme conséquence une mauvaise évacuation des espèces gravées en suspension dans la chambre. Le fond de gravure, au saphir, présentait des redépôts de SiN , ainsi que des aiguilles de matériau GaN (figures III.18 (a) et (b)).

Après observation au microscope électronique à balayage, la nature de cette zone de rugosité a bien été identifiée. Cette forte rugosité (200nm) entraîna des complications lors des premières réalisations technologiques du fait de l'accroche délicate du métal (Ti/Au de 33nm) sur le saphir.

Le métal se déposant sur une surface très rugueuse, les épaisseurs étaient erronées avec un mélange des métaux conduisant à un aspect opaque en surface. Une solution de nettoyage chimique (Remover Post-Process ECK265) après gravure régla ce problème.

Révélation de la résine optique pour le second niveau

L'utilisation d'une résine photosensible épaisse comme la LOR 30B a pour inconvénient de former des bourlets importants aux bords libres de l'échantillon. En temps normal, il est possible d'éliminer ces fortes rugosités par un détournage de résine. Dans notre cas, travaillant sur des tailles inférieures au substrat de 2 pouces original, cette solution n'était pas envisageable.

Cette rugosité en bord d'échantillon eût un impact négatif lors de l'insolation de la résine. En effet, lors de cette étape, la résine est mise en contact avec le masque optique avec une pression

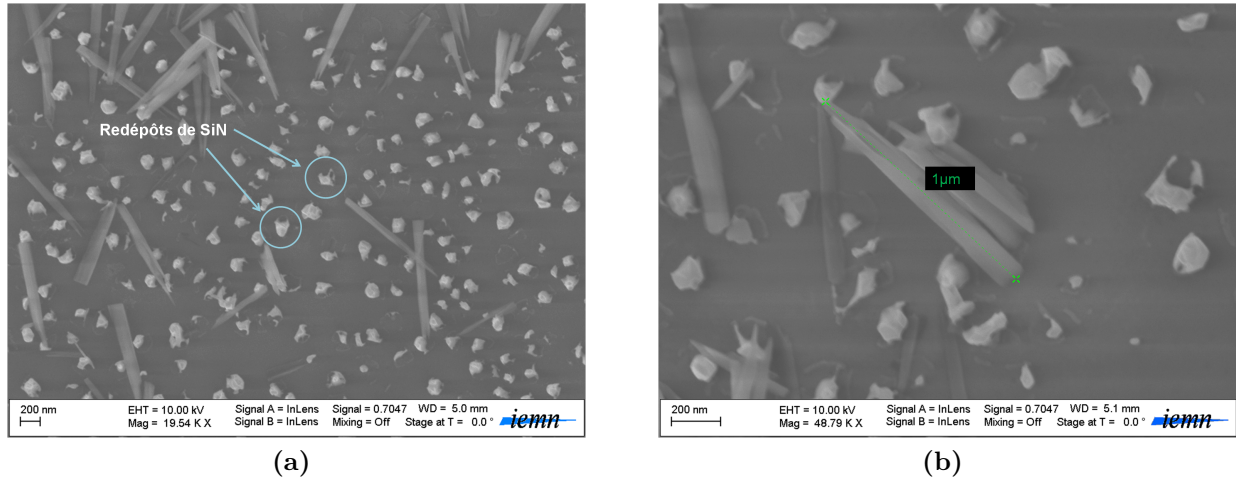


Figure III.18 – Photographies MEB (a) du fond de gravure, (b) avec zoom

proche de 2bar. De ce fait, une forte pression est exercée sur la surface de la résine dont la planéité n'est pas optimale. Lors du développement de la résine, les contraintes se relâchent et des fissures sont apparues dans la résine LOR 30B comme le montre la figure III.19.

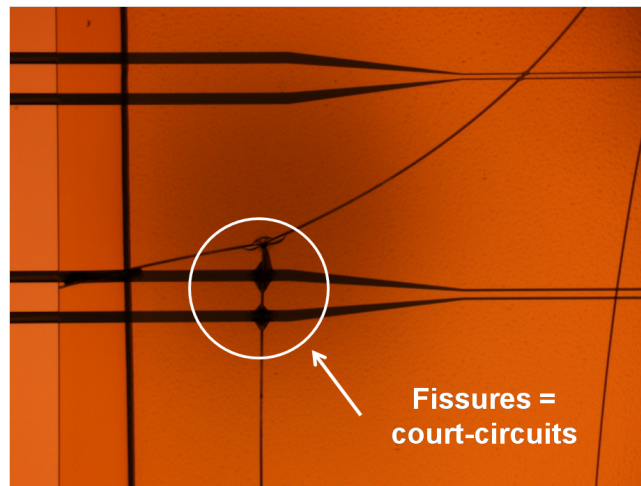


Figure III.19 – Photographie des fissures apparaissant dans la couche de résine photosensible (grossissement x2,5)

Différents ajustements au niveau des conditions de recuit (entre 140 et 180°C) et d'insolation (pression de contact) de la résine ont été conduits, sans disparition des fissures.

La réalisation technologique de ce dispositif se déroule en 3 étapes-clés que sont la gravure du GaN, le premier niveau de métallisation fine et le second niveau d'épaississement des accès. Le principal challenge était de **réaliser une gravure à dénivelé suffisamment doux pour**

permettre une fine métallisation sur plusieurs microns. Ce défi a bien été relevé. Des complications à la gravure sont apparues mais des solutions ont été trouvées. Cependant, des difficultés à réaliser le niveau d'épaississement de contact n'ont pas été résolues. Différents types de dispositifs ont été réalisés et le paragraphe suivant en montre les résultats de caractérisation.

2.3 Caractérisations électriques

Trois structures sur les couches de GaN de TopGaN seront caractérisées dans ce paragraphe. Deux d'entre elles ont été gravées au 2/3 de la longueur de la ligne, jusqu'au saphir. En premier lieu, et pour montrer l'effet de la gravure du GaN, nous comparerons une ligne $W=100\mu\text{m}$ et $G=45\mu\text{m}$, métallisée avec $\text{Ti}(25\text{nm})/\text{Au}(1\mu)$ d'épaisseur sur une couche non gravée et gravée de GaN. Ensuite, une ligne d'épaisseur de métal $\text{Ti}(3\text{nm})/\text{Au}(30\text{nm})$ sur une couche de GaN gravée sera comparée au cas de métallisation plus épaisse.

Ces mesures ont été effectuées au sein de l'IEMN avec l'aide de Sylvie Lepillet. On utilise un analyseur de réseau modèle E8361A de chez Agilent Technologies. Les pointes hyperfréquences utilisées sont de marque Picoprobe avec un écartement de $500\mu\text{m}$.

2.3.1 Dans le cas d'une épaisseur de métal de $1\mu\text{m}$

On rappelle que le masque utilisé est celui de la figure III.15. Cette configuration coplanaire à couche de GaN gravé a été métallisée avec une épaisseur de $1\mu\text{m}$, plus conforme à la qualification standard du matériau pour ses propriétés hyperfréquences (paramètres S). En effet, dans ce paragraphe, la structure ne satisfait pas aux conditions de génération de plasmons de surface. Cette caractérisation sera traitée dans le paragraphe suivant. La figure III.20 compare les coefficients de réflexion S_{11} et transmission S_{21} de la ligne coplanaire, dans le cas du GaN pleine plaque et gravé.

Sur la figure III.20(a), le coefficient de réflexion est réduit dans le cas du ruban de GaN gravé, avec environ -14dB à 10GHz, ce qui montre une amélioration par rapport au cas pleine plaque (-8dB à 10GHz). Le coefficient de transmission S_{21} du signal électrique (figure III.20(b)) passe alors de -76dB (GaN pleine plaque) à -56dB (ruban GaN gravé) à la fréquence de 10GHz. La diminution des pertes de transmission, d'environ 25%, reste en-dessous des performances attendues. Le matériau GaN ayant été gravé sur les 2/3 de la longueur de la ligne de transmission (comme sur la figure III.12), les pertes de transmission théoriques associées au matériau semiconducteur ne devraient représenter plus de 33% des pertes précédemment identifiées dues au GaN. On peut supposer que les différentes étapes technologiques comme la gravure du matériau, ont dégradé fortement la surface du GaN, notamment au niveau des

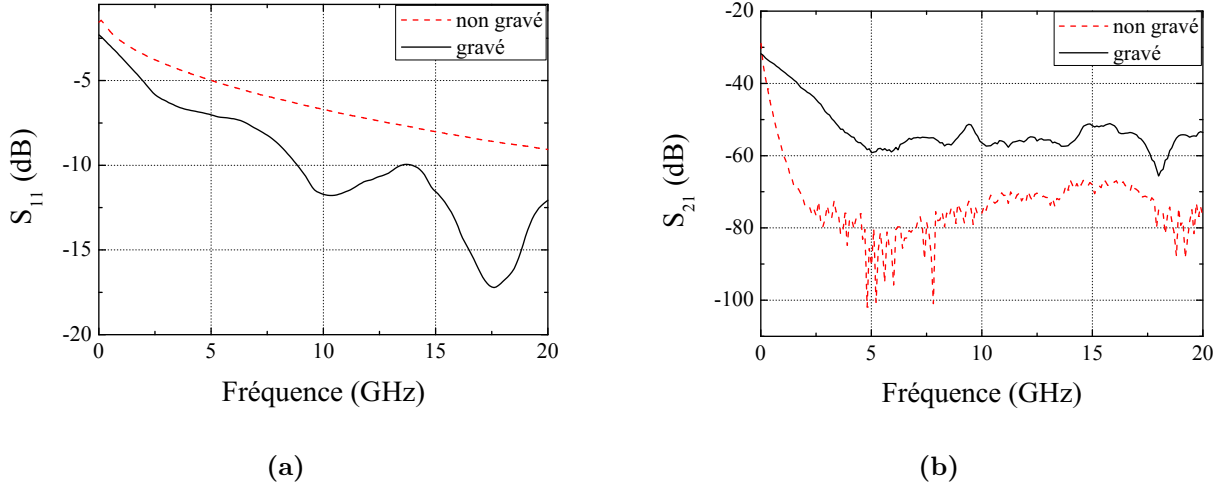


Figure III.20 – Mesures de coefficients (a) S_{11} et (b) S_{21} pour une ligne de transmission chargée sur 50Ω de $100\mu\text{m}$ à gap de $45\mu\text{m}$, épaisseur d'or de $1\mu\text{m}$, longueur 3cm

flancs. Ces rugosités apportent alors une contribution non-négligeable au niveau des pertes. De plus, dans le cas non gravé, les mesures se rapprochent du niveau de bruit, ce qui rend difficile une quantification des pertes liées au GaN. Si le concept de réduction de la zone active de GaN reste un élément positif en vue de la réduction des pertes de transmission, on comprend que sa réalisation technologique reste encore à étudier.

2.3.2 Dans le cas d'une épaisseur de métal de 40nm

Dans cette configuration à épaisseur de métal de 40nm, nous avons donc réalisé une structure coplanaire permettant la génération d'une résonance plasmonique. Le but ici est de démontrer la coexistence du couplage optique (plasmons de surface) et électrique (signal RF). La figure III.21 présente les coefficients S_{11} et S_{21} avec une comparaison des épaisseurs de métal de 1μ et 40nm, pour la ligne coplanaire.

La figure III.21(a) montre que le coefficient de réflexion passe, par exemple, de -12dB à -28dB à 10GHz, pour des épaisseurs respectives de métal de $1\mu\text{m}$ et 40nm. Comme on pouvait s'y attendre, on observe une dégradation du coefficient de transmission S_{21} (figure III.21(b)) dans le cas d'une ligne coplanaire à épaisseur de métal de 40nm, passant de -56dB à -84dB à une fréquence de 10GHz. La mesure reste ancré dans le niveau de bruit de l'analyseur et l'on comprend que cette augmentation des pertes est due à la faible épaisseur de métal. Malgré cette dégradation des propriétés électriques de la ligne, cela reste, aujourd'hui, la seule possibilité

III.2 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique coplanaire corrigé

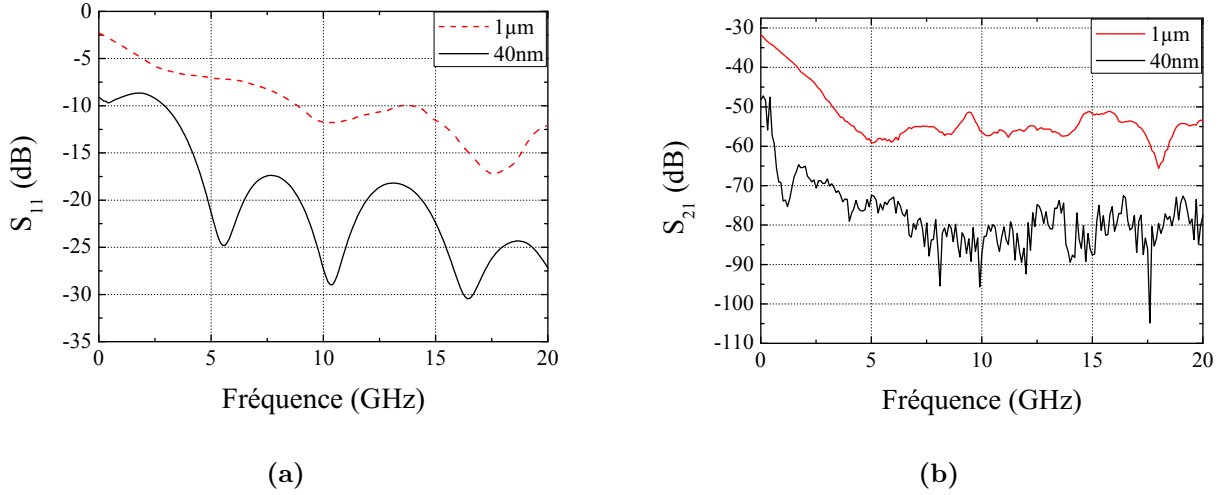


Figure III.21 – Mesures de coefficients (a) S_{11} et (b) S_{21} pour une ligne de transmission chargée sur 50Ω de $100\mu\text{m}$ à gap de $45\mu\text{m}$, épaisseur d'or de 40nm , longueur 3cm

d'obtenir un couplage combiné optique/électrique. Ici encore, l'amélioration de cette configuration doit provenir nécessairement par l'optimisation des lignes coplanaires. **Il est probable que le caractère encore trop conducteur du GaN soit à l'origine de ce mauvais comportement hyperfréquence.**

Les dispositifs réalisés technologiquement n'ont pas répondu complètement à nos attentes, notamment en terme de transmission du signal électrique. Ils n'ont pas permis de statuer clairement sur l'influence de la gravure du ruban de GaN et de l'épaisseur de métal de la ligne hyperfréquence. Il sera donc nécessaire de continuer cette étude en configuration coplanaire en optimisant le design et la structure, mais on peut penser que, pour une structure coplanaire, un véritable saut en performances pourrait être atteint dès lors que la qualité des matériaux se traduira par un dopage résiduel suffisamment bas.

Devant ces difficultés, l'étude s'est alors concentrée sur la seconde configuration hyperfréquence de type diode ou micro-ruban, pour laquelle le dopage du matériau n'est pas rédhibitoire.

3 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode

En marge des deux structures coplanaires étudiées et réalisées, nous avons aussi choisi d'explorer une autre configuration pour l'application d'un signal électrique hyperfréquence pour la modulation optique : la configuration diode en constante localisée. En effet, rappelons que le contact d'or sur GaN forme une jonction, ou diode, Schottky, assimilable à un dipôle.

A la différence de la configuration coplanaire, cette configuration s'assimile à un dipôle d'impédance Z correspondant à une capacité (figure III.22).

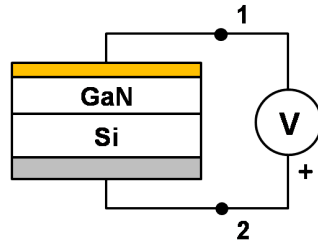


Figure III.22 – Schéma de polarisation de la diode Schottky en inverse

3.1 Relation entre surface S et fréquences accessibles

Ce dipôle est alors assimilable à la capacité de la diode mise en parallèle avec la charge du circuit d'impédance 50Ω . Le schéma idéal de cette impédance est donc une résistance R en parallèle d'une capacité C selon le schéma de la figure III.23.

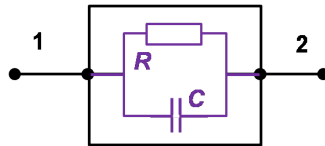


Figure III.23 – Schéma caractéristique d'un dipôle analogue à la configuration diode chargée sur la résistance R du circuit

L'impédance de l'ensemble est alors $Z = \frac{1}{jC\omega + \frac{1}{R}}$ et la fréquence de coupure d'un tel circuit va donc dépendre de la résistance R et de la capacité C selon la relation :

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \quad (\text{III.2})$$

III.3 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode

Dans cette configuration, le dimensionnement concerne en particulier la surface sur laquelle le signal électrique sera appliqué, la capacité $C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{e}$, mettant en jeu la permittivité diélectrique du matériau de cœur ε_r , la surface du contact Schottky S et l'épaisseur de la structure inter-électrodes e (en principe l'épaisseur du GaN). Ainsi, plus la surface du contact S est faible, plus la capacité associée est faible, et donc la fréquence de coupure élevée.

Prenons donc l'exemple de notre couche de GaN/Si GNW1009004 du KAIST. Il s'agit d'une couche de $1\mu\text{m}$ de GaN que nous assimilons à un diélectrique de permittivité relative 8,9 (celle du GaN). En considérant une surface de contact de $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$, la capacité associée sera de l'ordre de 0,2pF pour une fréquence de coupure du circuit (adapté à 50Ω) d'environ 16GHz.

Cette fréquence serait tout à fait acceptable pour une phase de démonstration ; dans la mesure où l'on puisse focaliser le signal optique sur une telle surface. De plus, ce dimensionnement est de l'ordre de grandeur de la longueur de propagation des plasmons de surface à l'interface Au-GaN ($53,65\mu\text{m}$, calculé au chapitre I). Il existe donc une limitation de surface associée au phénomène de résonance plasmonique.

En augmentant la surface de contact, la fréquence de coupure va alors diminuer. Cependant, dans le cas d'une caractérisation avec un prisme en GaAs de base 1cm^2 , la démonstration d'une modulation en utilisant des surfaces quasi centimétriques à quelques mégahertz validerait la faisabilité d'un tel dispositif. Cette étape franchie, **la réduction de la surface de contact permettra une augmentation de la fréquence de coupure** pour atteindre 16GHz, comme le montre la figure III.24.

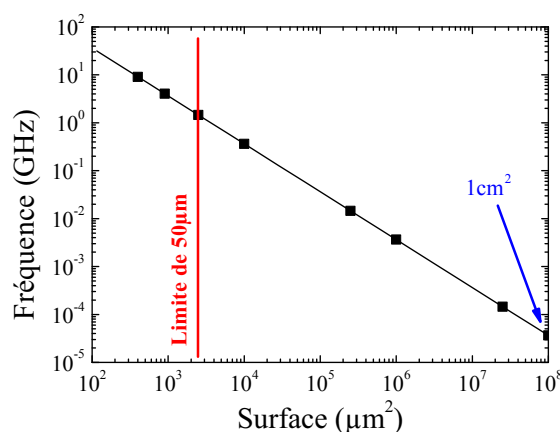


Figure III.24 – Variation de la fréquence de coupure en fonction de la surface du contact

3.2 Motivations

Comme nous venons de la voir, une surface S relativement grande pour la configuration diode peut servir pour la démonstration de modulation à basse fréquence et présente la possibilité d'être caractérisée par couplage par prisme. En effet, avec une surface S de l'ordre du centimètre carré (voir inférieure), l'application d'un prisme macroscopique permettra de réaliser le couplage nécessaire sans problème de focalisation. Le montage d'un banc de mesure par couplage par prisme à focalisation quasi centimétrique sur la plate-forme de TRT permettra aussi la caractérisation de motifs à surface de l'ordre de la centaine de microns et donc de vérifier l'aptitude à fonctionner en hyperfréquences.

Enfin, cette configuration diode permet l'application d'un signal électrique de manière orthogonale aux interfaces, donc à 90° des possibilités de la configuration coplanaire. La figure III.25 montre en effet que le champ électrique se propage au travers de la couche, de manière colinéaire à l'axe de croissance du matériau GaN.

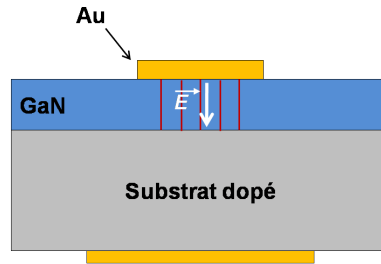


Figure III.25 – Illustration des lignes de champ dans une configuration diode

Il est très intéressant d'étudier les effets d'un champ électrique dans ce sens orthogonal. En effet, dans les applications électro-optiques sur matériaux ferro-électriques, la littérature a montré que les effets étaient dépendant de l'orientation du champ électrique dans le matériau, définissant ainsi des coefficients électro-optiques selon les directions du cristal. Le coefficient le plus élevé est généralement obtenu selon la direction de croissance [3, 4]. Dans le cas du GaN, afin d'obtenir un champ électrique selon la direction de l'axe c , il est alors fortement recommandé d'utiliser un substrat conducteur comme contact inférieur. C'est pourquoi des structures comme le GaN/Si GWN1009004 du KAIST ou le GaN/GaN n^+ /Saphir HFTS 381 de DTU sont particulièrement bien adaptées.

Afin de mettre en évidence ces effets électro-optiques, il devient nécessaire de faire se propager une onde optique selon cette même direction. L'utilisation du couplage par prisme pour ce type de caractérisation a déjà été démontrée, en particulier par Wang *et al.* en 2010 [5]. D'autres techniques de caractérisation peuvent être utilisées comme l'ellipsométrie [6].

3.3 Procédé de fabrication du dispositif

Ce paragraphe regroupe la fabrication d'un dispositif sur substrat conducteur (comme le silicium dopé) et sur substrat isolant avec couche inférieure conductrice (comme le GaN n^+).

3.3.1 Nettoyage du substrat

L'étape de nettoyage ne change pas dans ce troisième cas : un bain de solution 'pirahna' pour éliminer les composés organiques et une désoxydation du GaN par un mélange eau/acide chlorydrique (H_2O/HCl 37%) aux proportions 1 :1.

3.3.2 Accès aux couches dopées inférieures sur substrat isolant

Dans le cas de l'échantillon HFTS 381 (GaN/GaN n^+ /Saphir) de DTU, il est nécessaire de graver la couche de GaN de surface au préalable pour pouvoir déposer le contact « inférieur » par la suite.

On reprend en partie le procédé de gravure du GaN décrit au paragraphe 2.2.3 en utilisant un masque de nitrure de silicium (Si_3N_4) ouvert en RIE (tableau III.13).

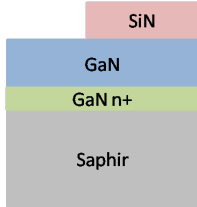
• Dépôt Si_3N_4 par PECVD, 300°C, épaisseur 500nm • Ouverture plasma RIE CHF_3/CF_4 (40/40sccm), P : 180W, p : 50mTorr, t : 6min	
---	---

Tableau III.13 – Ouverture du masque de SiN

La gravure du GaN en ICP reste identique. Cependant, le temps de gravure est surveillé par interférométrie laser sur la surface du GaN afin de pouvoir estimer l'épaisseur gravée au temps t . Après gravure, le SiN est retiré par voie chimique dans un bain de HF (tableau III.14).

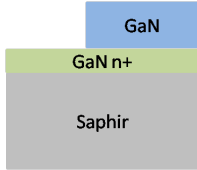
• Gravure Cl_2/Ar (20/5sccm), P_{RIE} : 50W, P_{ICP} : 300, p : 4mTorr, T : 20°C, t : 5min • HF 50% 4min	
--	---

Tableau III.14 – Gravure du GaN jusqu'à la couche n^+

3.3.3 Dépôt des électrodes

Pour des motifs centimétriques

Afin d'évaluer rapidement les propriétés de la structure en champ électrique continu, nous avons choisi de définir des électrodes de tailles importantes (de l'ordre du centimètre). Il est alors possible d'utiliser des masques métalliques. Ces masques sont usinés mécaniquement par découpe dans une plaque de laiton de quelques centaines de microns d'épaisseur. Il suffit ensuite de les fixer sur les échantillons lors du dépôt de métal. Évidemment, les bords de métallisation dans ce cas de figure ne sont pas correctement définis (tableau III.15).

• Etching Ar + Évaporation Au 40nm	
--	--

Tableau III.15 – Métallisation de motifs grossiers avec utilisation d'un masque métallique

Pour des motifs micrométriques

Pour des motifs plus fins, nous avons utilisé des masques de lithographie optique. Ceux-ci sont constitués de lignes parallèles à largeurs et espacements croissants. Le modèle de conception de ce masque est illustré en figure III.26. Les largeurs de ligne s'échelonnent de 1 à 500 microns, pouvant permettre une montée en fréquence jusqu'à quelques MHz.

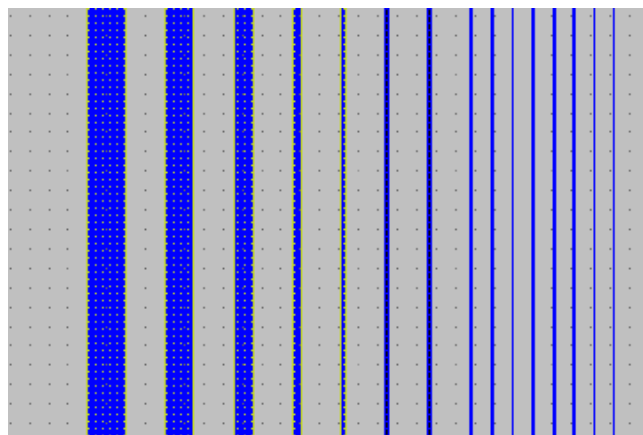


Figure III.26 – Masque optique de lignes à largeurs croissantes entre 1 et 500 μm

Ce procédé de lithographie n'ayant pas de limitation en terme d'écriture, on préférera réaliser ces lignes par une méthode de *lift-off*. Dans un premier temps, on dépose une résine

III.3 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode

photosensible négative : la AZ nLof 2020 diluée (tableau III.16).

• AZ nLof 2020 diluée v : 3000rpm, a : 1000rpm/s, t : 20s capot ouvert, épaisseur 300nm • Recuit 1min à 110°C	
--	--

Tableau III.16 – Enduction de résine

On effectue un recuit d'inversion 1min à 110°C. Ce recuit permet de durcir la résine sur les parties insolées. Le développement se fait dans une solution basique (tableau III.17).

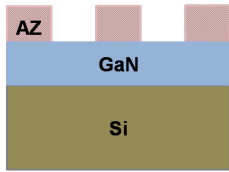
• Insolation : $\lambda=400\text{nm}$, $P_{opt}=12\text{ W.cm}^2$, t : 4s • Recuit d'inversion 1min à 110°C • Développement MF326 1min30 + EDI 30s	
--	--

Tableau III.17 – Développement des motifs en profil casquette sur la résine

Une fois les motifs réalisés, on vient déposer du métal par évaporation sur l'ensemble de la plaque. Ce type de métallisation étant directif, le métal va se déposer en suivant quasi-parfaitement la surface de l'échantillon. Autrement dit, le métal se dépose sur la résine et va former des pavés réguliers sur le matériau GaN au niveau des zones révélées par lithographie. La dissolution de la résine restante et du métal non-voulu, procédé *lift-off*, s'effectue au Remover 1165 chauffée à 70°C durant quelques heures (tableau III.18).

• Etching Ar + Évaporation Au 40nm • Remover 1165 à 70°C • Acétone/isopropanol + séchage N₂	
--	--

Tableau III.18 – Lift-off du métal et obtention des lignes d'or sur le GaN

3.3.4 Métallisation du contact inférieur

Pour finaliser ce dispositif en configuration diode, il est nécessaire de former un contact ohmique, en face arrière de l'échantillon dans le cas d'un substrat conducteur, ou sur la couche for-

Chapitre III. Fabrication du modulateur optique à commande plasmonique et caractérisations

tement dopée sur substrat saphir. Le choix d'un substrat de silicium dopé n^+ induit un contact ohmique Ti/Au. Ce contact est réalisé par pulvérisation cathodique RF puisque l'épaisseur du contact n'est pas critique (tableau III.19).

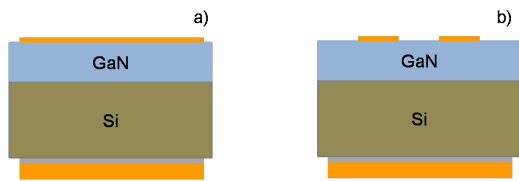
• Pulvérisation cathodique RF Ti (P : 250W, Ar : 30sccm, t : 45s), épaisseur 20nm • Pulvérisation cathodique RF Au (P : 250W, Ar : 30sccm, t : 140s), épaisseur 200nm	
--	--

Tableau III.19 – Réalisation du contact face arrière par pulvérisation cathodique a) dans le cas de motifs grossiers – b) dans le cas de motifs fins

La métallisation ohmique du contact dans le cas de l'échantillon HFTS 381 (avec couche de GaN n^+ enterrée) est différent. Elle nécessite un empilement Ti/Al/Ni/Au, suivi d'un recuit flash à 900°C pendant 30s (tableau III.20).

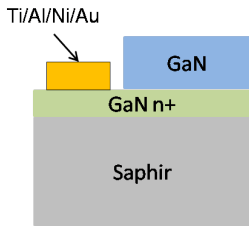
• Etching Ar + Évaporation Ti/Al/Ni/Au, épaisseurs 12/200/40/100nm • Recuit flash à 900°C pendant 30s sous N_2 avec pente de 45°C/s	
---	--

Tableau III.20 – Réalisation du contact ohmique inférieur sur couche fortement dopée dans le cas d'un substrat isolant

3.3.5 Découpe des échantillons

Nous avons déjà montré la découpe par faisceau laser ou scie diamantée sur les échantillons à substrat saphir au LMP de Maubeuge. Dans le cas des substrats de silicium dopé, l'orientation (111) exclut un clivage à 90° du méplat. En effet, sur ce type d'orientation de substrat, les plans de clivage sont situés à 45° des plans de méplat. Il faudrait donc réaliser l'ensemble du procédé de fabrication dans cette orientation afin d'utiliser une technique de clivage. On utilisera donc encore une fois une découpe laser ou scie diamantée au préalable de la mise en boîtier.

3.4 Caractérisations optiques

Ce paragraphe relate les caractérisations de génération de plasmons de surface sur les dispositifs réalisés en salle blanche en configuration diode. En premier lieu, on décrira brièvement

III.3 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode

les modifications du banc de caractérisation permettant ces mesures. Les résultats présentés ensuite démontreront la faisabilité d'une génération plasmonique sur GaN.

3.4.1 Banc de caractérisation optique et prisme de GaAs

Comme nous l'avons vu au chapitre II, nous avons privilégié le couplage optique à l'aide d'un prisme pour la génération de plasmons de surface. Cette technique, décrite au paragraphe I.4.1 permet de coupler une onde évanescente au sein d'un guide optique. Dans le cas de la plasmonique, on inclut une couche de métal entre le prisme et le guide optique afin de se retrouver dans une configuration de Kretschmann-Raether. Le matériel utilisé ayant déjà été décrit au chapitre II, intéressons-nous au prisme de GaAs qui sera utilisé.

Nous avons choisi un angle au sommet de 90° . En effet, en accord avec le paragraphe II.3 et comme le montre la figure III.27(b), un tel prisme d'indice 3,37 permet la visualisation d'une gamme d'indice effectif situés entre 1,5 et 3. En rappelant que l'indice effectif calculé pour une résonance plasmonique sur une structure de type GaAs/Au/GaN est de l'ordre de 2,37 pour une longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$, ce prisme est bien adapté à la visualisation des plasmons de surface.

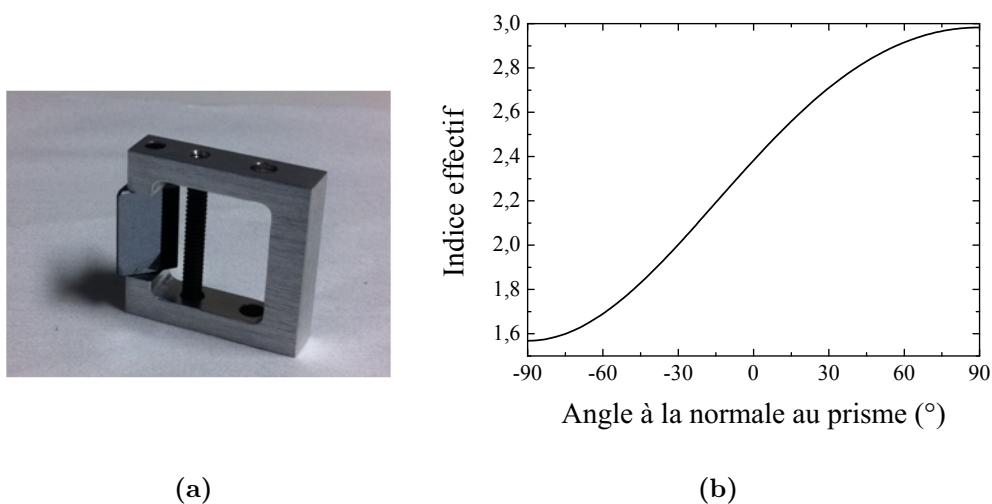


Figure III.27 – (a) Prisme de GaAs massif usiné par TRT avec un angle au sommet de 90° monté dans un support adapté au coupleur Metricon – (b) Illustration de la gamme d'indice effectif accessible avec un prisme de GaAs isocèle d'angle au sommet de 90°

Ce prisme a été usiné dans un cube de GaAs par TRT et à été poli optique. La figure III.27(a) montre ce prisme monté dans un support adapté au coupleur Metricon. Il s'agit d'un

prisme de taille importante d'environ 2cm^2 de base. Néanmoins, il a l'avantage de permettre un ajustement de focalisation plus facile au sein du coupleur au point d'interaction maximal.

La suite de ce paragraphe présente les résultats obtenus.

3.4.2 Mise en évidence de la résonance plasmonique en polarisation TM

La démonstration de la génération de plasmons de surface sur semiconducteur ne nécessite pas de réalisation technologique particulière. Au contraire, il est nécessaire que la surface active soit suffisamment grande pour ne pas avoir de problème de focalisation de l'onde optique à travers le couplage par prisme. Une couche de GaN déposée sur saphir a été métallisée avec les spécifications issues des modélisations de structure du paragraphe II.3 (40nm d'Au) à l'aide d'un masque métallique de surface environ 2cm^2 . Le prisme de GaAs avec angle au sommet de 90° a été installé dans le coupleur Metricon pour la caractérisation de cette interface potentiellement plasmonique.

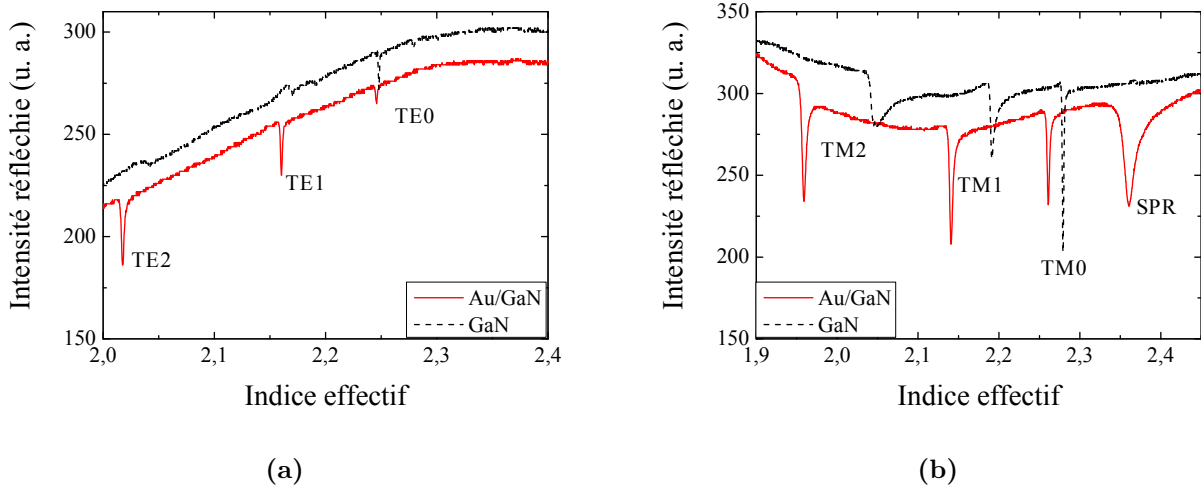


Figure III.28 – Comparaison des modes obtenus en polarisation (a) TE et (b) TM pour une structure de type Au/GaN/Saphir avec prisme GaAs

En raison de la meilleure qualité de la résonance plasmonique sur les échantillons déposés sur saphir, cette première mise en évidence a été réalisée sur l'échantillon HFTS 299C (GaN/Saphir) issu de DTU. La figure III.28 montre la comparaison des spectres de réflexion entre la surface non-métallisée et la surface métallisée en polarisation TE (figure III.28(a)) et en polarisation TM (figure III.28(b)) de la structure test.

III.3 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode

Sur cette figure, on remarque deux effets. Le premier est le léger décalage des modes guidés présents en polarisation TE et en polarisation TM en présence d'une fine couche de métal en surface. Il est naturel que l'indice effectif soit modifié puisque l'indice de l'or apporte sa contribution à cet indice effectif. De plus, l'effet d'absorption de la lumière par la couche de métal, même fine, a une influence sur la profondeur de ces modes guidés.

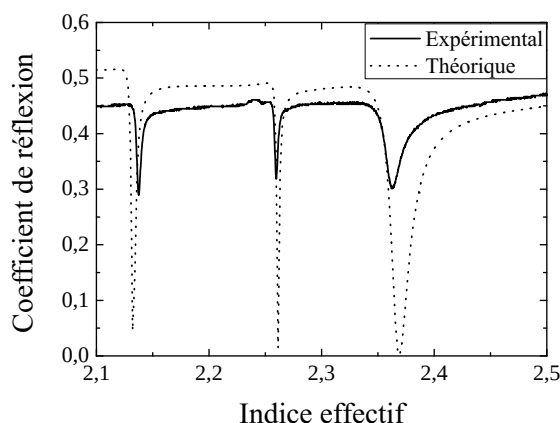


Figure III.29 – Confrontation des résultats expérimentaux à la courbe théorique pour la structure Au/GaN avec prisme GaAs

Le second effet est perceptible sur la figure III.28(b), on dénote un mode supplémentaire en polarisation TM pour un indice effectif autour de 2,36 : on peut alors conclure à la démonstration d'une résonance plasmonique de surface sur notre structure, en accord avec nos prévisions de calcul (figure III.29). Ce nouveau mode, seulement présent en polarisation TM, se distingue des précédents par une largeur à mi-hauteur plus élevée que dans le cas des modes guidés. Aussi, rappelons que si le mode plasmonique se propage à **l'interface entre le métal et le semiconducteur sur une profondeur d'environ 500nm**, le mode de propagation guidé, TM0 par exemple, est lui **gaussien et se propage sur l'ensemble de l'épaisseur de la couche** de GaN. Il sera donc théoriquement plus difficile de moduler un mode guidé qu'un mode plasmonique par un mécanisme de surface pour la variation d'indice.

3.4.3 Influence du matériau GaN et du substrat de croissance

Cette démonstration expérimentale a aussi été vérifiée sur les différentes structures GaN étudiées au cours du chapitre II. La figure III.30 en présente les différentes résonances plasmoniques.

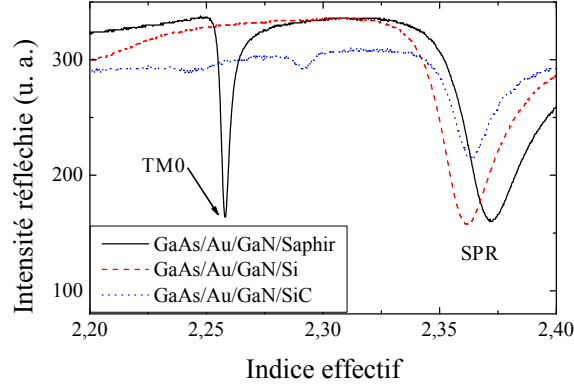


Figure III.30 – Comparaison de la résonance plasmonique de surface sur Au/GaN suivant le substrat de croissance. L'échantillon HFTS 299C de DTU représente le substrat saphir, celui provenant du KAIST le substrat silicium et TopGaN le substrat SiC

Sur cette figure, on retrouve la tendance déjà observée au niveau des propriétés optiques du guide d'onde du paragraphe II.2.3. En particulier, les modes guidés ne sont visibles que pour la couche de GaN sur saphir. En effet, ces modes présentaient déjà beaucoup de pertes sur substrat Si et SiC ; l'ajout d'une fine couche de métal absorbante en surface ne permet plus un couplage optimal de l'onde optique. A l'inverse, sur l'échantillon HFTS 299C de DTU, les modes guidés étaient déjà fins et profonds en optique guidée et peuvent encore être observés même avec la métallisation.

De même, ces différentes couches minces ont présenté des valeurs d'indice différentes, ce qui se traduit par une valeur d'indice effectif de la résonance plasmonique de surface différente. Néanmoins, le type de substrat ne semble pas affecter la résonance plasmonique.

3.4.4 Influence du métal

On reprend la structure Au/GaN/Saphir (échantillon HFTS 299C de DTU) avec prisme GaAs et on fait varier expérimentalement les épaisseurs de métal afin de trouver une résonance optimale ; la plus fine et profonde. La figure III.31(a) montre que l'épaisseur optimale de métal pour ce type d'interface est bien de 40nm (selon le meilleur compromis du tableau III.21 entre 30, 40 et 50nm).

De plus, comme déjà observé par modélisation dans le paragraphe II.3.2.1, l'utilisation d'une couche de métal pour améliorer l'accroche de l'or sur le GaN est néfaste pour une résonance plasmonique profonde et ainsi entraînant une réduction de l'efficacité de la modulation. La figure III.31(b) montre le type de résonance obtenue expérimentalement en utilisant deux couches

III.3 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode

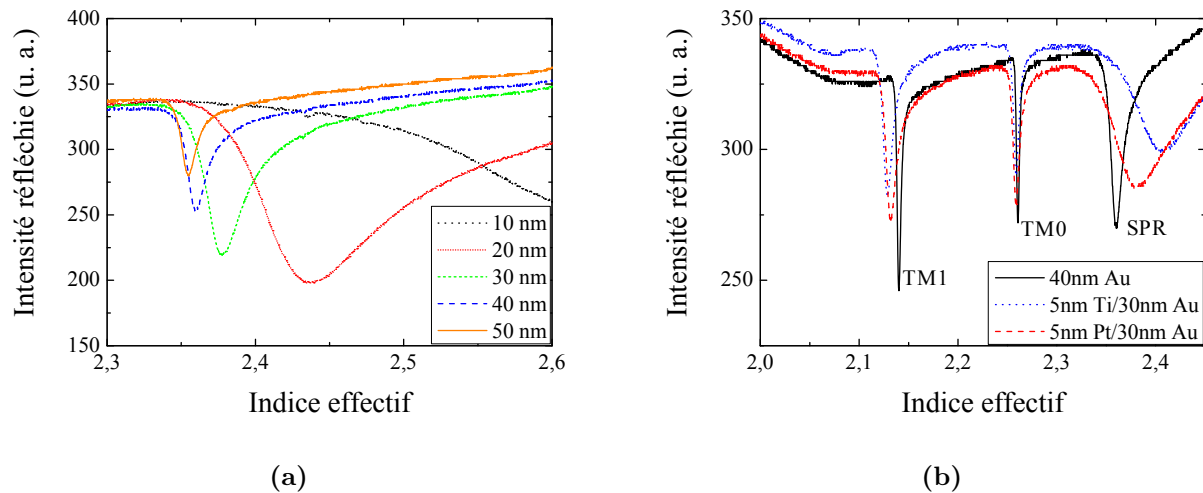


Figure III.31 – (a) Étude expérimentale de l'influence de l'épaisseur de métal sur la résonance pour une structure Au/GaN avec prisme GaAs – (b) Étude expérimentale de la résonance plasmonique selon les différentes métallisations

d'accroche (TI et Pt 5nm) entre le GaN et l'or (30nm).

Épaisseur (nm)	Au(30)	Au(40)	Au(50)	Pt(5)/Au(30)	Ti(5)/Au(30)
Largeur à mi-hauteur (en indice effectif)	$3,4 \times 10^{-2}$	$2,2 \times 10^{-2}$	$1,2 \times 10^{-2}$	$6,5 \times 10^{-2}$	$7,2 \times 10^{-2}$
Profondeur	34%	22%	17%	14%	12%

Tableau III.21 – Influence du type de métallisation sur la profondeur et la largeur à mi-hauteur de la résonance plasmonique

Les valeurs du tableau III.21 confirment que l'ajout d'une couche d'accroche à la structure, multiplie par 3 la largeur à mi-hauteur de la résonance plasmonique. Plus cette valeur sera élevée (résonance large), plus il faudra de variation de l'indice du semiconducteur pour obtenir une modulation efficace (paragraphe I.2.3). Il s'agit donc d'un paramètre crucial pour le modulateur. De plus, la profondeur de la résonance est divisée par 2 pour une épaisseur de seulement 5nm. Ainsi, et ce même si l'adhérence de l'or sur le GaN n'est pas optimale, il est nécessaire de se limiter à une simple couche d'Au formant par la même occasion le contact Schottky sur GaN pour la modulation de l'indice optique.

Un autre paramètre à prendre en compte d'un point de vue expérimental est la présence d'un gap d'air entre le prisme et le métal qui n'est pas considéré lors des études théoriques de la structure. Notre seul moyen de réduire l'épaisseur de ce gap d'air est d'exercer une pression

plus ou moins importante pour le couplage.

3.4.5 Influence de la pression appliquée

La figure III.32 montre la résonance plasmonique obtenue pour différentes pressions de couplage entre 1,4bar et 4,2bar (toujours dans le cas de l'échantillon HFTS 299C). À 1,4bar, aucun mode n'est véritablement observé. Plus le gap d'air est faible (pression élevée), plus la résonance plasmonique est fine et profonde. A partir de 3,5bar, une pression exercée plus importante n'a plus d'influence. On atteint alors un gap d'air minimum en fonction des rugosités conjointes du prisme de GaAs et de la métallisation d'Au. Le cas idéal décrit par la modélisation serait alors une épaisseur de gap d'air de 0nm, soit un collage moléculaire entre l'or et le prisme de GaAs.

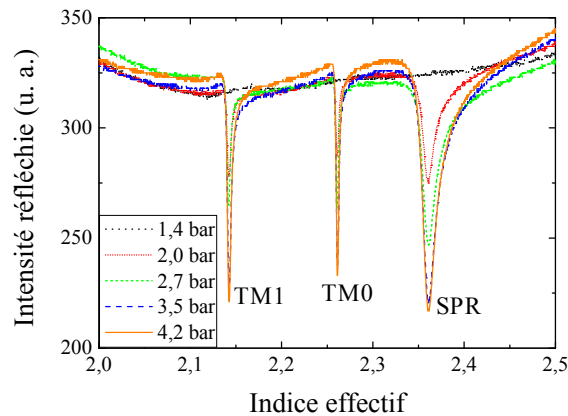


Figure III.32 — Influence de la pression appliquée pour le couplage sur la résonance plasmonique sur l'échantillon Au/GaN/Saphir

Le tableau III.22 montre la valeur de la largeur à mi-hauteur de la résonance plasmonique en valeur d'indice effectif ainsi que sa profondeur. On remarque que si la largeur à mi-hauteur varie peu, la profondeur, elle, est très dépendante de la pression exercée, c'est-à-dire du couplage optique. Il est donc nécessaire d'optimiser le couplage afin d'obtenir une bonne efficacité de variation de la réflexion en fonction du signal électrique appliqué.

Le bilan de cette étude expérimentale confirme plusieurs résultats entrevus lors de la modélisation de la structure à résonance plasmonique sur GaN, en particulier sur **la nature du métal (Au)** et sur **l'épaisseur de celui-ci (40nm)**. Une nouvelle information sur le gap d'air permettant d'obtenir une profondeur maximale a été trouvée pour une **pression de couplage**

III.3 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode

	1,4bar	2,0bar	2,7bar	3,5bar	4,2bar
Largeur à mi-hauteur (en indice effectif)	–	$1,6 \times 10^{-2}$	$1,9 \times 10^{-2}$	2×10^{-2}	2×10^{-2}
Profondeur	–	15%	23%	34%	34%

Tableau III.22 – Influence de la pression appliquée pour le couplage optique sur la largeur et la profondeur de la résonance plasmonique

de 3,5bar. Le cas idéal pourrait alors être la disparition total du gap d'air entre le GaAs et l'or.

3.5 Caractérisations électriques

Ce paragraphe comprend les caractérisations sous un champ électrique statique permettant de montrer l'effet de modulation plasmonique. Les détails sur le protocole expérimental seront préalablement donnés, suivis des mesures et interprétations des résultats.

3.5.1 Protocole expérimental

Celui-ci reprend en grande partie le banc de caractérisation de la résonance plasmonique, auquel on ajoute la possibilité d'appliquer une tension électrique continue sur l'échantillon.

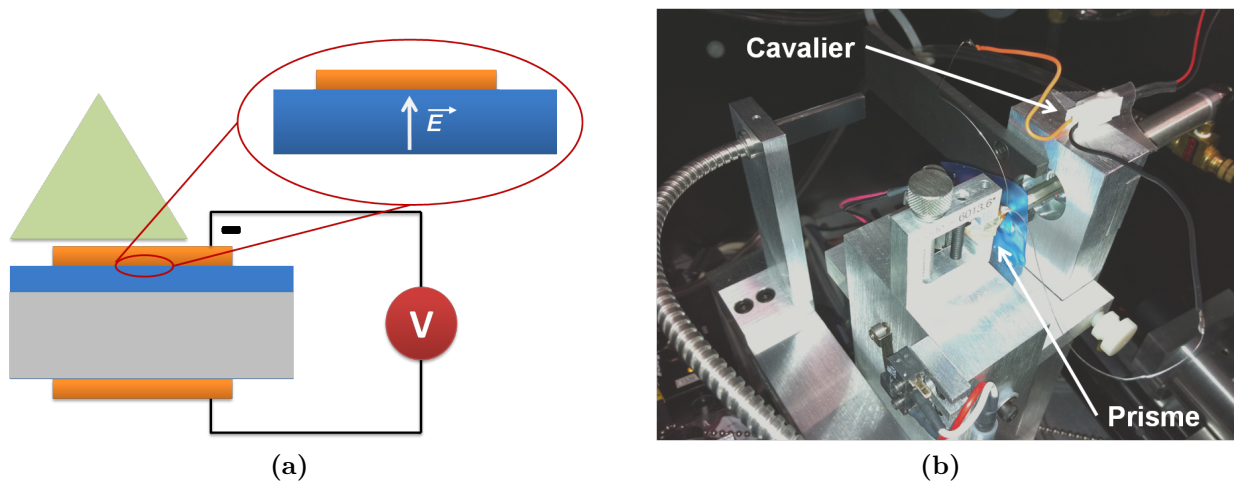


Figure III.33 – (a) Croquis de l'échantillon en tension avec sens possible de la polarisation du champ électrique – (b) Photographie du montage d'un échantillon au sein du coupleur prisme pour des essais de variations d'indice par champ électrique

Cette sollicitation électrique est réalisée par un générateur de tension stabilisée à la manière du croquis en figure III.33(a). Dans cette configuration, la polarisation électrique exercée sur

le dispositif définit le sens du champ électrique au travers de la couche. Les contacts en face arrière et face avant de l'échantillon sont réalisés par application d'une résine conductrice et un fil de contact portés en température à 180°C. Ce dernier est relié au système électrique à l'aide d'un cavalier (visible sur la figure III.33(b)).

Dans la démonstration finale, l'ensemble sera monté dans un boîtier métallique permettant à la fois, le couplage optique par prisme, l'injection de la polarisation continue et du signal RF.

3.5.2 Mesures en champ électrique continu

Des mesures de variation d'indice par application d'un champ électrique ont été réalisées sur deux échantillons, à savoir GNW1009004 GaN/Si du KAIST et HFTS 381 GaN/GaN n^+ /Saphir de DTU. Chronologiquement, c'est l'échantillon provenant du KAIST qui a été étudié en premier.

Couche de GaN sur substrat Silicium dopé (KAIST)

Sur cet échantillon, des tensions positives (borne positive du générateur sur l'électrode supérieure) et négatives (borne négative du générateur sur l'électrode supérieure) jusqu'à 85V ont été appliquées avec un courant en-dessous de la consigne du générateur de 0,5A. La figure III.34(a) présente l'évolution de la résonance plasmonique à l'interface Au/GaN pour des tensions négatives entre 0 et -80V.

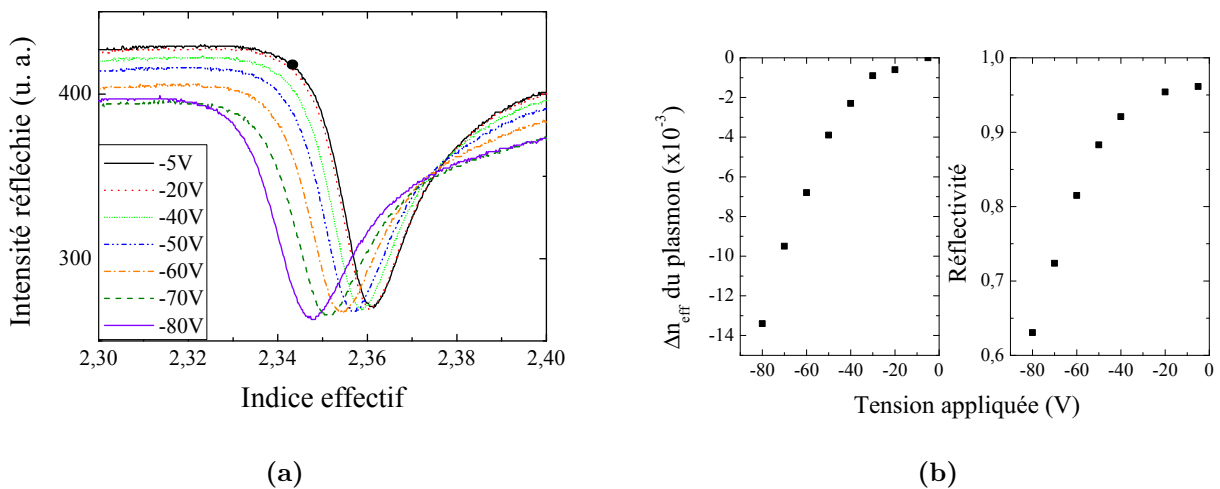


Figure III.34 – Variation du plasmon de surface obtenu sur GaN/Si (KAIST) (a) en fonction de l'indice effectif de la résonance plasmonique – (b) en fonction de la tension de commande (avec réflectivité)

III.3 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode

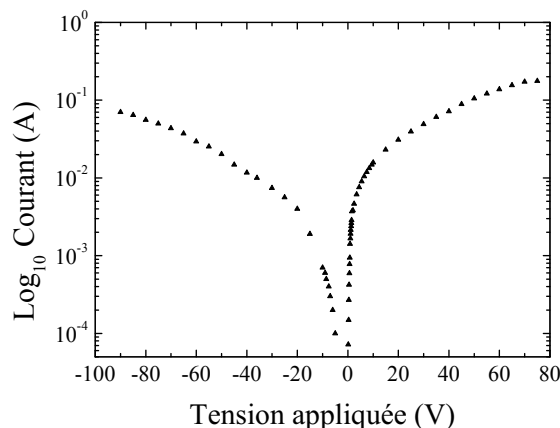


Figure III.35 – Courbe I-V du contact Au-GaN

La résonance plasmonique se déplace vers des indices effectifs plus faibles quand la tension appliquée augmente en valeur absolue, au-delà d'une tension seuil de -30V. Ce constat est plus net sur la figure III.34(b) où l'on représente la variation de l'indice effectif du plasmon de surface en fonction de la tension appliquée. En choisissant un point de fonctionnement adéquat (visible sur la figure III.34(a)), la réflectivité en fonction de la tension appliquée suit une variation similaire avec environ 30% de modulation pour $V=-80V$.

La figure III.35 présente la caractéristique I-V du contact réalisé. Elle présente une allure non symétrique autour de $V=0$, avec un courant plus fort en polarisation directe qu'en polarisation inverse pour des tensions faibles. Ceci indique l'existence d'une barrière de potentiel. Pour des tensions élevées, on observe un effet de saturation du courant, image de la résistance d'accès du contact.

Ces résultats de variation d'indice sur ce type de matériaux ne sont pas, à notre connaissance, présentés dans la littérature. Il s'agit là d'une première démonstration internationale de variation de l'indice du GaN par application d'un champ électrique. Il est donc nécessaire de trouver l'origine physique de ce phénomène.

3.5.3 Dépendance des paramètres matériaux

Ce nouveau paragraphe cherche une interprétation physique de la variation d'indice observée en fonction des paramètres matériaux.

Dépendance du matériau/substrat

Après la modulation de la résonance plasmonique sur l'échantillon GNW1009004 (GaN/Si) du KAIST, intéressons nous à l'échantillon HFTS 381 (GaN/GaN n^+ /Saphir) de DTU. La figure III.36(a) montre la variation d'indice obtenue avec cet échantillon.

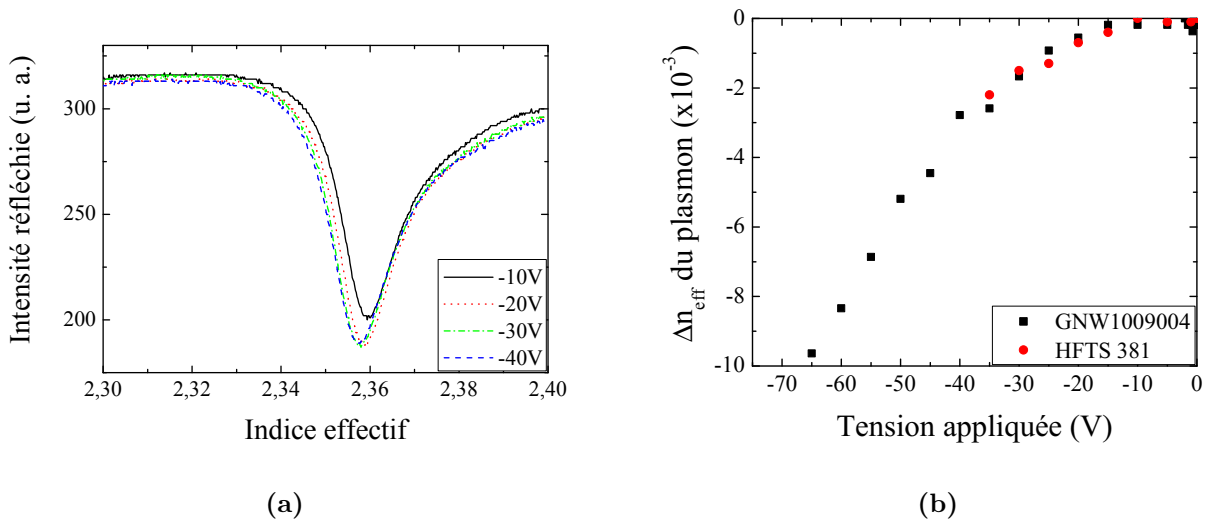


Figure III.36 – Variation du plasmon de surface pour la structure GaN/GaN n^+ /Saphir HFTS 381 de DTU (a) en fonction de l'indice effectif de la résonance plasmonique – (b) en fonction de la tension de commande, avec comparaison au cas de l'échantillon du GaN/Si GNW1009004 du KAIST

Ces variations sont similaires à ce qui a été observé sur l'échantillon du KAIST. La figure III.36(b) reprenant la comparaison montre une évolution identique avec les mêmes ordres de grandeur. Malheureusement, des mesures à tensions supérieures à -40V n'ont pu être réalisées, en raison d'une rupture de l'échantillon de saphir à de telles tensions, pouvant être due à des contraintes mécaniques qui restent à vérifier.

Dépendance de la polarisation optique

Dans ce paragraphe, nous ne nous limiterons plus aux plasmons de surface; nous considérerons aussi la variation d'indice mesurée sur les modes guidés. La figure III.37 montre cette variation d'indice associée à l'application d'une tension électrique continue en fonction de la polarisation optique. L'application d'une tension inverse présente davantage d'effet de variation d'indice en polarisation optique TE que TM.

La figure III.38 présente les variations d'indice effectif en fonction de l'ordre du mode considéré. En polarisation TE (figure III.38(a)), l'évolution du mode fondamental TE₀ et du premier

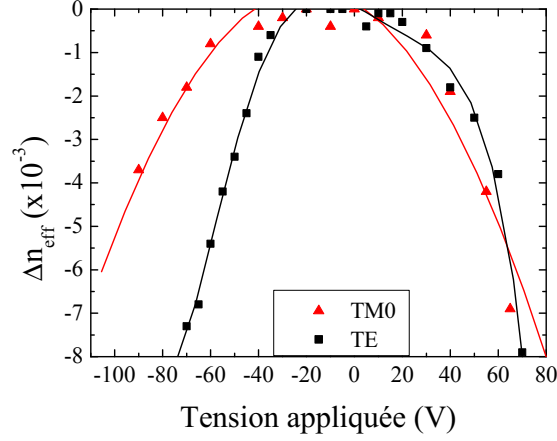


Figure III.37 – Variation de l'indice mesuré sur les modes TE (TE0 et TE1) et TM0 à une longueur d'onde de 1539nm en fonction de la polarisation optique (structure Au/GaN/Si)

harmonique TE1 est similaire en fonction de la tension appliquée en inverse. En polarisation directe, on observe une forte différence à partir de 30V avec un écart à 70V de $3 \cdot 10^{-3}$. En polarisation optique TM (figure III.38(b)), du fait de la faible résolution spatiale des modes, la position des points est plus aléatoire. La variation observée sur le plasmon de surface suit la variation de l'indice effectif TM0 de la couche de GaN en raison de la relation qui lie l'indice effectif du plasmon de surface avec l'indice optique du GaN, à savoir : $n_{\text{eff},\text{SPR}} = \sqrt{\frac{\epsilon'_m \times n_{\text{GaN}}^2}{\epsilon'_m + n_{\text{GaN}}^2}}$. Les variations d'indice observées sont similaires entre les modes TE0 et TE1.

3.5.4 Évolution avec la température

Afin d'isoler un éventuel effet thermique responsable de cette variation d'indice, nous avons conduit une série de mesures en température de la résonance plasmonique et des modes guidés sur l'échantillon GaN/Si du KAIST. On rappelle que dans la gamme de température considérée (298 à 400K), les variations des propriétés thermo-électrique du GaN sont faibles [7].

Nous avons vu au paragraphe II.2.3.3 que la variation d'indice du GaN sur silicium en fonction de la température était de l'ordre de 10^{-5}K^{-1} . Il s'agit d'une variation positive. Le but est ici de mesurer la variation d'indice en fonction de la température lorsque l'on utilise un prisme de GaAs, ce matériau étant sensible à la température.

La figure III.39 présente l'évolution de l'indice effectif du plasmon de surface pour une structure Au/GaN avec prisme GaAs avec seulement une sollicitation thermique. La variation d'indice est négative et du même ordre de grandeur pour une température de l'ordre de 400K

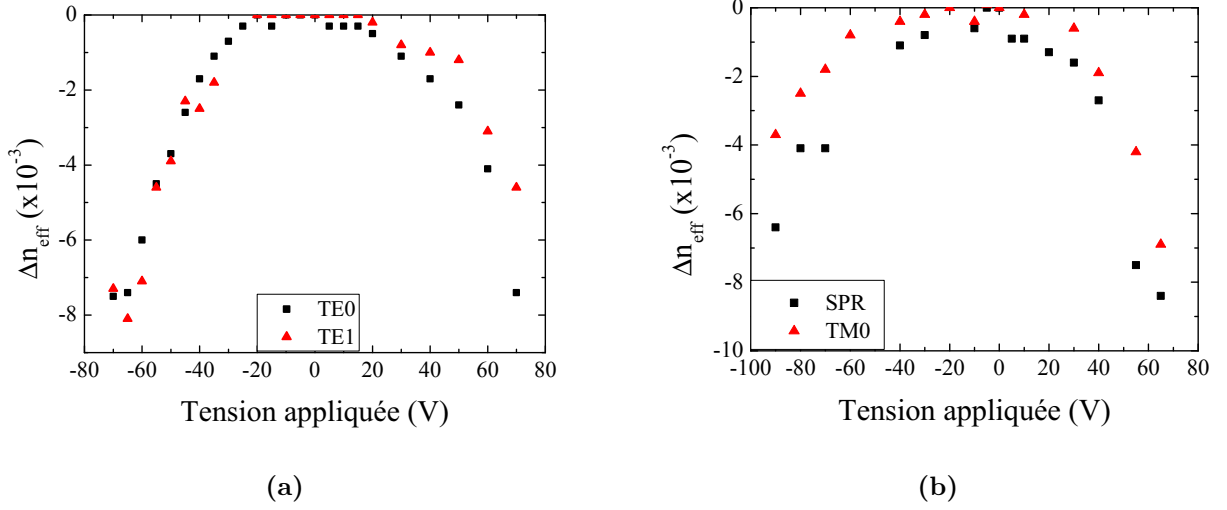


Figure III.38 – Variation des indices effectifs des modes propagés (échantillon sur Si du KAIST) à l’application de la tension électrique (a) en polarisation TE – (b) en polarisation TM, avec comparaison au mode SPR

(120°C) que la variation associée à une tension électrique appliquée de -50V (en référence à la figure III.36(b)). La figure III.40(a) montre cependant que la variation d’indice effectif est cette fois-ci linéaire en fonction de la température. Par souci de comparaison, nous avons repris en figure III.40(b) la variation d’indice effectif du plasmon de surface (donnée en figure III.34) en fonction, cette fois-ci, de la puissance électrique fournie (calculée comme le produit $V_{\text{appliqué}} \times i_{\text{circuit}}$). On retrouve une variation semi-linéaire de l’indice.

Calculons alors l’élévation de température théorique du GaN sous l’application d’une puissance électrique P . On trouve dans la littérature une valeur de conductance thermique du GaN d’environ $1,3 \text{ W.cm}^{-1}.\text{°C}^{-1}$ [8], proche de celle du silicium. On peut donc considérer la structure GaN/Si comme un seul et même matériau dans lequel la répartition de la température est homogène. Aussi, selon les dimensions de la métallisation, on peut calculer la résistance thermique du dispositif obtenu par le contact d’or sur GaN selon l’équation :

$$R_{th} = \frac{1}{\sigma} \frac{e}{S} = \frac{1}{\sigma_{\text{GaN}}} \frac{e_{\text{GaN}}}{S} + \frac{1}{\sigma_{\text{Si}}} \frac{e_{\text{Si}}}{S} \Rightarrow R_{th} \approx \frac{1}{1,3} \frac{3 \times 10^{-2}}{3 \times 2} = 3,85 \times 10^{-3} \text{°C.W}^{-1} \quad (\text{III.3})$$

L’élévation de température associée à la puissance électrique P sera dès lors :

$$\Delta T_{\text{max}} = R_{th} \times P_{\text{max}} = 0,00385 \times 80 \times 0,3 = 0,09 \text{°C}. \quad (\text{III.4})$$

III.3 Étude, réalisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique basé sur une configuration diode

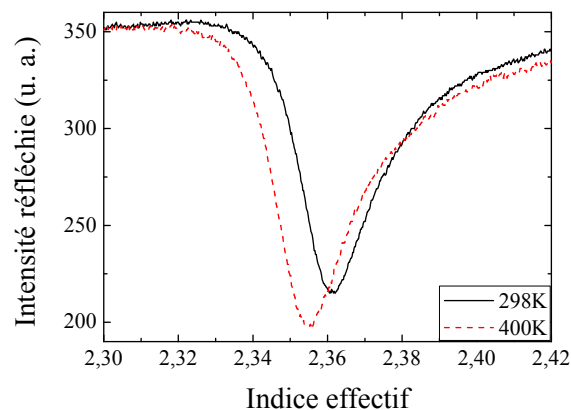


Figure III.39 – Déplacement de la résonance plasmonique par effet thermique sur la structure Au/GaN/Si (deux valeurs de 298 et 400K sont représentées)

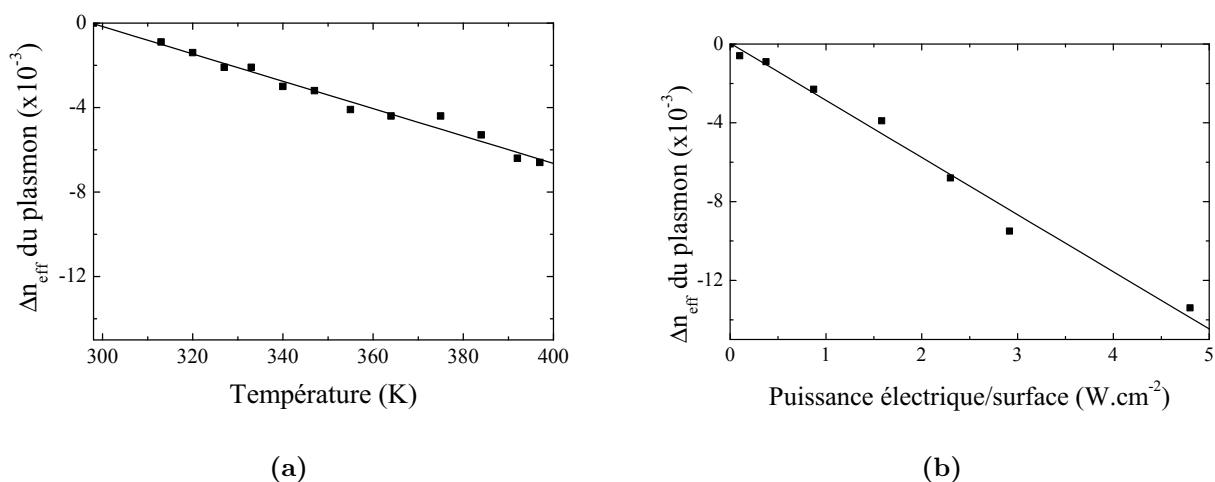


Figure III.40 – (a) Influence de la température sur l'indice effectif du plasmon de surface – (b) Évolution de l'indice effectif du plasmon de surface avec la puissance électrique fournie (échantillon sur Si)

D'après ce calcul, une puissance électrique de 24W dissipée sur une surface de 6cm² entraînerait une élévation de température de seulement 0,09K (ou °C). On ne peut donc pas expliquer cette variation d'indice par une élévation de température du matériau GaN. Si l'on compare ces valeurs à la littérature [9, 10], il est confirmé que la corrélation entre tension électrique appliquée et élévation de température est faible.

En outre, des mesures à l'aide d'une caméra thermique (modèle MWIR-512 InSb IR FPA de marque QFI) ainsi qu'une sonde de température (modèle P434 de marque JDmesure) utilisé

lors des campagnes de mesures électro-optiques n'ont pas montré d'élévation de température pouvant justifier d'un effet thermique comme cause de cette variation d'indice négative.

3.5.5 Conclusion

Cette partie sur la caractérisation statique de la structure de génération plasmonique a montré une **modulation de l'indice du GaN et de l'indice effectif de la résonance plasmonique de surface de l'ordre de $10^{-4}V^{-1}$** . Cette variation n'est pas linéaire et ne semble pas lié à un effet de température. Elle fait penser à un effet électro-optique d'ordre 2 (effet Kerr).

Conclusions du chapitre

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté la réalisation et la caractérisation de quatre dispositifs à modulation de résonance plasmonique de surface. Deux configurations ont pour cela été étudiées : une **ligne coplanaire** et une **ligne micro-ruban ou diode**.

La configuration coplanaire a montré des difficultés à transmettre un signal électrique avec des pertes faibles. En particulier, les contraintes liées à la résonance plasmonique de surface comme l'**épaisseur de métal faible**, le **dopage résiduel élevé du GaN** et les **dimensions** mises en jeu pour la démonstration de l'effet en espace libre ont mis en difficulté cette structure pour la démonstration.

Au contraire, la structure diode a permis de démontrer la **génération de plasmons de surface** et une **modulation optique par l'application d'un champ électrique**, confirmant expérimentalement les modélisations présentées au chapitre II. Une variation de l'indice effectif de la résonance plasmonique de l'ordre de **10^{-2} pour 80V** en inverse a aussi été observée.

Cette étude amont a donc permis de mettre en lumière les points durs dans la réalisation d'un modulateur optique à commande plasmonique selon le projet DGA. Le chapitre suivant envisage les suites possibles à ce projet et pousse notre étude vers la réalisation d'un composant intégré.

Références bibliographiques

- [1] DIEGO MARTI, MATHIAS VETTER, ANDREAS R. ALT, HANSRUEDI BENEDICKTER, AND C. R. BOLOGNESI. *110 GHz characterization of coplanar waveguides on GaN-on-Si substrates*. Applied Physics Express **3**(12), 124101 (2010). [116](#)
- [2] W.H. HAYDL, J. BRAUNSTEIN, T. KITAZAWA, M. SCHLECHTWEG, P. TASKER, AND L.F. EASTMAN. *Attenuation of millimeterwave coplanar lines on gallium arsenide and indium phosphide over the range 1-60 GHz*. Proceedings for Microwave Symposium Digest, 1992., IEEE MTT-S International **1**, 349 –352 (1992). [125](#)
- [3] K. TAKEDA, T. MURAISHI, T. HOSHINA, H. KAKEMOTO, AND T. TSURUMI. *Birefringence and electro-optic effect in epitaxial BST thin films*. Materials Science and Engineering : B **161**(1-3), 61 – 65 (2009). Proceedings of the joint meeting of the 2nd International Conference on the Science and Technology for Advanced Ceramics (STAC-II) and the 1st International Conference on the Science and Technology of Solid Surfaces and Interfaces (STSI-I). [142](#)
- [4] D. Y. WANG, S. LI, H. L. W CHAN, AND C. L. CHOY. *Optical and electro-optic anisotropy of epitaxial $Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO_3$ thin films*. Applied Physics Letters **96**(6), 061905 (2010). [142](#)
- [5] D.Y. WANG, S. LI, H.L.W. CHAN, AND C.L. CHOY. *Electro-optic characterization of epitaxial $Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO_3$ thin films using prism coupling technique*. Current Applied Physics **11**(3), 52 – 55 (2010). [142](#)
- [6] FEILING WANG, EUGENE FURMAN, AND GENE H. HAERTLING. *Electro-optic measurements of thin film materials by means of reflection differential ellipsometry*. Journal of Applied Physics **78**(1), 9–15 (1995). [142](#)
- [7] WEILI LIU AND ALEXANDER A. BALANDIN. *Thermoelectric effects in wurtzite GaN and $Al_xGa_{1-x}N$ alloys*. Journal of Applied Physics **97**(12), 123705 (2005). [157](#)

Références bibliographiques

- [8] T.P. CHOW AND GHEZZO. SiC power devices. In *III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices Material Research Society Symposium Proceedings, Pittsburgh*, pages 69–73 (1996). [158](#)
- [9] ALEXANDER SZTEIN, HIROAKI OHTA, JUNICHI SONODA, ASHOK RAMU, JOHN E. BOWERS, STEVEN P. DENBAARS, AND SHUJI NAKAMURA. *GaN-based integrated lateral thermoelectric device for micro-power generation*. *Applied Physics Express* **2**(11), 111003 (2009). [159](#)
- [10] ELISA HURWITZ, MUHAMMAD ASGHAR, ANDREW MELTON, BAHADIR KUCUKGOK, LIQIN SU, MATEUSZ OROCH, MUHAMMAD JAMIL, NA LU, AND IAN FERGUSON. *Thermopower study of GaN-based materials for next-generation thermoelectric devices and applications*. *Journal of Electronic Materials* **40**, 513–517 (2011). [159](#)

Chapitre IV

Perspectives pour la modulation optique

Bien qu'ayant démontré le concept de modulation optique à commande plasmonique sur GaN, il n'en reste pas moins que nous sommes loin d'une structure intégrée. Nous développerons ici une piste possible permettant l'intégration totale, basée sur la technique du report de micro-prismes de GaAs. Nous montrerons aussi l'intérêt à exploiter, au niveau du modulateur, les modes guidés plutôt que la plasmonique. Enfin, nous montrerons un exemple de forte variation d'indice à faible tension par l'utilisation d'une structure à électro-absorption.

1 Solution envisagée pour un couplage localisé intégré

La démonstration d'un dispositif hybride à couplage par prisme externe détaillée au chapitre [III](#) a permis de valider le concept physique de génération de plasmons de surface à l'interface Au/GaN à l'aide d'un prisme de GaAs. Cependant, l'utilisation d'un prisme externe ne permet pas une focalisation du signal optique sur de faibles surfaces.

1.1 Motivations

La force des dispositifs actuels est leur capacité à s'intégrer au sein d'un environnement de composants existants. Dans notre cas, ceci nécessite la réunion du « bloc couplage » et du « bloc interface plasmonique ». Il faut trouver un moyen technologique pour la réunion de ces blocs pour un dispositif monobloc.

L'étude proposée ici montre une **piste possible** de réalisation d'un dispositif intégré : le

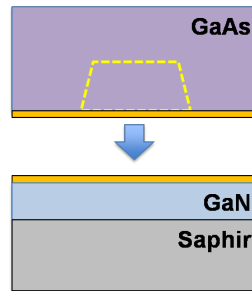
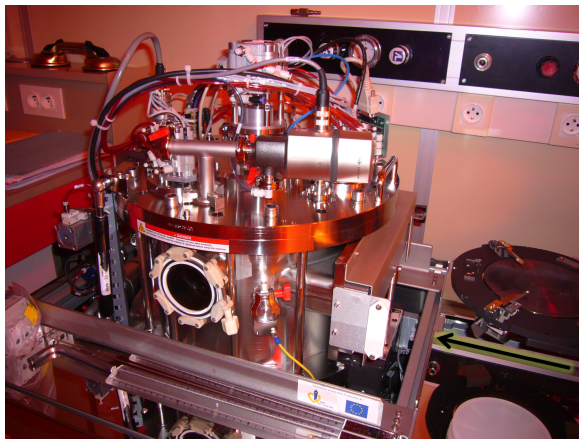


Figure IV.1 – Schéma de principe de report de microprismes de GaAs sur GaN/Saphir. Les pointillés jaunes représentent la future gravure du prisme

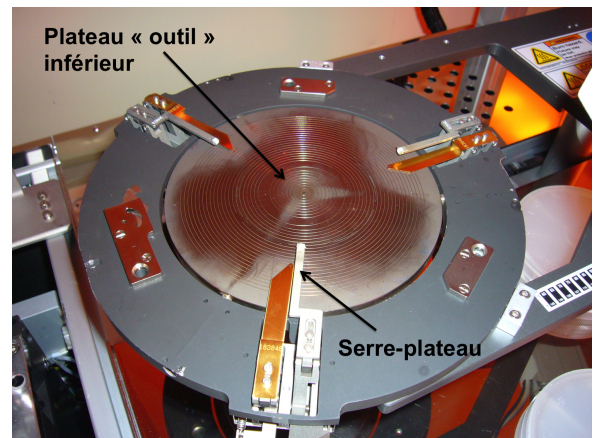
report de micro-prismes de GaAs sur la structure GaN/saphir (figure IV.1). Cette réalisation comprend l'utilisation d'une technique de report d'un substrat de GaAs dans lequel on viendra, par la suite, réaliser des motifs de prismes par gravure.

1.2 Technique de report de substrat GaAs

Pour réaliser ce collage de GaAs sur GaN, nous avons utilisé une machine de *wafer-bonding* Süss MicroTec modèle SB6e, communément utilisée pour reporter des substrats entre eux avec une épaisseur de métal de l'ordre d'un micron [1] (illustré en figure IV.2(a)). La figure IV.2(b) présente le plateau inférieur de l'outil sur l'aire de chargement.



(a)



(b)

Figure IV.2 – Photographies de l'appareil de *wafer-bonding* Süss MicroTec SB6e : (a) de l'ensemble chambre + platine de chargement et (b) du plateau de chargement seul

La technique consiste à mettre en contact les deux interfaces métalliques qui, sous l'effet d'une pression outil et de la température appliquée sur chaque élément, inter-diffusent. Afin de

IV.1 Solution envisagée pour un couplage localisé intégré

maintenir les deux échantillons, on utilise une feuille de téflon et un substrat de verre polie fixé à l'outil inférieur à l'aide de pinces de maintien, comme illustré sur la figure IV.3.

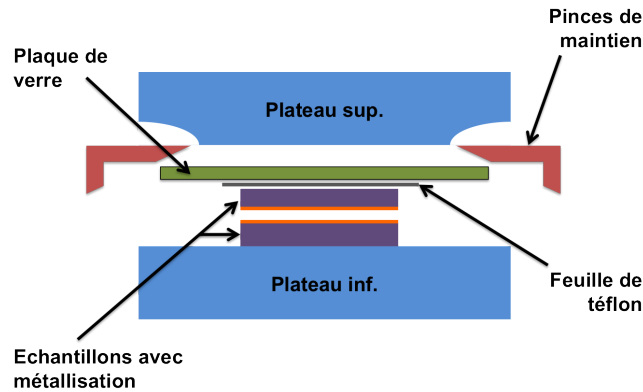


Figure IV.3 – Schéma de principe du montage des échantillons entre les deux plateau-outils

La difficulté ici, était de reproduire ce collage avec une épaisseur totale d'or de l'ordre de 40nm au final et en conservant des interfaces relativement abruptes, surtout pour l'interface Au/GaN.

1.2.1 Paramétrage technologique du procédé de collage

Ce paragraphe détaille les paramètres utiles et les différents tests de collage qui ont été réalisés lors de cette étude. Trois paramètres sont essentiels lors de ce report :

- la pression de l'outil mécanique venant mettre les deux interfaces en contact
- les températures appliquées sur chaque surface de l'outil
- la rampe de refroidissement après mise en pression

Plusieurs essais ont été menés à différentes températures et pression de l'outil. Le tableau IV.1 regroupe l'ensemble des essais qui ont été menés. La figure IV.4 montre les échantillons après collage pour les paramètres 2, 3 et 4.

Un premier constat s'impose : il est nécessaire de métalliser les deux surfaces pour avoir collage. Si l'on pouvait penser que la légère diffusion de l'or dans le substrat de GaAs suffirait à assurer un maintien de la structure, les essais n'ont pas montré de résultats concluants.

1.2.2 Analyse de l'état de collage

L'analyse du collage demande au préalable une découpe transversale de l'empilement. En raison de la présence du substrat de saphir, il est indispensable de réaliser la découpe par scie diamantée. La figure IV.5 représente la tranche pour les essais de collage numéro 3 et 4. La

Essais	1	2	3	4
Dépôt Au face GaAs	50nm	50nm	25nm	30nm
Dépôt Au face GaN	0nm	0nm	25nm	30nm
Pression de l'outil	500mbar	1bar	500mbar	500mbar
Température de l'outil (sup.)	150°	200°	350°	250°
Température de l'outil (inf.)	150°	200°	350°	250°
Rampe de refroidissement	90°/h	90°/h	50°/h	50°/h
Collage effectif?	NON	NON	OUI	OUI

Tableau IV.1 – Récapitulatif des paramètres de collage GaAs sur GaN/Saphir

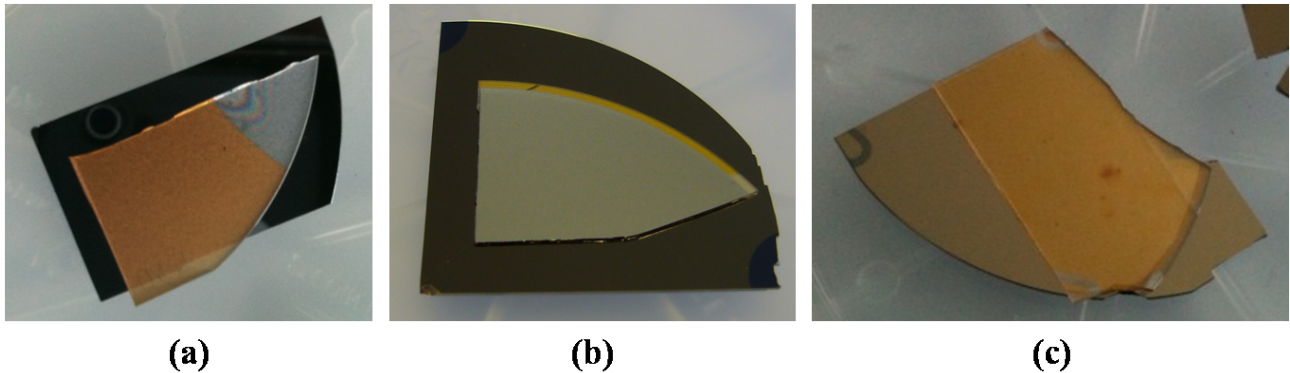


Figure IV.4 – Photographies des essais de collage (a) 2, (b) 3 et (c) 4

découpe à la scie diamantée, le polissage chimique ainsi que le cliché ont été réalisés par Maria Tchernycheva de l'IEF¹. Le problème ici est toujours celui de la découpe difficile du saphir qui endommage la qualité de la tranche réalisée.

Sur ces deux figures, on remarque que la couche de métal est visible ; elle forme un trait qui peut paraître épais pour une épaisseur de 50nm. Ceci peut néanmoins être dû au polissage chimique. Cependant, la difficulté à obtenir une tranche non-dégradée de l'interface de collage entre le GaAs et le GaN n'a pas permis de continuer cette optimisation.

1.2.3 Vérification de la résonance plasmonique

Dans le cas de l'essai de collage 3, un amincissement du substrat de GaAs par voie physico-chimique a été effectué. Le substrat a été aminci à environ 50 μ m. Pour vérifier que ce premier collage permettait toujours la résonance plasmonique de surface à l'interface Au/GaN, un polissage de la surface de GaAs a été réalisé pour observation par couplage par prisme. En effet, le prisme utilisé étant du GaAs, l'application du prisme sur la surface de GaAs polie permettra

1. Institut d'Électronique Fondamental – Site internet : <http://www.ief.u-psud.fr>

IV.1 Solution envisagée pour un couplage localisé intégré

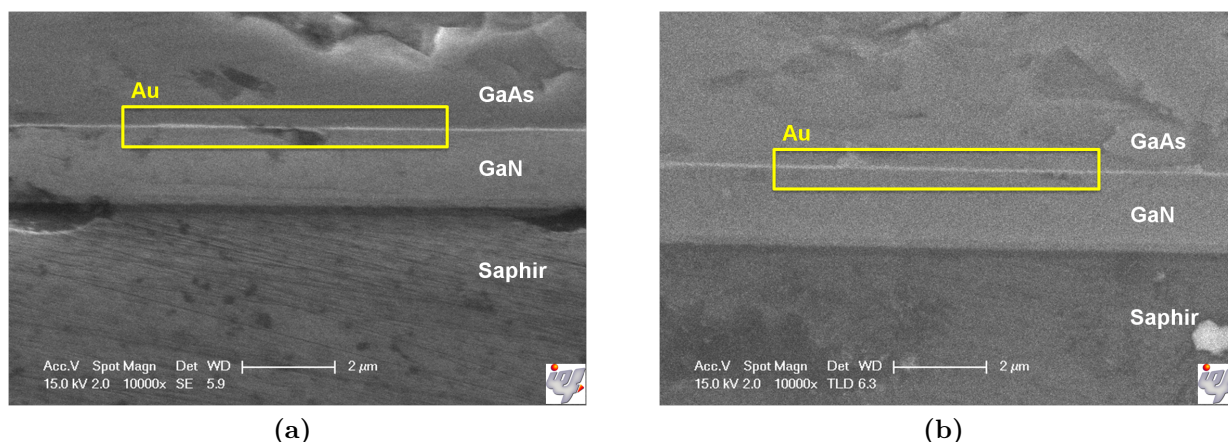


Figure IV.5 – Visualisation de l'interface d'or au collage de la couche de GaN au GaAs pour les essais numéro (a) 3 et (b) 4

la transmission de l'onde optique. Cependant, des réflexions multiples dans le gap d'air sont à prévoir.

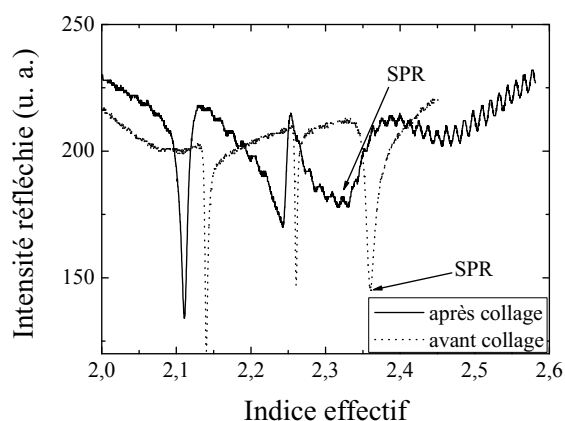


Figure IV.6 – Visualisation de la résonance plasmonique de surface sur un échantillon collé et comparaison avant collage

La figure IV.6 montre une comparaison des spectres de réflexion montrant le mode SPR et les modes guidés, d'une interface Au-GaN caractérisée avec un prisme de GaAs (avant collage) et d'une interface collée GaAs-Au-GaN caractérisée avec un même prisme de GaAs (après collage). Si l'objectif est de réaliser des micropismes directement sur le GaAs reporté sur le métal, la caractérisation par couplage par prisme demande l'utilisation d'un prisme macroscopique. C'est pourquoi l'échantillon après collage a été caractérisé en utilisant encore le prisme de GaAs. On

distingue d'ailleurs des oscillations correspondantes aux réflexions de la lumière dans le gap d'air entre le prisme et la couche de GaAs.

La résonance plasmonique est toujours présente, bien que très dégradée, avec un indice effectif proche de 2,32. On assiste par ailleurs à un déplacement des modes guidés vers les bas indices. Ce phénomène a déjà été observé selon les épaisseurs de métallisation. Les modes se déplacent et leurs épaisseurs varient en fonction de l'épaisseur de métal ajouté. Ceci suggère une altération de la couche métallique par les semiconducteurs voisins (probablement le GaAs) et une épaisseur vraisemblablement supérieure à la somme des deux épaisseurs initiales.

Ce premier résultat est néanmoins très encourageant car la résonance plasmonique de surface est toujours présente, mais dégradée. Des optimisations de paramètres sont donc nécessaires.

1.3 Technique de gravure de microprismes de GaAs

S'il devient possible de réaliser une interface GaAs/Au/GaN, la dernière étape de l'intégration serait alors la réalisation d'un ou plusieurs microprismes dans le GaAs. On rappelle que l'angle requis au sommet du prisme est de 90° , soit une pente de gravure de 45° par rapport à la base (donc l'interface GaAs/Au). Les propriétés cristallographiques du GaAs permettent d'obtenir un tel angle par gravure du matériau selon les plans cristallins en raison d'une maille cubique. La figure IV.7 rappelle les différents plans cristallographiques dans le GaAs.

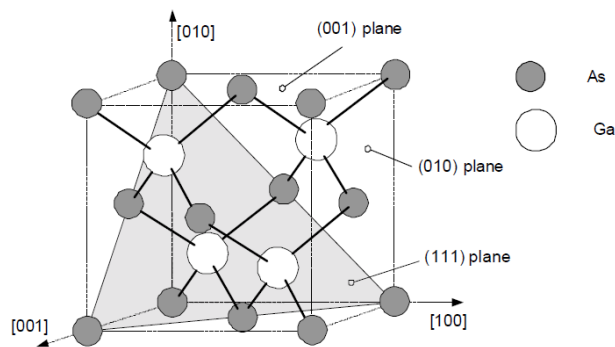


Figure IV.7 – Illustration des plans cristallographiques dans une maille de GaAs

Il est donc important de bien choisir l'orientation du substrat de GaAs selon l'angle de gravure voulu. En effet, les angles associés aux plans cristallographiques du matériau pour un substrat orienté (001) sont de :

- 55° pour les plans (111) et $(\bar{1}\bar{1}1)$ ou -55° pour les plans $(1\bar{1}1)$ et $(\bar{1}11)$
- 90° pour les plans (100), $(\bar{1}00)$, $(0\bar{1}0)$ et (010)

IV.1 Solution envisagée pour un couplage localisé intégré

Seul un angle de 55° peut être obtenu par gravure selon les plans cristallographiques sur substrat GaAs (001). Il est néanmoins possible d'obtenir un angle de gravure de 45° dans le cas d'un substrat de GaAs orienté (110) en choisissant des plans (100) ou (010) [2]. On peut alors illustrer l'objectif de cette gravure par la figure IV.8 dans laquelle on vient graver le GaAs selon les plans (100) et (010) d'un substrat orienté (001).

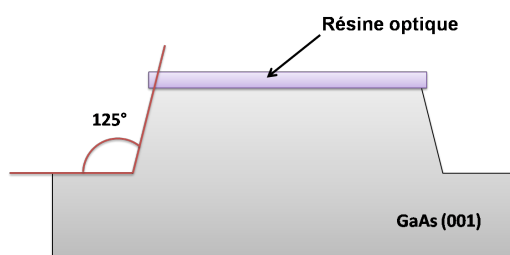
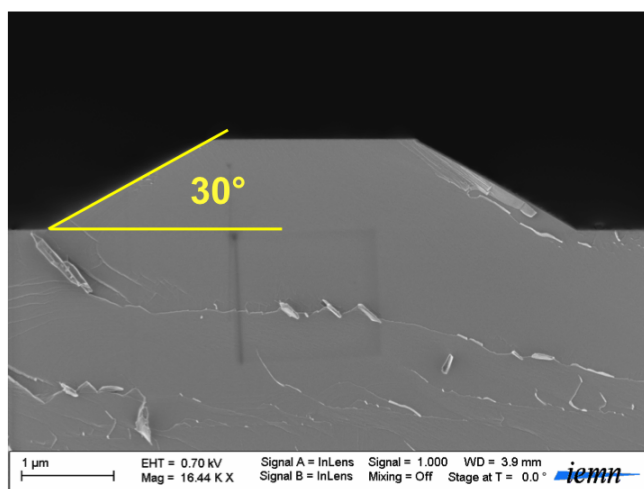
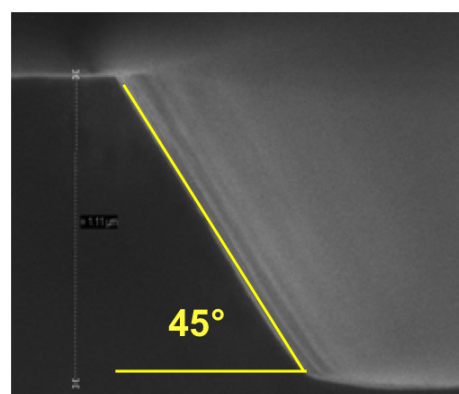


Figure IV.8 – Schéma de principe de gravure de GaAs (001) par gravure chimique isotrope

Des références sur la gravure chimique du GaAs [3, 4] montrent que ce type de gravure chimique est conditionnée aussi par la nature du mélange d'acides et leurs concentrations, les dimensions du masques définissant les arêtes du prisme et le temps de gravure. Il sera donc nécessaire de réaliser des tests pour sélectionner les meilleurs paramètres pour obtenir des microprismes de GaAs optimaux. A titre d'exemple, la figure IV.9 donne deux exemples de gravure chimique de GaAs, réalisés au sein de notre équipe [5] avec un mélange d'acide phosphorique, de peroxyde d'hydrogène et d'eau. Deux angles différents ont été obtenus selon les paramètres de gravure (temps de gravure et largeur du masque).



(a)



(b)

Figure IV.9 – Exemples de gravure chimique de GaAs avec un angle de (a) 30° et (b) 45°

Chapitre IV. Perspectives pour la modulation optique

L'utilisation d'une technique de report de substrat a montré qu'il était possible d'obtenir une structure de couplage intégré par collage d'un substrat de matériau analogue au prisme de GaAs sur la surface de métal en conservant la résonance plasmonique de surface. Il sera ensuite envisageable de venir réaliser des motifs tels que des prismes de tailles micrométriques par gravure chimique.

Nous avons vu au cours des chapitres précédents que l'efficacité de la modulation provenait de l'optimisation de la raie plasmonique obtenue (finesse et profondeur). Les prochains paragraphes tentent de faire émerger de nouvelles pistes pour une modulation optique plus efficace.

2 Perspective 1 : Modulation optique de modes guidés sur filière GaN

L'étude précédente sur la génération de plasmons de surface sur matériau GaN déposé sur GaN n^+ /saphir (échantillon HFTS 381 de DTU) a fait apparaître une action simultanée du champ électrique sur les modes guidés et la résonance de plasmons de surface. Comme décrit au cours du chapitre III, le mode de résonance plasmonique est un mode à pertes et possède donc par conséquent une largeur à mi-hauteur plus élevée que celle des modes de propagation guidés. De ce fait, il est légitime de penser qu'une plus grande efficacité est possible pour la modulation des modes guidés.

2.1 Efficacité de modulation

La figure IV.10 présente la résonance plasmonique, ainsi que les modes guidés en polarisation TM pour une métallisation d'or de 40nm sur l'échantillon HFTS 381 (GaN/GaN n^+ /Saphir) de DTU. On remarque qu'il existe un ordre de grandeur d'écart sur la finesse de mode (largeur à mi-hauteur) entre la résonance plasmonique et les modes guidés. En effet, si l'on calcule la largeur à mi-hauteur (*Full-Width at Half Maximum* – *fwhm* en anglais) du mode SPR et du premier mode guidée TM0, on constate un rapport de 7 ($1,92 \times 10^{-2}$ pour SPR et $2,7 \times 10^{-3}$ pour TM0).

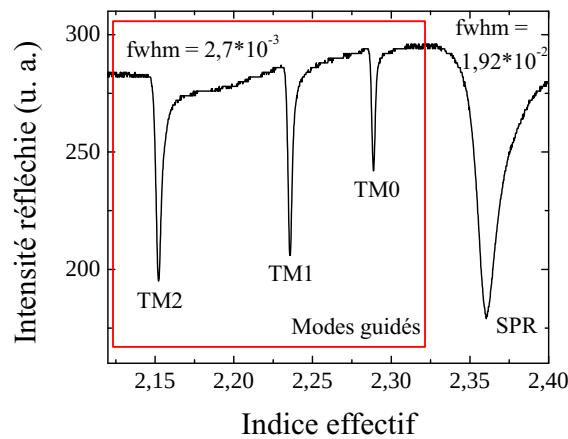


Figure IV.10 – Comparaison des largeurs à mi-hauteur des modes guidés et du mode de résonance plasmonique dans le cas de l'échantillon HFTS 381 de DTU

Cet ordre de grandeur gagné sur la finesse de mode, à profondeur égale, a une influence sur

ce que l'on a appelé efficacité de modulation. Comme le montre la figure IV.11, il est intéressant de se positionner à mi-hauteur de la résonance du mode, guidé ou plasmonique. Définissons dès lors deux possibilités pour la modulation d'intensité réfléchie, en se situant sur le front gauche (bas indice, figure IV.11(a)) ou droit (haut indice, figure IV.11(b)) de la résonance observée. Dans tous les cas, l'application d'une tension électrique continue sur la structure entraîne une diminution de l'indice effectif du mode considéré et donc un déplacement vers des valeurs d'indices plus faibles.

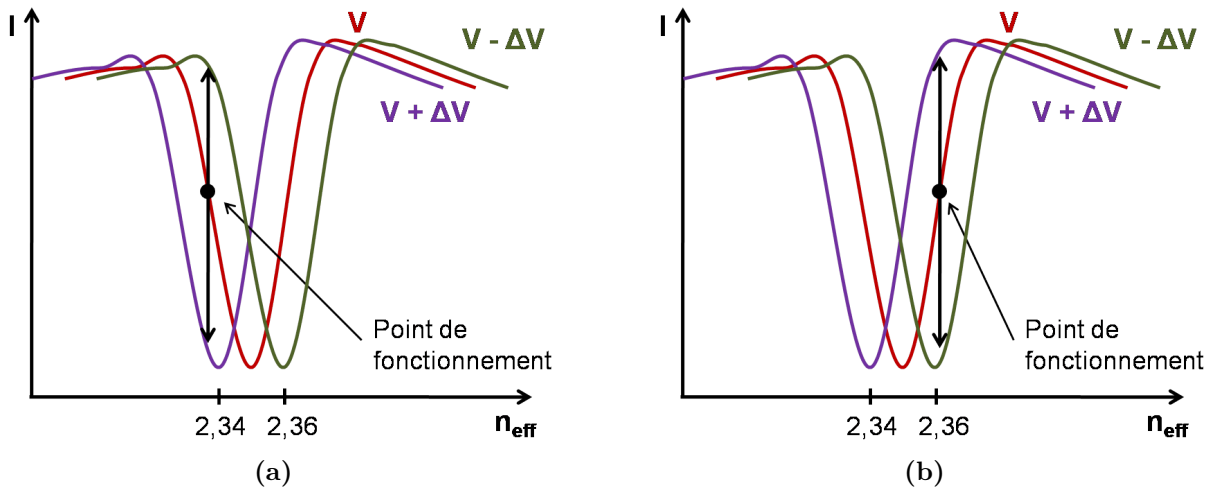


Figure IV.11 – Schématisation des points de fonctionnement possibles selon le front de la résonance considéré, (a) gauche et (b) droit

Les figures IV.12(a) et IV.13(a) comparent le déplacement des modes TM0 et TM1 et du mode plasmonique dans le cas de l'échantillon HFTS 381. La variation d'indice Δn reste similaire par rapport à celle observée sur le mode plasmonique, soit 2×10^{-3} pour une tension appliquée de -30V.

Comme le montre la figure IV.12(a), on constate que la résonance du mode plasmonique, n'est pas symétrique et également linéaire selon le front choisi. Pour une efficacité plus grande au niveau du modulateur, permettant une variation d'intensité réfléchie maximale, on a davantage intérêt à travailler, dans le cas de la résonance plasmonique, sur le front gauche (gamme d'indice effectif entre 2,34 et 2,36). La figure IV.12(b) montre que la position du point de fonctionnement P sur le front droit de la résonance provoque une variation de réflectivité de moins de 5%. Sur le front gauche, la variation de réflectivité est de l'ordre de 10%. Cette valeur peut être retenue pour le dispositif final et répond au cahier des charges du projet.

Sur la figure IV.13(a), on constate que les modes guidés possèdent une plus grande symétrie et linéarité, quelque soit le front choisi. Sur la figure IV.13(b), la réflectivité varie sur le front

IV.2 Perspective 1 : Modulation optique de modes guidés sur filière GaN

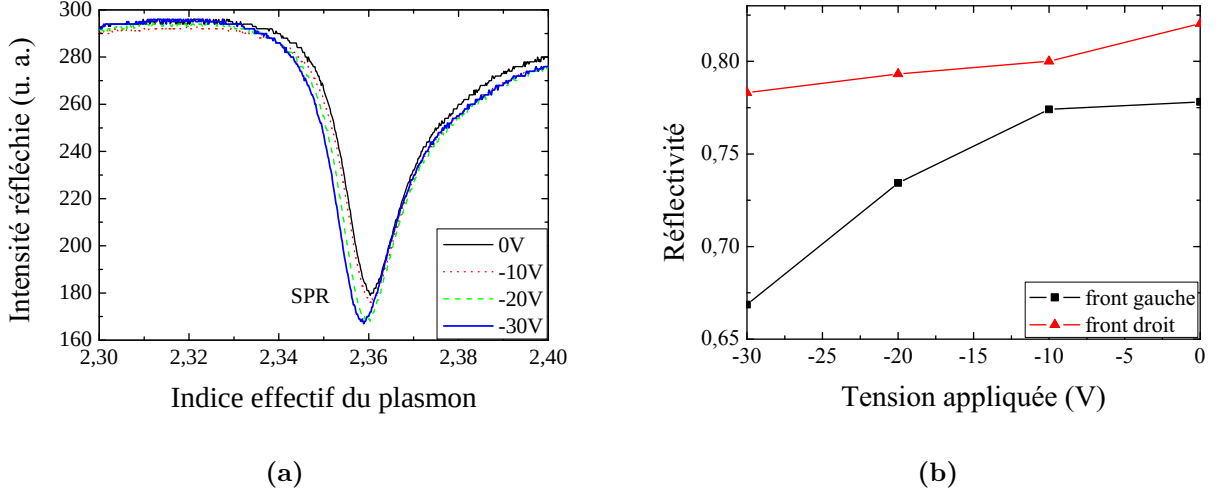


Figure IV.12 – (a) Variation de l'indice effectif et (b) évolution de la réflectivité sous l'effet d'une tension continue du plasmon de surface (échantillon HFTS381)

gauche de 0,8 à 1 pour des tensions entre -30V et 0V. Une variation légèrement inférieure entre 0,97 à 0,84 pour le front droit est observée. C'est ce premier cas (front gauche) qui devra être privilégié, la variation de la réflectivité étant de l'ordre de 20%, supérieure au cas de la résonance plasmonique.

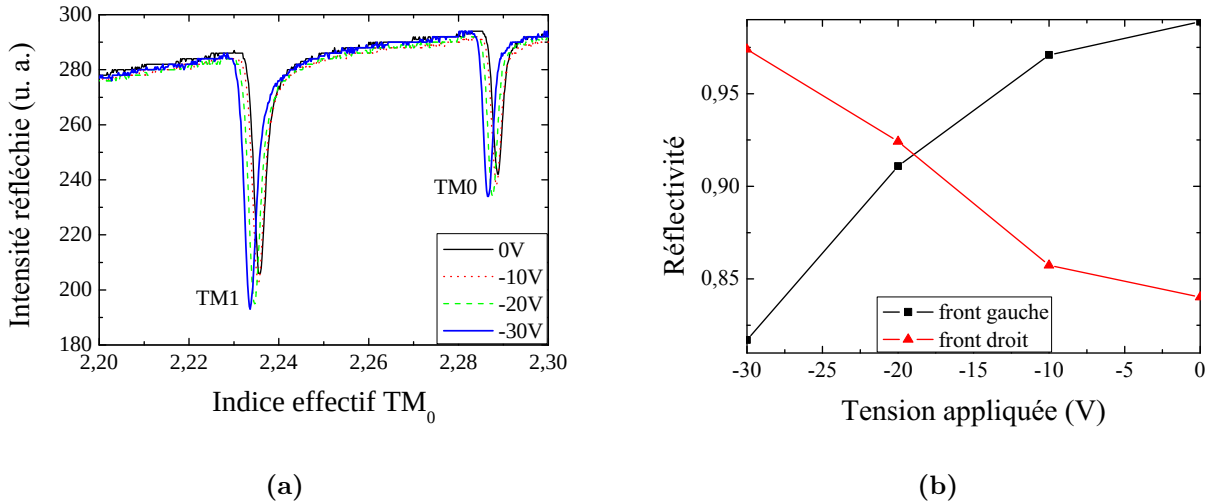


Figure IV.13 – (a) Variation de l'indice effectif et (b) évolution de la réflectivité sous l'effet d'une tension continue du mode guidé TM0 (échantillon HFTS381)

Devant les résultats prometteurs en terme de variation d'indice sur la couche HFTS 381, nous avons pensé à réaliser un guide droit de type ruban dans le but d'estimer les propriétés de guidage du GaN lorsque l'on réalise un confinement en deux dimensions.

2.2 Réalisation d'un guide droit sur la couche active GaN

Afin de tester la faisabilité du guidage optique dans un ruban de GaN, nous avons utilisé un échantillon similaire au HFTS 299C de DTU. Il s'agit d'une couche de GaN d'épaisseur $0,6\mu\text{m}$, élaborée par MOVPE sur le même empilement AlN/GaN que HFTS 299C, sur substrat saphir. Les étapes technologiques nécessaires ont été réalisées en lithographie optique à partir du même masque de lignes parallèles, utilisé au chapitre III.

2.2.1 Réalisation technologique

Transfert du masque optique

Afin de transférer le motif des lignes, on utilise un masque de nitrure Si_3N_4 déposé en PECVD, sur lequel on dépose résine photosensible AZ1518 (tableau IV.2).

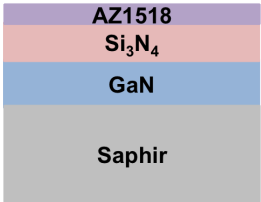
• Dépôt Si_3N_4 par PECVD, 300°C, épaisseur 300nm • AZ1518 v : 2000rpm, a : 400rpm/s, t : 8s capot ouvert • Recuit 60s à 200°	
---	--

Tableau IV.2 – Dépôt de la couche de nitrure Si_3N_4 et enduction de résine photosensible

L'insolation de la résine est effectuée sous une lampe UV. Le développement dure moins de 2min (tableau IV.3).

Une fois la résine optique développée, on vient graver la couche de Si_3N_4 par plasma RIE à haute puissance afin d'obtenir des bords droits et conserver une bonne résolution des lignes (tableau IV.4).

Gravure des rubans de GaN

On utilise un plasma ICP pour la gravure du GaN. Ici, on cherche une gravure très anisotrope, les paramètres sont donc différents. En fin de gravure, on retire le masque de Si_3N_4 à l'acide fluorhydrique (tableau IV.5).

IV.2 Perspective 1 : Modulation optique de modes guidés sur filière GaN

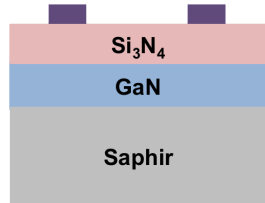
• Insolation : $\lambda=400\text{nm}$, $P_{opt}=7\text{mW.cm}^2$, $t : 12\text{s}$ • Développement AZ400 1min30 + EDI 30s	
---	--

Tableau IV.3 – Transfert du masque optique sur la couche de nitrure Si_3N_4

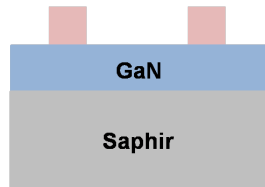
• Plasma RIE CHF_3/CF_4 (40/40sccm), $P : 250\text{W}$, $p : 50\text{mTorr}$, $t : 5\text{min}$ • Remover 1165 à 70° • Acétone/isopropanol + séchage N_2	
--	--

Tableau IV.4 – Ouverture du nitrure Si_3N_4 par plasma RIE

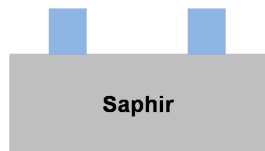
• Gravure Cl_2/CH_4 (15/3sccm), $P_{RIE} : 50\text{W}$, $P_{ICP} : 300\text{W}$, $p : 5\text{mTorr}$, $T : 20^\circ\text{C}$, $t : 2\text{min}$ • Gravure Cl_2/CH_4 (10/3sccm), $P_{RIE} : 50\text{W}$, $P_{ICP} : 300\text{W}$, $p : 5\text{mTorr}$, $T : 20^\circ\text{C}$, $t : 2*1\text{min}$ • HF 50% 30s + EDI 30s	
--	--

Tableau IV.5 – Gravure des lignes de GaN

Deux clichés MEB du résultat de cette gravure sont en figure IV.14. Il s'agissait du masque de lignes entre 1 et $500\mu\text{m}$. On peut voir sur la figure IV.14.(a) que les lignes de $2\mu\text{m}$ sont exploitables.

2.2.2 Découpe des faces d'entrées et de couplage à la fibre

La difficulté a été de réaliser une découpe du substrat de saphir perpendiculairement aux lignes pour permettre un couplage à la fibre. Cette découpe a été réalisée au LMP² de Maubeuge et certaines lignes ont été retaillées au FIB.

2. Laboratoire des Matériaux et Procédés, Université de Valenciennes

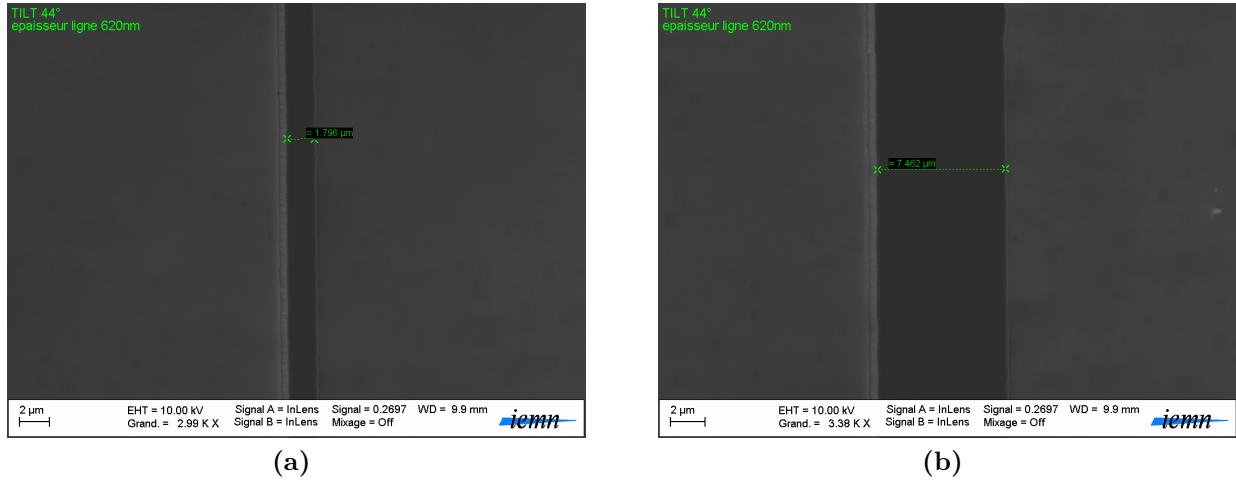


Figure IV.14 – Photographies au MEB des lignes gravées dans le GaN d’une largeur de (a) $2\mu\text{m}$ et (b) $8\mu\text{m}$

Couplage optique par fibres

Pour la caractérisation, nous avons utilisé un banc de couplage à fibre mis en place dans l’équipe Optoélectronique. Ce banc se compose d’un laser à une longueur d’onde de travail de $1,55\mu\text{m}$, injecté dans une fibre en entrée du guide. En sortie, on récupère le signal optique dans une autre fibre, relié à un analyseur de puissance optique. La position des fibres d’entrée et de sortie est réalisée manuellement par vis micrométrique et contrôlé par une loupe binoculaire. Une photographie du banc est disponible en figure IV.15.

Après plusieurs essais, et ce sur différentes lignes, nous ne sommes pas parvenus à réaliser un couplage optique dans les rubans de GaN. Deux hypothèses peuvent expliquer cet échec :

- le confinement insuffisant de l’onde optique dans le guide ruban de GaN,
- un mauvais couplage en entrée du guide, en raison d’une découpe difficile du saphir.

Il est vrai que lors de la retaille des lignes au FIB, et en raison de la dégradation de la tranche sur plusieurs dizaines de micromètres, un gap d’air de même longueur (quelques dizaines de micromètres) est présent entre le bord du substrat de saphir et le début du guide GaN. Aussi, même avec une fibre lentillée d’une distance de travail de même ordre de grandeur, le couplage dans le guide reste difficile. Il existe donc un réel souci, dans le cas du GaN déposé sur saphir, dans la découpe des dispositifs, en particulier dans des applications optoélectroniques. Il reste donc indispensable d’optimiser le couplage entre le guide GaN et la fibre d’entrée. Cela passe par l’amélioration des faces d’entrée et de sortie du guide.

En résumé, nous avons montré une variation d’indice de l’ordre de 2×10^{-3} pour une tension de commande de 30Volts. Cette variation d’indice effectif est similaire sur la résonance plasm-

IV.2 Perspective 1 : Modulation optique de modes guidés sur filière GaN

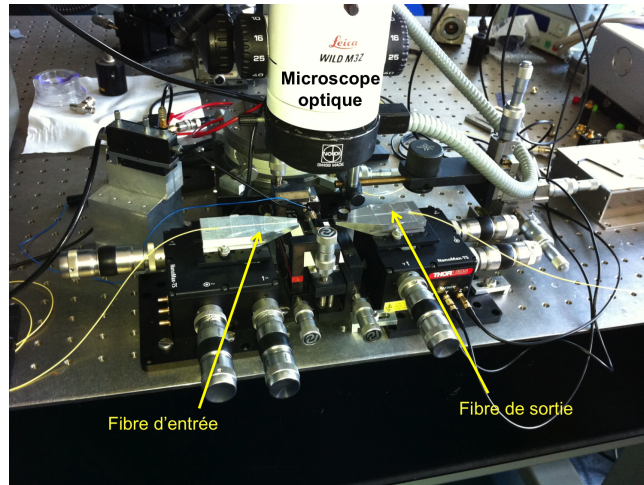


Figure IV.15 – Photographie du banc de couplage à la fibre

nique et sur le mode fondamental TM_0 . Cependant, la résolution en indice du mode guidé étant sept fois supérieure à celle du mode plasmonique, la **variation de réflectivité est doublée pour atteindre 20%**.

La réalisation d'un ruban de test pour le confinement en guide d'onde optique dans le GaN a montré des limitations dans le couplage à la fibre optique en entrée de guide, principalement en raison des **difficultés de découpe du substrat de saphir**.

Il serait aussi intéressant de regarder l'influence du niveau de dopage de la couche de GaN de surface sur les propriétés électro-optiques. Pour cela, DTU a déjà pu nous fournir deux nouvelles structures sur substrat saphir où le dopage du n-GaN est différent de celui de la couche HFTS 381 (à $3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) : un échantillon avec une couche supérieure à $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ et une autre à $4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$.

Cette étude pourra servir de base pour le développement d'un modulateur électro-optique sur GaN au cours d'un travail de thèse au sein de l'équipe Optoélectronique de l'IEMN.

Jusqu'alors, nous avons privilégié la résonance plasmonique de surface en raison de sa forte localisation. Cette contrainte a limité notre choix de matériau et nous a forcé à considérer des matériaux semiconducteurs bas indices comme le GaN ($n=2,31$). Nous avons cependant validé une structure RF plasmonique à base de GaN, présentant des limitations en termes de transmission électrique et de propriétés électro-optique. Dans ce dernier chapitre, nous avons souhaité également étudier des structures à base de semiconducteurs III-V plus standards comme l'InP

Chapitre IV. Perspectives pour la modulation optique

ou le GaAs, ou tout quaternaire associé. Elles permettent l'utilisation de phénomènes quantiques connus. Ces matériaux sont disponibles au sein du laboratoire. En particulier, l'étude de l'électro-absorption dans une structure à multipuits quantiques à base de quaternaire InGaAsP nous a semblé judicieux.

3 Modulation optique des modes guidés assistée par effet Stark confiné sur filière InP

Comme nous l'avons vu dans le cas du GaN, la modulation optique directement effectuée sur les modes de propagation guidés d'un semiconducteur semble être une voie parallèlement intéressante. Cependant, cette modulation sera faible si le matériau choisi ne possède pas des propriétés électro-optiques satisfaisantes. Dans la suite de ce paragraphe, on montrera qu'il est possible d'obtenir une modulation des modes guidés sur une hétérostructure à base de quaternaire InGaAsP, par l'intermédiaire d'un effet d'électro-absorption assisté par effet Stark confiné [6–8].

3.1 Conception de la structure à multipuits quantique

Dans ce type de structure, on utilise les propriétés d'électro-absorption exaltées par la présence d'un multipuits quantiques (MPQ) judicieusement choisi, comme expliqué au paragraphe I.1.3.2. On rappelle que la variation d'absorption engendrée par le champ électrique appliqué, induira, dans la zone de transparence du matériau, une variation d'indice, pourvu que la longueur d'onde de travail soit proche du domaine d'absorption (relation de Kramers-Kronig au chapitre I). Il est nécessaire de choisir un matériau dont la longueur d'onde de coupure est proche de celle utilisée, soit proche de $1,55\mu\text{m}$. L'ingénierie de la filière InP permet la croissance de nombreux types d'alliages semiconducteurs, en particulier les quaternaires de formules chimiques $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{As}_{1-x-y}\text{P}$.

Comme nous l'avons vu au chapitre II, ces alliages possèdent des propriétés optiques différentes selon leurs compositions. Pour cette raison, nous avons choisi d'utiliser la composition $\text{InGaAsP}_{\lambda=1,18\mu\text{m}}$. La structure sera de type P-I-N avec une couche supérieure dopée p^+ , la partie multipuits quantiques intrinsèquement non dopée et une couche dopée n sur un substrat d'InP dopé n^+ . La conception de la structure doit permettre l'obtention d'un mode optique dont le haut de la gaussienne se trouve dans la zone du multipuits quantique. Pour cela, on utilise le logiciel Confine, évoqué au paragraphe I.5.

On définit au préalable les épaisseurs du multipuits quantique. Le matériau barrière est le quaternaire $\text{InGaAsP}_{\lambda=1,18\mu\text{m}}$, qui est transparent à la longueur d'onde de travail et dont la croissance est bien maîtrisée à l'IEMN. Son épaisseur de 10nm et son indice optique à la longueur d'onde considérée est de 3,315. Le matériau de puits est choisi en $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$ avec une épaisseur de 0,5nm et d'indice optique complexe de $3,57-0,81j$. La structure en puits quantiques permet de repousser l'absorption optique à des longueurs d'onde plus courte que

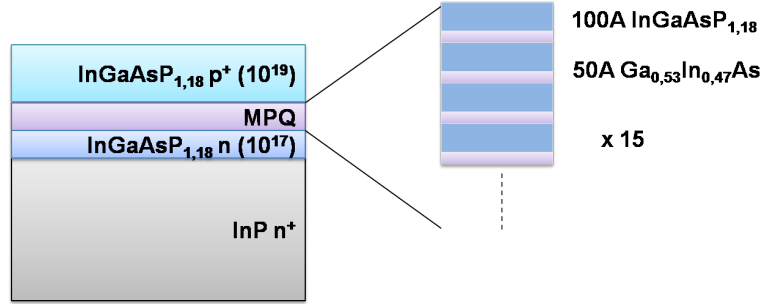


Figure IV.16 – Schéma de la structure à multipuits quantiques considérée

1,55 μm . La figure IV.16 reprend l'empilement des couches de la structure à concevoir.

Tout d'abord, nous devons nous assurer qu'il existera bien un mode de propagation optique au sein de la structure air/couche active/substrat. Pour cela, nous utilisons Confine en ne considérant qu'une unique couche de quaternaire $\text{InGaAsP}_{\lambda=1,18\mu\text{m}}$ déposée sur InP.

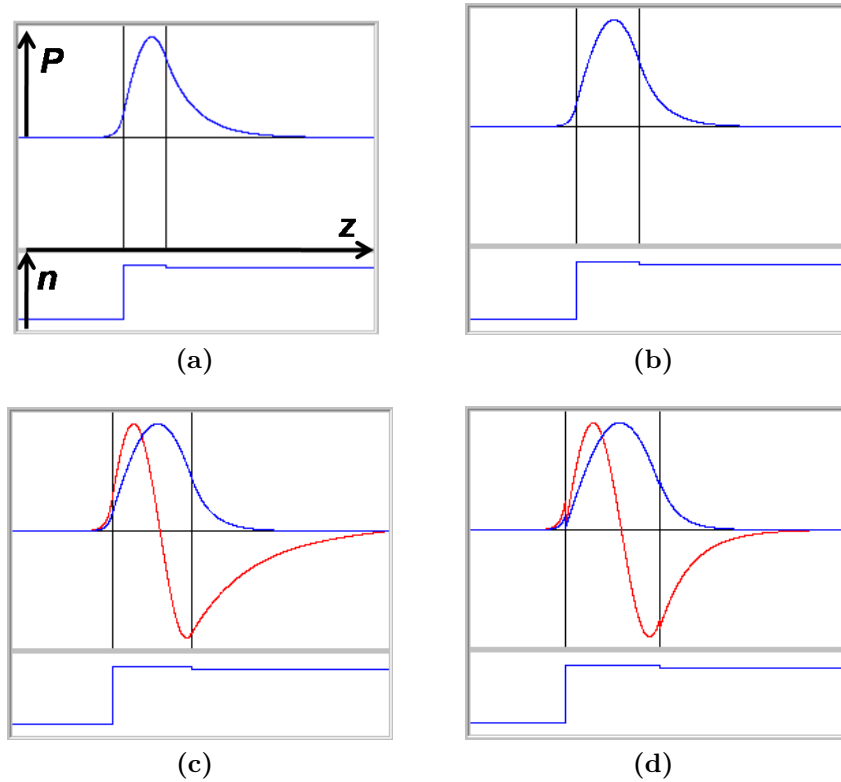


Figure IV.17 – Résultats du calcul de mode de propagation dans une couche de quaternaire $\text{InGaAsP}_{\lambda=1,18\mu\text{m}}$ pour des épaisseurs de (a) 0,4 μm , (b) 0,6 μm , (c) 0,8 μm et (d) 1 μm . La courbe bleue correspond au mode de propagation fondamental et la courbe rouge, au premier harmonique

La figure IV.17 reprend 4 exemples d'épaisseur de la couche de quaternaire. Chaque graphe

IV.3 Modulation optique des modes guidés assistée par effet Stark confiné sur filière InP

est tracé dans un repère (z, n) et (z, P) , comme dans le cas de la figure IV.17(a), où z représente l'épaisseur de la couche, n son indice optique et P l'intensité de la puissance optique dans la couche. On remarque, dans le cas des épaisseurs de $0,4\mu\text{m}$ et $0,6\mu\text{m}$ (figures IV.17(a) et (b)), que l'épaisseur n'est pas assez importante pour la propagation d'un second mode dans la couche de semiconducteur. On est alors monomode. Cependant, la queue de la gaussienne pénètre largement dans le substrat, ce qui se traduira par une réduction de l'efficacité de modulation. Dans les 2 autres cas (figures IV.17(c) et (d)), l'épaisseur permet la propagation de deux modes (fondamental et premier harmonique). Plus l'épaisseur augmente, moins la queue de gaussienne du mode fondamental pénètre dans le substrat, et ce même si le mode a tendance à s'étaler dans l'épaisseur de la couche. Le premier harmonique reste un mode qui s'étend dans le substrat. En conclusion, nous choisirons une épaisseur totale de quaternaire (MPQ inclus) de $0,6\mu\text{m}$ pour rester monomode en ayant une efficacité de modulation la plus grande possible.

Le tableau IV.6 reprend les valeurs des indices effectifs des modes de propagation observés dans la figure IV.17.

Épaisseur (en μm)	TE0	TE1	TM0	TM1
0,4	3,222	–	3,207	–
0,6	3,259	–	3,251	–
0,8	3,279	3,181	3,274	3,172
1,0	3,289	3,216	3,287	3,208

Tableau IV.6 – Valeurs des indices effectifs théoriques d'une couche de quaternaire InGaAsP $_{\lambda=1,18\mu\text{m}}$ en fonction de son épaisseur

Pour une efficacité maximale, le multipuits quantique doit être situé dans la zone où le confinement optique est maximal. D'après la figure IV.17(b), le haut de la gaussienne se situe au milieu de la couche de quaternaire, soit entre les profondeurs de $0,2$ et $0,4\mu\text{m}$. La figure IV.18(a) montre le calcul effectué pour une telle position.

Ainsi, une position symétrique du multipuits quantique dans la couche de quaternaire InGaAsP ne coïncide pas totalement avec un confinement optique dans celui-ci. Une position plus adéquate est présentée en figure IV.18(b), où le multipuits quantique est situé sous une épaisseur de $0,4\mu\text{m}$ de quaternaire dopé p^+ . Le tableau IV.7 donne les valeurs calculées d'indice effectif des modes de propagation dans la structure.

Ces valeurs théoriques d'indice effectif vont permettre de choisir le prisme de couplage le plus adapté pour l'observation de modes guidés dans la structure. On rappelle que l'indice de ce prisme doit être supérieur à l'indice effectif considéré.

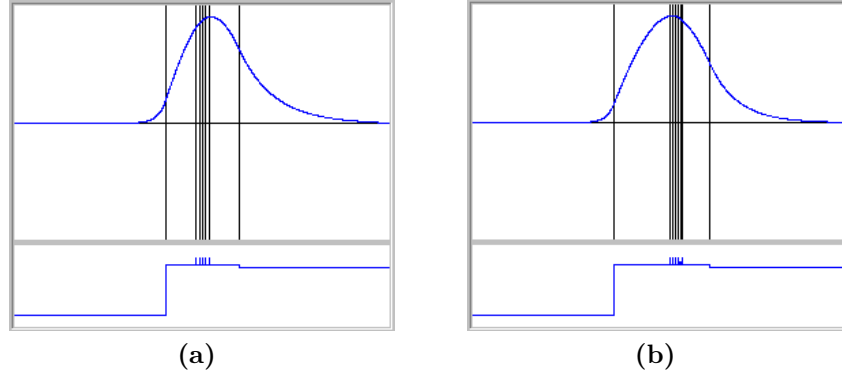


Figure IV.18 – Résultats du calcul de confinement optique (a) pour une position symétrique du MPQ (à une profondeur de $0,2\mu\text{m}$, épaisseur totale de quaternaire de $0,6\mu\text{m}$) et (b) légèrement décalée à une profondeur de $0,4\mu\text{m}$ (épaisseur totale de quaternaire de $0,8\mu\text{m}$)

Épaisseur (en μm)	TE0	TM0
$0,2 (p^+) / 0,2 (\text{MPQ}) / 0,2 (n)$	3,246	3,233
$0,4 (p^+) / 0,2 (\text{MPQ}) / 0,2 (n)$	3,273	3,266

Tableau IV.7 – Valeurs des indices effectifs théoriques de la structure à multipuits quantiques en fonction de sa position dans la couche de quaternaire

3.2 Fabrication et caractérisation d'un dispositif d'essai

Une première étape de validation a consisté en la caractérisation de la variation d'indice obtenue sur une telle structure. L'épitaxie définie a été réalisée et des contacts face avant et face arrière ont permis d'appliquer une tension sur la couche de quaternaire avec multipuits quantiques. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus.

3.2.1 Épitaxie

La structure a été réalisée au sein du laboratoire par l'équipe de croissance épitaxiale EPI-PHY. Malheureusement, d'importants problèmes de pression à l'intérieur de la chambre et sur les arrivées de gaz n'ont pas permis d'obtenir la structure demandée. En particulier, l'épaisseur de la couche supérieur de quaternaire $\text{InGaAsP}_{\lambda=1,18\mu\text{m}}$ dopé p^+ a du être limitée à une épaisseur de $0,2\mu\text{m}$. L'instabilité de pression de la chambre et des arrivées de gaz a entraîné une défaillance de la stoechiométrie dans la couche et a entraîné une forte densité de défauts.

Ce problème de morphologie a été clairement identifié au travers de toutes les épitaxies épaisses de matériaux de la filière InP et les délais de maintenance nécessaires à la remise en état du bâti ne nous ont pas permis d'obtenir une couche de meilleure qualité avant la fin de ce travail.

3.2.2 Réalisation des contacts

Une technologie similaire à celle utilisée dans le chapitre III a été utilisée pour réaliser les contacts nécessaires à l'application d'un champ électrique sur cet échantillon. On utilise un masque métallique à grande dimension permettant d'obtenir un contact supérieur d'or, de quelques centimètres carrés, d'épaisseur 40nm. Elle est décrite à nouveau rapidement dans le tableau IV.8.

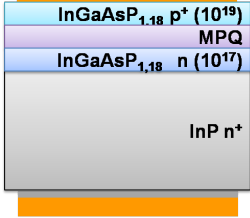
<u>Face arrière :</u> • Pulvérisation cathodique RF Ti (P : 250W, Ar : 30sccm, t : 45s), épaisseur 20nm • Pulvérisation cathodique RF Au (P : 250W, Ar : 30sccm, t : 140s), épaisseur 200nm <u>Face avant :</u> • Etching Ar + Évaporation Au 40nm	
---	--

Tableau IV.8 – Métallisation des contacts avec utilisation d'un masque métallique

3.2.3 Caractérisation statique

La caractérisation de cette couche a été réalisée à l'aide d'un prisme isocèle en silicium avec un angle au sommet de 30°. Encore une fois, le coupleur Metricon est utilisé. La figure IV.19 reprend la configuration de couplage.

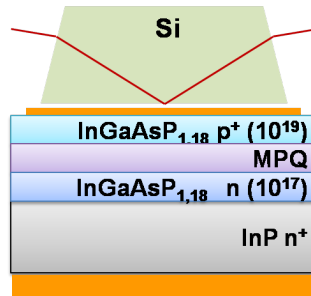


Figure IV.19 – Configuration de couplage pour la caractérisation optique du multipuits quantique

La figure IV.20 montre le déplacement du mode fondamental de propagation guidée dans la couche de quaternaire en polarisation TE et TM. La valeur du mode effectif en polarisation TE est similaire à celui calculé par le logiciel Confine de 3,246. L'écart observé de 2×10^{-3} sur la valeur théorique de TE0 peut s'expliquer par la non-stœchiométrie du quaternaire qui a

une influence sur l'indice de celui-ci. En polarisation TM cependant, la valeur ne correspond pas. L'épaisseur de la couche étant de $0,6\mu\text{m}$ et en accord avec la modélisation, il ne peut exister qu'un seul mode de propagation. Cependant, ce « mode » se déplace bien avec la tension appliquée. Ce fort écart de valeur avec la théorie pourrait traduire d'une anisotropie provenant d'une déformation de la maille du quaternaire qu'il faudra vérifier.

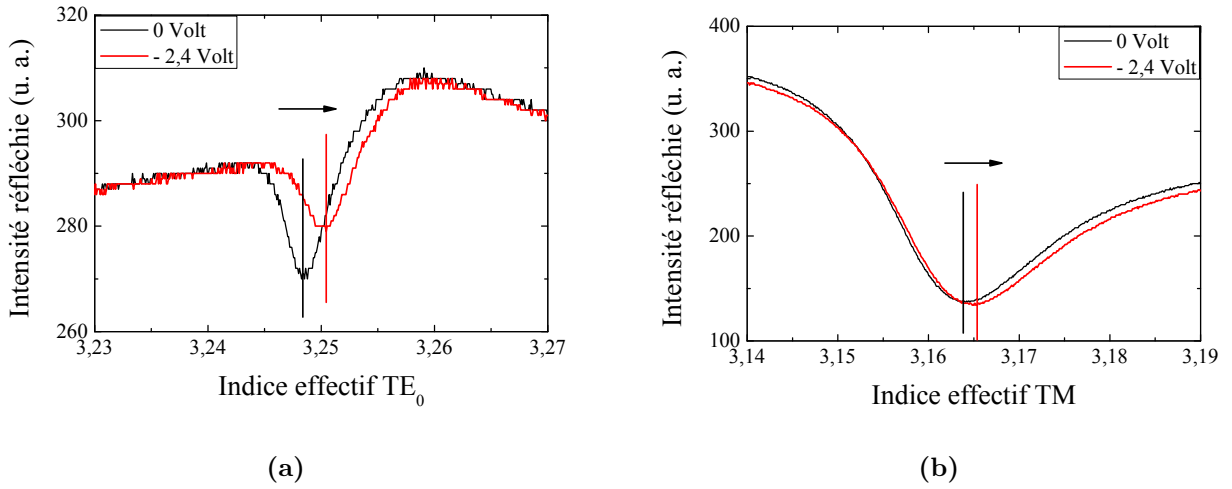


Figure IV.20 – Déplacement du mode effectif de propagation en mode guidé dans la couche à multipuits quantique sous l'effet d'un champ électrique dans le cas (a) d'une polarisation optique TE et (b) TM

La figure IV.21(a) montre l'évolution de la variation d'indice effectif de la structure en fonction de la tension électrique appliquée. On obtient une variation d'indice Δn positive de l'ordre de $1,5 \times 10^{-3}$ pour une tension appliquée de $-2,4\text{V}$ en polarisation TE. La variation en polarisation TM est environ 2 fois moindre. On note une variation quasi-linéaire de l'indice en fonction de la tension appliquée avec un coefficient de $-6,8 \times 10^{-4}\text{V}^{-1}$ (TE) et $3,4 \times 10^{-4}\text{V}^{-1}$ (TM).

L'évolution du courant inverse traversant la structure en fonction de la tension appliquée est présentée en figure IV.21(b). Elle montre une augmentation progressive de ce courant, qui augmente assez rapidement. Ceci peut s'expliquer par la présence de défauts au sein de la couche, dus aux problèmes de bâti d'épitaxie. Rappelons aussi que la surface du contact est de l'ordre du centimètre carré. Néanmoins, avec de telles valeurs, un effet thermique ne peut absolument pas être considéré. En effet, la surface de la métallisation étant de l'ordre du centimètre carré, la puissance électrique maximale reçue est de l'ordre de $1,25\text{W}$.

Ces résultats sont à la hauteur de ce que nous espérions, avec une variation de l'indice effectif en polarisation TE observée de $1,5 \times 10^{-3}$ pour une tension appliquée de $-2,5\text{V}$

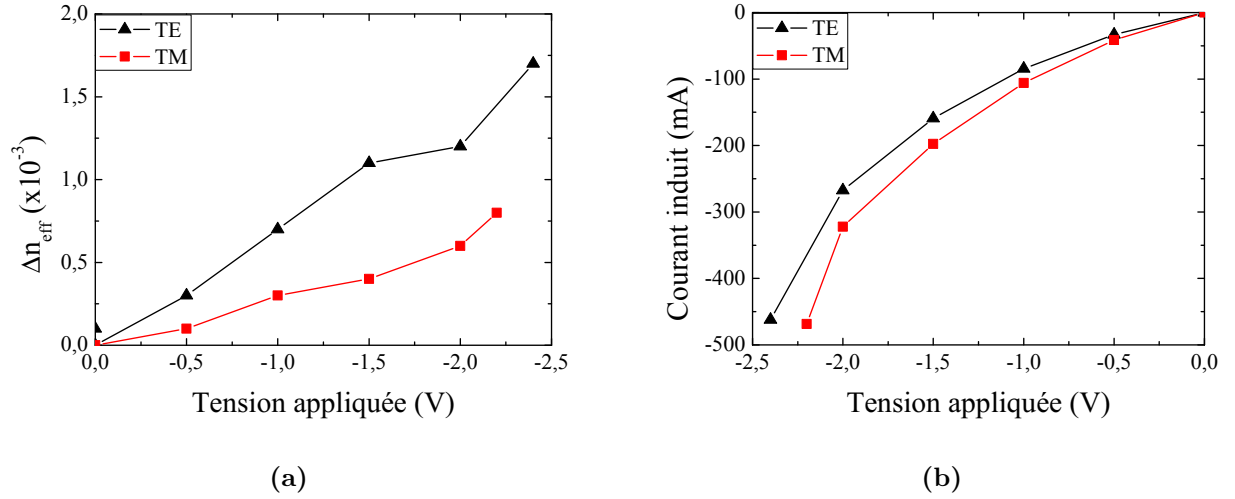


Figure IV.21 – (a) Caractérisation de la variation d'indice induite sous champ pour la structure MPQ
– (b) Évolution du courant inverse traversant la structure en fonction de la tension appliquée

et légèrement plus faible en polarisation TM ($7,5 \times 10^{-4}$). Cet ordre de grandeur de commande électrique se rapproche des objectifs du cahier des charges initial. Néanmoins, la démonstration d'une variation d'indice par électro-absorption n'avait, jusqu'alors pas été démontrée par couplage par prisme, seule configuration requise pour la génération d'une onde plasmonique.

4 Perspective 2 : Modulation optique plasmonique assistée par effet Stark confiné sur filière InP

Devant la variation d'indice relativement importante obtenue sur cette structure InGaAsP sur substrat InP, une idée intéressante serait d'adapter cette structure à la génération de plasmon de surface. L'objectif, à nouveau, est d'obtenir une forte localisation de l'effet plasmon, pour que la montée en fréquence soit maximale. Pour cela, il est nécessaire d'abaisser la valeur effective de l'indice de réfraction de la structure composée du quaternaire InGaAsP _{$\lambda=1,18\mu m$} et du multipuits quantique, afin de remplir les conditions définies précédemment en équation 1.65 que l'on rappelle ici :

$$n_p \sin \theta = \sqrt{\frac{\varepsilon'_m \times n_{SC}^2}{\varepsilon'_m + n_{SC}^2}}, \quad (IV.1)$$

où n_p est l'indice de la structure de couplage incidente (prisme), ε'_m la partie réelle de la fonction diélectrique du métal et n_{SC} l'indice du semiconducteur, ici la structure quaternaire InGaAsP avec puits quantiques.

4.1 Conception d'une nouvelle structure plasmonique

Cette baisse de l'indice effectif du semiconducteur peut s'effectuer par une structuration adaptée au matériau. Il sera aussi nécessaire de revoir les épaisseurs des métaux utilisés.

4.1.1 Étude de la nanostructuration

Dans la mesure où la polarisation optique s'identifie à la polarisation électrique à la longueur d'onde de travail, ce qui est le cas des semiconducteurs utilisés ici à $1,55\mu m$, on peut considérer que l'indice effectif d'un matériau est égal à la racine de sa permittivité diélectrique effective ε_{eff} . La figure IV.22 représente un schéma d'une couche nanostructurée.

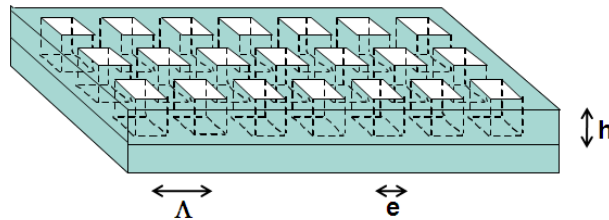


Figure IV.22 – Schéma de principe de la nanostructuration de matériau avec les paramètres essentiels

En moyenne, au sein de ce matériau, l'équation de Maxwell liant le déplacement électrique

IV.4 Perspective 2 : Modulation optique plasmonique assistée par effet Stark confiné sur filière InP

D et le champ électrique E va s'écrire selon l'équation IV.2. Le principe est que, en volume, le matériau soit composé par une proportion f de quaternaire InGaAsP et d'une proportion $1 - f$ d'air d'indice $n=1$.

$$\langle D \rangle = \varepsilon_{eff} \langle E \rangle \quad (IV.2)$$

En polarisation transverse électrique (TE), lorsque le champ électrique E est orthogonal à l'interface de la couche, la continuité du déplacement électrique D va s'écrire :

$$\langle D \rangle = (f\varepsilon_{InGaAsP} + (1 - f)\varepsilon_{air})E = \varepsilon_{eff}E, \quad (IV.3)$$

et l'indice effectif de ce matériau nanostructuré est donné par l'égalité :

$$n_{eff} = \sqrt{\varepsilon_{eff}} = \sqrt{f\varepsilon_{InGaAsP} + (1 - f)\varepsilon_{air}}. \quad (IV.4)$$

Dans le cas de la polarisation TM, la discontinuité du champ électrique permet d'extraire, de façon similaire, l'égalité :

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{InGaAsP} * \varepsilon_{air}}{f\varepsilon_{air} + (1 - f)\varepsilon_{InGaAsP}}}. \quad (IV.5)$$

Un étude de cette nanostructuration a été conduit au préalable par TRT dans le cas du GaAs pour une validation du concept ; le transfert de cette technologie sur le quaternaire ne devant pas poser de problèmes majeurs aux vues de la différence d'indice relativement faible entre le GaAs ($n=3,37$) et le InGaAsP $_{\lambda=1,18\mu m}$ ($n=3,31$).

4.1.2 Définition des épaisseurs

Un travail complet de dimensionnement des épaisseurs et de la taille de la nanostructuration pour la génération de plasmons de surface dans ce nouveau cas a été effectué par Salim Faci au L2E en collaboration avec Brigitte Loiseaux de TRT. En effet, nous ne sommes plus ici dans une physique simple à 1 dimension, mais dans le cas d'un métal structuré à 2 dimensions. A partir d'études sur la modification de l'indice optique d'un matériau par réalisation d'un réseau de trous, assimilable à un cristal photonique, la taille des trous (paramètre e , qui doit être très petite devant la longueur d'onde optique), ainsi que le pas du réseau (paramètre Λ) ont été déterminé pour une gravure d'épaisseur $h = 1\mu m$.

Les retours de simulation de génération de plasmons de surface sur une telle structure ont montré un compromis pour les paramètres suivants :

- épaisseur de titane : 5nm

- épaisseur d'or : 77nm
- taille des trous (e) : 160nm
- pas du réseau (Λ) : 320nm

La présence du titane, bien que néfaste à la résonance plasmonique, est ici nécessaire. En effet, pour la tenue de la couche d'or de 77nm, une couche d'accroche est indispensable. La figure IV.23 présente donc un zoom du masque de lithographie qui sera utilisé pour cette technologie. Ces motifs sont répétés à l'identique sur une surface de $300 \times 300 \mu\text{m}$.

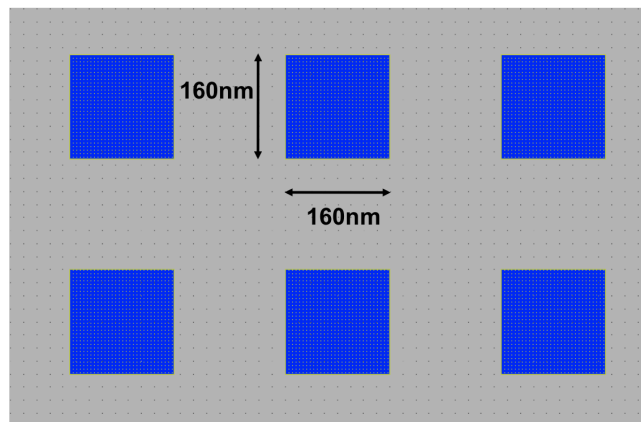


Figure IV.23 – Zoom du masque de lithographie électronique du réseau de trous de $160 \times 160 \text{nm}$

Ces paramètres permettent en théorie une génération de plasmons de surface, à l'aide d'un prisme de GaAs similaire à celui employé pour l'étude sur le GaN, pour un angle d'incidence à la normale de $73,58^\circ$.

4.2 Réalisation technologique

Le procédé de fabrication a préalablement été validé par TRT sur une couche de GaAs. Elle consiste en la gravure plasma profonde d'un empilement Au/Ti/GaAs à l'aide d'un masque de SiO_2 contenant un réseau de trous de $160 \times 160 \text{nm}$ de dimension. Cette technologie se compose de plusieurs étapes décrites succinctement dans la suite de ce paragraphe.

4.2.1 Dépôts des couches supérieures

La première étape consiste à réaliser l'empilement de couches métalliques et la couche de SiO_2 qui va servir de masque de gravure. Pour cela, et après nettoyage de la surface de l'échantillon dans un bain de HF, on réalise les deux dépôts de métal par évaporation. Le dépôt de silice est effectué par PECVD à une température de 300° (tableau IV.9).

IV.4 Perspective 2 : Modulation optique plasmonique assistée par effet Stark confiné sur filière InP

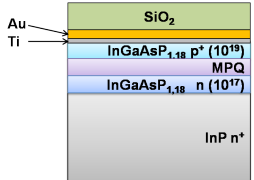
• HF :H₂O (1 :2) 2min + EDI 30s • Etching Ar + Évaporation Ti 5nm • Etching Ar + Évaporation Au 77nm • Dépôt SiO₂ par PECVD, 300°C, épaisseur 200nm	
--	--

Tableau IV.9 – Dépôts des couches de surface

4.2.2 Écriture et Ouverture des motifs à graver

Le masque de trous est défini dans une résine électrosensible de type PMMA 950K à 5%. L'écriture électronique avec le masque défini précédemment nécessite plusieurs heures du fait de la faible dimension des motifs à écrire. Le développement de la résine dans un solvant MiBK/IPA permet d'obtenir le réseau de trous (tableau IV.10).

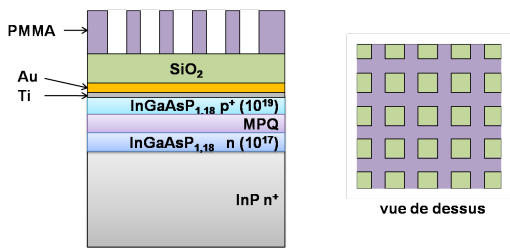
• PMMA 5% 950K v : 3000rpm, a : 1000rpm/s, t : 10s capot fermé + v : 500rpm, a : 1000rpm/s, t : 6s capot ouvert, épaisseur 300nm • Recuit SSE 120s à 0,1mm + 600s en contact à 180°C • Écriture à dose : 560μC/cm², i : 1nA • Développeur PMMA : MiBK/IPA (1/2) 1min + EDI 30s • Ouverture plasma RIE CHF₃/CF₄ (40/40sccm), P : 180W, p : 50mTorr, t : 6min	
--	--

Tableau IV.10 – Écriture et Ouverture du masque de PMMA définissant le réseau de trous

Enfin, les motifs écrits dans la résine PMMA sont transférés dans la couche de SiO₂ par une gravure plasma. A ce stade, on vérifie la définition des motifs ouverts dans la couche au MEB. La figure IV.24 montre une bonne résolution des motifs dans la couche de silice.

4.2.3 A poursuivre : Gravure profonde du matériau

Nous proposons ici les étapes technologiques pouvant être utilisées pour finir la fabrication du dispositif visé. La gravure des couches peut se réaliser en deux étapes : la gravure des couches

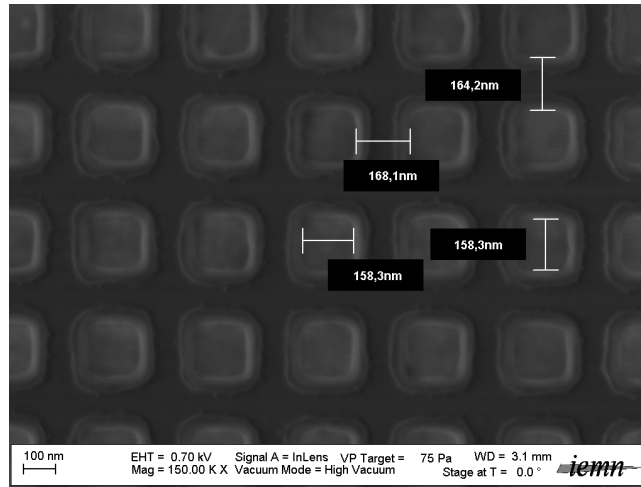


Figure IV.24 – Vérification au MEB de la taille des trous de $160 \times 160 \text{ nm}$

métalliques et la gravure des couches quaternaires. Pour les métaux, il sera nécessaire d'utiliser une méthode de plasma physique comme la gravure par faisceau d'ions (Ion Beam Etching ou IBE en anglais). Pour la couche de quaternaire accessible, on utilisera une gravure RIE-ICP à base de gaz SF_6 . Le processus se terminera avec le retrait de la couche de silice par un plasma O_2 et un nettoyage acétone/alcool (tableau IV.11).

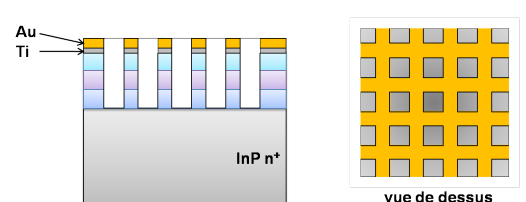
• Gravure IBE (pour les métaux) • Gravure ICP (pour InGaAsP) • Gravure RIE CHF_3/CF_4 (40/40sccm), P : 180W, p : 50mTorr, t : 6min (pour SiO_2)	
--	--

Tableau IV.11 – Ouverture des couches supérieures et Gravure des couches quaternaires

4.2.4 Métallisation du contact en face arrière

Comme précédemment pour la configuration μ -ruban au chapitre III, on réalisera un contact ohmique, en face arrière sur le substrat fortement dopé d'InP. Le dopage n^+ induit un contact ohmique Ti/Au. Ce contact pourra être réalisé par pulvérisation cathodique RF (tableau IV.12).

A l'issue de cette nanostructuration, une caractérisation par couplage par prisme, dans la configuration décrite par la figure IV.25, permettra de confirmer le changement d'indice

IV.4 Perspective 2 : Modulation optique plasmonique assistée par effet Stark confiné sur filière InP

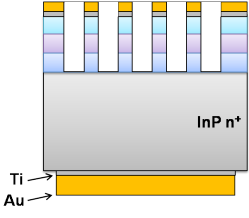
• Pulvérisation cathodique RF Ti (P : 250W, Ar : 30sccm, t : 45s), épaisseur 20nm • Pulvérisation cathodique RF Au (P : 250W, Ar : 30sccm, t : 140s), épaisseur 200nm	
--	--

Tableau IV.12 – Réalisation du contact face arrière par pulvérisation cathodique

effectif de la structure à base d'InGaAsP jusqu'à une valeur proche de 2,31 et de tirer profit de la variation d'indice Δn élevée à faible tension. Il serait alors possible de générer une onde plasmonique de surface dans des conditions similaires au cas sur GaN.

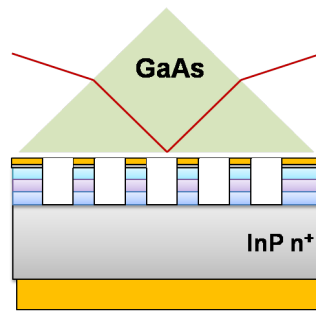


Figure IV.25 – Configuration de couplage pour la caractérisation de la résonance plasmonique pour la couche MPQ nanostructurée

Conclusions du chapitre

Dans ce dernier chapitre, nous avons essayé de trouver des solutions aux divers problèmes mis en lumière au cours des chapitres précédents comme **l'intégration ou la tension de commande**. Une solution relativement bas coût peut être envisagée pour l'intégration de micro-prismes de GaAs sur la structure à génération de plasmons de surface. Si la résonance plasmonique permet une modulation relativement linéaire, elle est pénalisée par une largeur à mi-hauteur trop importante. La modulation optique par les modes guidés devrait montrer une efficacité supérieure, notamment dans le cas de l'étude d'un modulateur électro-optique à base de GaN. Enfin, l'utilisation d'une structure à multipuits quantiques à base de InGaAsP

Chapitre IV. Perspectives pour la modulation optique

résolument adaptée pour des effets d'électro-absorption a montré la possibilité de modulation d'indice optique sous polarisation continue de quelques volts.

Ce chapitre relatant différentes perspectives, nous permet d'être confiants dans la réalisation future d'un modulateur optique intégré sur semiconducteur capable de rivaliser avec la technologie existante sur substrat massif de niobate de lithium.

Références bibliographiques

- [1] E. PEYTAVIT, J-F. LAMPIN, F. HINDLE, C. YANG, AND G. MOURET. *Wide-band continuous-wave terahertz source with a vertically integrated photomixer*. Applied Physics Letters **95**(16), 161102 (2009). [164](#)
- [2] S. IIDA AND K. ITO. *Selective etching of gallium arsenide crystals in $H_2SO_4 - H_2O_2 - H_2O$ system*. J. Electrochem. Soc. **118**, 768 (1971). [169](#)
- [3] D. W. SHAW. J. Electrochem. Soc. **128**, 874 (1981). [169](#)
- [4] RALPH WILLIAMS. *Modern GaAs processing methods*. Artech House (1990). [169](#)
- [5] NAIMA SAADSAOUD. *Etude de nouvelles structures guide d'onde sur matériaux III-V pour la commutation optique et la photodétection*. Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille (2010). [169](#)
- [6] X. S. WU, XUEHAI WU, YUNPING LI, ZHANGDE LU, LIANGEN GONG, PING ZHOU, AND QING ZHANG. *Miniature InGaAsP/InP phase modulator for integrated opto-electronics*. Fiber and Integrated Optics **12**(1), 97–103 (1993). [179](#)
- [7] AARON E. BOND, GLEB SHTENGEL, YULIYA AKULOVA, AND C. L. REYNOLDS JR. 43 GHz modulation bandwidth packaged InGaAsP MQW EA modulators with integrated mode converters. In *ECOC '99 25th European Conference on Optical Communication* (1999).
- [8] N.H. KIM, S.R. CHO, S.D. LEE, H.C. HA, D.S. BANG, J.S. YU, Y.K. OH, J.S. MA, A.G. CHOO, AND T.I. KIM. *InGaAs/InGaAsP MQW electroabsorption modulator integrated DFB-LD structure grown by selective area epitaxy*. Proceedings for The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics **3**, 910–911 (1999). [179](#)

Références bibliographiques

Conclusion générale et perspectives

L'enjeu principal de notre travail a été d'évaluer la faisabilité, ainsi que les avantages potentiels de l'utilisation de plasmons de surface comme commande pour la modulation optique hyperfréquence sur semiconducteur. La motivation principale était de profiter des faibles longueurs d'interaction de la résonance plasmonique pour augmenter la fréquence de coupure des modulateurs semiconducteurs. Jusqu'à présent, les modulateurs optiques de phase utilisaient des longueurs d'interaction de l'ordre du centimètre, en particulier sur niobate de lithium LiNbO_3 , compte tenu des variations d'indice faibles obtenues avec ces matériaux électro-optiques usuels.

Dans le chapitre 1, nous avons présenté les bases de la modulation de signaux et en particulier de la modulation optique. Après avoir passé en revue l'état de l'art des modulateurs à base de polymères, d'oxydes complexes et de semiconducteurs, nous avons proposé d'exploiter la résonance plasmonique de surface comme commande optique. Au-delà d'être un principe physique très sensible à l'environnement, nous avons montré que la résonance plasmonique pouvait apporter un niveau de localisation élevé sur des dimensions inférieures à $100\mu\text{m}$. Enfin, les techniques de couplage d'une onde optique dans une structure, permettant de générer une onde plasmonique, telles que le couplage par prisme ou le couplage par réseau, ont été décrites en détail.

Ces notions de base ont été directement exploitées dans le second chapitre afin d'étudier les structures décrites dans le cadre d'un projet de Recherche Exploratoire et d'Innovation de la DGA. En particulier nous avons dû reconsidérer les choix initiaux d'utilisation d'un guide dilué pour le couplage de l'onde optique. Nous avons choisi d'orienter notre projet vers une solution hybride basée sur le couplage par prisme externe. De même, le choix du matériau III-V tel que l'InP ou le GaAs s'est révélé contraignant pour la génération plasmonique du fait de leur indice de réfraction très élevé. Notre choix s'est finalement porté sur le nitrure de gallium

(GaN). Ce matériau a fait l'objet d'une étude détaillée dans ce travail. L'étude de ses propriétés microstructurales (densité de défauts, rugosité de surface) et de ses propriétés optiques (dispersion d'indices, pertes de propagation, stabilité en température) a montré que le GaN pouvait être considéré comme un matériau particulièrement bien adapté aux applications optoélectroniques. En particulier, pour des applications dans le domaine des télécommunications, à une longueur d'onde de travail de $1,55\mu\text{m}$, les pertes de propagation sur une structure guide d'onde planaire GaN ont été évaluées à $0,6\text{dB/cm}$, ce qui constitue aujourd'hui un résultat de valeur internationale. L'étude théorique de différentes structures nous a permis de démontrer la pertinence du GaN pour la génération de plasmons de surface. L'optimisation du couple métal/semiconducteur, essentiellement dans la structure plasmonique, a conduit à déterminer la nature et l'épaisseur de ces deux milieux et ce, afin d'obtenir une résonance optimale pour la modulation optique.

La structure plasmonique retenue a été réalisée technologiquement en salle blanche à l'aide d'étapes de lithographie et de gravure physico-chimique développées au niveau du troisième chapitre. Deux types de configuration hyperfréquence ont été étudiées : la configuration de type coplanaire et la configuration de type micro-ruban, permettant de générer, pour chacune, un champ électrique orienté parallèlement (pour la coplanaire) ou perpendiculairement (micro-ruban) aux interfaces. Dans la configuration coplanaire, la contrainte liée à la faible épaisseur de métal (épaisseur d'or de 40nm) dans la structure plasmonique choisie a clairement mis en évidence la difficulté à transmettre un signal électrique hyperfréquence avec des pertes d'insertion minimisées. Nous avons mesuré des pertes de l'ordre de 15dB/cm à une fréquence de 20GHz , ce qui reste très élevé. Nous nous sommes alors tourné vers une configuration de type micro-ruban (ou configuration diode). Deux types de substrats ont été étudiés, à savoir un substrat de silicium dopé n^+ utilisé comme électrode inférieure, et un substrat de saphir avec une couche enterrée de GaN dopé n^+ , sur laquelle a été déposée par épitaxie une couche de GaN non-intentionnellement dopée. Dans chacun des cas, la génération de plasmons de surface à l'interface Au-GaN a été observée par couplage par prisme externe, confirmant ainsi les conclusions tirées au chapitre 2 (une résonance plasmonique à un indice effectif de $2,361$). Sous l'effet d'un champ électrique continu, ces deux réalisations ont montré la possibilité de réaliser une modulation de la résonance plasmonique de $\Delta n_{\text{eff,SPR}}$ jusqu'à 10^{-2} pour une tension forte (autour de 80V). Il s'agit ici des premières caractérisations sur une couche GaN, ayant conduit à l'évaluation des effets électro-optiques, effets jusqu'alors jamais démontrés dans la communauté.

Aux vues de ces résultats très encourageants, le chapitre 4 permet d'imaginer des pistes

possibles pour la poursuite de cette étude, en mettant l'accent sur l'intégration globale. La possibilité de réaliser technologiquement des microprismes de GaAs directement sur la couche métallique, a été mentionnée. Par ailleurs, nous avons montré que la modulation d'indice effectif obtenue sur les modes guidés était plus efficace que celle de la résonance plasmonique, en raison de la largeur plus faible des modes guidés. C'est pourquoi nous avons aussi envisagé l'utilisation d'une structure à multipuits quantiques sur InP pour tirer profit de leurs propriétés d'électro-absorption : cette structure a montré qu'une variation d'indice de 2×10^{-3} était possible sur les modes guidés pour une tension de 2,5V, et ce, par couplage par prisme. Quant à la génération d'une onde plasmonique, elle peut être envisagée raisonnablement via la structuration de la couche à multipuits quantiques et ainsi bénéficier des avantages d'une interaction localisée. Ce résultat nous permet d'être confiants dans la réalisation future d'un modulateur optique intégré sur semiconducteur capable de rivaliser avec la technologie sur niobate de lithium.

Ce travail de thèse reste une étape-clé dans la réalisation d'un modulateur optique à commande plasmonique sur semiconducteur. Il participe à un travail de convergence de la micro-électronique et de la photonique ayant pour but de substituer, un jour, les réseaux de télécommunications cuivrés par des liaisons optiques fibrées. Cette étude amont a donc permis de mettre en lumière les points durs dans la réalisation d'un tel dispositif dans le cadre d'un projet exploratoire innovant soutenu par la DGA, visant une rupture technologique.

- Les travaux présentés ici ont conduit à des avancées importantes dans la compréhension de la physique de génération de plasmons de surface sur semiconducteurs,
- Les résultats expérimentaux obtenus sur les structures optimisées de ce travail ont montré la faisabilité de la plasmonique sur semiconducteurs. Les observations ont permis de mettre en évidence les limitations et la difficulté de la génération d'une onde plasmonique capable de commander la modulation d'un signal optique,
- Les pistes potentielles pour l'intégration d'un tel dispositif ont été avancées, comme celle de l'utilisation d'une guide dilué ou celle de la réalisation de microprismes reportés sur une structure Au-GaN,
- D'autres perspectives (notamment sur InP) ont été énoncées pouvant amener à la réalisation d'un modulateur optique à commande plasmonique intégré sur semiconducteurs.

Publications et communications

Articles dans une revue internationale avec comité de lecture - Papiers réguliers

- **A. Stolz**, A. Soltani, B. Abdallah, D. Deresmes, E. Dogheche, M.-A. Djouadi, J.-C. De Jaeger, *Optical properties of aluminum nitride thin films grown by DC magnetron sputtering close to epitaxy*, soumis dans Physica Status Solidi (a)
- A. Soltani, **A. Stolz**, J.-C. Gerbedoen, M. Mattalah, E. Monroy, J.-C. De Jaeger, *Aluminium nitride optical losses and dispersion properties in the UV-PIR 360-1550 μ m range*, à soumettre dans Journal of Applied Physics D : Applied Physics
- **A. Stolz**, S. Ko, G. Patriarche, E. Dogheche, Y.-H. Cho, D. Decoster, *Field effect refractive index change into gallium nitride thin films grown on Si(111) substrate*, à soumettre dans Applied Physics Letters
- F. Leroy, A. Rousseau, **A. Stolz**, D. Deresmes, P. Roussel, S. Payan, E. Dogheche, M. Maglione, D. Decoster, *Influence of substrate nature and bottom electrodes on the structure and optical properties of Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO₃ thin films deposited by RF sputtering*, à soumettre dans Journal of Applied Physics
- **A. Stolz**, S. Faci, L. Considine, E. Dogheche, C. Tripon-Canseliet, Brigitte Loiseaux, D. Pavlidis, D. Decoster, Jean Chazelas, *Surface Plasmon Resonance structure based on Gallium Nitride operating at telecom wavelength*, à soumettre dans Optics Letters
- **A. Stolz**, E. Cho, Y. Androussi, D. Troadec, E. Dogheche, D. Pavlidis, D. Decoster, *Optical Waveguide Loss Minimized into Gallium Nitride based structures grown by Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy*, Applied Physics Letters **98**, 161903 (2011) [Lien](#)

- S.-H. Gong, **A. Stolz**, G.-H. Myeong, E. Dogheche, A. Gokarna, S.-W. Ryu, D. Decoster, Y.-H. Cho, *Effect of varying pore size of AAO films on refractive index and birefringence measured by prism coupling technique*, Optics Letters **36**, 4272–4274 (2011) [Lien](#)
- S. Dupont, **A. Stolz**, E. Dogheche, D. Schenk, J.-C. Kastelik, D. Decoster, *Guided-wave optical characterization of compensated GaN heterostructure grown by MOCVD on sapphire*, soumis dans Applied Physics Letters

Communications internationales

- **A. Stolz**, L. Considine, E. Dogheche, D. Pavlidis, D. Decoster, *Gallium Nitride-based Optical Waveguide Modulation*, 2011 TWHM Conference, Gifu, Japon, Poster
- C. Tripon-Canseliet, S. Faci, **A. Stolz**, E. Dogheche, D. Decoster, B. Loiseaux, A. Delboulbé, J.-P. Huignard, J. Chazelas, *Electromagnetic modeling of SPP resonance for low noise RF magnitude modulation of optical carriers*, 2010 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, 5664194, 135-138 (2010), Montréal, Québec, Poster [Lien](#)
- **A. Stolz**, E. Cho, Y. Androussi, D. Troadec, E. Dogheche, D. Pavlidis, D. Decoster, *Optical Properties of Gallium Nitride Epitaxial Layer deposited on a Low Temperature Buffer Layer of Aluminum Nitride for Waveguide Applications*, ICMAT 2009, Singapour, Poster
- A. Gokarna, **A. Stolz**, E. Dogheche, D. Decoster, JH. Teng, W. Liu, SJ. Chua, E. Dumont, *Complete optical characterization of multilayered InGaN/GaN structure grown by MOCVD on sapphire substrates*, ICMAT 2009, Singapour, Oral
- G. Y. Si, J. Teng, A. Danner, E. Dogheche, R.Y. N. Ang, C. A. Bian, D. Lai, A. Gokarna, **A. Stolz**, D. Decoster, S. Tan, *Fabrication and Characterization of Proton-Exchanged Waveguide on X-Cut LiNbO₃*, IEEE PhotonicsGlobal@Singapore, 1-4 (2008), Singapour, Oral [Lien](#)
- **A. Stolz**, E. Dogheche, M. Bensalah, D. Decoster, A. Rousseau, M. Guilloux-Viry, *Investigated of the substrate nature on the optical waveguiding properties applied to pulsed KTa_{1-x}Nb_xO₃ thin films*, ISIF 2008, Singapour, Oral

Séminaires et Workshop

- **A. Stolz**, S. Ko, L. Considine, E. Dogheche, Y.-H. Cho, D. Pavlidis, D. Decoster, *Optical modulation based on Gallium Nitride semiconductor operating at 1.55μm*, 2011 HETECH Workshop, Lille, France, Oral
- **A. Stolz**, S. Gong, *Guided Wave Optical Characterization of Anodic Aluminum Oxide Ma-*

terials – Measurement of Effective Refractive Index of Anodic Aluminum Oxide Using Prism Coupler, 2010 IEMN-KAIST STAR Workshop, Daejeon, Corée du Sud, Oral

- **A. Stolz**, *Optical characterization of GaN thin films for waveguide applications*, 2009 IEMN-KAIST STAR Workshop, Daejeon, Corée du Sud, Oral

RÉSUMÉ

Les futurs modulateurs optiques doivent satisfaire à des exigences auxquelles les modulateurs électro-optiques actuels ne peuvent plus répondre, comme une tension de commande et un dimensionnement faible tout en conservant un comportement en fréquence dans la gamme 0-40GHz et de faibles pertes. Il devient alors nécessaire d'envisager de nouveaux moyens de réaliser une modulation rapide à faible consommation.

Ce travail s'inscrit dans cette perspective au sein d'un projet amont de la Direction Générale de l'Armement. Son but est d'évaluer le gain potentiel de la plasmonique sur semiconducteurs dans le domaine de la modulation optique. Nous avons d'abord sélectionné des couches de nitrure de gallium avec d'excellentes propriétés optiques, en particulier sur saphir avec des pertes de propagation de l'ordre de **0,6dB/cm**. Ensuite, sur cette structure, nous avons montré la génération d'une onde plasmonique de surface entre une électrode d'or et le semiconducteur. Un travail d'optimisation a été réalisé en vue de rendre la modulation de cette résonance efficace par variation de l'indice du semiconducteur. Plusieurs dispositifs de démonstration ont été fabriqués en salle blanche puis caractérisés. Si les résultats obtenus en optiques nous ont satisfaits avec l'observation d'un effet de variation d'indice nouveau jusqu'à $\Delta n = 10^{-2}$ pour plusieurs dizaines de volt, les performances en hyperfréquence ont déçu nos attentes à cause de pertes de propagation hyperfréquences élevées, proches de **16dB/cm à 20GHz**.

En parallèle, une structure à effet d'électro-absorption utilisant un multipuits quantique sur phosphore d'indium a été conçue et caractérisée par couplage par prisme en terme de variation d'indice. Nous avons obtenu des variations d'indice de l'ordre de 2×10^{-3} **pour seulement 2,5V**.

Ces travaux de thèse, qui ont été les premiers dans ce domaine au sein du laboratoire, vont permettre d'orienter les recherches futures vers de nouveaux matériaux pour l'optoélectronique, mais aussi de mettre en exergue les points durs de la plasmonique pour la modulation optique sur semiconducteurs.

Mots clés : modulation électro-optique, couplage par prisme, résonance plasmonique de surface, nitrure de gallium, propriétés optiques

ABSTRACT

Future optical modulators have to satisfy requirements that current electro-optical modulators fail to do, such as very low command voltage, small size and ability to work in the 0-40GHz range with low losses. It is also necessary to find new ways to modulate light at a faster speed but with low consumption.

The work presented in this thesis addresses these above mentioned problems within the framework of an upstream project which has been financed by the French Ministry of Defence. Its goal is to evaluate the potential gain of plasmonics in the field of semiconductors based optical modulation. We first select a gallium nitride based structure on sapphire whose optical properties exhibit very low propagation losses of **0.6dB/cm**. Then we proved the generation of a plasmonic wave for a gold/gallium-nitride interface. Optimizations were conducted to get the most effective modulation by varying optical index of the semiconductor. Several devices were fabricated in clean room and were characterized. Results obtained in optical measurements proved the effect of electric field in varying the optical index of GaN until 10^{-2} for tens of volt, however, RF performances disappointed our expectations because of high transmission losses of about **16dB/cm for 20GHz**.

In addition, an electro-absorption structure using multi-quantum wells on InP substrate shows index variation of the order of 2×10^{-3} **for only 2.5V** by the prism-coupling technique.

This thesis work, which has been the very first one in this domain in this laboratory, will pave the way for future research into new materials for optoelectronic applications and highlight the critical issues of the use of plasmonics for optical modulation in semiconductors.

Keywords : electro-optic modulation, prism-coupling, surface plasmon resonance, gallium nitride, optical properties