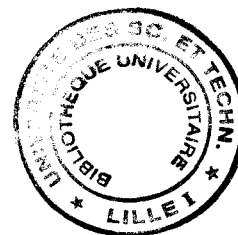


N° d'ordre :

THESE



Présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité Optoélectronique.

Par
Ian CAYREFOURCQ

**Conception et fabrication de matrices de
commutation optique en vue de la réalisation
de modules de synthèse de retards temporels.**

Soutenue le 6 Novembre 1998 devant la commission d'examen :

Pr. G. SALMER (IEMN) :	Président
Pr. D. DECOSTER (IEMN) :	Directeur de thèse
M. M. SCHALLER (Dassault Electronique) :	Co-Directeur de thèse
Dr. J.P. VILCOT (IEMN) :	Co-Directeur de thèse
Pr. J.C. MOLLIER (ENSAE) :	Rapporteur
Dr. H. PORTE (Laboratoire P.M.Duffieux, URA 214) :	Rapporteur
Dr. M. RENAUD (Alcatel Alsthom Recherche) :	Examinatrice
Dr. O. ROESCH (Bosch) :	Examinateur
Dr. L. D'AURIA (Thomson LCR) :	Examinateur
M. M. HOWYAN (DGA) :	Examinateur
Dr. D. LIPPENS (IEMN) :	Examinateur

REMERCIEMENTS

Toute thèse étant considérée comme un aboutissement, elle se doit d'être précédée par une montagne d'éloges et de remerciements. Il me faut donc m'équiper sérieusement car il ne s'agit pas pour moi de gravir un terril mais plutôt de m'attaquer aux sommets himalayens.

Laissez moi tout d'abord vous dire, et cela servira de base à mon escalade, que pour ma part, loin de considérer cette thèse comme un aboutissement, elle constitue une étape vers...autre chose. Alors je vous dit merci non pas pour être arrivé là, mais pour tout ce qui adviendra...

Oublions donc le protocole et commençons par les supporters : Baba, Pascale, Raphaël, Emmanuel, Gérard, Christine, Emmanuelle, Marc, Jean-Marie, Sophie, Jean-Noël, Béatrice, toute la bande de l'EUDIL et tous les autres...Une petite mention spéciale empreinte d'amour aux deux membres du petit Fan Club Béatrice et Maël.

Merci aux technologues qui m'ont évité de devenir un casseur de substrats invétéré et aidé à passer toutes les difficultés grâce à leur grande expérience : Marc, Michel, Bertrand, Pascal, Christiane, Christophe, André, Annie, Didier...

Merci à la cellule de Calcul de DE dont les prévisions m'ont évité bien des tempêtes : Vincent, Gilles, Thierry, Nicolas...

Ensuite, passons aux Sherpas sans qui cette course était vouée à l'échec. Merci donc à Bob, Jean-François, Asma, Manu, Jérôme, Guan, Samuel, Ashour, Magdy et Yves. Ainsi qu'à Vincent, Cathy (feu hôtesse d'accueil), Bekkey et Filipe mes compagnons de cordée.

Comme toute expédition le plaisir et la qualité du voyage dépendent de ses guides (et non des modes du guide). Je voudrais donc exprimer toute mon amitié et ma reconnaissance à ceux du camp de base DE, Michel et Christian ainsi qu'à ceux du camp IEMN, Didier, Jean-Pierre, Jo, Sophie et Jean-Philippe.

Un petit merci spécial à Jean-Claude et Nicole qui ont su m'éviter la chute en me tendant la main au bon moment.

Enfin, merci à vous qui avez accepté d'homologuer cette aventure : Madame M. RENAUD, Messieurs G. SALMER, H.PORTE, J.C. MOLLIER, O. ROESCH, L. D'AURIA, M. HOWYAN et D. LIPPENS.

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS	1
SOMMAIRE	3
PREAMBULE	7
Le pourquoi de l'optoélectronique chez DASSAULT ELECTRONIQUE.	7
INTRODUCTION GENERALE.	9
Chapitre I : GENERALITES.	13
1 Système.	13
2 La synthèse de retards temporels.	21
2.1 Laser accordable associé à une fibre dispersive.	21
2.2 Matrices de commutation.	23
2.3 Système holographique.	23
2.4 Spécifications.	24
2.5 Conclusion.	24
3 L'optique intégrée.	25
3.1 Propagation de la lumière dans un guide optique.	25
3.2 Les différents types de guides d'ondes.	26
3.3 Les pertes.	28
4 Les commutateurs.	34
4.1 Les principes [A1],[A2],[A3].	34
4.2 Les types de commutateurs.	35
4.3 Synthèse des performances.	39
5 Les matrices	40
5.1 Introduction.	40
5.2 Les architectures matricielles.	41
5.3 Exemples de réalisations.	43
5.4 Synthèse des performances..	46
Chapitre II : LA CONCEPTION DES COMPOSANTS.	47
1 Les outils de développement.	47
1.1 Introduction.	47
1.2 L'étude modale.	47

1.3 La méthode des faisceaux propagés.	48
2 Méthodologie.	56
3 Définition du guide optique.	58
3.1 Etude modale	58
3.2 Simulation de la propagation de la lumière.	62
4 Définition du commutateur TIR.	66
4.1 La réflexion.	66
4.2 Simulation du comportement optique du commutateur.	73
4.3 Simulation électrique.	78
5 Définition et Optimisation par Algorithme Génétique.	83
5.1 Généralités sur les Algorithmes Génétiques.	83
5.2 Optimisation du commutateur TIR.	90
5.3 Définition et optimisation des commutateurs cascades.	92
6 Conclusion.	101
Chapitre III : LA TECHNOLOGIE.	103
1 Généralités.	103
2 Techniques de lithographie.	104
2.1 Techniques d'insolation.	104
2.2 Le choix des résines.	105
3 L'optimisation des procédés.	107
3.1 Le dépôt de la résine.	107
3.2 Le recuit, l'exposition et le développement.	108
3.3 Les gravures	108
4 La fabrication des composants.	122
4.1 La fabrication des commutateurs TIR.	122
4.2 La fabrication des 'Cascade Switch'.	128
4.3 Fabrication des matrices.	138
5 La caractérisation.	153
5.1 Caractérisation des commutateurs TIR.	154
5.2 Caractérisation du commutateur cascade 1*4.	155
5.3 Caractérisation de la matrice TIR 4x4.	156
5.4 Caractérisation de la matrice de commutateurs cascades 4x4	157
CONCLUSION GENERALE	161
PUBLICATIONS, COMMUNICATIONS ET BREVETS.	165

1 Publications.	165
2 Communications	165
3 Brevets.	165
REFERENCES.	167
1 Généralités	167
2 Commutateurs et matrices.	169
2.1 Généralités.	169
2.2 Filière AsGa.	170
2.3 Filière InP.	171
3 Méthodes numériques.	175
3.1 La BPM.	175
3.2 Les algorithmes génétiques.	176
4 Amplificateurs optiques.	177
5 Antennes.	177
6 Filtres Fabry-Perot.	177
7 Physique.	177
8 Lasers accordables.	179
9 Technologie.	180
ANNEXES.	183
Annexe 1 : Calcul de l'expression de l'absorption par effet plasma.	183

PREAMBULE

Le pourquoi de l'optoélectronique chez DASSAULT ELECTRONIQUE.

L'essor des télécommunications est certainement la révolution industrielle de notre fin de siècle. Rendue possible par les nombreux développements et l'amélioration constante des composants de la chaîne optique, que sont les lasers, les fibres et les récepteurs, elle jouit aujourd'hui d'un contexte socio-économique très favorable.

En effet, depuis le début des années 80, l'économie du secteur s'est métamorphosée, influencée par les progrès techniques qui ont permis d'atteindre une productivité compatible avec la production de masse, l'apparition du numérique qui favorise les interactions entre les télécommunications, l'informatique et l'audiovisuel et enfin les industries qui s'appuient de plus en plus sur les systèmes et les services de communication. D'une organisation monopolistique justifiée par l'importance des investissements nécessaires à la maintenance et au développement des réseaux (en vingt ans, les satellites ont remplacé les liaisons radioélectriques, les systèmes de commutation temporelle ont remplacé les systèmes de commutation mécanique et la fibre optique a remplacé les réseaux de câbles coaxiaux et les liaisons hertziennes), nous sommes passés à une économie plus libérale caractérisée par l'émergence d'une multitude d'acteurs développant de nouveaux services. Cette réorganisation exacerbe les concurrences, participant ainsi à l'explosion de ce nouveau marché. Cet extraordinaire développement a des conséquences directes sur l'évolution de notre environnement technique. Conscients de l'importance d'être parmi les puissances économiques qui «font les télécommunications», les organismes nationaux de recherche, ainsi que les grands groupes industriels, ont orienté leurs recherches en électronique vers les applications télécoms.

Parallèlement, depuis la chute du mur de Berlin et la disparition du bloc soviétique, l'industrie de la défense connaît une récession importante dans le monde entier. Les Américains en premier, et aujourd'hui les Européens revoient donc l'organisation de leur recherche en transférant le rôle de moteur vers l'industrie des télécoms et en préconisant l'utilisation des composants civils dans les systèmes militaires. Cette orientation contraint donc les industriels de la défense à renoncer, autant que possible, à développer leurs composants spécifiques et à revoir leurs architectures de systèmes en fonction des composants existant sur le marché civil.

C'est dans ce contexte, en anticipant l'explosion annoncée de l'optoélectronique, que depuis une dizaine d'années, Dassault Electronique envisage l'utilisation de l'optoélectronique dans ses systèmes.

INTRODUCTION GENERALE.

Les travaux faisant l'objet de cette thèse traduisent la volonté de Dassault Electronique d'introduire des composants optoélectroniques dans ses systèmes hyperfréquences. Elle constitue une réponse des autorités scientifiques à un grand nombre d'analyses récentes insistant sur les forts potentiels des apports de l'optoélectronique. Ces analyses ont mis en exergue deux points sur lesquels l'optoélectronique pourrait amener des progrès déterminants et où les potentiels de l'optique dépassent largement ceux de l'électronique classique, le déport de fonction et le traitement du signal [A7],[A9],[A10].

La possibilité de déporter des fonctions telles que les commandes de phases ou d'amplitudes, en permettant la diminution du volume des modules associés aux éléments rayonnants, nous autorise à envisager des avancées importantes sur plusieurs points. On pourra notamment accéder à des largeurs de bandes passantes supérieures à l'octave grâce à l'augmentation de la densité d'éléments rayonnants. D'autre part, le déport des commandes et surtout le traitement des informations délocalisé, rendront possible la conception d'ensemble de réseaux répartis sur l'aéronef susceptible de couvrir l'espace entier.

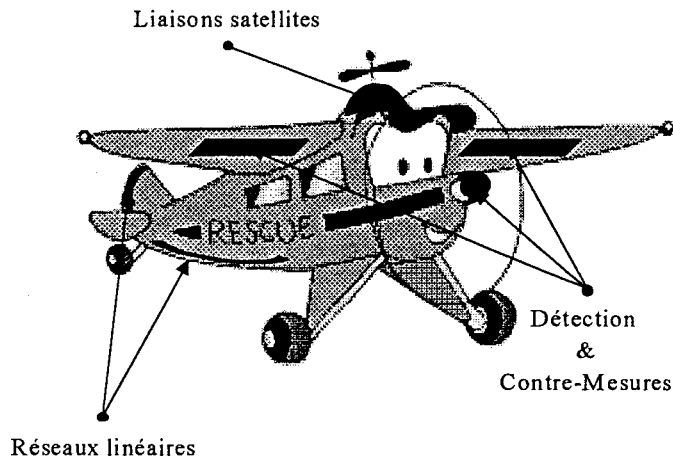


Figure 1 : Concept d'antennes réparties.

De plus, en des temps où le concept de peau intelligente ou du moins d'antennes conformes est d'actualité, l'optoélectronique offre une alternative très intéressante à l'axe de développement actuellement privilégié consistant à intégrer le réseau de rayonnants, les modules, le répartiteur et l'alimentation dans une structure multicouches. Cette alternative permet d'apporter des solutions aux points durs, tels que le drainage thermique ou la maintenance, inhérents à de telles structures, en faisant appel à une structure modulaire. Celle-ci repose sur des composants autonomes comportant un élément rayonnant, l'amplification micro-onde et un module de transduction électro-optique réduit à son plus simple appareil.



Figure 2: Concept d'antenne conforme optoélectronique.

Parmi les applications de l'optoélectronique au traitement du signal, la génération de retards temporels fait partie des fonctions réalisables à court terme. Elle nous permet d'envisager des progrès très importants en matière de commande d'antennes actives. Ce type d'antennes est constitué d'un réseau, généralement régulier, d'éléments rayonnants associés à un complexe de distribution comprenant un module et un répartiteur. Le module gère au minimum l'amplification et la phase, le répartiteur assure l'alimentation du réseau. Le champ d'application de telles antennes est vaste. Il comprend notamment les antennes à formation de faisceau et les antennes à balayage électronique [A19].

Les antennes à formation de faisceaux nécessitent la formation simultanée ou séquentielle de plusieurs diagrammes de rayonnements prédéfinis de directions différentes. La commande de la direction de rayonnement est obtenue par la synthèse de déphasages ou de retards. Le déphasage géométrique entre chaque source dû à la différence de marche définit la loi de phase. Sur la surface équiphase appelée plan de phase, tous les signaux sont en interférences constructives, le rayonnement est donc maximum selon la normale à ce plan. **Orienter le faisceau revient donc à orienter le plan de phase.**

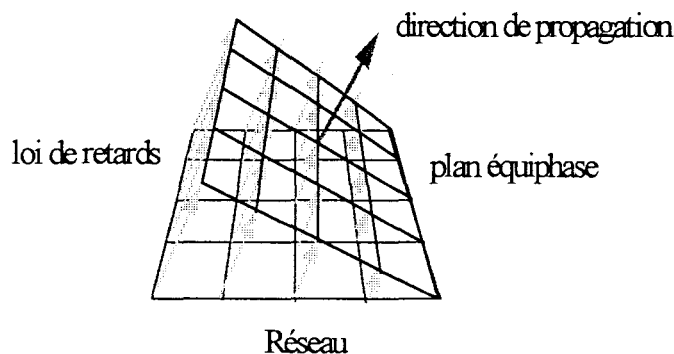


Figure 3: Principe de commande d'antenne réseau.

Ainsi, commander le déphasage des signaux hyperfréquences arrivant aux éléments rayonnants permet d'orienter un faisceau de fréquence déterminée. Dans le cas des antennes à large bande instantanée, il est nécessaire de synthétiser des retards temporels afin d'obtenir des lois de phases, que l'on appellera dans ce

cas lois de retards, indépendantes de la fréquence. Ceci permet à l'antenne d'écouter ou d'émettre dans la direction choisie quelle que soit la fréquence concernée.

Le principe des antennes à balayage est sensiblement différent, un seul faisceau émerge de l'antenne, la surveillance de l'espace est obtenue par une procédure de balayage continue. La commande du faisceau peut se faire soit par un balayage mécanique, soit par un balayage électronique. Dans ce cas, on intègre les composants permettant le contrôle dynamique des phases ou la synthèse de retards afin de commander la direction de rayonnement de l'antenne.

Pour les applications militaires (Radar, Autodirecteurs...), les antennes doivent pouvoir assurer trois fonctions fondamentales : la détection, qui suppose une écoute large bande d'un espace le plus grand possible, la localisation, qui suppose la connaissance de l'orientation précise du faisceau lors de la détection et la poursuite, qui suppose une grande agilité du faisceau.

Dès lors, le balayage électronique s'impose face aux systèmes mécaniques. En effet, ce système d'orientation de faisceau, sans inertie, permet d'immobiliser ce dernier instantanément pour confirmer ou infirmer un écho, de pouvoir poursuivre plusieurs cibles successivement ou de pouvoir assurer simultanément une fonction veille et une fonction poursuite en allouant à chacune de ces fonctions un intervalle de temps adapté.

Avec l'augmentation des contraintes exigée par un environnement de plus en plus hostile, la vitesse de balayage, l'espace surveillé, ainsi que la directivité des faisceaux, influant sur la sensibilité des antennes aux interférences et brouillages intentionnels, sont devenus des caractéristiques critiques. C'est dans ce contexte extrême que l'optoélectronique peut contribuer au durcissement des systèmes.

Le travail effectué lors de ces trois années s'inscrit dans un programme regroupant plusieurs études Dassault Electronique, tant systèmes que technologiques, visant à aboutir à un prototype d'antenne réseau large bande à balayage électronique commandé optiquement.

Cette thèse est le fruit d'une étroite collaboration entre l'IEMN pour la partie composant et Dassault Electronique pour les études systèmes. Elle a consisté à développer les composants intégrés nécessaires à la synthèse de retards temporels par voie optique. Elle s'est déroulée en trois phases depuis une analyse des besoins des systèmes en terme de retards jusqu'à la mise en œuvre de la fonderie, en passant par le développement des outils de conception et l'optimisation des process. Il est donc tout naturel que ce mémoire suive la même chronologie.

Dans un premier temps nous développerons donc succinctement les aspects systèmes qui nous ont amenés à la définition du cahier des charges du module de synthèse de retards et par suite aux spécifications des matrices de commutation optique.

Ensuite, après un état de l'art sur les matrices et les commutateurs optiques, faisant un bilan tant sur les aspects théoriques que sur les réalisations antérieures à notre recherche, nous présenterons nos choix en terme de type de composant à développer.

La troisième partie présentera la phase de conception. Nous décrirons les outils de simulation optique et électrique développés ainsi que les méthodes utilisées (empirique, stochastique, par algorithme génétique)

pour aboutir aux composants optimisés (guides optiques, commutateurs et miroirs gravés) constituant la matrice de commutation.

La quatrième partie décrira les phases d'optimisation de process, notamment, par la méthode des plans d'expériences, ainsi que la fabrication des commutateurs et matrices.

La dernière partie consistera à caractériser optiquement et électriquement les composants réalisés, pour aboutir à la conclusion qui mettra en exergue la conformité des composants vis à vis des spécifications définies dans la première partie.

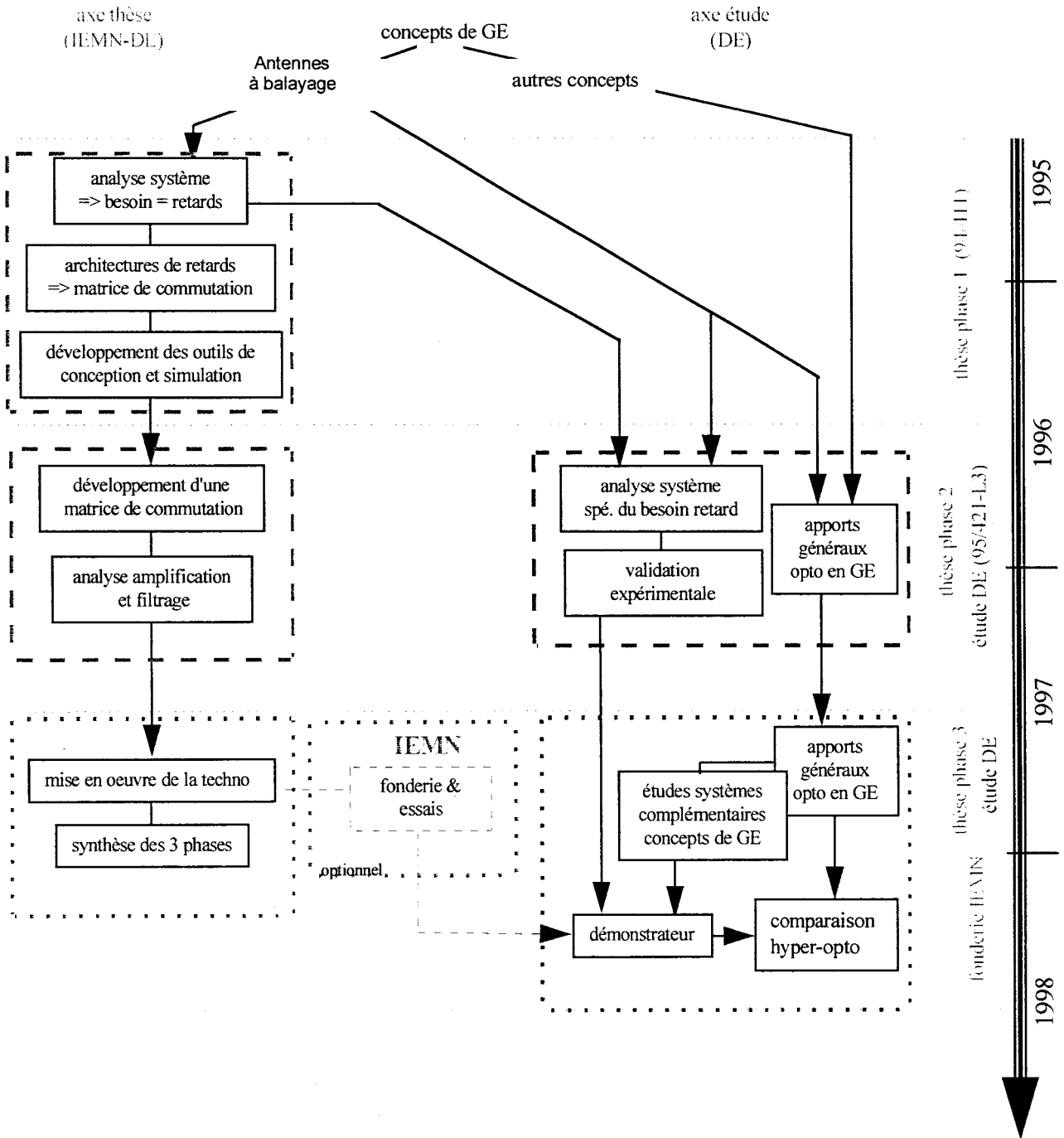


Figure 4: Contexte de l'étude.

Chapitre I : GENERALITES.

1 Système.

Comme cela a été précisé dans l'introduction, cette thèse s'inscrit dans un projet global visant à la démonstration d'une gestion d'antenne à balayage par voies optiques. A ce stade, l'antenne comprendra huit éléments rayonnants. Cependant, la simplicité des principes sur lesquels reposent nos architectures nous permet de généraliser le concept pour des réseaux à N aériens ou même aux antennes à formation de faisceaux. Ces systèmes sont conçus pour fonctionner en émission/réception et sont fondés sur quatre éléments de bases :

- Un module de réception/émission optique
- **Un module de synthèse de retards**, faisant l'objet de la thèse
- Un module de transduction opto/hyper
- Un module d'émission/réception hyperfréquence

Lors d'études préalables [A10] menées en collaboration avec la division contre-mesures de Dassault Electronique, deux architectures, différenciées par le type de modulation utilisée (directe ou externe), ont été retenues. Celles-ci sont représentées ci-dessous.

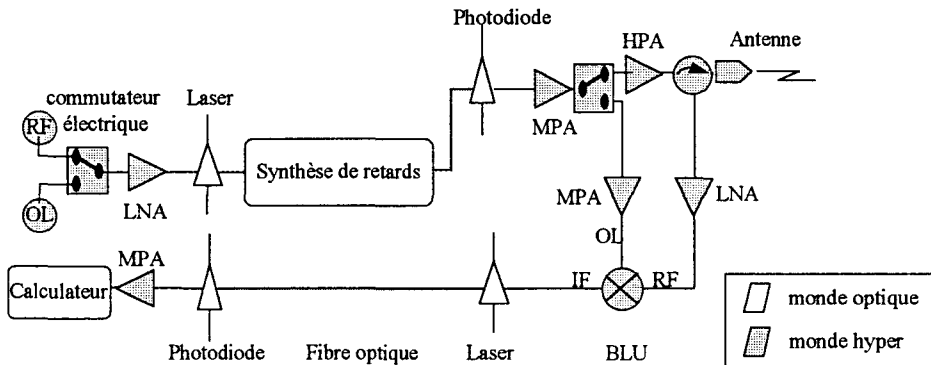


Figure 5: Architecture #1, modulation directe.

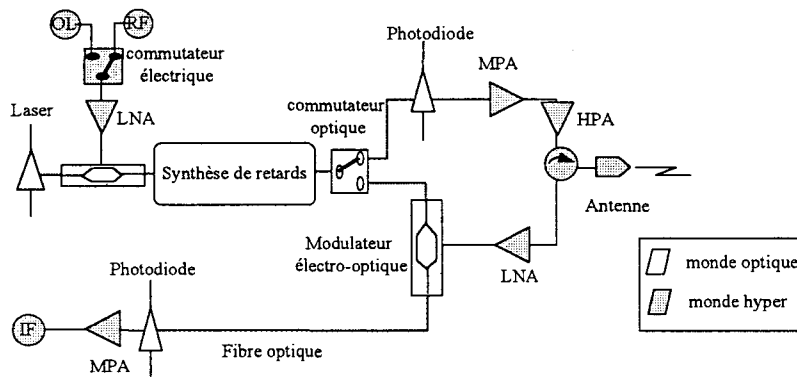


Figure 6: Architecture #2, modulation indirecte.

Pour la première architecture, en émission, le commutateur électrique est configuré tel que le signal RF module le Laser via l'amplificateur faible bruit (LNA). Une fois la transduction Hyper/Opto réalisée, le signal est retardé par le module de synthèse de retards. La transduction Opto/Hyper est ensuite assurée par la chaîne photodiode, amplificateur moyenne puissance (MPA), amplificateur haute puissance (HPA). Enfin, le signal amplifié alimente l'antenne. En réception, le signal récupéré par l'antenne est amplifié par le LNA et est mélangé avec l'OL retardé. On récupère sur l'IF le signal RF et un déphasage lié au retard imprimé à l'OL via le module de synthèse de retards. La reconstruction du faisceau incident est assurée soit par une sommation vectorielle des signaux provenant de chacun des éléments rayonnants soit par un calculateur.

La deuxième architecture repose sur les mêmes principes. Elle diffère uniquement par la méthode de modulation des lasers. La modulation externe via, par exemple, un interféromètre Mach-Zender, nous permet de nous exempter du chirp et donc de conserver une pureté spectrale de grande qualité. Cependant cette technique augmente le coût de la liaison de façon substantielle car elle nécessite d'utiliser des lasers puissants, ou une association laser-amplificateur; en plus du composant de modulation.

Le choix entre ces deux options repose donc sur plusieurs paramètres tenant compte des performances et du coût de la liaison et se fera en fonction des applications.

La définition des spécifications du module de synthèse de retards nécessite le calcul du bilan des chaînes optoélectroniques présentes dans les architectures décrites. Pour cela, nous avons développé un logiciel sur Mathcad 6.0 qui nous permet, à partir des caractéristiques de chaque composant de la chaîne, d'obtenir le gain, le facteur de bruit et la dynamique.

Les fonctions de transfert des composants hyperfréquences sont bien connues, leur prise en compte dans le bilan de chaîne est donc immédiate. On a ainsi les caractéristiques suivantes:

Composant	Gain	Facteur de bruit	point de compression en entrée
commutateur électrique	-4 dB	4 dB	-
amplificateur HPA	34 dB	8 dB	10 dBm
amplificateur MPA	15 dB	4 dB	-5 dBm
amplificateur LNA	8 dB	3 dB	-2 dBm
circulateur	-2 dB	2 dB	-

Tableau 1 : Caractéristiques des composants de la chaîne d'émission.

L'introduction des composants optiques n'est pas immédiate et passe par la définition de schémas équivalents. Notre but étant de nous donner une idée du budget de puissance alloué au module de synthèse de retards, et non de simuler avec précision le comportement de la liaison, nous nous sommes satisfaits de modèles très simples permettant une mise en œuvre rapide. Les schémas équivalents du laser et de la photodiode sont représentés ci-dessous. L'adaptation des mondes hyper et optique est prise en compte à travers les coefficients de réflexion en entrée du laser et en sortie de la photodiode.

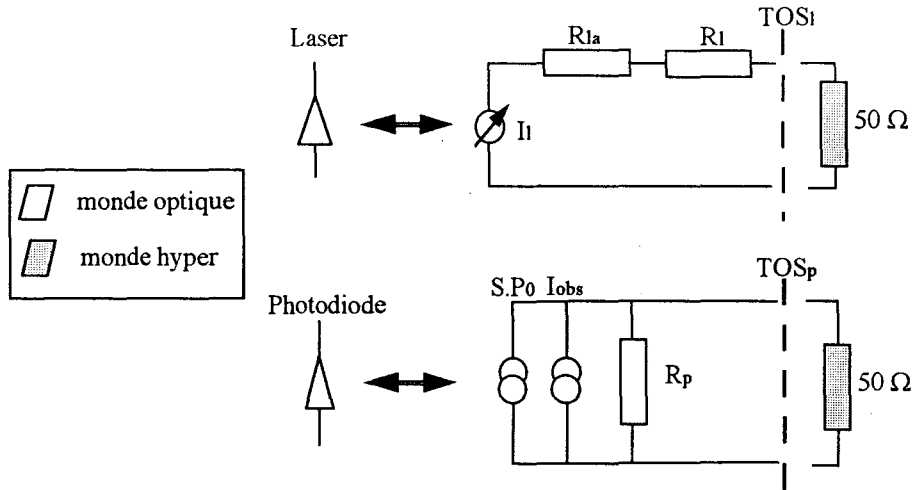


Figure 7: Schémas équivalents simplifiés.

Les gains du laser et de la photodiode se déduisent aisément:

$$G_{laser} = \frac{4.TOS_l}{(1+TOS_l)^2} \frac{M^2}{R_l}, \quad G_{photodiode} = R_l \cdot \left(\frac{R_p}{R_p + R_l} \right)^2 \cdot S^2 \cdot \frac{4.TOS_p}{(1+TOS_p)} \quad (I-1)$$

M étant la pente du laser, TOS taux d'onde stationnaire.

Les bruits associés à ces composants proviennent de diverses origines et influent sur le bilan de liaison.

Le laser peut générer deux types de bruit. Le bruit de phase, qui, puisque nous n'utilisons pas le caractère cohérent de la lumière, ne nous gênera pas, et le bruit d'amplitude qui provient principalement du bruit quantique. Ce bruit traduit le caractère aléatoire des interactions photons-électrons. Il se manifeste par une fluctuation de la puissance de la lumière émise. Ces fluctuations sont caractérisées par le RIN que l'on peut définir comme suit :

$$RIN = \frac{\langle dP^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \quad (I-2)$$

Cette valeur étant dépendante du courant d'alimentation de laser, l'expression du bruit engendré par un laser modulé peut être exprimé ainsi :

$$Bruit\ laser = Bruit_{mod}(mW) = B.R_l.(I_{laser} - I_{seuil})^2 \cdot 10^{\frac{RIN}{10}} \quad (I-3)$$

La photodiode sera plus ou moins sensible au bruit en fonction de son type. Considérons le cas plus favorable de la photodiode PIN. La source principale de bruit est le bruit quantique, plus communément appelé bruit de grenaille, dû au passage aléatoire d'électrons à travers la jonction PN. Ce courant parasite est généré par les divers flux électriques parcourant le composant. Ainsi, on peut écrire:

$$Bruit\ photodiode = 2.e.B.(|I_{signal}| + |I_{obscurité}|) \quad (I-4)$$

De plus, pour chacun des composants, on rajoute un bruit thermique:

$$Bruit\ thermique = \frac{4.k.T.B}{R_{composant}} \quad (I-5)$$

Les valeurs des différents paramètres intervenant dans ces équations proviennent des fiches techniques des composants. Le tableau suivant récapitule les valeurs que nous avons utilisées.

CARACTERISTIQUES	LASER	PHOTODIODE
Résistance dynamique, R_l ou R_p (Ω)	5	20000
Résistance d'adaptation, R_{la} ou R_{pa} (Ω)	50	500
Rendement de conversion, M ou S	0.1	0.8
Courant de polarisation, I_p ou I_o (A)	0.04	10^{-8}
Courant seuil, I_s (A)	0.02	-
RIN (dB)	-150	-
TOS à l'entrée, TOS_l ou TOS_p (dB)	2	2.5
Point de compression, C_{el} ou C_{ep} (dB)	10	10

Tableau 2 : Caractéristiques des composants optiques.

L'émission étant moins exigeante en terme de dynamique que la réception, les systèmes se sont fixés comme premier objectif de démontrer l'efficacité de l'optoélectronique dans cette configuration.

Dans un premier temps, nous avons donc étudié la chaîne d'émission de l'architecture utilisant la modulation directe. Celle-ci est composée d'un commutateur électrique, d'un module d'adaptation appelé transimpédance développé par Dassault Electronique, d'un laser, du module de synthèse de retards, de la photodiode, de nouveau d'un amplificateur hyperfréquence et d'un commutateur électrique. Nous avons calculé le bilan de la chaîne en faisant varier le niveau des pertes du module de synthèse de retards de 0 à 30 dB. Les courbes suivantes montrent l'évolution du gain, du facteur de bruit et de la dynamique totale. Sachant que l'alimentation d'une antenne nécessite une puissance de l'ordre du Watt, le budget de pertes alloué au module de synthèse de retards dans cette première configuration ne peut dépasser 5 dB. Au-delà, même si la dynamique reste correcte, la puissance sera insuffisante.

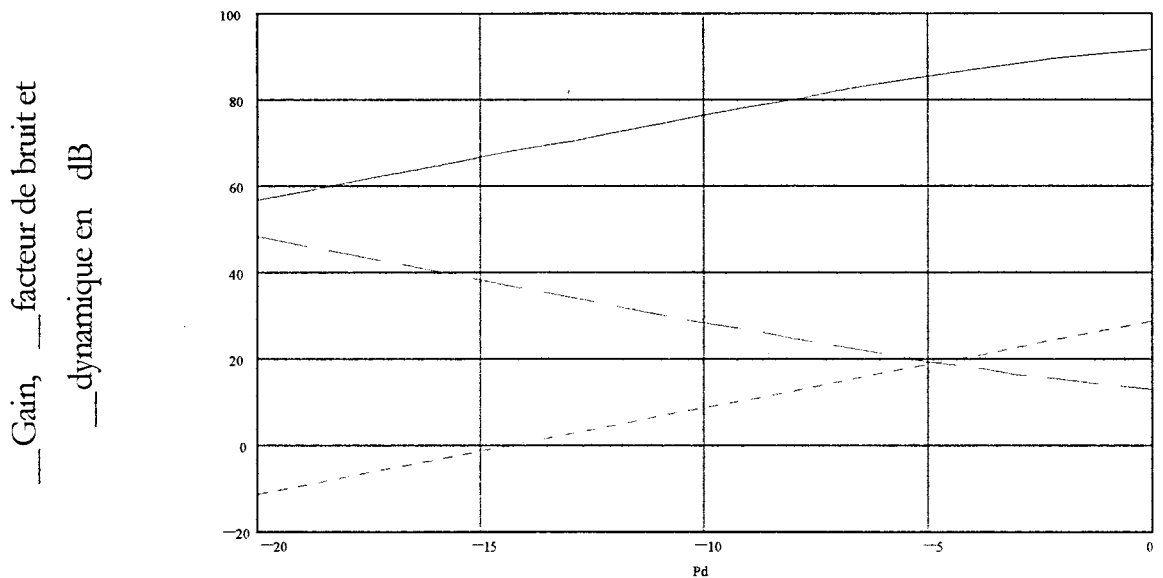


Figure 8 : Caractéristiques de la liaison sans amplification.

Nous avons donc envisagé l'ajout d'amplificateurs électriques en fin de chaîne. Dans un premier temps nous ajoutons un second MPA. Le budget de pertes passe ainsi à 10 dB pour une dynamique comprise entre 70 et 85 dB.

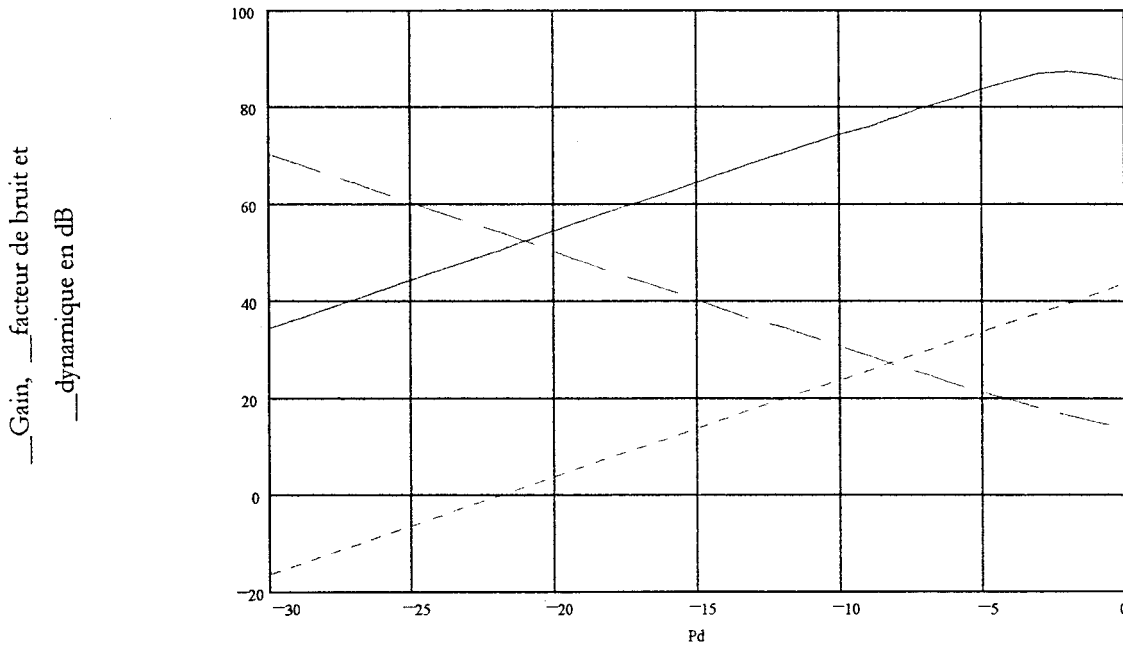


Figure 9:Caractéristiques de la liaison comprenant 2 MPA et 1 HPA.

L'ajout d'un second HPA à la place du second MPA, nous permet encore d'augmenter le budget de pertes. On atteint les 20 dB. Cependant, la dynamique commence à en souffrir, ce qui pourra être problématique pour certaines applications.

L'emploi d'amplificateurs optiques permet l'amplification du signal sans ramener beaucoup de bruit en comparaison avec les amplificateurs électriques. Nous les avons donc envisagés dans les architectures. Les figures 10 et 11 présentent les améliorations obtenues en incorporant un amplificateur à fibre dopée avant ou après le module de synthèse de retards. Il est à noter que l'introduction d'un AOFD, caractérisé par un gain de 35 dB et un point de compression à 12 dBm, après la synthèse de retards, permet d'assumer des pertes optiques de l'ordre de 50 dB pour des applications se satisfaisant d'une faible dynamique.

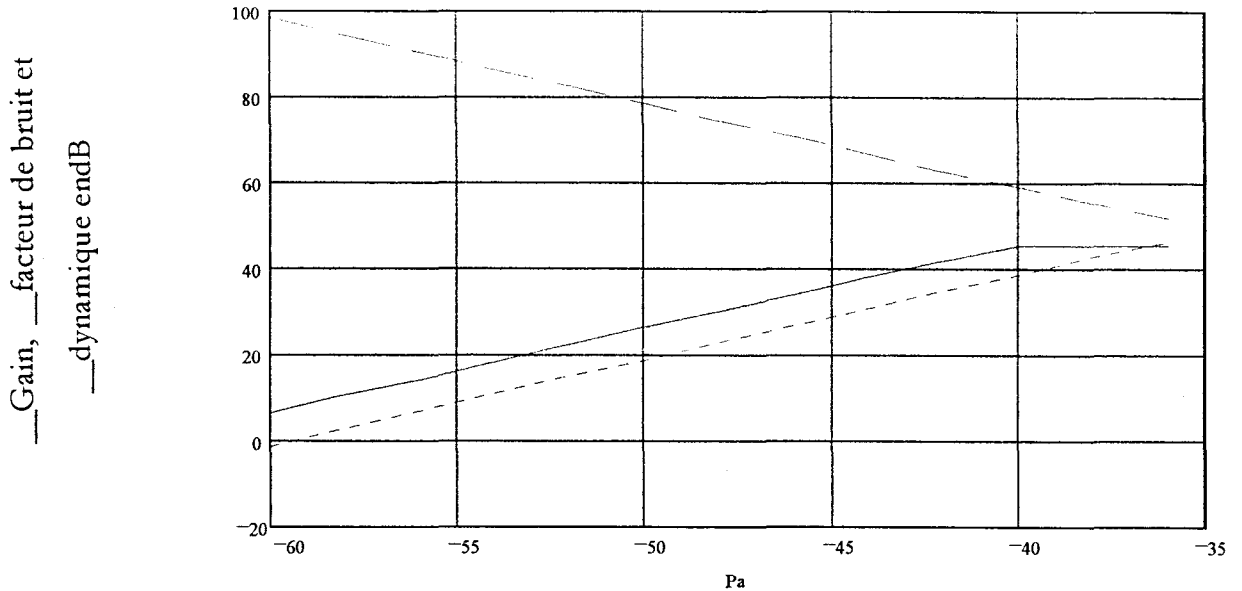


Figure 10: Caractéristique de la liaison comprenant un Amplificateur Optique à Fibre Dopée (AOFD) après le module de synthèse de retards.

Pour des applications de type Radar nécessitant des dynamiques de l'ordre de 80 dB, seul l'insertion d'amplificateurs avant le module de synthèse de retards semble envisageable. Le budget pertes est alors de 25 dB.

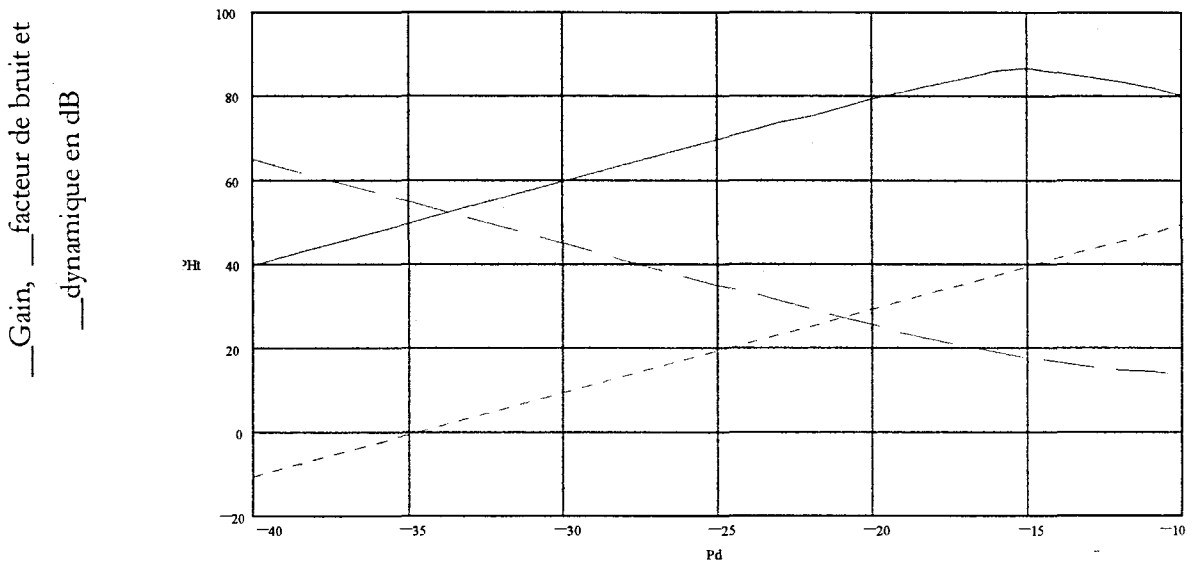
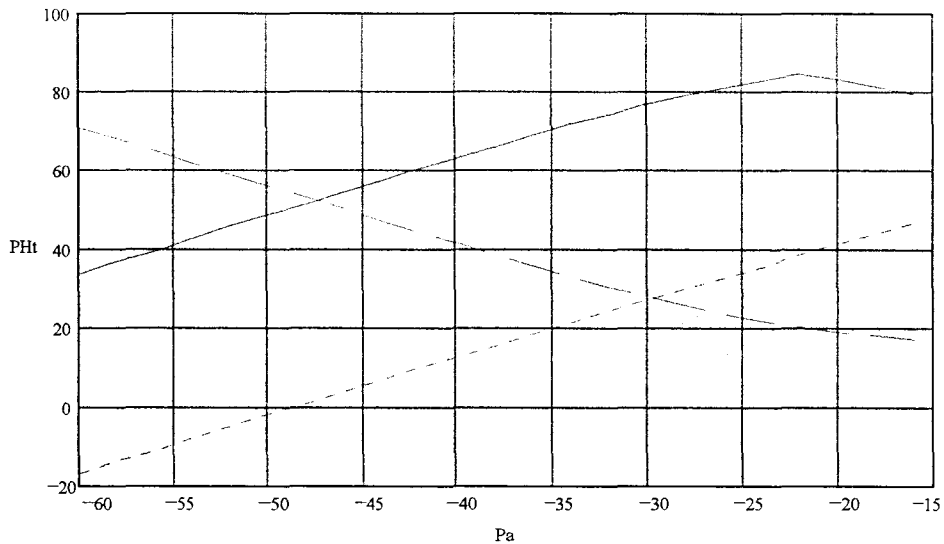


Figure 11: Caractéristiques de la liaison avec amplification optique avant la matrice.

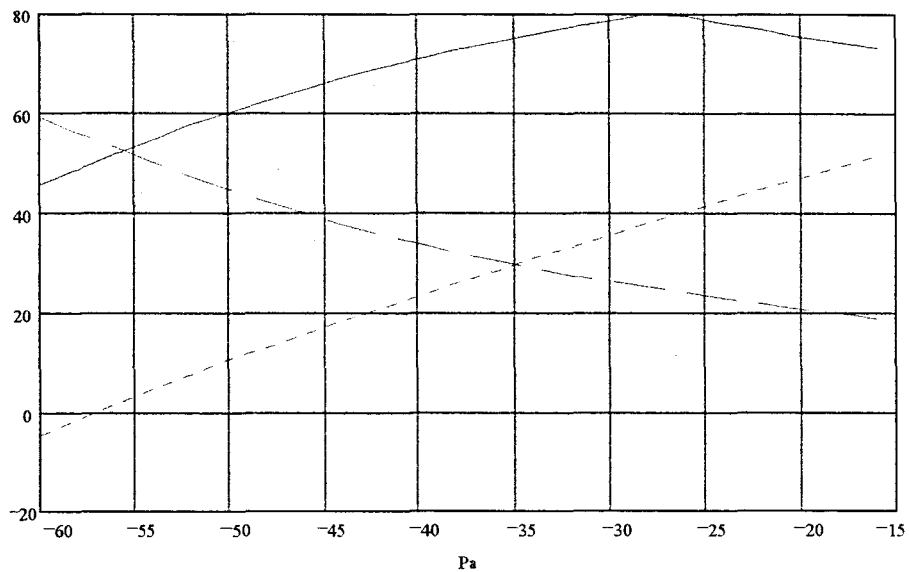
Le choix entre amplifier avant ou après le module de synthèse de retards revient à choisir entre la dynamique ou le gain de la liaison. En fonction des besoins du système il peut être intéressant de pondérer ce choix. Pour cela on peut envisager d'insérer l'Amplificateur Optique à Fibre Dopée dans le module et ainsi, en fonction de l'endroit où on l'insère, de répartir les pertes avant et après lui. Cette astuce nous permet ainsi de trouver le meilleur compromis possible entre gain et dynamique. Les courbes suivantes illustrent le comportement de la courbe lorsque l'on fait passer les pertes d'avant à après l'amplificateur optique.

Gain, facteur de bruit et dynamique endB



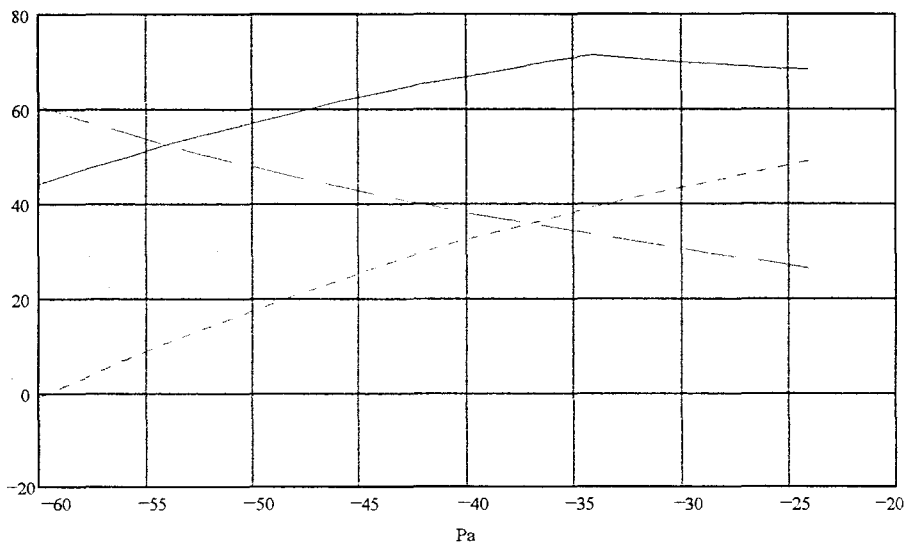
2/3 des pertes (Pa) avant l'AOFD.

Gain, facteur de bruit et dynamique endB



1/2 des pertes (Pa) avant l'AOFD.

Gain, facteur de bruit et dynamique endB



1/3 des pertes (Pa) avant l'AOFD.

Figure 12: Principe de la répartition de l'amplification.

L'implémentation judicieuse de l'amplificateur nous permet donc d'envisager un budget de pertes optiques de l'ordre de 35 à 40 dB tout en conservant une dynamique supérieure à 60 dB et une puissance en sortie de 30 dBm.

2 La synthèse de retards temporels.

La synthèse de retards temporels est strictement dépendante de l'aptitude des dispositifs à faire varier le temps de propagation d'un signal allant d'un point à un autre. En l'occurrence, il s'agit de commander le temps nécessaire à la lumière pour relier un module de transduction optoélectronique et son élément rayonnant au centre de commande et de traitement du signal.

Ce contrôle peut s'opérer soit par l'intermédiaire de la vitesse de propagation de la lumière dans le guide, soit par l'intermédiaire de la distance parcourue. Ces deux principes de commande conduisent à des architectures originales très différentes.

2.1 Laser accordable associé à une fibre dispersive.

Commander la vitesse de propagation de la lumière peut s'envisager en utilisant une caractéristique des fibres optiques, jusqu'alors considérée comme un effet parasite : la dispersion chromatique.

Ce phénomène, présent dans tout matériau, résulte de la dépendance entre l'indice de réfraction d'un matériau et la longueur d'onde du signal se propageant dans le milieu dispersif. La vitesse de propagation de l'onde optique varie en fonction de la longueur d'onde, la lumière subit donc une dispersion chromatique.

Ainsi, en associant une fibre dispersive avec un laser accordable, faire varier la longueur d'onde de la porteuse revient à faire varier sa vitesse de propagation. En optimisant le coefficient de dispersion et en majorant l'excursion spectrale du laser, on peut espérer accéder à une dynamique temporelle intéressante de façon continue.

Dans une fibre comme dans tout autre milieu de propagation, la vitesse de groupe de l'onde lumineuse correspondant à la vitesse à laquelle l'énergie (et donc l'information) est transportée est égale à $d\omega/d\beta$. On en déduit le temps de propagation du groupe par unité de longueur τ_g égal à $1/v_g$:

$$\tau_g = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk} \frac{dk}{dk_0}$$

$$\text{or } \frac{dk}{dk_0} = n + k_0 \frac{dn}{dk_0} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad \text{car } k = nk_0$$

$$\text{donc } \tau_g = \frac{1}{c} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \frac{d\beta}{dk}$$

On voit bien que ce temps de propagation est fonction de la longueur d'onde de la porteuse optique mais également de la structure du guide à travers le terme en $dn/d\lambda$.

La dispersion chromatique par unité de longueur peut donc s'exprimer comme étant la somme de deux dispersions dues, d'une part, au matériau et, d'autre part, à la structure du guide. On trouve dans la littérature l'expression suivante :

$$\Delta\tau_{\text{chromatique}} = (D_{\text{matériau}} + D_{\text{structure guide}})\Delta\lambda$$

Les fabricants de fibres présentent un coefficient de dispersion global de l'ordre de quelques ps/nm/km. On pourra prendre l'exemple de CORNING qui commercialise une fibre monomode caractérisée par un coefficient de dispersion maximum dans la fenêtre 1525-1575 nm de 2.7 ps/nm/km.

Les lasers accordables sont fondés soit sur des architectures DFB ou DBR, soit sur des cavités résonantes externes. Dans le premier cas, on jouera directement sur la période du réseau assurant la rétro réflexion qui contrôle la longueur d'onde d'émission du laser. De tels lasers sont développés et vendus par de nombreux fabricants tels que le CNET ou GEC. Typiquement, ces composants sont continûment accordables sur une dizaine de nm, le temps de commutation est limité à environ 5 ns par le temps de recombinaison des porteurs dans la zone du réseau. Les lasers à cavité résonante externe sont constitués d'une zone active couplée à une cavité résonnante dont on peut contrôler la longueur. Ce contrôle pouvant se faire mécaniquement, la longueur de la cavité peut atteindre plusieurs centimètres. On augmente ainsi la plage d'accordabilité d'un ordre de grandeur. De tels composants sont également produits et vendus. On peut citer comme exemple la gamme TSL de BT&D qui annonce une accordabilité continue sur 40 nm et E-TEK dont la gamme MTLs est accordable sur 80 à 100 nm.

L'association d'une fibre monomode de 1 km avec un laser accordable capable de couvrir une plage d'une centaine de nm permettrait de synthétiser un retard de l'ordre de quelques dixièmes de ns pour un encombrement relativement important (1km de fibre + le laser à cavité externe et son boîtier). Une version intégrée d'un tel système est encore difficilement envisageable étant donnée la faible plage d'accordabilité que nous offrent les structures DFB et DBR.

Les propriétés respectives des lasers accordables et des fibres dispersives ne permettent donc pas d'envisager la synthèse de retards de l'ordre de la microseconde nécessaire aux applications envisagées. Une optimisation, voire le développement de nouveaux composants (comme l'élaboration de fibres fortement dispersives) est indispensable.

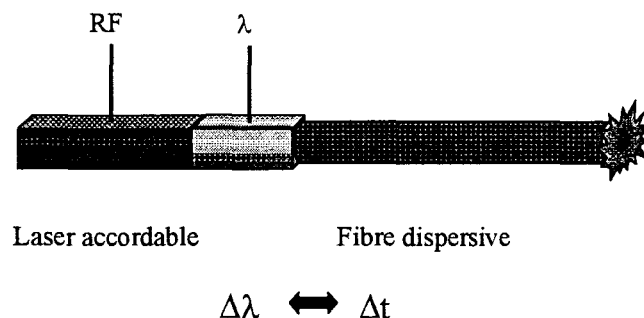


Figure 13: Synthèse de lois de retards par commande de la vitesse de propagation de la lumière.

2.2 Matrices de commutation.

La commande de l'itinéraire suivi par la lumière est, sans aucun doute, accessible à plus court terme. Le principe consiste à pouvoir adresser le signal à des fibres de longueurs variables par l'intermédiaire de matrices de commutation reconfigurables (figure 14). Les excursions temporelles accessibles à travers ces architectures sont de l'ordre de la μs avec une résolution de l'ordre de la ns [A21].

La dynamique temporelle d'un tel système est directement liée à l'ordre des matrices utilisée et à leur nombre. En effet, pour un système composé de m matrices d'ordre n , n^m chemins seront possibles. Ce qui donnera une dynamique temporelle liée à la résolution r du système égale à $r.n^m$. Ainsi un synthétiseur de retards temporels caractérisé par une résolution de 1 ns et une dynamique temporelle de $4,096 \mu\text{s}$ sera constitué de 4 matrices d'ordre 8 et de fibres allant d'une longueur étalon de 1 m à une longueur maximale de 820.2 m .

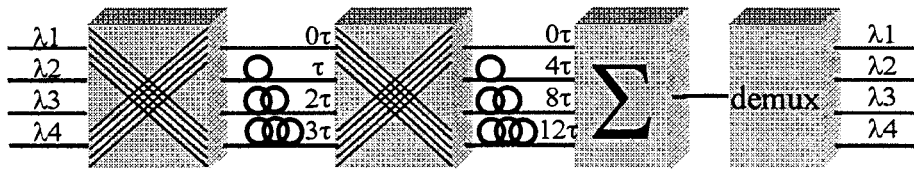


Figure 14: Synthèse de lois de retards par commande de la distance parcourue par la lumière.

2.3 Système holographique.

Toujours en jouant sur la distance parcourue, Thomson propose une solution originale ne manquant pas d'attraits. Fondée sur la propagation en espace libre, cette solution consiste à influencer sur la propagation de la lumière en jouant sur sa polarisation [A22,A23].

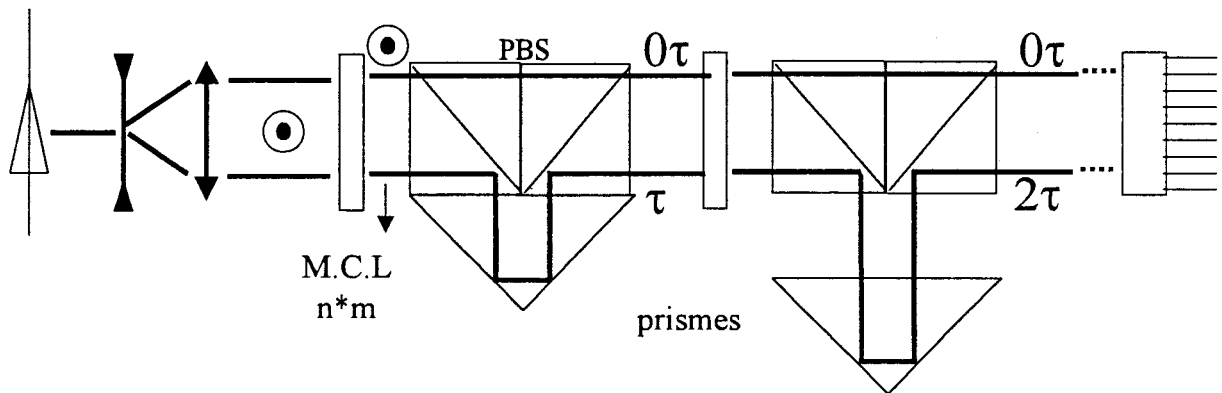


Figure 15: Principe du module de synthèse de retards holographique.

Après la seconde lentille la lumière polarisée rencontre un écran à cristaux liquides de $n*m$ pixels qui correspond au nombre d'éléments rayonnants à alimenter. La polarisation de la lumière dépend de l'activation ou non des pixels. Ensuite, le faisceau rencontre un séparateur de polarisation (PBS). En fonction de sa polarisation la lumière traverse le PBS ou est réfléchi vers les prismes. Le signal est ainsi retardé.

Cette architecture a le grand avantage de pouvoir gérer des systèmes d'antennes comprenant un grand nombre d'éléments rayonnants, la limite étant le nombre de pixels de l'écran LCD. Par contre sa structure binaire et la propagation libre limite la dynamique temporelle accessible ce qui limite son utilisation au contrôle d'antennes de petites dimensions.

L'architecture matricielle nous a donc semblé plus polyvalente. En effet, malgré les difficultés supplémentaires liées à l'optique guidée, la possibilité d'envisager une architecture d'ordre élevé ainsi que l'utilisation des fibres nous permet d'accéder à des dynamiques temporelles répondant autant aux besoins des systèmes d'antennes qu'à ceux des systèmes plus généraux de Guerre Electronique.

2.4 Spécifications.

Les composants clés, que sont les matrices de commutation, abordés dans cette étude sont destinés à exécuter des fonctions d'aiguillages dans ces systèmes de synthèse de retards conçus pour être utilisés dans des applications de guerre électronique ou de contrôle d'antennes. Contrairement aux applications télécoms, la vitesse de commutation de ces systèmes n'est pas un paramètre critique et on se contentera d'un temps de commutation de l'ordre de la μs . Par contre, la commande de l'amplitude et de la phase du champ rayonné par les antennes nécessitant de travailler en analogique, les pertes doivent être minimisées. On cherche à réduire le nombre d'étages d'amplification optique car un gain trop important réduit la dynamique. Ces considérations rendent indispensable la réduction de la taille des composants unitaires afin de pouvoir augmenter l'ordre des matrices, ce qui permettrait pour une dynamique et une résolution temporelles données de réduire le nombre d'interfaces fibres/matrices, sources principales des pertes.

Ces considérations nous conduisent à définir les spécifications de besoin suivantes :

- recherche de la taille minimale.
- temps de commutation non critique, $t < 1\mu\text{s}$ suffisant.
- pertes à 0 dB pour les systèmes intégrant des amplificateurs optiques.

Compte tenu de ces impératifs, nous nous sommes donc naturellement orientés vers une solution fondée sur les technologies d'optique intégrée.

2.5 Conclusion.

Outre ses qualités de bande passante importante, l'optoélectronique offre un potentiel de dynamique de retards non limité à l'échelle des applications mentionnées. De surcroît, des dispositifs mixtes, associant en série les deux principes de synthèse de retards (un étage dispersif permettant de synthétiser un retard de l'ordre de 1 ns associé à n étages matriciels de résolution 1 ns), permettent d'envisager l'accession de façon continue à des dynamiques temporelles très importantes.

3 L'optique intégrée.

Ces dernières années ont été le théâtre de grandes avancées en matière d'optique guidée. Ce chapitre se propose d'exposer très succinctement la théorie de la propagation guidée, dont on rappellera uniquement les équations clés, pour ensuite s'intéresser aux divers types de guides optiques existants. Enfin, on s'attachera à expliquer les origines des pertes de propagation dans les structures guidantes. Ceci, nous amènera à conclure par le choix d'une structure répondant à nos exigences systèmes ainsi qu'aux impératifs technologiques.

3.1 Propagation de la lumière dans un guide optique.

Considérant le nombre important d'ouvrages [A8][A20] voués à cette tâche, le but de cette partie n'est nullement de développer la théorie ondulatoire de la lumière, mais de rappeler et d'interpréter les quelques équations nécessaires à la compréhension des phénomènes de guidages. L'étude de la lumière pouvant se faire du seul point de vue ondulatoire, cela revient donc à s'intéresser aux propriétés électromagnétiques du milieu de propagation et consiste à résoudre les équations de Maxwell :

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

$$\nabla \vec{H} = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho(\vec{r}, t)$$

- La circulation de E le long d'une courbe fermée = -la variation temporelle du flux de B à travers cette courbe. (Induction Electro-magnétique).
- La circulation de H le long d'une courbe fermée = courant à travers la courbe + la variation au cours du temps du flux de D à travers la courbe (conservation de la charge électrique).
- Le flux de B à travers une surface fermée est nul. (Inexistence de charges magnétiques ponctuelles).
- Le flux de D à travers une surface fermée = charge intérieure. (Existence de charges électriques ponctuelles).

Champ et induction magnétiques sont reliés l'un à l'autre par la perméabilité magnétique tandis que le champ et l'induction électriques le sont par la permittivité électrique.

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t)$$

Ici, on se limite à la résolution des équations dans un matériau non magnétique et non chargé:

$$\mu(\vec{r}) = \mu_0$$

$$\rho = 0$$

La dépendance temporelle des champs E et H étant en $\exp(j\omega t)$, il est possible de séparer les composantes spatiale et temporelle. Notre but étant l'analyse de la propagation de la porteuse dans une structure donnée, nous ne nous intéressons qu'à la composante spatiale de l'onde optique. Les équations de Maxwell s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}) &= -j\omega\epsilon(\vec{r})\vec{H}(\vec{r}) \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}) &= -j\omega\epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{D} &= 0\end{aligned}$$

En exprimant $\nabla^2 E(t)$ en fonction de $E(t)$ et $\nabla^2 H(t)$ en fonction de $H(t)$, on obtient les équations vectorielles suivantes :

$$\begin{aligned}\Delta \vec{E}(\vec{r}) + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{\nabla} \epsilon(\vec{r})}{\epsilon(\vec{r})} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) + k_0^2 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) &= 0 \\ \Delta \vec{H}(\vec{r}) + \left(\frac{\vec{\nabla} \epsilon(\vec{r})}{\epsilon(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) + k_0^2 \epsilon(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) &= 0\end{aligned}$$

Dans le cas de la propagation d'ondes dans un milieu homogène, on se ramène au cas où $d\epsilon/dr$ est nul. Les équations vectorielles se réduisent à :

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) &= 0 \\ \nabla^2 \vec{H}(\vec{r}) + k_0^2 \epsilon(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) &= 0\end{aligned}$$

Les solutions à de telles équations sont des ondes planes de la forme :

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}) &= \vec{E}_0(\vec{r}) \exp(-j\beta \vec{r}) \\ \beta^2 &= n_0^2 k_0^2\end{aligned}$$

En considérant que l'onde électrique optique se propage dans la direction z , le champ électrique peut s'exprimer ainsi :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(x, y) \exp(-j\beta \cdot z)$$

β étant la constante de propagation de l'onde. Dans le cas d'un guide uniforme, l'équation devient :

$$\nabla_t^2 \vec{E}(x, y) + (k_0^2 n^2 - \beta^2) \vec{E}(x, y) = 0$$

Les solutions dépendent du signe de la quantité $(k_0^2 n^2 - \beta^2)$. On peut introduire ici une nouvelle notion : l'indice effectif défini par :

$$n_e = \frac{\beta}{k_0}$$

Il est important de noter que lorsque n_e est supérieur à n la solution de l'équation est sinusoïdale, par contre lorsque n_e est inférieur à n , la solution est exponentielle. La lumière sera guidée dans une structure trois couches si n_e est inférieur à l'indice de réfraction du cœur du guide et supérieur à ceux des couches de confinement.

3.2 Les différents types de guides d'ondes.

La réalisation de circuits optiques intégrés nécessite des guides d'ondes tridimensionnels permettant aussi bien un confinement latéral que vertical de la lumière. Le confinement vertical est classiquement obtenu en faisant croître l'une sur l'autre par épitaxie des couches de matériaux d'indice différent. Le confinement

latéral, reposant également sur un contraste d'indices, peut être obtenu de diverses manières conduisant aux types de guides suivants[A4] :

1) **Les guides enterrés** : le guide d'indice optique supérieur au substrat est formé près de la surface soit par diffusion d'un métal, soit par échange d'ions, soit par implantation ionique. Ce type de guide est caractérisé par de faibles pertes de propagation, typiquement inférieur à 1 dB/cm, et de permettre facilement le dépôt d'électrodes en vue d'une modulation optique ou même d'une commutation.

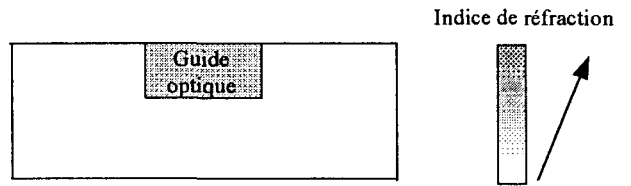


Figure 16: Guide enterré.

2) **Les guides à arêtes**: la couche guidante est la couche supérieure. Le confinement latéral est obtenu par la création d'arêtes. Le fort confinement latéral induit bien souvent un caractère multimodal pour la lumière circulant dans de tels guides. Les pertes au niveau des parois sont importantes et inévitables.

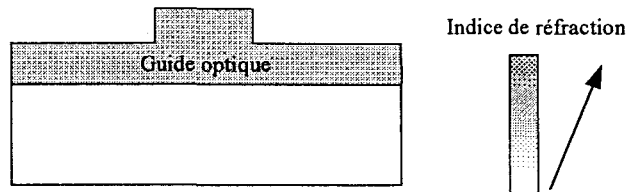


Figure 17: Guide à arêtes.

3) **Les guides chargés**: on charge la couche guidante par un diélectrique ou par un métal. Cela crée un champ de contrainte dans le cristal qui modifie localement l'indice de réfraction. Le dépôt d'un diélectrique entraîne une augmentation de l'indice alors que le dépôt d'un métal entraîne une diminution de ce dernier. La variation de l'indice dépend non seulement du matériau déposé (de son propre indice) mais également de paramètres géométriques tels que l'épaisseur du film déposé et l'épaisseur du guide.

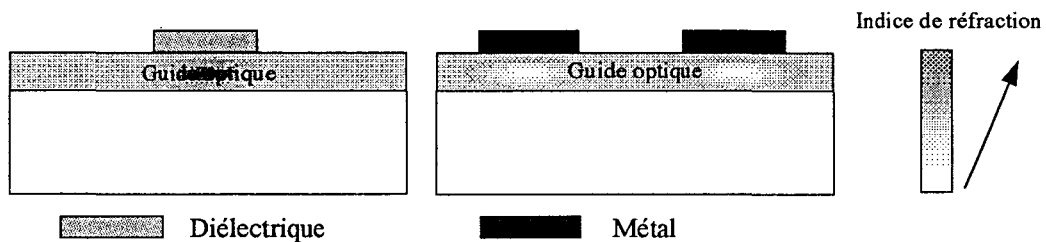


Figure 18: Guides chargés.

4) **Les guides électro-optiques:** ce type de guide est formé en plaçant une électrode plane au-dessus de la couche guidante. On intercale une couche tampon afin de minimiser les pertes dues à la présence du métal. L'application d'un champ électrique entraîne un déplacement des porteurs libres et une légère déformation du réseau cristallin. Il en résulte une variation de l'indice de réfraction.

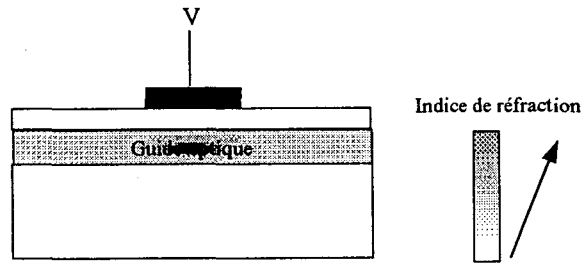


Figure 19: Guide électro-optique.

Il est important de noter que cette liste n'est pas exhaustive et que la plupart des guides effectivement réalisés sont en fait hybrides. Par exemple, pour l'application qui nous intéresse, la commutation, le type de guide actuellement le plus utilisé est un guide chargé sur lequel on a déposé une électrode. Cela permet de cumuler une variation d'indice due à un effet mécanique et une variation d'indice due à un effet électrostatique. On peut ainsi réaliser un contrôle électro-optique de la structure.

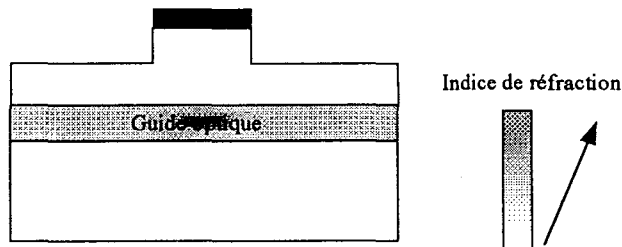


Figure 20: Structure envisagée.

3.3 Les pertes.

Le choix entre ces diverses structures est fonction de l'application et résulte bien souvent d'un compromis entre la difficulté technologique de la réalisation (donc le coût de fabrication du composant) et ses caractéristiques. Dans notre cas, s'agissant de router et traiter des signaux analogiques, la réduction des pertes est primordiale.

Celles-ci, trouvent leurs causes dans divers phénomènes physiques et peuvent être classées en deux catégories, les pertes de couplage fibre/composant dues majoritairement aux réflexions et au désaccord de mode, et les pertes intrinsèques au milieu de propagation dues à l'absorption et à la diffusion. En faisant abstraction des imperfections inhérentes à la technologie, l'étude de ces causes de pertes, nous permettra d'appréhender les caractéristiques optimales que l'on est en droit d'espérer d'un composant photonique.

3.3.1 Les pertes intrinsèques au matériau.

Les pertes qualifiées d'intrinsèques, sont principalement dues à deux phénomènes distincts : l'absorption et la diffusion.

L'absorption est fonction de nombreux paramètres dont la composition, le dopage et la densité de porteurs libres dans le milieu de propagation, chacun jouant un rôle prépondérant dans les diverses formes de l'absorption.

Quant à la diffusion, elle est due à des variations localisées de l'indice de réfraction, provenant d'inhomogénéités du matériau telles que la rugosité des interfaces, la présence de défauts cristallins, la présence de champs de contraintes ou encore la présence d'impuretés...

3.3.1.1 L'absorption [14,19].

L'absorption est la manifestation des interactions entre un photon d'énergie $h\nu$ et un électron d'énergie E_1 , le produit de cette réaction est un électron d'énergie $E_2 = E_1 + h\nu$. E_2 correspond à un état d'énergie autorisé dans le matériau. Les caractéristiques de l'électron avant et après l'interaction sont fonction du type d'absorption observée. Dans le domaine spectral qui nous intéresse, trois types d'absorption dominant :

- la queue d'absorption fondamentale.
- l'absorption interbande.
- l'absorption par effet plasma (absorption intrabande).

Un semiconducteur est caractérisé entre autres par son énergie de gap E_g , l'énergie séparant la bande de valence de la bande de conduction.

Lorsqu'un tel semi-conducteur interagit avec un photon d'énergie $h\nu$, la mécanique quantique indique que la probabilité d'absorption liée à une transition bande à bande est nulle si $h\nu < E_g$ et suit une loi en $(h\nu - E_g)^{1/2}$ si $h\nu > E_g$.

Cependant, dans la nature où les cristaux sont imparfaits, l'absorption fondamentale peut être observée pour des valeurs de $h\nu$ inférieures à E_g . Cette singularité est due à une déformation des diagrammes de bandes causée par la présence de porteurs libres et d'impuretés dans le cristal.

Trois phénomènes distincts peuvent intervenir :

- Deux favorisant l'absorption, il s'agit de la formation de queues de bandes, due à des interactions entre porteurs libres et impuretés, et de la diminution du gap résultant d'interactions entre porteurs libres de même charge.
 - Le dernier phénomène, dû à la présence de porteurs libres, a tendance à réduire le coefficient d'absorption en réduisant la probabilité de transition bande à bande. Il s'agit du remplissage de bande.
- **Formation des queues de bandes.**

Les impuretés ionisées et les porteurs libres interagissent en produisant un champ électrique local. Ce champ, exerçant une force coulombienne sur les électrons et les trous au voisinage des impuretés, induit

une modification dans la répartition des états d'énergie. L'apparition de ces nouveaux états autorisés se traduit par l'apparition de queues de bandes sur le diagramme des bandes. Les transitions directes mais également indirectes sont permises car la quantité de mouvement nécessaire à ce deuxième type de transitions est absorbée par l'impureté.

Cette absorption suit une loi exponentielle négative de la forme :

$$\alpha_{\text{fondamentale}} = A e^{-\frac{h\nu - E_g}{B}}$$

A et B sont des constantes empiriques, pour l'InP on a :

$$\alpha_{\text{fondamentale}}(cm^{-1}) = 8.10^{-3} e^{-\frac{h\nu - E_g}{E^*}}$$

$$E^*(eV) = 0.008 + 1,43.10^{-21} N(cm^{-3})$$

[15,16,18]

- **Rétrécissement du GAP.**

Dans un nuage de charges, les forces coulombiennes induisent une répulsion entre les charges de même signe. Cela se traduit par une diminution de l'énergie du bord de la bande de conduction et une augmentation de celle de la bande de valence, d'où un rétrécissement du gap.

Ce phénomène devient significatif à partir d'une valeur critique de la densité de porteurs. Un critère de forte densité a été proposé par Faist et Al [115] en 1990 comme étant le rapport entre la distance moyenne entre porteurs libres et le rayon de Bohr effectif du cristal. On est dans les conditions de forte densité si ce critère, r_s , est inférieur à 1. On en déduit une densité seuil N_{critique} en cm^{-3}

$$N_{\text{critique}} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{me^2}{\hbar\epsilon_r r_s} \right)^3$$

Bennet et Al. [110] quant à eux ont défini une densité critique pour l'InP:

$$N_{\text{critique}}(cm^{-3}) = 1.610^{24} \left(\frac{m}{1.4\epsilon_r} \right)^3$$

Au-dessus de ces densités limites, le rétrécissement du gap suit, d'après Camassel et Al [116], une loi en $N^{1/3}$:

$$\Delta E_g = \frac{e}{2\pi\epsilon_r\epsilon_0} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} N^{\frac{1}{3}}$$

L'ordre de grandeur de ce rétrécissement est de 10^{-3} à 10^{-2} eV pour une densité de porteurs de $10^{18} cm^{-3}$

- **Le remplissage de bandes :**

Si les deux phénomènes présentés précédemment induisent une augmentation de l'absorption, le remplissage des bandes, également appelé effet Burstein-Moss, entraîne une diminution de cette dernière.

La densité d'états de la bande de conduction d'un semiconducteur est faible, un petit nombre d'électrons est donc suffisant pour combler les premiers états de la bande de conduction. La transition fondamentale nécessite alors l'apport d'une énergie supérieure à l'énergie de gap nominal. Il y a donc une diminution de la probabilité de transition et donc du taux d'absorption. D'après Huang et al.[15] on a :

$$\Delta E_{g_{bf}} = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 N)^{2/3}$$

En tenant compte du rétrécissement du gap et du remplissage de bande on obtient une largeur de bande interdite effective :

$$E_{g_{\text{effectif}}} = E_g + \Delta E_{g_{bf}} - \Delta E_g$$

C'est cette valeur qu'il faut utiliser dans les diverses équations décrivant l'absorption.

• **L'absorption par effet plasma (intra bande de conduction) [16,110].**

Les transitions intra-bandes de conduction peuvent se décomposer en deux temps; une transition indirecte entre les vallées situées à $k=0$ et $k=(100)$ suivie d'une transition directe vers la bande supérieure.

La probabilité de transition répond à une loi de transition indirecte en ΔE^2 avec :

$$\Delta E = E_1 - (E_2 - E_1 - E_p - E_f)$$

E_1 énergie de l'électron avant la transition

E_2 énergie de l'électron après la transition

E_p énergie du phonon

E_f énergie de Fermi

Le seuil $E_s = E_2 - E_1 - E_p - E_f$ est de l'ordre de 0.8 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde de 1.55 μm . Ce type d'absorption n'est donc pas négligeable. Typiquement, aux alentours de 1.55 μm , $\alpha_{\text{intrinsèque}}$ varie entre 0.1 et 50 cm^{-1} en fonction de Ne. D'après une étude menée par Dunke et al.[14], $\alpha_{\text{intrinsèque}}$ varie parallèlement à α_{plasma} dans la fenêtre optique 1.5 μm ; l'influence de la densité de porteurs peut donc être étudiée à travers l'effet plasma.

L'absorption par effet plasma résulte de transitions de porteurs libres d'un état d'énergie E_1 à un état d'énergie supérieur E_2 accompagnées d'un changement du vecteur d'onde. Il s'agit d'une transition indirecte. Ce changement de vecteur d'onde nécessite, pour que le principe de conservation de quantité de mouvement soit respecté, l'intervention d'un troisième élément dans la transition: un phonon optique, un phonon acoustique ou une impureté ionisée.

Une expression de l'absorption par effet plasma, α_{pl} , peut être déduite de la théorie classique de l'électromagnétisme. On considère les transitions intra bande de conduction comme étant des changements d'états d'énergie dans un gaz d'électrons. Le calcul mené en détail dans l'annexe 1 conduit à l'expression suivante :

$$\alpha_{pl} = \frac{Ne^2 \lambda_0^2}{4\pi^2 nm^2 \mu \epsilon_0 c^3} \quad \text{avec :} \quad \begin{array}{l} c = \nu \lambda_0 \\ \omega = 2\pi\nu \end{array}$$

En associant l'absorption fondamentale et l'absorption par effet plasma que l'on vient de décrire, on obtient l'absorption intrinsèque du matériau. La courbe suivante représente le spectre d'absorption intrinsèque de l'InP calculé à partir des équations présentées ici. On voit que l'on retrouve la forme classique, à savoir une partie exponentielle décroissante suivie d'une partie croissante en λ^2 .

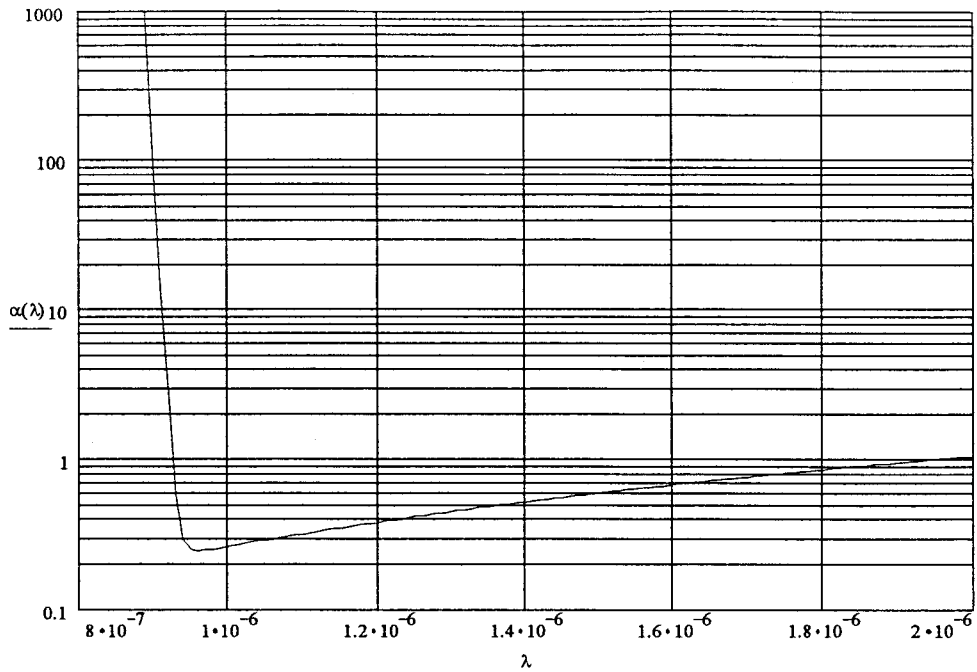


Figure 21: Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde (α en cm^{-1} et λ en m).

3.3.1.2 La diffusion.

La diffusion est le deuxième phénomène qui peut engendrer une dissipation de l'énergie optique. On peut considérer deux principaux types de diffusion dans les guides optiques : la diffusion volumique et la diffusion surfacique. La diffusion volumique est due aux imperfections du cristal telles que les impuretés, les défauts cristallins (lacunes, dislocations). Les pertes résultant de ce phénomène sont proportionnelles au nombre de discontinuités par unité de longueur et à leur volume par rapport à la longueur d'onde de la lumière. La diffusion volumique est donc négligeable dans le domaine spectral qui nous intéresse. La diffusion surfacique, quant à elle, est due à la rugosité inévitable des surfaces délimitant le guide. Cette rugosité entraîne des pertes à chaque réflexion de la lumière sur l'un des bords du guide. Ces pertes sont dues à la diffusion de Rayleigh que l'on peut exprimer ainsi, considérant la puissance incidente P_i et la puissance réfléchie P_r :

$$P_r = P_i e^{-\left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda^2} \cos\theta\right)^2}$$

σ la variance de la surface
 θ l'angle d'incidence
 λ la longueur d'onde

Une approche en optique géométrique nous permet d'évaluer le nombre de réflexions par unité de longueur :

$$N = \frac{1}{t \tan\theta}$$

N est de l'ordre du millier par centimètres.

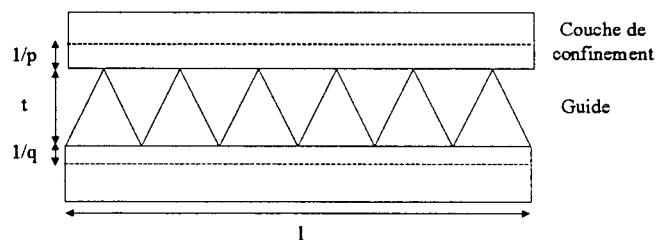


Figure 22: Estimation du nombre de réflexions diffusantes.

Ces deux relations nous permettent d'obtenir l'expression des pertes dues à la diffusion surfacique:

$$\alpha = -A^2 \frac{\cos^3 \theta}{\sin \theta} \frac{1}{t}$$

$$A = \frac{4\pi\sigma}{\lambda^2}$$

$$t = w + \frac{1}{p} + \frac{1}{q}$$

p et q quantifiant la pénétration du mode dans les couches de confinement.

Typiquement ces pertes sont comprises entre 0.3 dB/cm et 2 dB/cm respectivement pour les guides monomodes et multimodes.

3.3.1.3 Conclusion.

Dans ce chapitre nous avons passé en revue les pertes intrinsèques au semi-conducteur. En considérant l'ensemble de ces phénomènes, les pertes minimales pour les guides monomodes semblent être comprises dans un intervalle compris entre 0,5 et 1 dB/cm. En pratique, les pertes de propagation dans les semiconducteurs sont comprises entre 1 et 1,5 dB/cm en fonction des structures de guides considérées [18].

3.3.2 Les pertes extrinsèques au matériau.

Si l'amélioration de la technologie, nous permet, aujourd'hui, de nous rapprocher de la limite théorique des pertes intrinsèques, il n'en est pas de même pour les pertes associées au couplage.

Comme cela a déjà été mentionné, ces pertes extrinsèques trouvent leur origine dans les réflexions et les adaptations de mode qui prennent place aux interfaces guide/guide, fibre/fibre ou guide/fibre, ainsi que dans les problèmes, purement mécaniques, de positionnement relatif des deux parties de la liaison optique.

La réduction de la réflexion passe par le traitement des interfaces. L'optimisation des structures multicouches antiréfléchissantes peut se faire à l'aide d'un outil de simulation : la BPM que l'on décrira plus loin. Une étude menée à l'IEMN, montre que ce traitement de surface permet de passer d'un coefficient de transmission de puissance de 70% à un taux supérieur à 98%.

Les pertes dues à l'adaptation des modes peuvent être évaluées en calculant l'intégrale de recouvrement entre le mode incident et le mode propre de la structure réceptrice.

L'efficacité du couplage augmente avec la similitude des modes. C. TOCCI et HJ. CAUFIELD [A16], proposent pour le couplage entre une fibre et un guide monomode, une étude évaluant l'efficacité de couplage en fonction de paramètres géométriques caractérisant chacune des parties. Les pertes de couplage sont minimales lorsque le mode propre du guide est très proche du mode circulaire de la fibre.

4 Les commutateurs.

Comme on l'a vu précédemment, une onde électromagnétique se propageant dans une structure multicouche est guidée dans la zone d'indice de réfraction supérieur.

La commutation optique repose sur notre aptitude à faire varier indépendamment les indices de réfractons des différentes parties composant le commutateur. Avant d'envisager toute structure, il est donc intéressant d'inventorier les phénomènes physiques permettant de moduler l'indice de réfraction d'un matériau. Pour cela, on envisage les interactions existant entre la lumière et les champs électriques, les ondes acoustiques et la chaleur via le milieu de propagation.

4.1 Les principes [A1],[A2],[A3].

4.1.1 *L'effet thermo-optique.*

L'indice de réfraction d'un solide dépend de paramètres intrinsèques tels que sa structure cristalline, sa composition chimique, mais également de paramètres que l'on pourrait qualifier d'extrinsèques tels que la température. C'est cette dernière dépendance qui est mise à profit dans l'effet thermo-optique. On comprend aisément que, par l'intermédiaire du coefficient de dilatation, un gradient de température provoque une déformation locale du réseau cristallin. De cette déformation il résulte une variation d'indice typiquement de l'ordre de $1.10^{-5}/^{\circ}\text{C}$. Cet effet, ou du moins son utilisation, est limité par le temps nécessaire au matériau pour arriver à l'équilibre thermique et ne permet donc pas d'envisager des temps de commutation inférieurs à quelques micro-secondes.

4.1.2 *L'effet acousto-optique.*

Les spécialistes en mécanique du solide sont de fervent utilisateurs de l'effet photoélastique. Ils utilisent l'aptitude qu'un champ de contrainte a à induire une variation d'indice de réfraction pour étudier son profil. Ici, l'effet photoélastique rencontre une application originale. En effet, à contrario, on applique un champ de contrainte connu par l'intermédiaire d'une onde acoustique de surface. La déformation engendrée du réseau cristallin se traduit par une variation locale de l'indice de réfraction. L'utilisation de cet effet pour réaliser des matrices de commutation est limitée par la difficulté, voire l'impossibilité, de confiner l'onde acoustique dans une zone bien définie.

4.1.3 *Les effets électro-optiques.*

Le terme effet électro-optique est ici considéré comme un terme générique regroupant aussi bien les phénomènes résultant d'interactions entre la matière et des champs électrostatiques que ceux résultant

d'interactions entre la matière et des courants électriques. Dans cette section nous envisagerons les deux cas.

L'application d'un champ électrique à un solide induit une redistribution des charges de liaisons et une légère déformation du réseau ionique. Ces changements entraînent une variation du tenseur de la permittivité qui revient à une modification de l'indice de réfraction. Cette perturbation peut être décomposée en une composante linéaire et une composante quadratique correspondant respectivement à l'effet Pockels et à l'effet Kerr.

Dans le cas de la polarisation en inverse d'une diode, la désertion en porteurs minoritaires induit une variation de l'indice de réfraction. La zone de désertion au niveau de la jonction s'étendant de 0,1 à 2 μm en fonction du dopage et de la tension appliquée à l'électrode, ce phénomène peut être utilisé pour la commutation. La variation d'indice dépendant principalement des électrons, il faudra que le guidage de la lumière se fasse dans une couche dopée p.

D'autre part, outre ces effets "électrostatiques", il existe un effet "électronique". En effet, la polarisation en directe d'une diode entraîne l'injection de porteurs dans la structure. En considérant une structure PIN, les porteurs injectés dans la zone intrinsèque via la couche p sont des électrons. La densité de ces derniers dans la zone intrinsèque est alors multipliée par un facteur de l'ordre de 10000. L'augmentation de la densité d'électrons dans cette région entraîne une diminution de l'indice de réfraction, c'est l'effet plasma. L'utilisation de ce phénomène pour la commutation est possible dès lors que le guide optique est dans la zone. Dans ce cas, la vitesse de commutation est limitée par le temps nécessaire aux porteurs pour se recombiner ou sortir du composant, ce qui nous permet d'envisager des temps de commutation de l'ordre de quelques nanosecondes.

Contrôle de l'indice de réfraction par :	Effet	Fonctions	Δn	Temps de commutation
Champ électrique ou Courant électrique	Electro-optique	- modulation de phase - commutation - conversion de modes	$2 \cdot 10^{-4}$ à $1 \cdot 10^{-2}$	nanoseconde
Onde acoustique	Acousto-optique	- diffraction - conversion de modes	$1 \cdot 10^{-5}$ pour 1V	nanoseconde
Chaleur	Thermo-optique	- commutation - modulation de phase	$\Delta n/dt = 1 \cdot 10^{-5}$	microseconde

Tableau 3 : Résumé des différents phénomènes physiques permettant le contrôle dynamique de l'indice de réfraction [A2], [A3], [A6], [A8].

4.2 Les types de commutateurs.

Lorsque l'on traite la commutation optique, il ne faut pas perdre de vue que ce terme est utilisé à propos de nombreuses applications. Phase, fréquence, direction de propagation, polarisation sont autant de

propriétés sur lesquelles la commutation peut agir. Ainsi pour des applications de filtrage de mode on pourra utiliser des commutateurs agissant différemment en fonction de la polarisation. Dans ce qui suit, on ne s'intéressera qu'à la commutation directionnelle (la commutation d'amplitude) et c'est dans cette optique que la bibliographie servant de base à cette synthèse a été réalisée.

Actuellement, trois principaux types de commutateurs directionnels sont étudiés. Il s'agit des commutateurs fondés sur les phénomènes de couplage de modes (interférences), sur une transformation adiabatique des modes ou sur la réflexion interne totale. Chacun de ces composants a ses propres caractéristiques et a été développé pour une application particulière.

4.2.1 Les commutateurs par couplage (Electro-Optical Directional Coupler).

La commutation s'opère grâce aux interférences constructives et destructives entre les différents modes se propageant dans la structure.

Afin d'expliquer ce phénomène, on s'intéresse à une structure composée de deux guides identiques, parallèles, d'une largeur W , et séparés d'une distance d . Chaque guide est monomode (leur géométrie est telle qu'elle ne permet la propagation que du mode fondamental). La partie où l'interaction intervient autorise une propagation bimodale: le mode symétrique TE0 et le premier mode antisymétrique TE1.

La vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu solide étant fonction de sa constante de propagation, les vitesses de propagation des modes TE0 et TE1 dans la zone d'interaction sont différentes. Il en résulte un déphasage entre ces deux modes fonction de la distance parcourue. On définit une distance L_c , dite distance de couplage, au bout de laquelle le déphasage est de π . On peut exprimer L_c en fonction des constantes de propagation des modes symétriques et antisymétriques β_s et β_{as} :

$$L_c = \frac{\pi}{\beta_s - \beta_{as}} = \frac{\lambda}{2(n_s - n_{as})}$$

La figure suivante résume le principe du couplage.

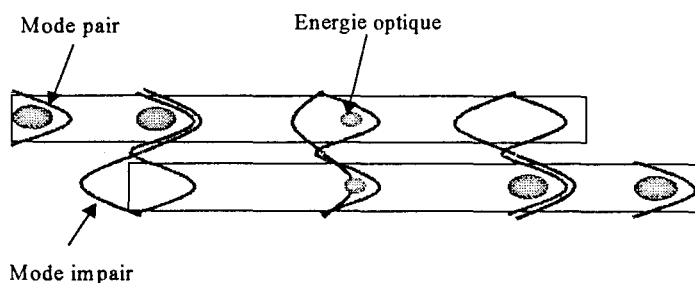


Figure 23: Principe du couplage de modes.

L'expression ci-dessus montre la dépendance de L_c par rapport aux indices de réfractifs. Grâce à l'effet électrooptique, on peut jouer sur L_c pour pouvoir passer d'un cas où le déphasage est de π à un cas où le déphasage est nul, c'est-à-dire d'un cas où la lumière est passée complètement dans le second guide à un cas où elle est restée dans le premier.

KEIRO, KOMATSU et SUZUKI de NEC [B2], rapportent la réalisation d'un commutateur électrooptique par couplage sur GaAs/AlGaAs dont les tensions de commande sont de l'ordre de 10 à 20V. Le "crosstalk" et les pertes de propagation sont respectivement inférieurs à 30dB et de l'ordre de 10dB.

BLONDEAU, PAPUCHON et leurs collaborateurs de PHILIPS [D4] ont présenté, quant à eux, un commutateur par couplage auquel ils ont intégré un amplificateur optique. Cette intégration améliore très sensiblement les propriétés du commutateur. On obtient une diaphonie inférieure à -17 dB pour des pertes de propagation inférieures à 1 dB/cm.

4.2.2 La commutation par changement adiabatique de mode (Digital Optical Switch).

Les commutateurs DOS sont constitués d'un guide en Y dont l'angle entre les branches de sortie est de l'ordre de 0.1 à 0.5°, et de deux électrodes positionnées sur chaque bras de sortie. La polarisation en directe d'une de ces deux électrodes diminue l'indice de réfraction dans le bras situé en dessous. Cette variation est faible et déforme le mode se propageant de sorte qu'il s'oriente vers la sortie non polarisée. Le terme adiabatique traduit le fait que lors de la propagation la puissance du mode reste constante alors que les profils des champs changent graduellement.

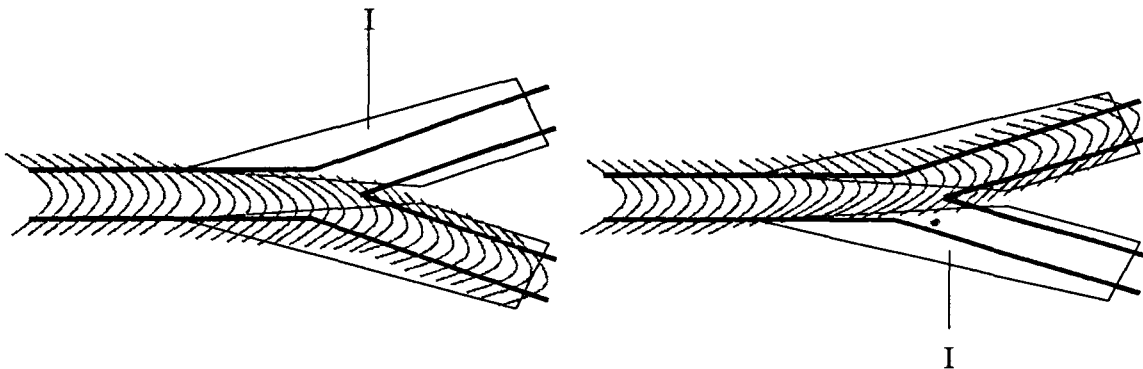


Figure 24: Principe de commutation des commutateurs DOS.

KIRIHARA et INOUE de Hitachi [D8], rapportent la réalisation sur InP/InGaAsP d'un commutateur auquel ils ont intégré un amplificateur

CAVAILLES, RENAUD, VINCHANT et ERMAN du LEP [D2], ont réalisé un commutateur sur filière InP nécessitant un courant de commande de quelques dizaines de milliampères pour obtenir une diaphonie de 20 dB et des pertes de propagation de 1 dB/cm.

Les avantages principaux de ces commutateurs sont leur compacité par rapport aux EODC et leur insensibilité à la polarisation. En contre partie, ils induisent des pertes dues à la commutation plus importante que les EODC.

4.2.3 La commutation par réflexion interne totale (TIR).

Les commutateurs à réflexion interne totale sont, comme leur nom l'indique, fondés sur les phénomènes de réflexion. Ils sont constitués de deux guides sécants et d'une électrode positionnée à l'intersection. Cette dernière permet d'injecter des porteurs dans la structure. L'indice de réfraction est localement diminué par effet plasma. L'injection de courant étant importante, elle peut entraîner une variation d'indice de réfraction allant jusqu'à plusieurs centièmes. La différence d'indice est suffisamment importante pour induire une réflexion totale à l'interface.

L'avantage principal de cette structure est sa compacité ($100 \mu\text{m}$). De plus, elle est insensible à la polarisation et à la longueur d'onde. Par contre, de par son principe nécessitant une variation importante de l'indice de réfraction, elle consomme beaucoup. Le temps de commutation est fonction du temps de recombinaison et de transit des porteurs libres. Dans les composés à base d'InP il sera de l'ordre de quelques nanosecondes.

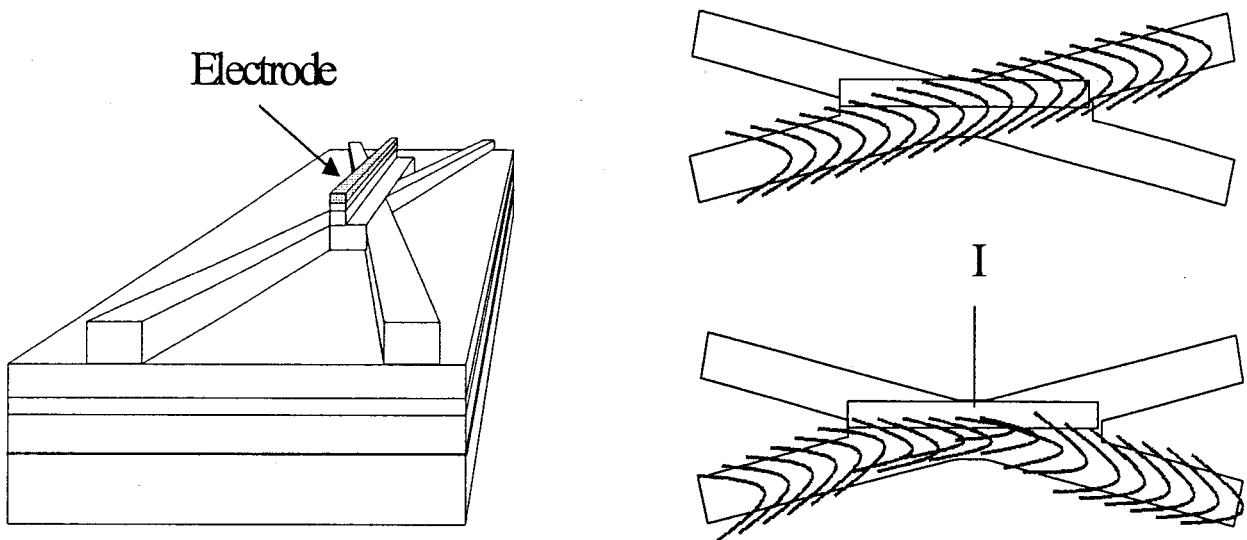


Figure 24: Structure et principe de fonctionnement d'un commutateur TIR.

Le tableau suivant synthétise, sur InP, les caractéristiques propres à chaque option technologique en fonction des trois mécanismes physiques permettant la commutation.

Phénomène physique	EFFET POCKELS			DESERTION DE PORTEURS			INJECTION DE PORTEURS		
	EODC	DOS	TIR	EODC	DOS	TIR	EODC	DOS	TIR
Longueur mm	3-4	- variation d'indice trop faible - peut fonctionner dans les structures MQW mais : - absorption - dépend de la polar		3-4	3-5	Multi-Puits Quant-iques	1-3	3-5	0.4-0.8
Consommation	15-30 V		8-15 V	10-20 V	5-10 mA		5-10 mA	20-100 mA	
Diaphonie dB	<-15		<-15	<-15	<-20		<-20	<-20	
Dépendance /polarisation	important		modérée	Faible	faible		non	non	

4.3 Synthèse des performances.

Beaucoup de commutateurs ont été reportés. Le tableau suivant récapitule les principales réalisations, leur principe de fonctionnement et leurs principales propriétés.

Fabricant	Année	composant	matériau	L	VC	IC	IA	C.	Ref
ALCATEL	92	DOS	InP/InGaAsP	4.6	10			-13.8	[D3]
THOMSON	93	EODC	InP/InGaAsP	4*		2	140	-17	[D4]
HITACHI	93-94	COSTA	InP/InGaAsP	1.5		80	250	**	[D7]-[D8]
HITACHI	90	COSTA	InP/InGaAsP	1.5		80		**	[D5]
HITACHI	86	EODC	AsGa/AlGaAs	9	22.5			-22	[C8]
	94	EODC	LiNbO ₃	6	24				[D20]
	94	TIR	InP/InGaAsP	3		20		-8,-10	[D22]
U. Tokyo	90	EODC	AsGa/AlGaAs	8	10.4			-13	[C6]
PHILIPS	91	DOS	InP/InGaAsP	6.6		30	250	-9.5	[D2]
NEC	90	EODC	AsGa/AlGaAs	3*	9.8			20	[B2]
NEC	91	EODC	AsGa/AlGaAs	3*	9.8				[C3]
AT & T	92	SOA	InP/InGaAsP	0.45		50			[D10]

avec:

L= longueur du commutateur, * longueur de couplage en mm.

IC = intensité de commande en mA

IA = intensité de commande de l'amplificateur en mA.

VC = tension de commande en V

C = diaphonie onde TE en dB

** diaphonie trop basse pour être mesurée

On notera qu'en moyenne, la diaphonie est de -15 dB et la consommation de l'ordre de 50 mA. Le problème des pertes n'est ici pas abordé, on peut préciser qu'elles sont dues au couplage fibre/composant et qu'elles sont classiquement de l'ordre de 8 à 10 dB par facette.

5 Les matrices

5.1 Introduction.

L'architecture matricielle permet de réduire les pertes dues au couplage fibre/OEIC en en réduisant le nombre. En effet, pour un nombre de chemins donné, le nombre d'interfaces fibre/guide diminuera avec l'augmentation de l'ordre de la matrice. On peut démontrer la relation suivante :

$$\text{nombre d'interfaces} = 2 \frac{\log(\text{dynamique}) - \log(\text{résolution})}{\log(\text{ordre de la matrice})}$$

La courbe suivante a été tracée pour un système constitué de 4096 chemins différents. On voit bien qu'un compromis entre la complexité de la matrice et le nombre d'interfaces (et donc pertes) se situe aux alentours de matrices d'ordre 8 ou 16 ce qui est tout à fait compatible des technologies intégrées.

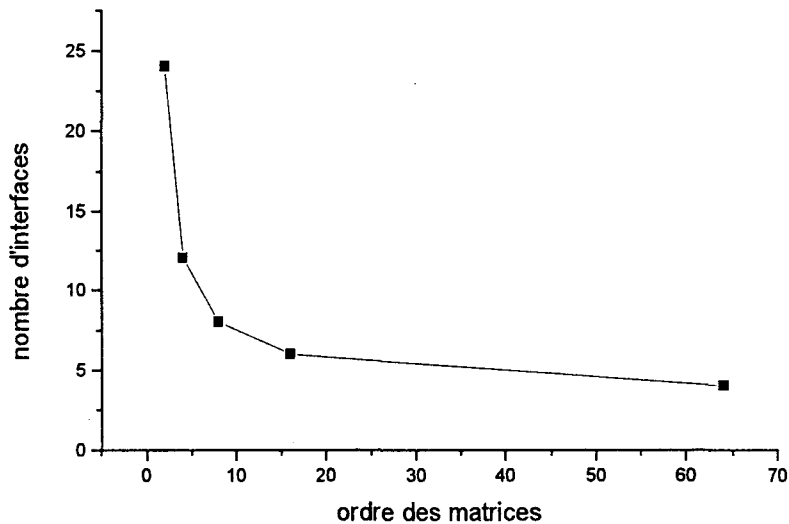


Figure 25: Variation du nombre d'interfaces en fonction de l'ordre des matrices pour un système donné.

Une fois l'ordre optimum de la matrice déterminé, les pertes du système peuvent encore être réduites en optimisant l'architecture matricielle en fonction de l'utilisation envisagée. On cherchera notamment à diminuer le nombre de commutateurs.

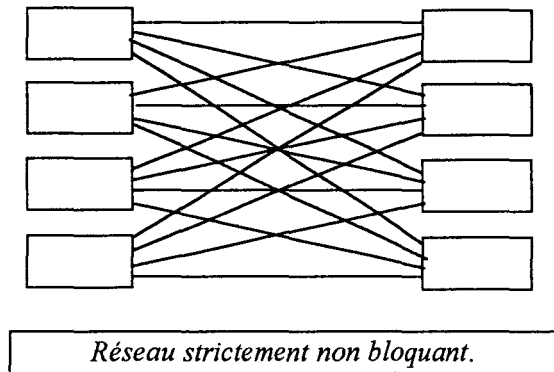
5.2 Les architectures matricielles.

Les architectures matricielles peuvent être caractérisées de diverses façons. On peut, en effet, prendre en compte des caractéristiques telles que leur connectivité, leur complexité, leurs pertes ou encore leur algorithme de commande. Dans notre cas un classement en fonction de leur connectivité semble judicieux. On parlera dans la suite des types de matrices suivantes :

- les matrices strictement non-bloquantes,
- les matrices non bloquantes au sens large,
- les matrices non bloquantes reconfigurables,
- les matrices bloquantes.

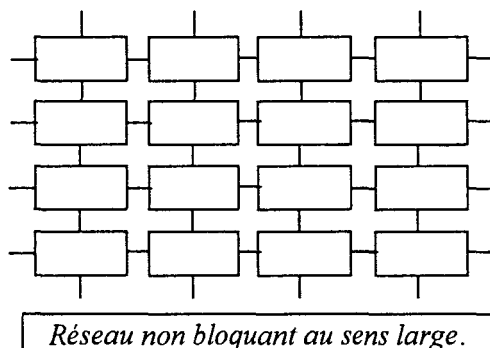
5.2.1 Les matrices strictement non bloquantes

Les matrices strictement non bloquantes sont bijectives. Le routage d'une entrée vers une sortie est indépendant de celui des autres, on peut donc de n'importe quelle entrée aller vers n'importe quelle sortie de façon indépendante. Le réseau $N \times N$ est constitué de $2N$ matrices $1 \times N$ ce qui revient à $N(N-1)$ commutateurs 1×2 et autant de sommateurs 2×1 . L'avantage majeur de ce type de réseau est la simplicité de son algorithme de routage.



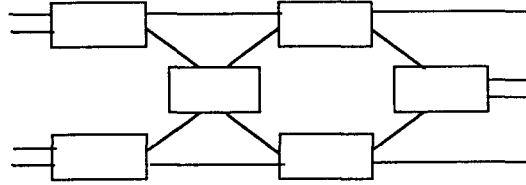
5.2.2 Les matrices non bloquantes au sens large

Les matrices non bloquantes au sens large sont également bijectives, par contre les chemins d'accès des N entrées vers les N sorties sont interdépendantes. Le réseau $N \times N$ nécessite $2 \times N^2$ commutateurs.



5.2.3 Les matrices non bloquantes reconfigurables

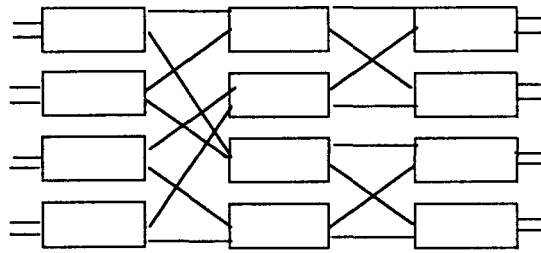
Les matrices non bloquantes reconfigurables sont bijectives mais la variation d'un itinéraire entraîne celle d'au moins un autre. Le réseau $N \times N$ comporte $N \cdot (N-1)$ commutateurs.



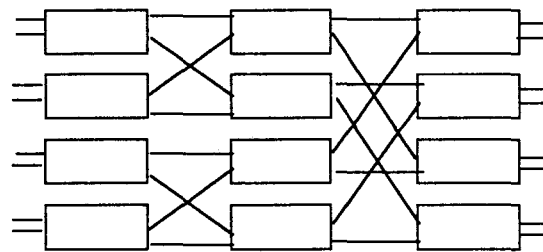
Réseau non bloquant reconfigurable.

5.2.4 les matrices bloquantes

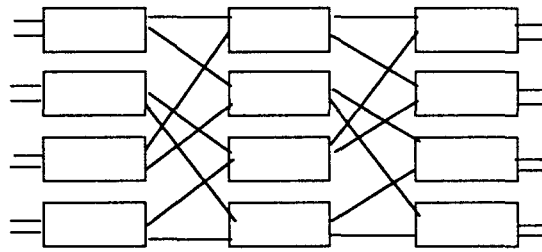
Enfin les matrices bloquantes ne permettent pas toutes les connections simultanément. En fonction des architectures, le gain en nombre de commutateurs varie. Pour les réseaux suivants, le nombre de composants élémentaires pour un réseau $N \times N$ est de $(N \log N / \log(2))$.



Réseau base-line.



Réseau Banyan.



Réseau omega.

Le choix entre ces différents réseaux est le résultat d'un compromis entre l'interconnectivité, les pertes et éventuellement la place disponible sur un wafer pour fabriquer une matrice d'ordre élevé. La complexité des algorithmes n'est, ici, pas prise en compte car on considère que la seule condition critique à son propos est qu'il n'y ait aucune contrainte intrinsèque à la structure qui interdise le routage d'un itinéraire donné.

5.3 Exemples de réalisations.

Les deux sections précédentes ont présenté les différents types de matrices et de commutateurs réalisables. A partir de ces entités, les équipes de chercheurs ont proposé de nombreuses réalisations plus ou moins évoluées. Parmi celles-ci, trois matrices de commutation illustrent les différentes options adoptées communément. Il s'agit de la matrice 4*4 de NEC basée sur des coupleurs (EODC), de celle d'Alcatel Alsthom Recherche (AAR) fondée sur des commutateurs digitaux (DOS) et enfin de la matrice d'Hitachi également fondée sur des commutateurs digitaux mais intégrant en plus des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (AOSC).

5.3.1 La matrice 4*4 EODC de NEC.

Cette matrice est basée sur des coupleurs directionnels électrooptiques. NEC justifie ce choix technologique d'une part, par les faibles pertes observées lors des couplages, et d'autre part, par la relative facilité de réalisation de tels composants [C1]

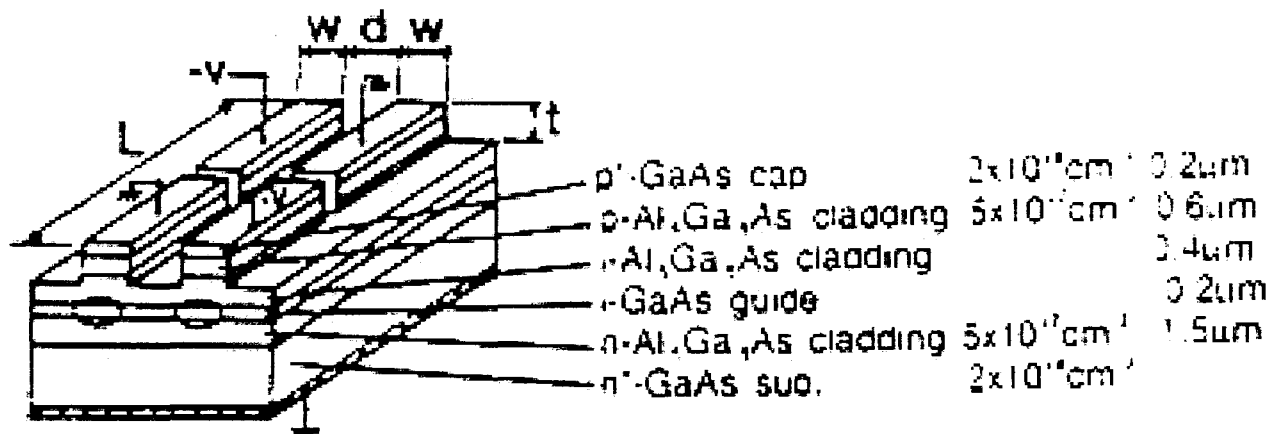


Figure 26 : Structure des commutateurs EODC de la matrice NEC.

L'architecture de la matrice correspond à celle du réseau oméga présenté dans les chapitres précédents.

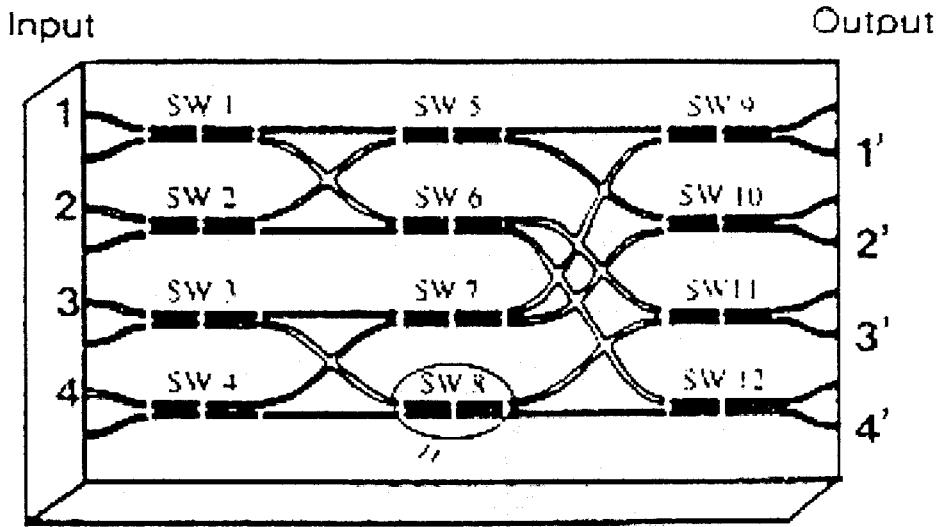


Figure 27: Architecture de la matrice NEC.

5.3.2 La matrice 4*4 DOS de AAR.

La matrice réalisée par AAR est basée sur des commutateurs digitaux. Leur structure comporte trois bras: un bras d'entrée et deux bras de sortie. Ce composant peut fonctionner selon trois modes en fonction de son état de polarisation. Soit le commutateur fait office de diviseur 3dB soit il remplit son rôle originel et guide la lumière dans l'un ou l'autre des bras de sortie [D12].

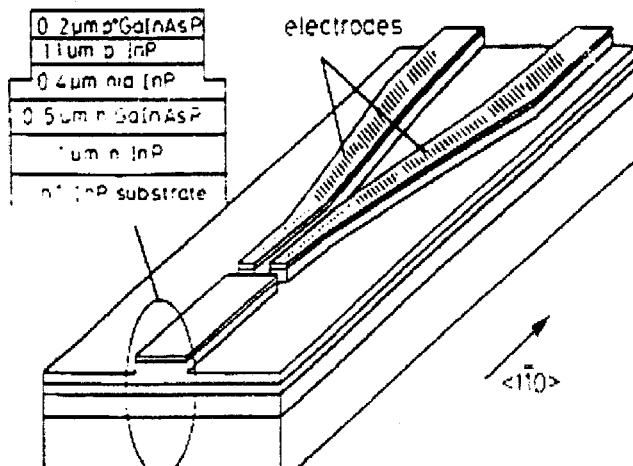


Figure 27: Structure du commutateur DOS d'Alcatel.

L'architecture choisie par l'équipe d'Alcatel est un réseau strictement non bloquant. Ce dernier est la combinaison de deux structures en arbre, une pour l'étage d'entrée et une pour l'étage de sortie.

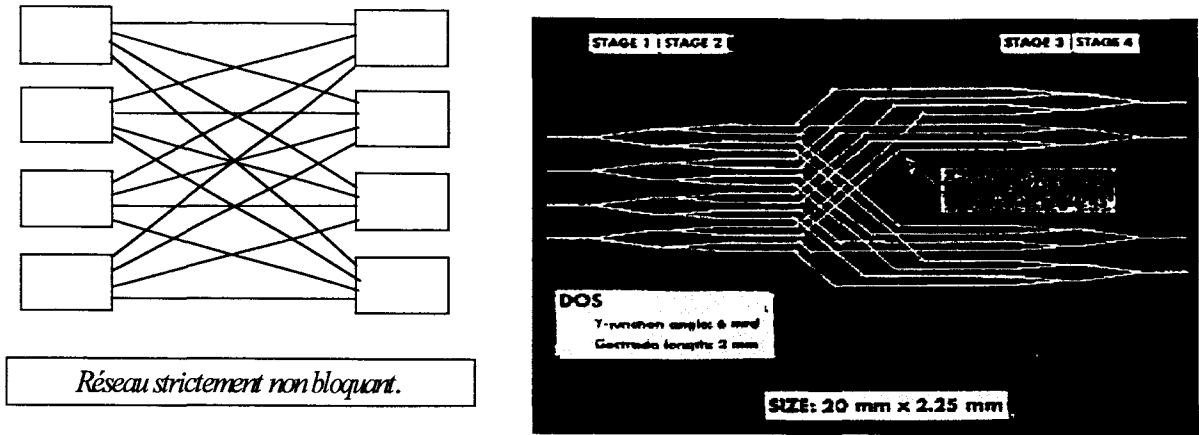


Figure 28 : Structure de la matrice 4*4 d'Alcatel.

Un gain important de place a été obtenu en utilisant des miroirs pour les divers changements de directions au lieu des traditionnels guides courbés.

Le caractère strictement non bloquant de la matrice et les propriétés physiques des commutateurs (capacité à commuter en quelques ns) permettent d'envisager de nombreuses applications pour ce composant dans des domaines aussi différents que l'ATM (Asynchronous Transfer Mode) ou la synthèse des retards.

5.3.3 La matrice 4*4 à amplification intégrée d'Hitachi.

La matrice présentée par Hitachi associe des commutateurs digitaux à des amplificateurs optiques. Ces Amplificateurs Optiques à Semi-Conducteurs (AOSC) permettent, lorsqu'ils sont activés, de compenser les pertes occasionnées par la commutation et, lorsqu'ils ne sont pas activés, de réduire le crosstalk en absorbant les faisceaux parasites [D8].

Les modules de commutations ont la structure suivante. La technologie nécessaire à leur réalisation est très complexe, elle fait entre autres appel à la reprise d'épitaxie.

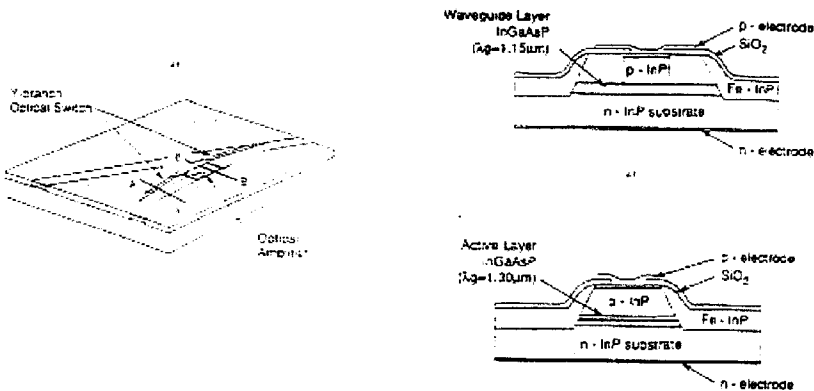


Figure 29: Structure du commutateur COSTA d'Hitachi.

L'architecture matricielle utilisée correspond à un réseau non bloquant au sens large de type crossbar.

Chapitre II : LA CONCEPTION DES COMPOSANTS.

1 Les outils de développement.

1.1 Introduction.

La complexité des phénomènes physiques et la multitude de paramètres intervenant dans le fonctionnement des commutateurs que l'on se propose de réaliser, font de la modélisation la seule démarche permettant une étude complète de ces composants à un coût raisonnable.

D'un point de vue optique, cette modélisation se fait en deux temps. Tout d'abord, il s'agit de calculer les modes propres susceptibles de se propager dans la structure étudiée. Ensuite, on s'intéresse à la propagation en tenant compte de divers phénomènes physiques interférant avec la lumière tels que l'absorption ou le couplage de modes.

Le caractère actif des composants étudiés, nous amène à considérer le comportement électrique de la diode PIN constituant le commutateur. Pour cela, nous avons développé un modèle qui nous permet de calculer la répartition des porteurs dans la structure ainsi que sa réponse à un pic de courant pour, ensuite, en déduire la variation d'indice due à ce dernier.

1.2 L'étude modale.

Comme cela a déjà été développé (chap.I), la propagation de la lumière est décrite par l'équation d'Helmoltz déduite des équations de Maxwell.

$$\nabla^2 E + k_0^2 (n^2 - n_e^2) E = 0 \quad n_e = \frac{\beta}{k_0} \quad (\text{II-1})$$

La forme de la solution à cette équation dépend du signe de $(n^2 - n_e^2)$. Ainsi, une structure composée de trois couches sera guidante si $n_1 > n_e > n_2 > n_3$ (n_1 l'indice du cœur du guide, n_2 et n_3 les indices des couches de confinement), le champ est alors exponentiel décroissant dans les couches de confinement et sinusoïdal dans la couche guidante. Le caractère modal de la lumière apparaît si l'on s'intéresse aux conditions aux limites et l'on applique le principe de continuité des champs et de leur dérivées. Dans le cas de structures trois couches, on obtient les équations suivantes qui nous permettent de calculer les constantes de propagation pour les ondes TE et TM [A4] :

$$\begin{aligned}
 TE \Rightarrow \alpha_g D &= - \left(a \tan \left(\frac{\alpha_g}{\alpha_{c1}} \right) + a \tan \left(\frac{\alpha_g}{\alpha_{c2}} \right) \right) \\
 TM \Rightarrow \alpha_g D &= - \left(a \tan \left(\frac{n_g^2 \alpha_g}{n_{c1}^2 \alpha_{c1}} \right) + a \tan \left(\frac{n_{c2}^2 \alpha_g}{n_g^2 \alpha_{c2}} \right) \right) \\
 \text{avec } \alpha_i &= k_0^2 (n_i^2 - n_e^2) \quad D \text{ la largeur du guide}
 \end{aligned} \tag{II-2}$$

La résolution de ces équations se fait par dichotomie. Le calcul des profils de mode se fait ensuite en injectant les constantes de propagation ainsi calculées dans l'équation. Ce principe de calcul peut être généralisé à des structures à n couches. L'étude modale nous permet donc de définir des guides optiques en prenant en compte dès le début les problèmes de recouvrement de modes lors du couplage fibre/guide tout en vérifiant que les structures considérées restent monomodes afin d'éviter tout problème de dispersion modale dans le composant.

1.3 La méthode des faisceaux propagés.

1.3.1 Généralités.

La BPM, 'Beam Propagation Method' en terminologie anglo-saxonne, est une méthode de simulation de la propagation des ondes optiques reposant également sur la résolution des équations de Maxwell. Ce modèle consiste à injecter à l'entrée du composant un champ qui se propagera par itérations successives dans la structure discrétisée. On peut, à tout instant, et donc à tout z, avoir accès au rapport de puissance entre entrée et sortie ou, plus généralement, entre diverses zones du composant.

Les différentes BPM se particularisent d'une part, par les approximations concédées et d'autre part, par les techniques de résolution utilisées. On parle entre autres de FFT-BPM, pour « Fast Fourier Transform BPM », et de FD-BPM, pour « Finite Differences BPM ».

Les approximations les plus utilisées sont l'approximation scalaire et l'approximation paraxiale. Elles facilitent considérablement la résolution des équations de propagation tout en n'étant pas trop restrictives.

L'approximation scalaire consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ ce qui revient à considérer que la polarisation de la lumière reste invariante tout au long de la propagation. On considère donc le champ comme le produit d'un scalaire avec un vecteur pointant toujours dans la même direction et l'équation de propagation est réduite à une équation scalaire.

L'approximation paraxiale revient à limiter les variations de l'amplitude du champ lors de la propagation selon l'axe z, de sorte que l'on néglige la dérivée seconde du champ par rapport à z devant la dérivée première. Cette approximation autorise une simplification drastique des équations. Cependant il a été montré que ce type de BPM est applicable à un grand nombre de structures d'optique intégrée. On veillera simplement à ne pas considérer de forts gradients d'indice de réfraction selon z.

La première BPM a été développée selon une méthode bidimensionnelle utilisant la transformée de Fourier afin de décomposer le faisceau optique en une somme d'ondes planes. On applique ensuite à ces

dernières un facteur correctif tenant compte de la structure avant de revenir dans l'espace réel et de recomposer le faisceau en $z+dz$. Cette méthode initialement développée pour étudier les faisceaux issus de fibres ne peut prendre en compte des structures comprenant des contrastes d'indice de réfraction importants.

L'apparition dans le début des années 90 d'algorithmes de BPM fondés sur les différences finies a permis de poser le problème de façon différente et de considérer des structures à fort contraste d'indice. Le schéma des différences finies permettant d'exprimer facilement les dérivés d'un champ en un point par rapport aux valeurs de ce champ aux points voisins, la résolution de l'équation de Fresnel en est simplifiée et suit le cheminement suivant.

L'équation de Helmholtz est déduite des équations d'ondes vectorielles en négligeant le couplage entre les différentes composantes du champ électrique.

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} E(x, y, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) \cdot E(x, y, z) = 0 \quad (\text{II-3})$$

avec, si l'on considère l'approximation scalaire on a pour une onde transverse :

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (\text{II-4})$$

En admettant une solution du type,

$$E_i(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \cdot e^{-j\beta z}, \quad i = x, y \quad (\text{II-5})$$

où $\Psi(x,y,z)$ est l'amplitude complexe de l'onde optique. En faisant l'approximation paraxiale qui consiste à négliger la seconde dérivée de $\Psi(x,y,z)$ par rapport à z ,

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi(x, y, z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} \right| \quad (\text{II-6})$$

l'équation du champ prend la forme suivante,

$$\bar{\Delta}_{x,y} \Psi(x, y, z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) - \beta^2) \Psi(x, y, z) = 0 \quad (\text{II-7})$$

où β est la constante de propagation.

Cette équation est appelée équation de Fresnel. Si nous présentons cette équation sous forme discrète, nous obtenons :

$$2i\beta \cdot \frac{\Psi(x_l, y_m, z_{n+1}) - \Psi(x_l, y_m, z_n)}{z_{n+1} - z_n} = \bar{\Delta}_{x,y} \Psi(x_l, y_m, z_n) + (k_0^2 \cdot n^2(x_l, y_m, z_n) - \beta^2) \Psi(x_l, y_m, z_n)$$

avec $l = 1, 2, \dots, L; m = 1, 2, \dots, M; n = 1, 2, \dots, N$ (II-8)

Nous pouvons ainsi calculer le champ en "n+1" à partir du champ connu en "n".

Nous considérons une structure bidimensionnelle (x,z) avec z comme direction de propagation. La largeur de la fenêtre est W_x , discrétisée en L points et la longueur de la structure W_z est discrétisée en N tranches distantes l'une de l'autre de δz . On peut écrire en détail les équations d'onde des modes TE et TM [E13] [E14] :

$$i \frac{\partial E(x_l, z_n)}{\partial z} = \frac{1}{2n_0 k_0} \left\{ \frac{E(x_{l+1}, z_n) + E(x_{l-1}, z_n)}{\Delta x^2} - \left[\frac{2}{\Delta x^2} - (k_0^2 \cdot n^2(x_l, z_n) - \beta^2) \right] E(x_l, z_n) \right\}$$

mode-quasi TE (II-8)

$$i \frac{\partial E(x_l, z_n)}{\partial z} = \frac{1}{2n_0 k_0} \left\{ \frac{T_{l+1} E(x_{l+1}, z_n) + T_{l-1} E(x_{l-1}, z_n)}{\Delta x^2} - \left[\frac{2 - R_{l+1} - R_{l-1}}{\Delta x^2} - (k_0^2 \cdot n^2(x_l, z_n) - \beta^2) \right] E(x_l, z_n) \right\}$$

mode-quasi TM (II-9)

avec

$$T_{l \pm 1} = \frac{2n^2(x_{l \pm 1}, z_n)}{n^2(x_{l \pm 1}, z_n) + n^2(x_l, z_n)} \quad (\text{II-10})$$

$$R_{l \pm 1} = T_{l \pm 1} - 1 \quad (\text{II-11})$$

Ici, R et T sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface interne d'un guide.

Le schéma des différences finies nous permet donc d'exprimer les dérivées d'une fonction E comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial x} &= \frac{E(x - \Delta x, y, z) - E(x + \Delta x, y, z)}{2\Delta x} + o(\Delta x^2) \\ \frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial x^2} &= \frac{E(x - \Delta x, y, z) + E(x + \Delta x, y, z) - 2E(x, y, z)}{\Delta x^2} + o(\Delta x^2) \end{aligned} \quad (\text{II-12})$$

En appliquant ces relations à l'équation de Fresnel, on peut exprimer le champ en $z+dz$ en fonction de celui en z . Ce qui nous amène à un système tridiagonal résolvable par la méthode du double balayage de Choleski [E15].

1.3.2 Applications de la BPM-2D.

La section précédente avait pour but de présenter les principes de la BPM en s'appuyant sur les algorithmes de BPM-2D. Très efficace pour l'étude de structures bi-dimensionnelles telles que les guides plans, la BPM-2D permet néanmoins d'étudier les structures tri-dimensionnelles par l'intermédiaire de la méthode des indices effectifs. Cette méthode consiste à réduire un problème bi-dimensionnel en deux problèmes uni-dimensionnels. On décompose en effet le problème en un problème vertical et un problème horizontal. Cet artifice est très efficace et n'entraîne pas une augmentation des erreurs numériques importante tant que l'on se borne à l'étude de structures à faible confinement. Ce sera le cas dans la majorité des cas que nous étudierons dans la suite.

Pratiquement, le problème vertical se traite directement en considérant les indices de réfractifs des divers matériaux constituant l'épitaxie. Le problème horizontal se traite en considérant une structure guide constituée de trois couches d'indices de réfraction correspondant aux indices effectifs. Le calcul des indices effectifs, donc des constantes de propagation dans chacune des zones composant le guide « horizontal », se fait suivant les techniques expliquées dans la section « Etude Modale ». Le schéma suivant décrit le principe de la méthode.

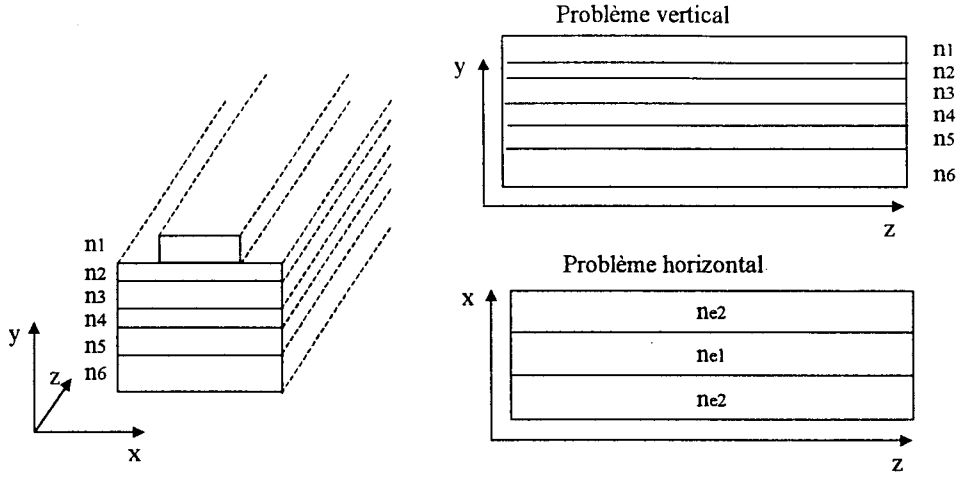


Figure 31: Principe de la méthode des indices effectifs.

1.3.3 La BPM-3D.

Si, comme on vient de le voir, l'utilisation de la BPM-2D pour l'étude de structures 3D est possible elle n'en est pas moins limitée. En effet, dans le cas des guides à fort confinement, la méthode des indices effectifs induit des erreurs importantes. L'approche tridimensionnelle devient alors une nécessité.

Comme pour la FDBPM-2D, nous partons de l'équation de Fresnel que nous résolvons dans (x,y,z) .

$$\bar{\Delta}_{x,y} E(x,y,z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial E(x,y,z)}{\partial z} + \left(k_0^2 \cdot \varepsilon(x,y,z) - \beta^2 \right) E(x,y,z) = 0 \quad (\text{II-13})$$

$$\text{ici,} \quad \bar{\Delta}_{x,y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2(x,y)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) n^2(x,y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad \text{pour } E_x \text{ (mode TE)} \quad (\text{II-14})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2(x,y)} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right) n^2(x,y) \quad \text{pour } E_y \text{ (mode TM)} \quad (\text{II-15})$$

$\frac{\partial E}{\partial z}$ est défini par la différence finie centrale :

$$\left. \frac{\partial E}{\partial z} \right|_{z=k} = \frac{E(i,j,k+1) - E(i,j,k-1)}{2\Delta z} + O(\Delta z^2)$$

et les dérivées secondes de la façon suivante :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \approx \frac{E(i+1,j,k) - 2E(i,j,k) + E(i-1,j,k)}{\Delta x^2}, \quad \text{mode q-TM} \quad (\text{II-16})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \approx \frac{T_{i,j+1}E(i,j+1,k) - (2-R_{i,j+1} - R_{i,j-1})E(i,j,k) + T_{i,j-1}E(i,j-1,k)}{\Delta y^2} \quad \text{mode q-TM} \quad (\text{II-17})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \approx \frac{T_{i+1,j}E(i+1,j,k) - (2-R_{i+1,j} - R_{i-1,j})E(i,j,k) + T_{i-1,j}E(i-1,j,k)}{\Delta x^2} \quad \text{mode q-TE} \quad (\text{II-18})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \approx \frac{E(i,j+1,k) - 2E(i,j,k) + E(i,j-1,k)}{\Delta y^2}, \quad \text{mode q-TE} \quad (\text{II-19})$$

T et R sont de nouveau les coefficients de transmission et de réflexion aux interfaces internes du guide. En considérant la discontinuité du champ à ces interfaces [E13] [E14] on a :

$$T_{i\pm 1,j} = \frac{2n^2(i\pm 1,j)}{n^2(i\pm 1,j) + n^2(i,j)}, \quad R_{i\pm 1,j} = T_{i\pm 1,j} - 1 \quad (\text{II-20})$$

$$T_{i,j\pm 1} = \frac{2n^2(i,j\pm 1)}{n^2(i,j\pm 1) + n^2(i,j)}, \quad R_{i,j\pm 1} = T_{i,j\pm 1} - 1 \quad (\text{II-21})$$

l'équation de propagation prend la forme suivante

$$E(i,j,k+1) = E(i,j,k-1) + aE(i+1,j,k) + a^*E(i-1,j,k) + bE(i,j+1,k) + b^*E(i,j-1,k) + cE(i,j,k)$$

où

$$\begin{aligned} a &\approx \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{T_{i+1,j}}{\Delta x^2}, & a^* &= \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{T_{i-1,j}}{\Delta x^2}, & \text{mode q-TE} \\ a &\approx \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{1}{\Delta x^2}, & a^* &= \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{1}{\Delta x^2}, & \text{mode q-TM} \\ b &\approx \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{1}{\Delta y^2}, & b^* &= \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{1}{\Delta y^2}, & \text{mode q-TE} \\ b &\approx \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{T_{i,j+1}}{\Delta y^2}, & b^* &= \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{T_{i,j-1}}{\Delta y^2}, & \text{mode q-TM} \\ c &= \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \left[-\frac{(2-R_{i+1,j}-R_{i-1,j})}{\Delta x^2} - \frac{2}{\Delta y^2} + k_0^2(n^2(i,j)-n_0^2) \right] & \text{mode q-TE} \\ c &= \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \left[-\frac{(2-R_{i,j+1}-R_{i,j-1})}{\Delta y^2} - \frac{2}{\Delta x^2} + k_0^2(n^2(i,j)-n_0^2) \right] & \text{mode q-TM} \end{aligned} \quad (\text{II-22})$$

La méthode explicite est simple, et son algorithme facile à réaliser. Cependant elle nécessite un pas en z petit de l'ordre de 0.05 à 0.1 μm au maximum. L'étude des commutateurs de plusieurs centaines de μm de long sera donc gourmande en temps de calcul.

La FDBPM-3D que nous serons amenés à utiliser dans la suite repose sur un algorithme implicite qui consiste à résoudre l'équation de propagation en deux étapes successives, l'une résolvant en x et l'autre en y. La résolution de ces deux « demi-problèmes » revient à résoudre deux BPM-2D qui se ramène à la résolution de N+M systèmes tridiagonaux par la méthode du double balayage de Cholesky.

1.3.4 La modélisation électrique.

1.3.4.1 Généralités.

L'objectif de cette modélisation est d'obtenir un outil nous permettant de prévoir et d'optimiser le comportement électrique des commutateurs. Ce modèle physique doit donc prendre en compte la structure complète du composant aussi bien en terme de matériaux que de profils de dopages. De plus, il doit permettre d'étudier tous les types de polarisation (directe, indirecte).

Le modèle prend en compte de nombreux paramètres que l'on peut classer en trois catégories :

- Les paramètres intrinsèques aux matériaux (mobilités des porteurs, taux de générations / recombinaisons, champ hétéro-interfaces...).
- Les paramètres technologiques (densité des porteurs, la géométrie du composant...).
- Le circuit extérieur.

La géométrie axiale des structures étudiées, nous permet de considérer les composants comme des dispositifs unidimensionnels.

1.3.4.2 Le modèle Dérive-Diffusion.

La simulation des composants électroniques repose sur la résolution de l'équation de transport de Boltzman.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{q\vec{E}}{\hbar} \cdot \text{grad}_k(f) + \vec{v} \cdot \text{grad}_r(f) = \frac{\partial f}{\partial t} \quad (\text{II-23})$$

La résolution de cette équation peut se faire soit, par une approche microscopique basée sur une description du déplacement stochastique des porteurs, soit par une méthode macroscopique consistant à résoudre l'équation de Boltzman en approximant les temps de relaxations.

C'est cette deuxième méthode, beaucoup moins exigeante en temps de calcul, que nous avons utilisée. L'équation de Boltzman conduit à un système traduisant la conservation du nombre de porteurs, de l'énergie et de la quantité de mouvement.

L'étude de notre composant, une diode PIN fonctionnant en commutation, sera avec un modèle dérive diffusion. Ce modèle ne prend en compte que la conservation du nombre de porteurs et consiste à résoudre successivement les équations suivantes :

$$\checkmark \text{ Equation de Poisson : } \quad \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} = Nd - Na + p - n \quad (\text{II-24})$$

$$j_n = -nv_n = \mu_n \left(nE_x + \frac{\partial n}{\partial x} \right)$$

$$\checkmark \text{ Equations des courants : } \quad j_p = nv_p = \mu_p \left(pE_x - \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (\text{II-25})$$

$$j_t = j_n + j_p + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial x}$$

$$\checkmark \text{ Equations de continuité : } \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial j_n}{\partial x} + g - u \quad (\text{II-26})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial j_p}{\partial x} + g - u$$

avec :

$$E_x = -\frac{\partial V_x}{\partial x}$$

$$u = \frac{np - ni^2}{\tau_n(p + ni) + \tau_p(n + ni)}$$

Dans les équations précédentes, N_d , N_a , n et p sont respectivement les densités de donneurs, d'accepteurs, d'électrons libres et de trous. Tandis que V est le potentiel électrique et E le champ. Les j_n , j_p et j_t sont les flux de porteurs. g et u sont les taux de générations et de recombinaisons. Enfin nous avons μ_n et μ_p les mobilités des porteurs, v_n et v_p leurs vitesses et τ_n et τ_p leur temps de vie.

Comme on peut le voir dans ces équations, l'étude du problème électrique nécessite la connaissance de grandeurs physiques ($\mu(E)$, $v_n(E)$, $v_p(E)$, τ_n et τ_p) inaccessibles par l'expérience. Leurs valeurs sont issues de simulations Monte-Carlo ou de la littérature.

Comme pour les BPM, nous avons résolu ce système en utilisant le schéma des différences finies. La stabilité numérique du programme impose des limites aux pas de discrétisation. S'agissant d'un modèle temporel, on doit s'assurer, d'une part, que le pas temporel Δt reste inférieur au temps de relaxation diélectrique ($< \text{ps}$) et d'autre part qu'un porteur ne puisse pas se déplacer dans l'intervalle de temps Δt d'une distance supérieure à un Δx . Ces deux conditions de stabilité s'expriment ainsi :

$$\Delta t < \frac{\epsilon}{qNd_{\max}\mu_{\max}} \tag{II-27}$$

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} < \text{Max}(V_n^{\max}, V_p^{\max})$$

Typiquement les valeurs de dt et dx sont respectivement de l'ordre de 10^{-16} s et 10^{-3} μm . Les équations peuvent s'écrire sous la forme $AX=B$, A étant une matrice tridiagonale. Les équations sont résolues de façon successive suivant l'organigramme suivant :

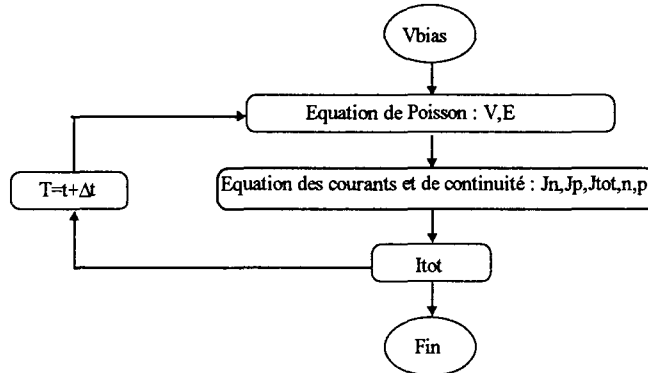


Figure 32: Principe du modèle dérive-diffusion.

L'algorithme nécessite une solution initiale correspondant à une solution proche de l'équilibre. La simulation d'une réponse à une excitation extérieure (pic de courant ou de tension) se fait à partir de l'état d'équilibre calculé avant.

Ce modèle initialement développé par Christophe Dalle pour l'étude de diodes à avalanche, s'est montré valable jusqu'à des fréquences de 94 GHz pour l'AsGa. Nous savons que pour le GaInAs, les effets non stationnaires interviennent beaucoup plus tôt, en dessous de 20 GHz. D'autre part, le modèle Dérive-Diffusion ne rend pas parfaitement compte des phénomènes de transport à travers les hétéro-interfaces. Toutefois, étant donné la lenteur de la commutation étudiée (< 1 GHz), nous nous satisferons de ces approximations.

L'étude de la commutation est spécifique et nécessite la prise en compte du circuit de commande. Le modèle que l'on a développé intègre ce dernier en résolvant une équation supplémentaire, l'équation de Kirchhoff (loi des mailles). Notre modèle nous permet donc d'optimiser, non seulement la structure de la diode, mais également le circuit de commande. On pourra, notamment, discuter le choix entre une commande en tension et une commande en courant.

2 Méthodologie.

Définir et optimiser un composant consiste à en déterminer tous les paramètres afin que ses performances soient les “meilleures”. Cela repose donc sur notre capacité à évaluer et à juger l’adéquation des performances du composant avec l’utilisation envisagée. Cette adéquation peut être jaugée par une simple mesure, par exemple les pertes du composant, ou faire appel à différentes notions telles que sa consommation, son encombrement ou encore la complexité de sa fabrication. Dans notre cas les paramètres sur lesquels nous pouvons agir sont multiples et peuvent être classés en deux catégories. D’une part les paramètres relatifs à la structure épitaxiale et d’autre part ceux relatifs à la géométrie du composant. D’une manière générale, lors des phases d’optimisation, nous influencerons sur tout ce qui est à notre disposition.

On le pressent bien, la conception et l’optimisation sont des étapes décisives dans la vie d’un produit quel qu’il soit. Elles influent tant sur sa qualité que sur son coût de fabrication et à terme sur sa rentabilité. Considérant le caractère stratégique de ces points, de nombreuses recherches sur l’optimisation ont été menées aboutissant à d’aussi nombreuses méthodes. On pourra notamment citer les suivantes :

- **La méthode dite empirique ou la méthode d’essais et d’erreurs** consiste à changer un paramètre à la fois et à étudier son influence. Cette technique devient rapidement inutilisable lorsque le nombre de paramètres augmente. En effet, le nombre d’essais suit la loi suivante :

$$N=a^p \text{ avec } a \text{ le nombre d’essais par paramètre et } p \text{ le nombre de paramètres.}$$

Ainsi un problème comportant 8 paramètres auxquels on fera prendre 3 valeurs, ce qui est un minimum, nécessitera 6561 essais si l’on veut étudier toutes les possibilités. Dans la pratique, le savoir de l’expérimentateur intervient beaucoup (ce qui, dans certain cas, réduit l’efficacité de la méthode) et l’on réduit de façon drastique le nombre d’essais de telle façon qu’à la suite d’une phase d’optimisation on est sûr d’avoir un bon produit mais pas d’avoir le “meilleur”.

- **La méthode stochastique** consiste à tirer au sort chaque paramètre dans un espace défini par l’expérimentateur. Cette technique consiste donc à balayer l’espace de façon aléatoire en autorisant la modification simultanée de tous les paramètres. Cette liberté supplémentaire nous permet d’appréhender l’existence d’interactions entre variables. Cette méthode nécessite un temps de calcul très important puisque plus on couvrira l’espace de recherche plus la probabilité d’avoir obtenu le ‘meilleur’ produit sera forte.
- Si la force de la méthode stochastique est de s’absoudre des à priori de l’expérimentateur, sa faiblesse est sans aucun doute son manque ‘d’intelligence’ illustré par le caractère systématique de son algorithme. Pour palier à ce défaut engendrant nombre d’essais inutiles, plusieurs solutions, souvent inspirées par l’observation de phénomènes naturels, ont été proposées pour orienter l’évolution des paramètres entre deux essais. Par exemple on peut citer, **la méthode de recuit simulé** (annealing technique en terminologie anglo-saxonne), consistant à effectuer des déplacements aléatoires dans

l'espace de recherche à partir du point initial. Si un déplacement améliore la qualité du produit, il est accepté avec une probabilité égale à 1, sinon il est accepté avec une probabilité $p=e^{-df/T}$ où T peut être assimilé à une température qui décroît avec le temps. On voit ici l'analogie avec un recuit ; en effet, en augmentant la température on autorise des mouvements importants des paramètres (en métallurgie : des atomes) qui permettent de visiter l'ensemble de l'espace de recherche en tendant vers des configurations améliorant la qualité du produit (en métallurgie : d'obtenir une configuration d'énergie minimale). Puis, en diminuant la température, la configuration se fige petit à petit jusqu'à obtenir la meilleure possible. Une autre technique inspirée de la nature, que nous développerons en détail dans les chapitres suivants, a attiré notre attention. Il s'agit des **méthodes évolutionnaires** parmi lesquelles on compte les algorithmes génétiques. Ici, il s'agit de simuler l'évolution d'une population à laquelle on applique des opérateurs génétiques tels que la mutation ou la reproduction et que l'on soumet à une sélection naturelle. De génération en génération la population évolue et s'adapte de mieux en mieux à l'environnement traduisant l'adéquation entre produit et utilisation. Ces méthodes nous permettent donc d'éviter un grand nombre d'essais qui n'amélioreraient pas les propriétés du produit à optimiser et ainsi de réduire le temps de calcul nécessaire à l'obtention d'un bon résultat.

Dans la suite nous présentons le développement et l'optimisation des composants réalisés à l'occasion de cette thèse. Dans un premier temps nous avons utilisé la méthode empirique, consistant à faire varier un à un les paramètres, pour définir la structure du guide optique ainsi que la géométrie des commutateurs TIR. Dans un second temps nous présentons une méthode de travail fondée sur le couplage de la BPM avec un algorithme génétique. Cette technique d'optimisation nous a permis d'une part d'améliorer encore les commutateurs TIR, et d'autre part de montrer leur efficacité en définissant directement la géométrie d'un autre composant fondé sur le couplage directionnel de modes appelé 'commutateur cascade' ou 'cascade switch'.

3 Définition du guide optique.

Dans cette section, nous présentons la définition de la structure épitaxiale et de la géométrie des guides optiques. Ceux-ci ont été définis pour obtenir une structure guidante monomode ayant un mode propre le moins elliptique possible et les dimensions les plus proches possible du mode issu d'une fibre monomode afin de réduire les pertes dues à l'adaptation de mode lors du couplage fibre-composant.

3.1 Etude modale

Trois programmes ont été développés pour cette étude :

- **Plano**, un logiciel de calcul analytique de mode et d'indice effectif permettant uniquement l'étude de structures tricouches.
- **Caline** (pour CALcul d'INDices Effectifs) est un logiciel de calcul numérique permettant de prendre en compte jusqu'à 15 couches. L'étude de structures plus complexes est alors possible.
- **M2D** (pour Mode 2D) permet le calcul immédiat de modes propres de structures guidantes 2D. Ce programme permet d'observer la forme exacte des modes.

Dans le chapitre précédent, une liste non exhaustive des types de guides existants a été présentée. Le compromis entre minimisation des pertes de propagation et complexité technologique nous a amené à choisir le type de guide représenté figure 32. Les paramètres à définir sont donc la structure épitaxiale (les épaisseurs des différentes couches et le type de quaternaire constituant la couche guidante) et les paramètres géométriques du guide (largeur et hauteur du ruban).

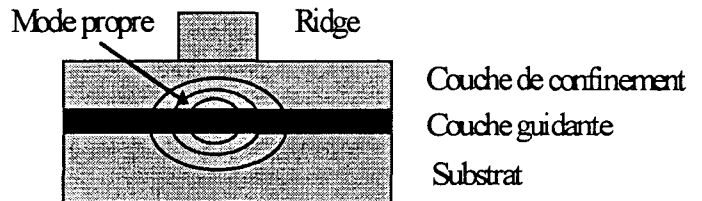


Figure 32: Guide chargé.

3.1.1 Le choix des matériaux.

La littérature nous montre que les guides optiques intégrés sont usuellement fabriqués, en fonction de leurs applications, en verre, en polymères, en LiNbO_3 ou dans les matériaux de la filière GaAs/GaAlAs ou InP/InGaAsP. Seuls les matériaux III-V permettent d'envisager leur intégration avec des composants actifs tels que des lasers, des amplificateurs ou des photodiodes. Afin de se réserver la possibilité de compenser les pertes du système de commutation par l'intégration sur la même puce d'amplificateurs à semi-conducteurs, nous nous sommes orientés vers les matériaux de la filière InP. En effet, ce sont les seuls matériaux disponibles à l'IEMN nous permettant d'envisager l'amplification à $1.55 \mu\text{m}$.

Matériaux	Indice de réfraction à 1.55 μm	Références
InP	3.17	[I17]
InGaAs	3.57-0.086i	[I18]
InGaAsP 1.1	3.282	[I19]
InGaAsP 1.15	3.315	[I19]
InGaAsP 1.2	3.35	[I19]
InGaAsP 1.25	3.38	[I19]
InGaAsP 1.3	3.41	[I19]
Au	0.18-8.48i	[I20]
Pt	4.50-6.77i	[I20]
Ti	3.70-3.58i	[I20]

Tableau 4: Données matériaux utilisés dans la suite de la thèse.

L'InGaAs étant absorbant à 1.55 μm , le cœur du guide sera nécessairement composé de quaternaire InGaAsP. Afin de nous aider à sélectionner celui qui nous permettra d'obtenir le mode le plus proche de celui d'une fibre monomode, nous avons considéré le cas d'un guide plan constitué d'un cœur en InGaAsP et de deux zones de confinement infinies en InP. Le graphique suivant présente la variation de l'indice effectif vertical en fonction de l'épaisseur et du type de quaternaire utilisé. Les droites verticales identifient les épaisseurs de coupure du mode TE1 en fonction des divers quaternaires envisagés. La structure recherchée étant monomode, ces droites définissent les épaisseurs limites de la couche guidante pour les divers quaternaires. Notre volonté d'obtenir un mode le moins elliptique possible nous pousse à réduire le confinement vertical et donc à préférer un quaternaire de composition proche de l'InP. Le quaternaire 1.15 sera utilisé par la suite. L'épaisseur de coupure du second mode est de 0.9 μm .

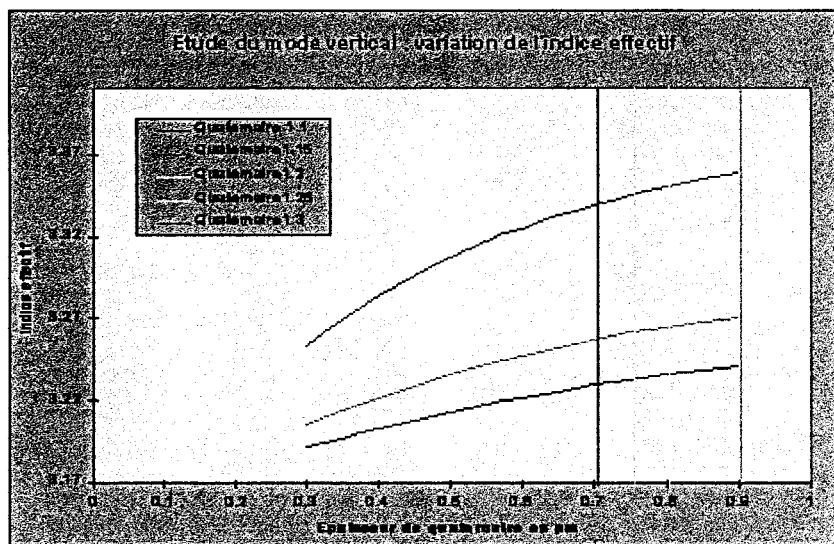


Figure 33: Indices effectifs d'une structure InP/Quaternaire/InP.

Le calcul de l'intégrale de recouvrement entre un faisceau incident issu d'une fibre approximé par une Gaussienne de diamètre 9 μm et le mode propre de la structure caractérisée par une épaisseur de guide et

une épaisseur de zone de confinement nous montre que le meilleur recouvrement sera obtenu en minimisant l'épaisseur du cœur du guide optique.

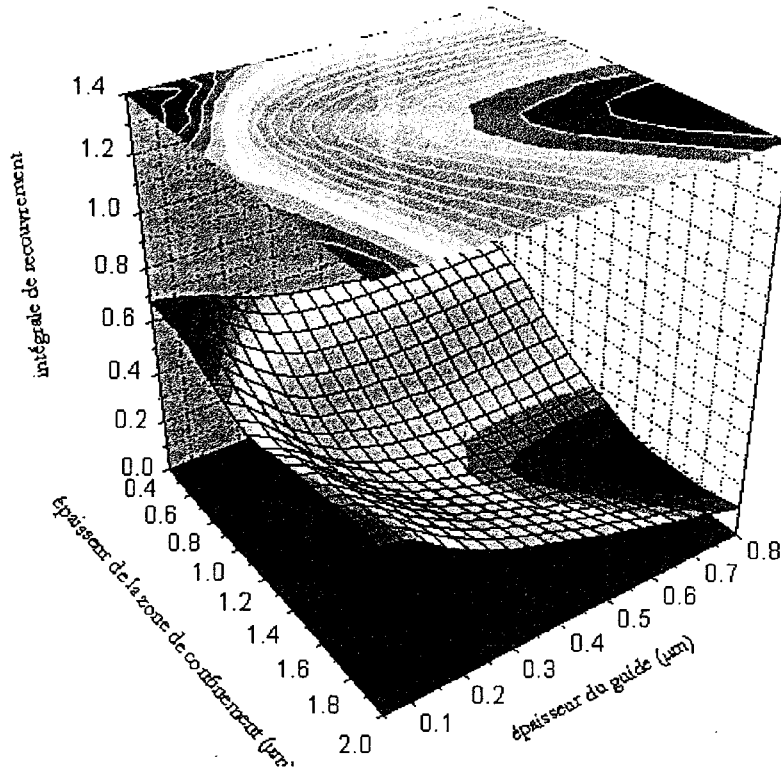


Figure 34: Intégrale de recouvrement.

Les graphiques 36 et 37 représentent les modes calculés par Plano pour une épaisseur de quaternaire de 0.2 et 0.8 μm .

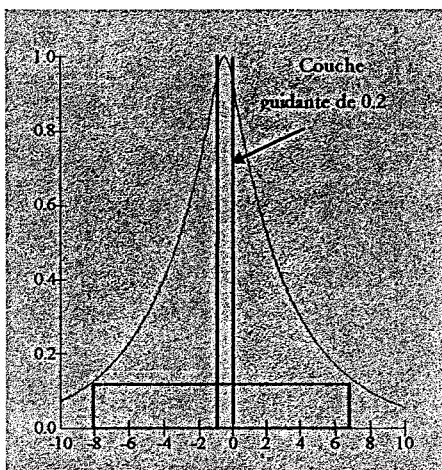


Figure 35 : Mode vertical pour une épaisseur de guide de 0.2 μm

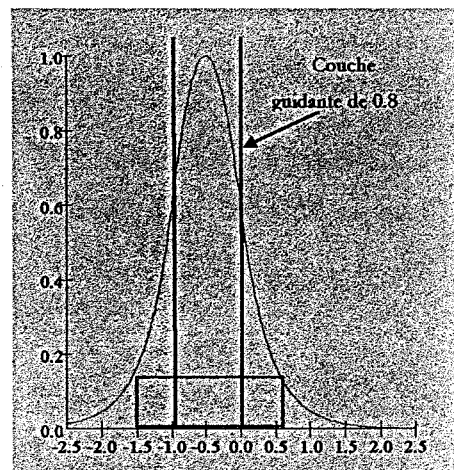


Figure 36: Mode vertical pour une épaisseur de guide de 0.8 μm .

Les droites verticales délimitent le guide, les abscisses sont graduées en x/d , d étant l'épaisseur du guide. Le guide d'une épaisseur de 0.2 μm a un mode propre d'une largeur de 3 μm en $1/e^2$. Le guide d'une épaisseur de 0.8 μm a un mode propre d'une largeur de 1.8 μm .

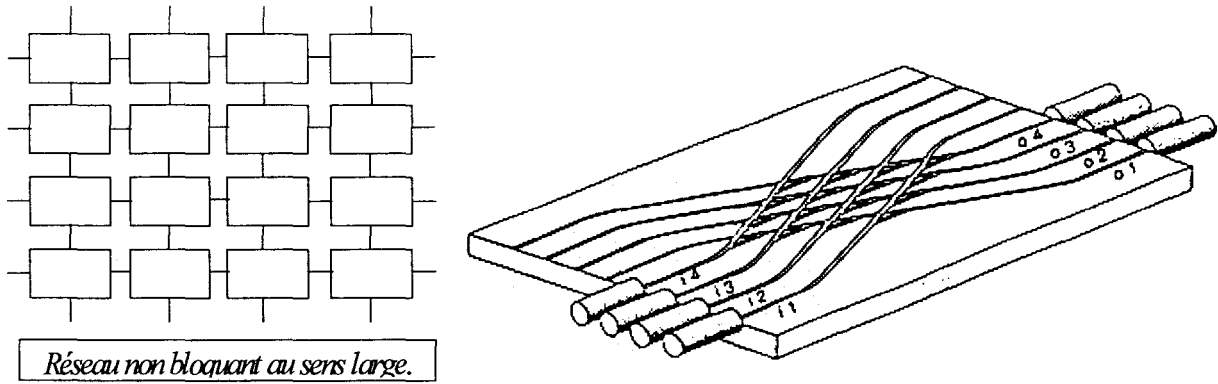


Figure 30: Architecture crossbar de la matrice d'Hitachi.

5.4 Synthèse des performances..

Les applications potentielles de ces matrices étant très étendues, notamment dans le domaine des télécoms, de nombreuses réalisations ont été publiées. Le tableau suivant résume les propriétés de quelques-unes de ces matrices dont les trois présentées en détail dans ce chapitre.

Fabricant	Année	Type	Taille	Matériau	L	V _C	I _C	I _A	Gain	C.	Ref
ALCATEL	94	DOS	4*4	InP/InGaAsP	20			30	-15	-16	[D12]
ALCATEL	93	DOS	4*4	InP/InGaAsP	20			30	-15	-12.6	[D17]
THOMSON	93	EODC	2*2	InP/InGaAsP	12		2	140	2	-17	[D4]
HITACHI	93	COSTA	2*2	InP/InGaAsP	5.8		80	250	1	**	[D7]
HITACHI	94	COSTA	4*4	InP/InGaAsP	11.8		50	250	3	**	[D8]
	92	SOA	2*2	InP/InGaAsP	1.2		50		-6	**	[D9]
ERICSON	92	SOA	4*4	InP/InGaAsP	7		50		0-5	-40	[D11]
NEC	93	EODC	4*4	AsGa/AlGaAs	17				-1.6		[C1]
NEC	92	EODC	8*8	AsGa/AlGaAs	26.5	22			-8.7	-21	[C5]
NEC	90-91	EODC	4*4	AsGa/AlGaAs	15	22			-10.8	-21	[C3] [C7] [B2]
	94	EODC	32*32	LiNbO ₃	62.5	24			-18		[D20]
	88	EODC	8*8	LiNbO ₃	66	26			-5.5	-20	[D21]

avec:

L= longueur du commutateur, * longueur de couplage.

I_C = intensité de commande en mA

I_A = intensité de commande de l'amplificateur en mA.

V_C = tension de commande en V

C = crosstalk onde TE en dB

** la diaphonie n'est pas mesurable.

Ce tableau nous permet de situer l'état de l'art des matrices aux alentours de 15 dB de pertes, une diaphonie de -15 à -20 dB et une consommation de quelques dizaines de mA.

La définition de la largeur et de la hauteur du ruban est le résultat de l'étude du mode Horizontal de notre guide. En effet, les indices effectifs variant avec l'épaisseur de la couche de confinement, plus le ruban sera haut plus le confinement latéral sera important.

Dans le cas d'une épitaxie comportant une couche de quaternaire 1.15 de 0.2 μm , le mode vertical ayant une largeur de 3 μm , on a défini la hauteur de ruban à 2 μm pour des raisons technologiques. Il reste à définir la largeur du ruban et l'épaisseur de la couche de confinement sur les côtés.

La courbe suivante représente la variation d'indice effectif vertical en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement.

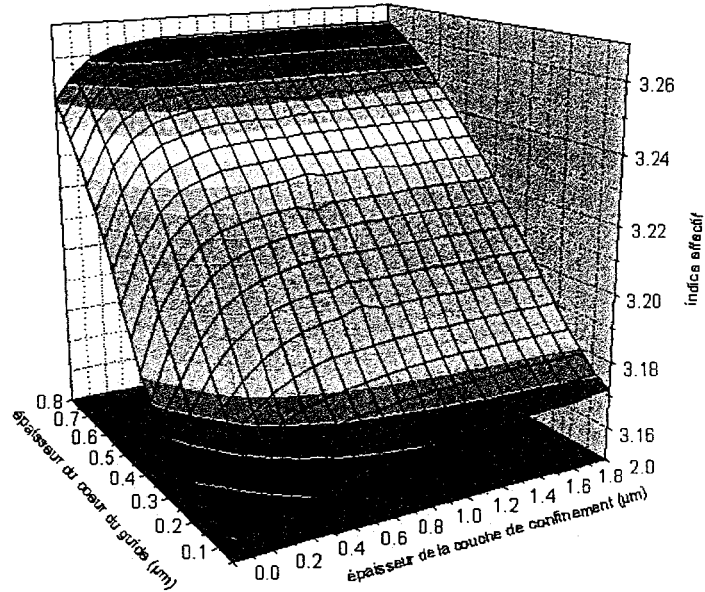


Figure 37: Etude modale; calcul des indices effectifs verticaux.

A partir de ces données nous avons appliqué la méthode des indices effectifs pour calculer les modes propres horizontaux du guide puis leur recouvrement avec le faisceau issu de la fibre.

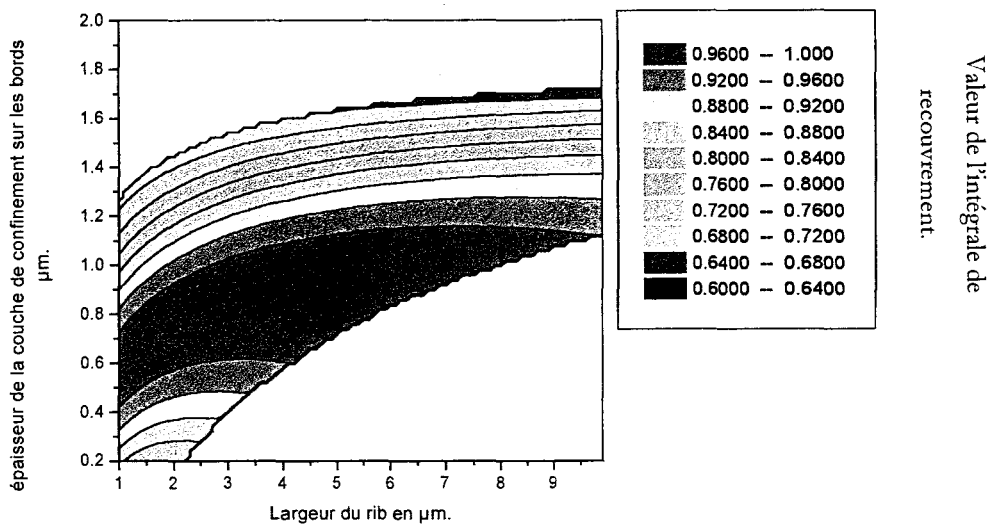


Figure 38: Recouvrement entre le mode du guide et le mode issu d'une fibre monomode.

Pour obtenir un bon recouvrement (entre 96 et 100 %) nous devons nous situer dans la zone rouge du graphique. Compte tenu des difficultés technologiques que nous rencontrerons lors de la fabrication des composants et notre souci de limiter leur consommation électrique et donc la largeur des électrodes à venir, une valeur intermédiaire de $4\ \mu\text{m}$ pour la largeur du ruban nous semble correcte. La gravure sera telle que la hauteur de la couche de confinement latéral sera de $0.6\ \mu\text{m}$. On obtiendra donc la structure et son mode propre suivants, caractérisés par un indice effectif horizontal de 3.189.

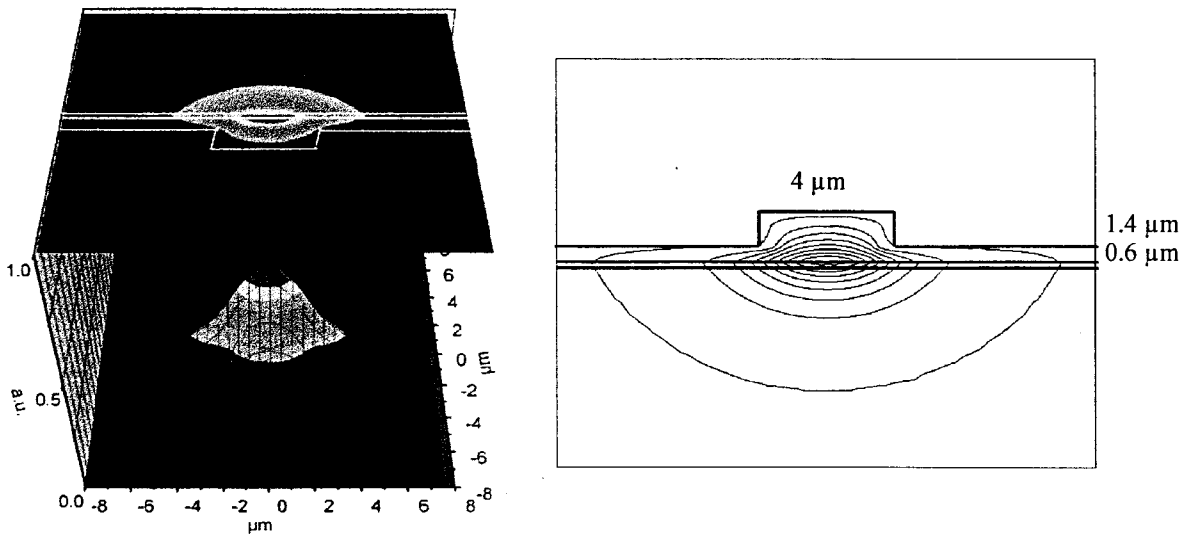


Figure 39: Mode propre TE0 de la structure définie précédemment.

On remarque que la lumière ne rentre que très faiblement en contact avec les flancs du ruban. Cette spécificité permet de limiter les pertes de propagations dues à la diffusion surfacique de la lumière sur les rugosités dues à la gravure.

3.1.2 Conclusion de l'étude modale.

Cette étude nous a permis de définir le quaternaire que nous allons utiliser, ainsi que les paramètres géométriques de notre guide. L'étape suivante consiste à vérifier nos résultats en simulant la propagation de la lumière dans le guide grâce aux logiciels de BPM. Outre cet aspect, la BPM nous permettra de vérifier le fonctionnement du commutateur et l'influence de diverses imperfections (positionnement des miroirs, de la fibre d'injection...). De plus, ces simulations nous donneront accès à des aspects quantitatifs tels que les pertes engendrées par notre composant.

3.2 Simulation de la propagation de la lumière.

3.2.1 L'injection de la lumière.

L'un des points critiques pour l'optique intégrée est l'injection de la lumière. Le problème revient à coupler une fibre monomode dont le mode circulaire a un diamètre de $9\ \mu\text{m}$ avec une structure guidante

dont le mode est elliptique et dont les dimensions sont $9\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$. Ces dimensions de l'ordre de la longueur d'onde du faisceau lumineux ($1.55\ \mu\text{m}$) induisent, entre autres, des problèmes de diffraction.

Les simulations présentées ci-dessous, illustrent le couplage d'une fibre monomode avec nos guides. S'agissant d'une approche bi-dimensionnelle, l'étude complète du problème nécessite deux simulations. La première, verticale, montre bien les phénomènes de diffraction ainsi que le confinement vertical de la lumière. On observe des réflexions successives sur l'interface InP/air. Ces dernières sont sources de pertes de propagations supplémentaires. La seconde, horizontale, illustre le confinement latéral du guide. La lumière s'adapte très rapidement au mode du guide.

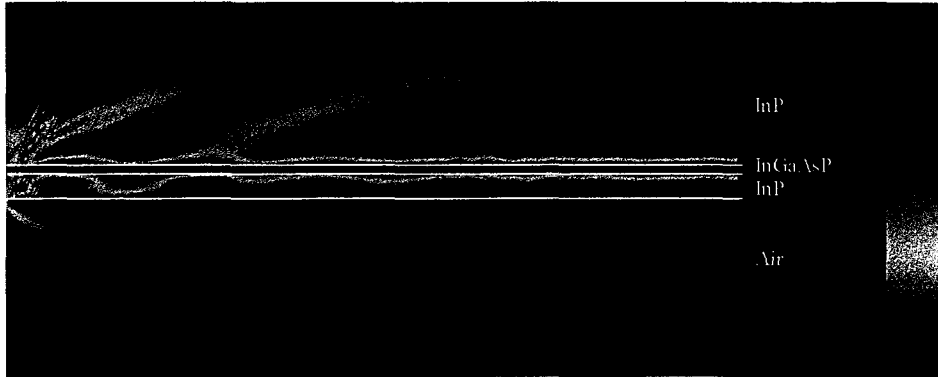


Figure 40: Injection fibre-guide, BPM verticale, fenêtre de calcul $10\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$.

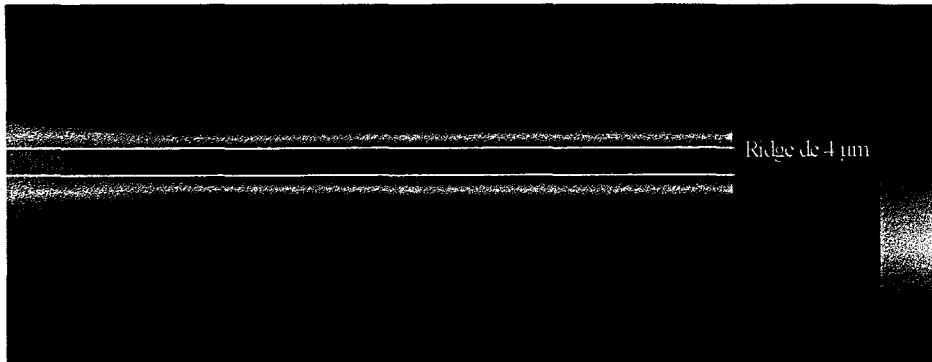
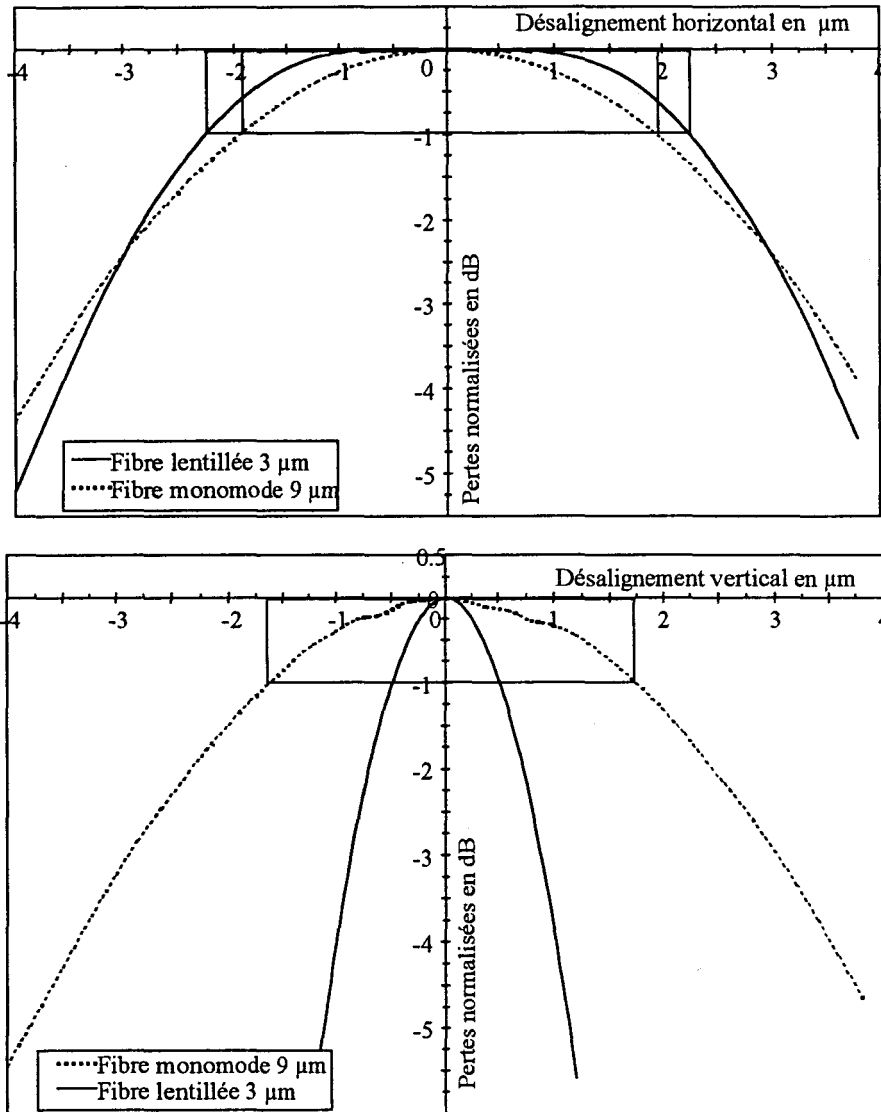


Figure 41: Injection fibre-guide, BPM horizontale, fenêtre de calcul $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$.

Le caractère guidant de la structure est vérifié, les pertes d'injection depuis une fibre monomode vers le composant sont de l'ordre de 6 dB. L'utilisation d'une fibre lentillée associée à un traitement antiréflexion des surfaces permettrait de réduire ces pertes à moins de 3 dB.

Comme cela a déjà été dit, la BPM nous donne accès à des données quantitatives. Il est donc intéressant d'étudier l'influence d'imperfections de montage telles que l'alignement de la fibre et du guide. Cette étude nous donnera ainsi une idée de la sensibilité du dispositif à ce paramètre.

Les courbes qui suivent nous donnent les pertes du guide dues aux désalignements de la fibre. On observe que l'alignement vertical est plus critique que l'horizontal. Cependant, on considérera que la précision de positionnement devra être de l'ordre de +/- 1 μm dans les deux directions. Ceci devrait induire des pertes supplémentaires inférieures à 0.5 dB.



*L'axe des ordonnées est normé par rapport aux pertes lorsque la fibre est bien alignée.

Figure 42: Pertes dues aux mauvais alignement de la fibre d'injection.

Cette étude montre que l'utilisation de fibres monomodes induit un couplage faible et une certaine liberté pour l'alignement alors que l'utilisation de fibres lentillées, si elle permet d'améliorer grandement le couplage, est très sensible à l'alignement.

3.2.2 La propagation dans les guides courbes.

Les guides assurent la connexion entre les composants. Ils doivent donc être capables de changer la direction de propagation du faisceau lumineux. Deux options sont envisageables. La première, consiste à

courber les guides afin de faire varier lentement la direction de propagation. La seconde option consiste à utiliser des micro-miroirs intégrés. Le changement de direction se fait alors de façon brutale.

Chacune de ces solutions a ses avantages et ses inconvénients. Les guides courbes peuvent induire de très faibles pertes mais réduisent les possibilités d'intégration étant donnés les rayons de courbures nécessaires (plusieurs millimètres). Les micro-miroirs sont petits (typiquement $30 \times 30 \mu\text{m}$) mais induisent des pertes de l'ordre de 1 dB pour une réflexion à 90° . Dans les premières réalisations technologiques visant à tester la faisabilité des Commutateurs TIR, le guidage de la lumière vers la zone de réflexion se fait par des guides courbes.

La propagation à travers ces guides courbes peut se décrire simplement par l'optique géométrique. Les faisceaux de lumière seront guidés tant que leur angle d'incidence avec le bord du guide sera inférieur à l'angle critique dépendant du contraste d'indice entre le guide et la région voisine. Cette condition peut être respectée soit en augmentant le confinement ce qui permet d'augmenter l'angle critique, soit en augmentant le rayon de courbure ce qui permet de rester en dessous de l'angle critique. La structure du guide ayant été optimisée pour avoir le meilleur couplage fibre/guide possible le seul paramètre à notre disposition est le rayon de courbure. La figure suivante nous montre l'évolution des pertes en fonction de ce paramètre.

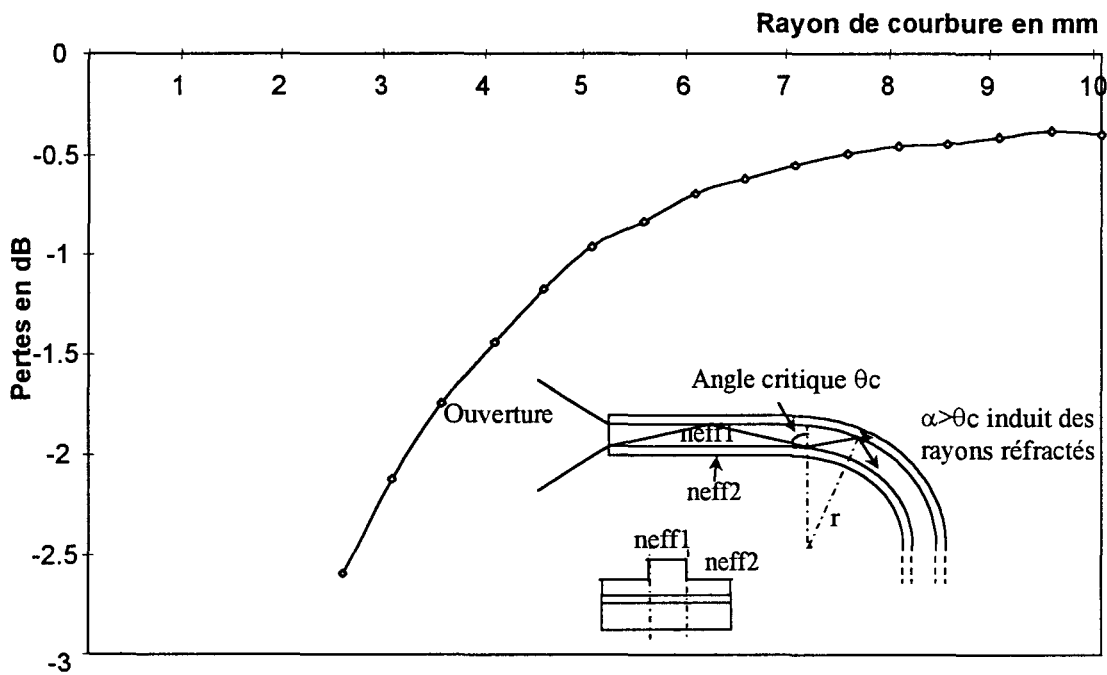


Figure 43: Variation des pertes en fonction du rayon de courbure du guide.

Les guides simulés sont constitués d'une fraction rectiligne de $200 \mu\text{m}$ et d'un arc de cercle couvrant un angle de 6° . Il s'avère que le minimum de perte est de l'ordre de 0.2 dB pour un rayon de courbure supérieur ou égal à 10 mm. Ces pertes sont dues au fait que le mode propre de la section droite du guide

n'est pas exactement le même que celui de la section courbe ; le recouvrement entre ces modes n'est donc pas parfait ce qui induit des pertes indépendantes du rayon de courbure. Etant concerné par 'l'intégrabilité' de notre composant, nous cherchons à en réduire les dimensions, un rayon de courbure de 10 mm nous semble donc un bon compromis. La réduction de la taille de la matrice n'étant pas une de nos priorité absolue dans un premier temps, nous n'avons pas envisager d'utiliser des guides à fort confinement comme cela a pu être proposé ailleurs [B18] [I1].

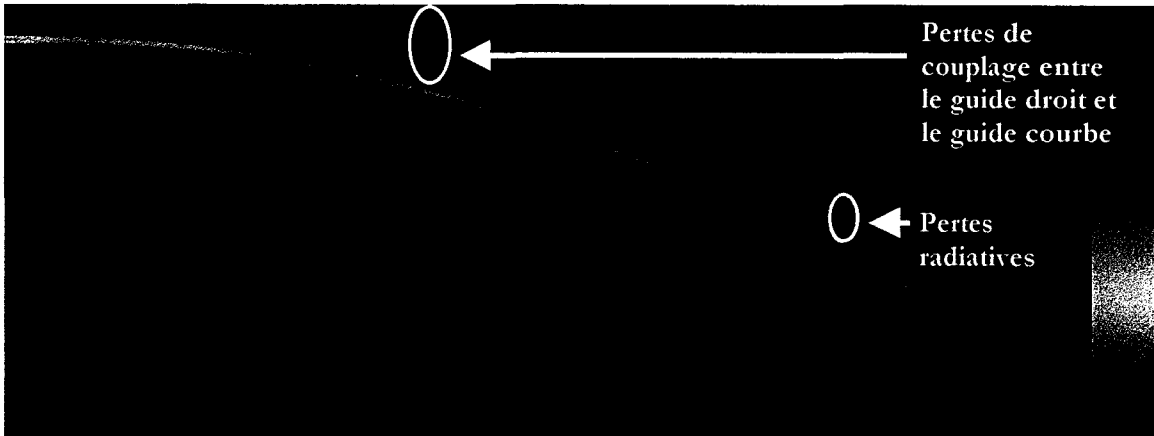


Figure 44: Simulation BPM du guide courbe. rayon de courbure=10 mm Fenêtre de calcul 150 μm *1 mm. pertes 0.3dB.

4 Définition du commutateur TIR.

Maintenant que les guides sont définis, tant d'un point de vue épitaxial que topologique, il est temps de s'intéresser au commutateur. Dans ce chapitre, après une étude des phénomènes de réflexion totale qui valide l'utilisation de la BPM pour l'étude de tels composants, nous exposons la conception et l'optimisation du commutateur.

4.1 La réflexion.

Le principe même des commutateurs TIR repose sur la réflexion totale. La section qui suit est constituée d'un rappel sur la réflexion et les conditions pour obtenir une réflexion totale. On retrouve par un raisonnement simple les lois de Snell-Descartes. La dernière partie concerne l'effet Goos-Hänchen [I13] [I14] et a donné lieu à une confrontation théorie/simulation qui a permis de démontrer la validité de notre modèle pour l'étude de telles structures. Nous avons montré que la BPM rend compte naturellement de l'effet Goos-Hänchen.

4.1.1 Généralités.

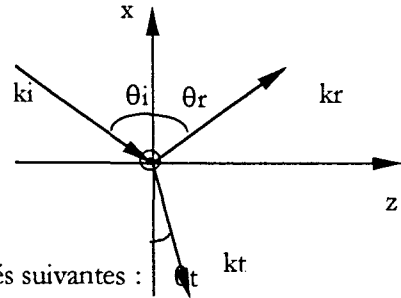
Lorsqu'un faisceau de lumière, se propageant dans un milieu donné, rencontre une interface, une partie de l'énergie incidente est transmise tandis qu'une autre est réfléchi. Considérant l'incidence d'une onde plane sur une interface on exprime les champs incident, réfléchi et transmis ainsi :

$$\begin{aligned} E_i &= A_i e^{-jk_i r} \\ E_r &= A_r e^{-jk_r r} \\ E_t &= A_t e^{-jk_t r} \end{aligned} \quad (\text{II-28})$$

avec $A_{i,r,t}$ les amplitudes et $k_{i,r,t}$ les vecteurs d'ondes respectivement de l'onde incidente, réfléchi et diffractée.

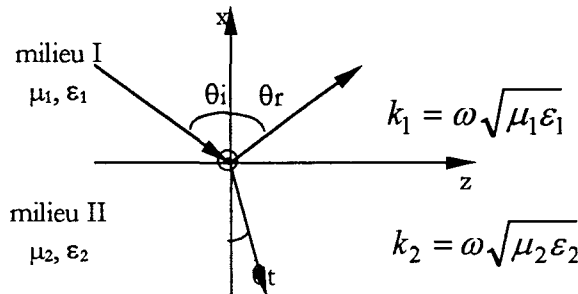
Les conditions de continuité à l'interface imposent, dans le référentiel défini par le graphique, la relation d'égalité suivante :

$$E_i(0^+, y, z)_{\tan} + E_r(0^+, y, z)_{\tan} = E_t(0^-, y, z)_{\tan} \quad (\text{II-29})$$



La seule solution non triviale à cette équation impose les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} k_i^y &= k_r^y = k_t^y = k_y \\ k_i^z &= k_r^z = k_t^z = k_z \end{aligned} \quad (\text{II-30})$$



Ce qui implique que les ondes incidente, réfléchi et transmise sont dans le même plan.

Les vecteurs d'onde de chacun des faisceaux s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \vec{k}_i &= \begin{pmatrix} -k_i^x \\ k_i^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -k_1 \cos(\theta_i) \\ k_1 \sin(\theta_i) \end{pmatrix} \\ \vec{k}_r &= \begin{pmatrix} k_r^x \\ k_r^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_1 \cos(\theta_r) \\ k_1 \sin(\theta_r) \end{pmatrix} \\ \vec{k}_t &= \begin{pmatrix} -k_t^x \\ k_t^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -k_2 \cos(\theta_t) \\ k_2 \sin(\theta_t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II-31})$$

En identifiant ces expressions aux égalités (II-30), on retrouve les lois de Snell-Descartes :

$$\begin{aligned} \sin(\theta_i) &= \sin(\theta_r) \\ k_1 \sin(\theta_i) &= k_2 \sin(\theta_t) \end{aligned} \quad (\text{II-32})$$

L'angle de transmission s'exprime alors ainsi :

$$\sin(\theta_t) = \sin(\theta_i) \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \quad (\text{II-33})$$

Cette équation n'admet de solutions que si le second membre de l'égalité est inférieur à 1. Ce qui se traduit par deux cas :

- Soit $\epsilon_2 > \epsilon_1$ on a une solution quel que soit θ_i .
- Soit $\epsilon_2 < \epsilon_1$ il existe un angle critique θ_c défini par le rapport k_1/k_2 , au-delà duquel on a une réflexion totale.

On démontre facilement que, pour un angle d'incidence supérieur à l'angle critique, le vecteur d'onde de l'onde transmise est imaginaire, le faisceau transmis est donc évanescent.

4.1.2 Calcul des coefficients de réflexion et de transmission.

La démonstration précédente nous a permis de rassembler un nombre important de renseignements qualitatifs sur les caractéristiques des ondes transmises et réfléchies. On se propose, maintenant, d'évaluer l'amplitude de ces différents faisceaux. On définit des coefficients de réflexion et de transmission R et T.

$$\begin{aligned} A_r &= RA_i \\ A_t &= TA_i \end{aligned} \quad (\text{II-34})$$

Dans la suite, on pose $A_i=1$, d'où

$$\begin{aligned} E_i &= e^{jk_i^x} e^{-jk_z z} \\ E_r &= R e^{-jk_i^x} e^{-jk_z z} \\ E_t &= T e^{jk_i^x} e^{-jk_z z} \end{aligned} \quad (\text{II-35})$$

Le champ magnétique se déduit du champ électrique par l'équation suivante.

$$\vec{H} = \frac{1}{\omega\mu} \vec{k} \wedge \vec{E} \quad (\text{II-36})$$

D'où l'expression de H_i :

$$\begin{aligned} \vec{H}_i &= \frac{1}{\omega\mu_1} \vec{k}_i \wedge \vec{E}_i \\ \vec{H}_i &= \frac{1}{\omega\mu_1} \begin{pmatrix} -k_i \\ 0 \\ k_z \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ e^{jk_i^x} e^{-jk_z z} \\ 0 \end{pmatrix} \\ \vec{H}_i &= \frac{1}{\omega\mu_1} \begin{pmatrix} -k_i \\ 0 \\ -k_z \end{pmatrix} e^{jk_i^x} e^{-jk_z z} \end{aligned} \quad (\text{II-37})$$

De même, on obtient les expressions de H_r et H_t :

$$\vec{H}_r = \frac{1}{\omega\mu_1} \begin{pmatrix} -k_r \\ 0 \\ k_z \end{pmatrix} e^{-jk_r^x x} e^{-jk_z z}$$

$$\vec{H}_t = \frac{1}{\omega\mu_2} \begin{pmatrix} -k_t \\ 0 \\ -k_z \end{pmatrix} e^{jk_t^x x} e^{-jk_z z}$$
(II-38)

La conservation du champ magnétique s'écrit : $H_i = H_r + H_t$, ce qui, avec $k_{ix} = k_{rx}$, induit l'égalité suivante :

$$1 - R = \frac{k_t^x \mu_1}{k_i^x \mu_2} T$$
(II-39)

d'autre part, on a par définition :

$$1 + R = T$$
(II-40)

La résolution du système constitué de ces deux dernières équations nous amène aux expressions suivantes :

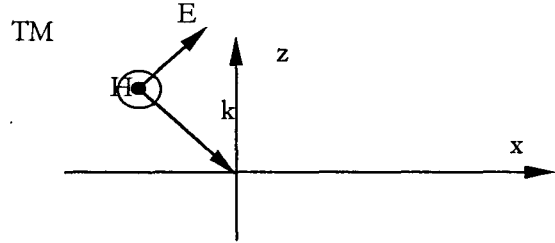
$$R^{TE} = \frac{1 - \frac{\mu_1 k_i^x}{\mu_2 k_t^x}}{1 + \frac{\mu_1 k_i^x}{\mu_2 k_t^x}}$$

$$T^{TE} = \frac{2}{1 + \frac{\mu_1 k_i^x}{\mu_2 k_t^x}}$$
(II-41)

Les mêmes calculs conduisent aux expressions suivantes pour le mode TM :

$$R^{TM} = \frac{1 - \frac{\varepsilon_1 k_i^x}{\varepsilon_2 k_t^x}}{1 + \frac{\varepsilon_1 k_i^x}{\varepsilon_2 k_t^x}}$$

$$T^{TM} = \frac{2}{1 + \frac{\varepsilon_1 k_i^x}{\varepsilon_2 k_t^x}}$$
(II-42)



4.1.3 La réflexion totale.

On se trouve dans un cas de réflexion totale lorsque l'amplitude de l'onde transmise est nulle, comme nous l'avons vu, ce cas se produit lorsque l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique. En effet, dans ce cas on peut écrire le vecteur d'onde du faisceau transmis k_t comme suit :

$$k_2^2 = k_i^x{}^2 + k_t^z{}^2$$

$$\Leftrightarrow k_t^z = \sqrt{k_2^2 - k_i^x{}^2}$$

$$\Leftrightarrow k_t^z = \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2(\theta_i)}$$
(II-43)

On a $\sin(\theta_i) > k_2/k_1$ d'où :

$$\begin{aligned} k_i^x &= -j\sqrt{k_1^2 \sin^2(\theta_i) - k_2^2} \\ k_i^x &= -j\alpha_i^x \end{aligned} \quad (\text{II-44})$$

Le coefficient de réflexion totale devient donc complexe :

$$\begin{aligned} R^{TE} &= \frac{1 + j \frac{\alpha_i^x}{k_i^x}}{1 - j \frac{\alpha_i^x}{k_i^x}} \\ R^{TM} &= \frac{1 + j \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{\alpha_i^x}{k_i^x}}{1 - j \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{\alpha_i^x}{k_i^x}} \end{aligned} \quad (\text{II-45})$$

La notation exponentielle nous permet de simplifier l'écriture de ces coefficients :

$$\begin{aligned} R^{TE} &= e^{-j\phi^{TE}} \rightarrow \phi^{TE} = 2 \tan^{-1} \frac{\alpha_i^x}{k_i^x} \\ R^{TM} &= e^{-j\phi^{TM}} \rightarrow \phi^{TM} = 2 \tan^{-1} \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{\alpha_i^x}{k_i^x} \end{aligned} \quad (\text{II-46})$$

avec :

$$\frac{\alpha_i^x}{k_i^x} = \frac{\sqrt{\sin^2(\theta_i) - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}}{\cos(\theta_i)}$$

4.1.4 L'effet GOOS-HÄNCHEN.

Tout ce qui précède concerne la réflexion d'une onde plane. Un faisceau collimaté de largeur finie peut être défini soit comme étant le produit d'une onde plane avec une enveloppe, soit comme étant la superposition de nombreuses ondes planes.

$$\begin{aligned} E &= \hat{y} e^{jk_x x} e^{-jk_z z} * W(x, z) \\ E &= \hat{y} \int_{-\infty}^{+\infty} E(k_x) e^{jk_x x} e^{-jk_z z} dk_x \end{aligned} \quad (\text{II-47})$$

L'intégration de l'équation (II-47) nécessite un changement de variable visant à centrer le faisceau incident en $k_x=0$. On pose donc $k_x = k_x - k_{x0}$.

D'autre part la composante k_z du vecteur d'onde de l'onde incidente varie en fonction de k_x :

$$\begin{aligned}
 k^2 &= k_x^2 + k_z^2 \\
 \Leftrightarrow k_z &= \sqrt{k^2 - k_x^2} \\
 \Leftrightarrow k_z &= \sqrt{(k^2 - k_{x0}^2) - 2k_{x0}k'_x + k_x'^2} \\
 \Leftrightarrow k_z &= k_{z0} \sqrt{1 - 2 \frac{k_{x0} k'_x}{k_{z0} k_{z0}} + \left(\frac{k'_x}{k_{z0}}\right)^2}
 \end{aligned} \tag{II-48}$$

avec

$$\begin{aligned}
 k_{z0} &= \sqrt{k^2 - k_{x0}^2} \\
 \Rightarrow k_z &\cong k_{z0} \sqrt{1 - 2 \frac{k_{x0} k'_x}{k_{z0} k_{z0}}} \cong k_{z0} \left(1 - \frac{k_{x0} k'_x}{k_{z0} k_{z0}}\right)
 \end{aligned}$$

On retrouve ainsi l'expression de k'_z et l'expression du faisceau collimaté :

$$\begin{aligned}
 k'_z &= k_{z0} - k_z \\
 \Leftrightarrow k'_z &= -\frac{k'_x k_{x0}}{k_{z0}} \\
 \text{d'où} &
 \end{aligned} \tag{II-49}$$

$$E_i = \hat{y} e^{jk_{x0}x} e^{-jk_{z0}z} \int_{-\infty}^{+\infty} E(k_{x0} + k'_x) e^{jk'_x x} e^{-jk'_z z} dk'_x$$

On retrouve le produit d'une onde plane avec une enveloppe W . Par identification on obtient :

$$W(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(k_{x0} + k'_x) e^{jk'_x x} e^{-jk'_z z} dk'_x \tag{II-50}$$

L'amplitude du faisceau réfléchi se déduit de celle du faisceau incident en lui appliquant le coefficient de réflexion R , calculé précédemment. Le rayon réfléchi est constitué de la somme des ondes planes provenant de la réflexion des ondes planes incidentes.

Dans le cas de la réflexion totale, on considère que le module de R est égal à 1. On a donc :

$$\begin{aligned}
 R(k_{x0} + k'_x) &= |R| e^{j\phi(k_{x0} + k'_x)} = e^{j\phi(k_{x0} + k'_x)} \\
 \text{avec} & \\
 \phi(k_{x0}) &= 2 \tan\left(\frac{\alpha_{Tx}}{k'_x}\right) \Rightarrow \phi(k_{x0} + k'_x) = \phi(k_{x0}) + k'_x \left. \frac{\partial \phi}{\partial k'_x} \right|_{k'_x=0}
 \end{aligned} \tag{II-51}$$

On obtient donc l'expression du faisceau réfléchi :

$$\begin{aligned}
 E_r &= RE_i = \hat{y} e^{jk_{x0}x} e^{-jk_{z0}z} e^{-j\phi(k_{x0})} \int_{-\infty}^{+\infty} E(k_{x0} + k'_x) e^{jk'_x x} e^{-jk'_z z} e^{-jk'_x \left. \frac{\partial \phi}{\partial k'_x} \right|_{k'_x=0}} dk'_x \\
 \Leftrightarrow E_r &= \hat{y} e^{jk_{x0}x} e^{-jk_{z0}z} e^{-j\phi(k_{x0})} W \left(- \left(x + \left. \frac{\partial \phi}{\partial k'_x} \right|_{k'_x=0} \right), z \right)
 \end{aligned} \tag{II-52}$$

L'équation (II-52) nous montre que le fait de considérer un faisceau collimaté et non une onde plane, introduit un déphasage dans l'expression du champ réfléchi. Ce dernier traduit une translation du faisceau

selon x d'une quantité $\frac{\partial \phi}{\partial k_x'} \Big|_{k_x'=0}$ sous l'interface. Cette translation se manifeste également par un décalage

selon z, $\Delta z = -\frac{\partial \phi}{\partial k_x'} \Big|_{k_x'=0} \tan(\theta_i)$.

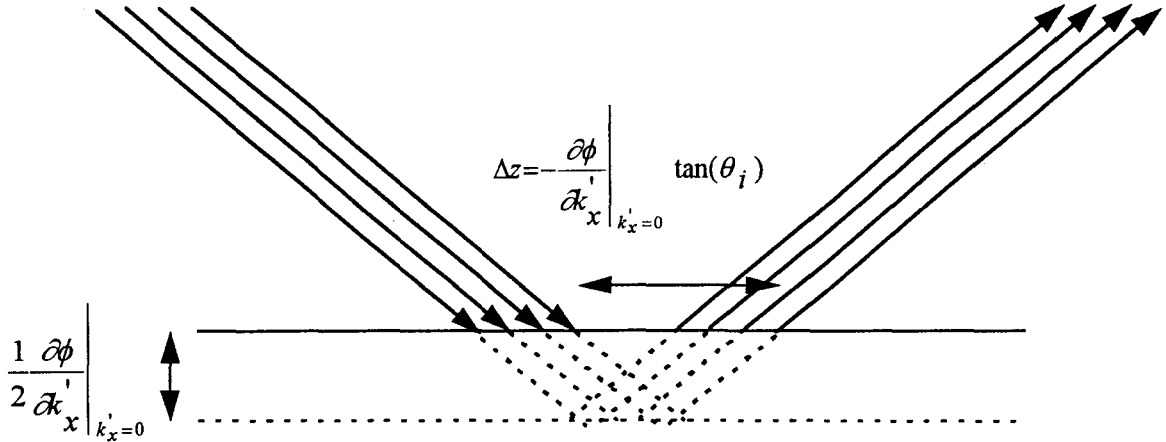


Figure 45: Illustration de l'effet GOOS-HÄNCHEN.

Ce phénomène est la manifestation de l'effet Goos-Hänchen. En reprenant l'expression de ϕ définie précédemment, on obtient une expression de la profondeur de pénétration du faisceau.

$$\begin{aligned}
 d &= -\frac{1}{2} \frac{\partial \tan\left(\frac{\alpha_f^x}{k_x' + k_{x0}'}\right)}{\partial k_x'} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \tan\left(\frac{\alpha_f^x}{k_x' + k_{x0}'}\right)}{\partial k_x'} \\
 \Leftrightarrow d &= -\frac{1}{2} \frac{1}{(k_x' + k_{x0}')^2} \frac{\alpha_f^x}{\cos^2\left(\frac{\alpha_f^x}{k_x' + k_{x0}'}\right)} \cong -\frac{1}{2} \frac{1}{(k_x' + k_{x0}')^2} \frac{\alpha_f^x}{1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_f^x}{k_x' + k_{x0}'}\right)^2} \quad (\text{II-53}) \\
 \Leftrightarrow d &\cong \frac{1}{\alpha_f^x}
 \end{aligned}$$

Des simulations par BPM nous ont permis d'observer ce phénomène. Le résultat présenté ci-dessous concerne la réflexion d'un faisceau incident avec un angle de 5° sur une zone dont l'indice de réfraction est inférieur de 3.5% à celui du guide. Ce cas correspond à une réflexion ayant un angle critique de 20° ($\sin\theta_c = n_1/n_2$).

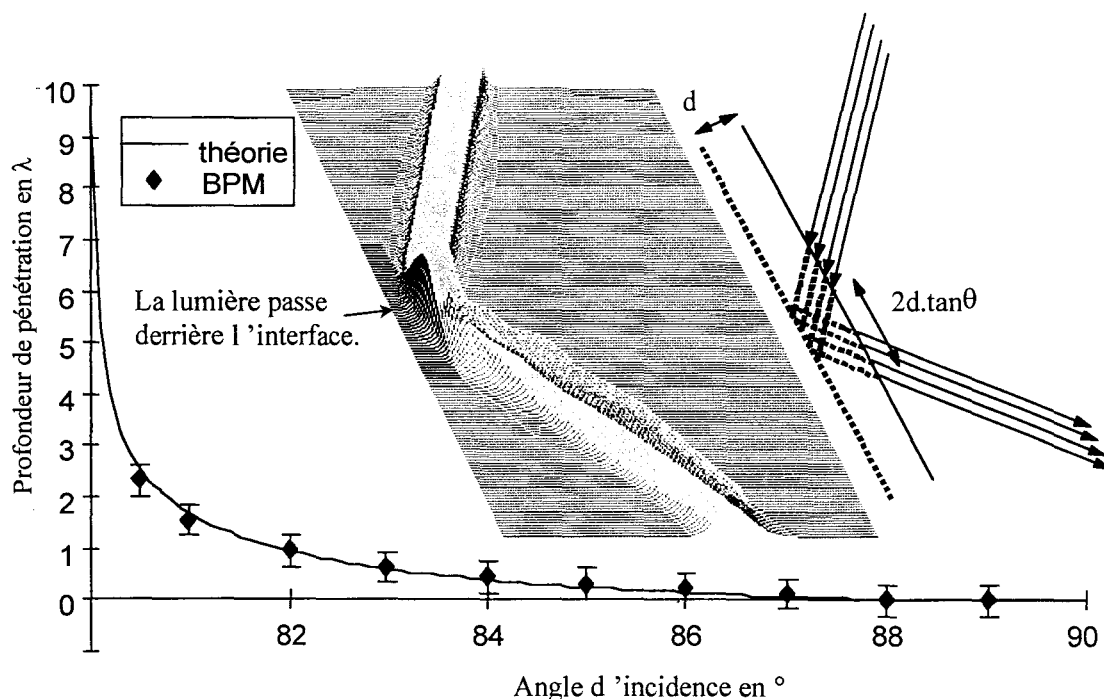


Figure 46: Réflexion sur un miroir, BPM 2D. On peut observer la pénétration de l'énergie dans le miroir (zone verte).

On observe bien la pénétration du faisceau dans le miroir, le décalage résultant est très faible et n'entraîne pas de pertes supplémentaires, l'effet peut donc être négligé dans les commutateurs.

Afin de comparer théorie et simulation plusieurs autres calculs ont été menés. La courbe 47 compare la profondeur de pénétration dans le miroir du champ calculé par la BPM à la valeur calculée avec l'expression découlant de la démonstration exposée précédemment.

Ces calculs nous ont montré que l'effet Goos-Hänchen peut être contrecarré en définissant une épaisseur de miroir suffisante en fonction du contraste d'indice utilisé pour la commutation. On peut définir un paramètre critique $e \cdot \Delta n$. Si ce dernier est trop faible, comme on le verra plus loin, on observera de la diaphonie et des pertes. D'autre part, il nous faudra nous situer à un angle éloigné de θ_c afin de limiter le décalage Δz du faisceau réfléchi.

4.2 Simulation du comportement optique du commutateur.

Une fois la BPM validée, on peut s'en servir comme outil pour l'optimisation de la géométrie des commutateurs.

Le graphique 48, présente les différents paramètres sur lesquels nous pouvons agir. l et e étant respectivement la longueur et la largeur du miroir, θ l'angle entre les guides.

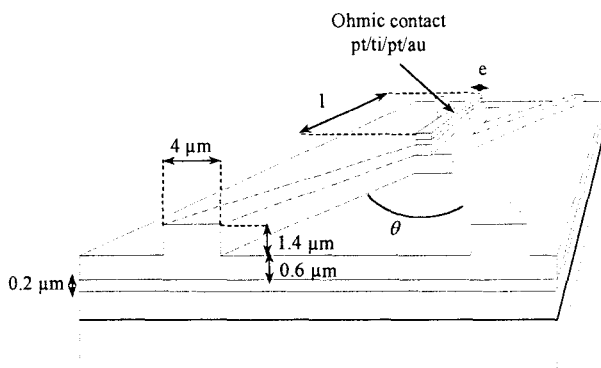


Figure 47: Structure du commutateur. Les paramètres ajustables sont θ , l et e .

Les deux valeurs caractérisant la qualité d'un commutateur sont, d'une part, les pertes, et d'autre part, la diaphonie. Un bon commutateur aura des pertes (P) et une diaphonie (D) minimale. S_1 et S_2 étant l'intensité du signal aux sorties 1 et 2.

$$D = 10 \log \frac{S_2}{S_1} \quad (\text{II-54})$$

$$P = 10 \log \frac{S_{\text{sortie}}}{E_{\text{entrée}}}$$

Les courbes suivantes expriment l'influence de L et e sur la qualité du commutateur. Les calculs ont été faits pour un angle θ de 4° et une variation d'indice entre les guides et le miroir de 0.02.

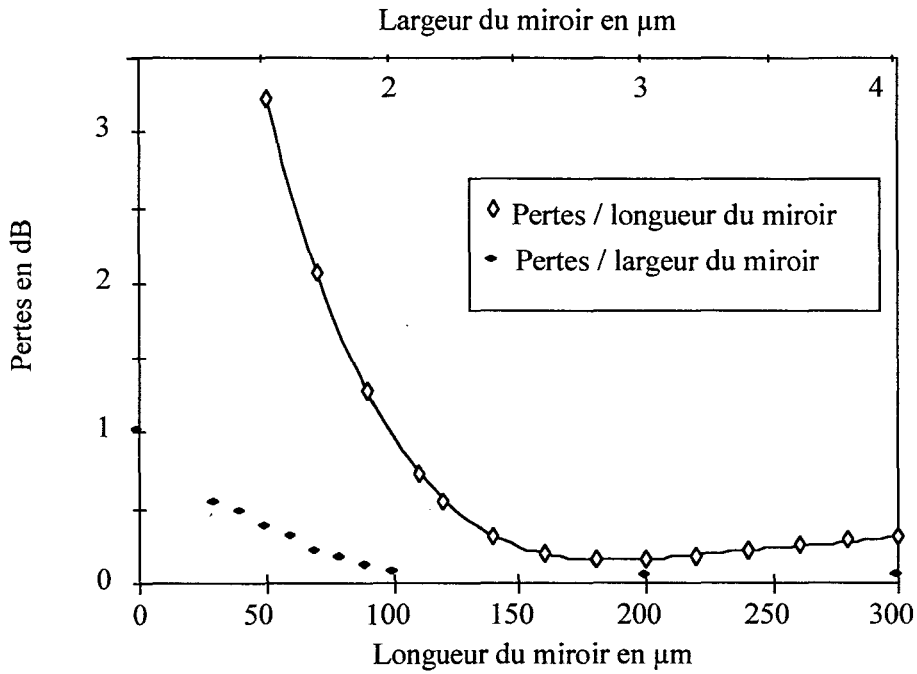


Figure 48: Influence de la géométrie du miroir sur les pertes.



Figure 49: Réflexion sur un miroir de 0.8 μm, une partie de la lumière est transmise.

Pour une variation d'indice donnée (ici 1%) entre la zone de guidage et la zone miroir, la BPM nous montre qu'en dessous d'une épaisseur critique une quantité non négligeable de la lumière traverse le miroir. Il s'agit d'une manifestation de l'effet Goos-Hänchen. D'autre part, la variation d'indice au niveau du miroir se faisant par injection de porteurs, il faut réduire au maximum la surface du miroir afin de réduire les effets capacitifs. Compte tenu de ces impératifs, une valeur de $2\mu\text{m}$ pour e semble raisonnable.

La courbe des pertes met en évidence l'existence d'une longueur optimum de miroir. Nous devons trouver un compromis entre deux phénomènes. Les pertes dues à un miroir trop petit ne permettant pas la réflexion de l'ensemble du faisceau et celles engendrées par des phénomènes de couplage lorsque le miroir est trop long. Ce dernier point explique la remontée de la courbe.

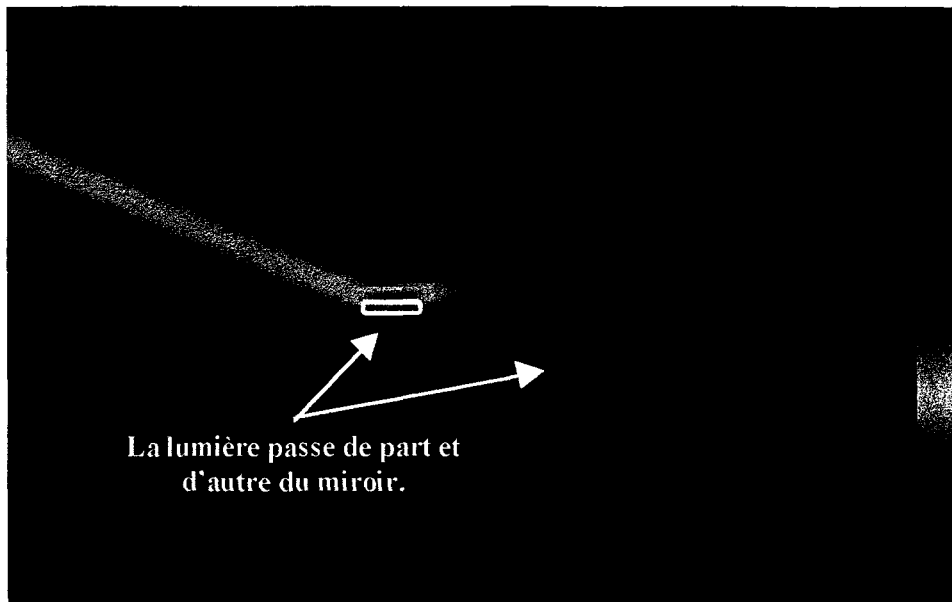


Figure 50: Le miroir est trop petit ($50\ \mu\text{m}$), la lumière passe de part et d'autre.

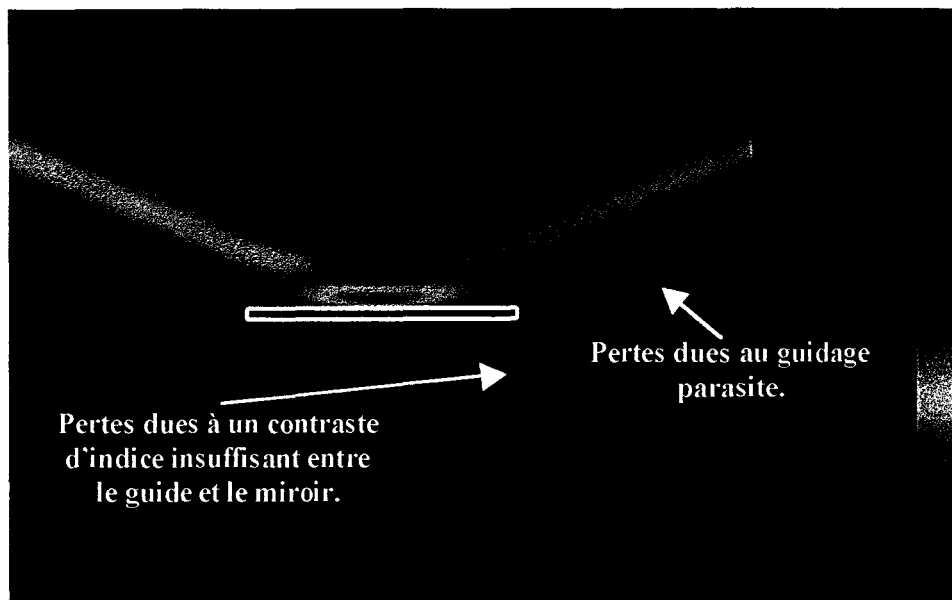


Figure 51: Le miroir est trop long ($300\ \mu\text{m}$), on observe un guidage parasite.

La définition de l'angle de réflexion est également affaire de compromis. En effet, les courbes présentées figure 53 sont caractérisées par la présence d'optima. Ainsi, si l'angle est trop faible des phénomènes de couplage se produisent entre les branches du commutateur. En augmentant l'angle, ces phénomènes de couplage disparaissent on assiste à une remonté des pertes dues à l'effet Goos-Hänchen (une partie de l'onde incidente traverse le miroir bien que l'on reste bien en deçà de l'angle critique).

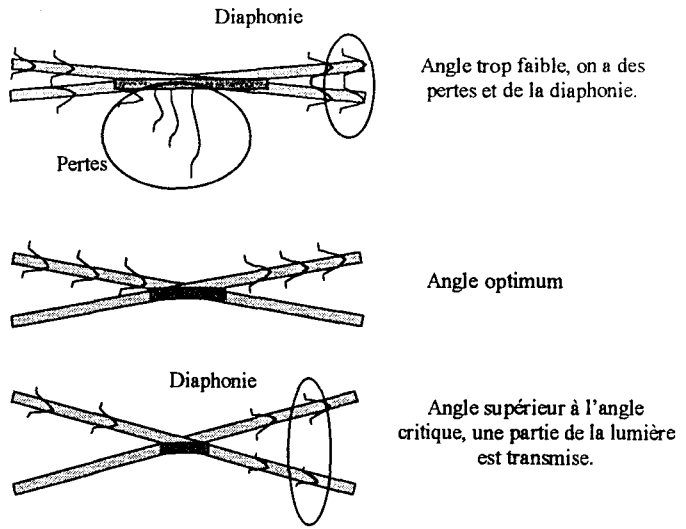


Figure 52: Causes de pertes et de diaphonie.

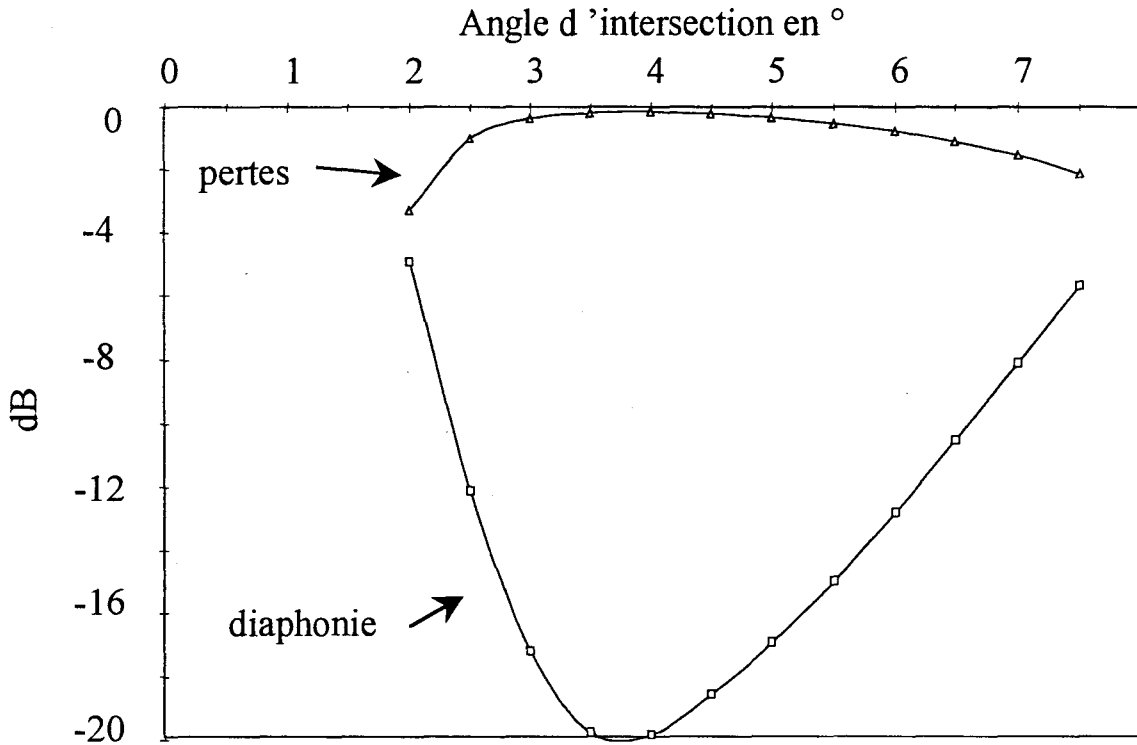


Figure 53: Pertes et diaphonie en fonction de l'angle d'intersection.

Comme pour l'étude sur les pertes dues au désalignement de la fibre d'injection, la BPM nous permet d'appréhender les conséquences d'imprécisions technologiques. L'étude suivante (fig. 55) illustre les conséquences d'un décalage du positionnement du miroir selon Ox.

Conséquences d'un décalage du miroir

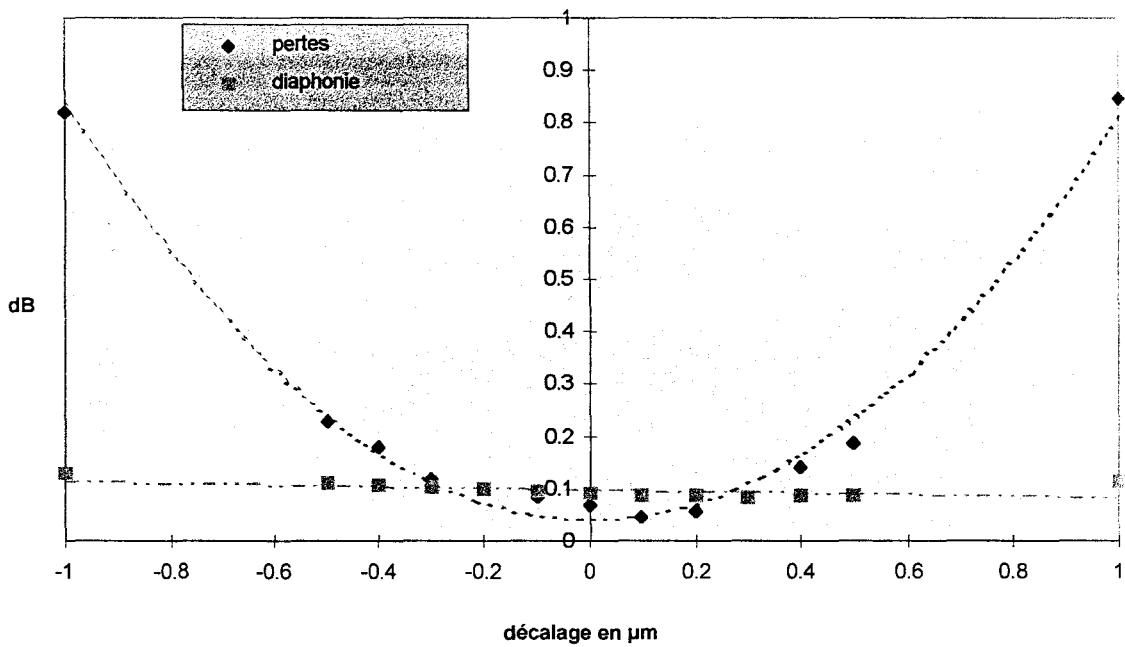


Figure 54: Etude par BPM des conséquences d'un mauvais alignement des miroirs.

Il apparaît que si la position du miroir n'est pas critique pour la diaphonie, les pertes y sont sensibles. Ce résultat nous permet de définir les contraintes technologiques à venir.

Ces études préalables nous ont permis de définir une géométrie optimum pour le commutateur. L'épaisseur du miroir est de $2 \mu\text{m}$, l'angle entre les guides est de 4° et la longueur du miroir de $150 \mu\text{m}$. Les simulations suivantes vérifient le bon fonctionnement du composant. Les trois états fondamentaux du commutateur sont illustrés.

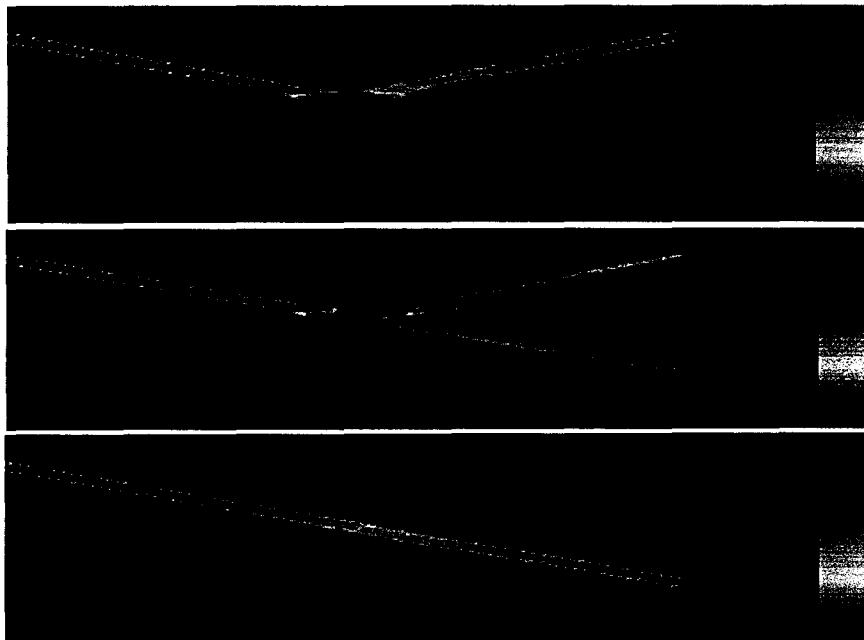


Figure 55: Simulation par BPM du fonctionnement du commutateur.

L'étude optique terminée, il serait intéressant de prévoir le comportement électrique du composant. Par comportement électrique, on entend, d'une part, le temps de réponse qui caractérisera le comportement dynamique du commutateur, mais également la répartition des porteurs lors de l'injection. Ce dernier point est primordial. En effet, un mauvais profil de densité de charges entraînerait un mauvais profil d'indice de réfraction au niveau des miroirs électro-optiques et donc, une mauvaise réflexion. De plus, la consommation électrique du composant est un facteur déterminant pour son utilisation ultérieure en matrices et mérite, donc, à ce titre, une étude complète.

C'est cette étude que l'on se propose maintenant de mener, grâce à un modèle décrivant le comportement électronique des semi-conducteurs.

4.3 Simulation électrique.

L'objectif de cette modélisation est d'obtenir un outil nous permettant, d'une part, la compréhension des mécanismes fondamentaux à l'origine des divers modes de fonctionnement des composants semi-conducteurs, et d'autre part, l'optimisation des composants en fonction de leurs applications.

Ce modèle physique doit donc permettre :

- la description des structures de bases des composants (jonctions pn,pin...). A ce titre, il doit prendre en compte les électrons et les trous.
- L'étude des composants présentant des profils de dopage théoriques proches de la réalité.
- L'étude de tous les types de polarisation (directe, indirecte).

Le modèle prend en compte de nombreux paramètres que l'on peut classer en trois catégories :

- Les paramètres intrinsèques aux matériaux ($v_n, v_p...$).
- Les paramètres technologiques (N_a, N_d, R_{th} , géométrie du composant...).
- Les paramètres extérieurs (circuit d'alimentation).

La géométrie axiale des structures étudiées, nous permet de considérer les composants comme des dispositifs unidimensionnels.

Nous avons simulé la structure suivante :

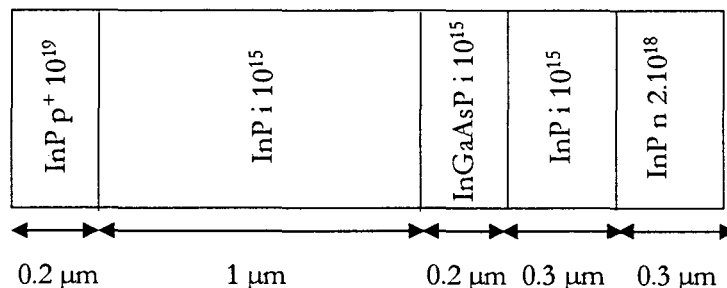


Figure 56: Structure simulée.

Le circuit extérieur est un circuit simple auquel on pourra ajouter les éléments parasites (Capacités, Inductances).

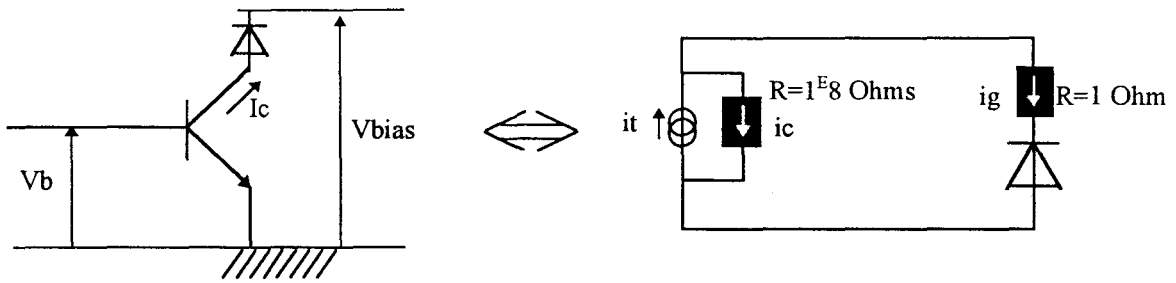


Figure 57: Circuit de commande en courant et circuit équivalent.

A l'équilibre thermique, la structure est caractérisée par le diagramme de bande suivant :

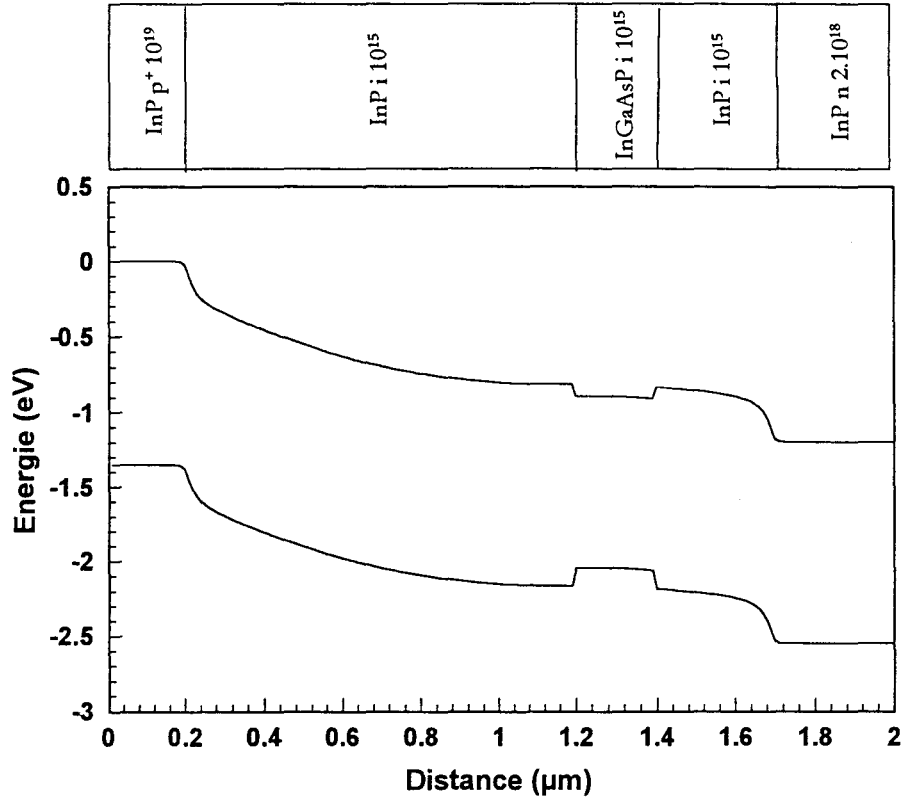


Figure 58: Diagramme de bande proche de l'équilibre thermique.

L'injection d'un courant à travers cette structure se traduit par une augmentation de la densité de porteurs dans la zone non intentionnellement dopée. Le graphique suivant montre l'évolution de la densité d'électrons à l'origine de la variation d'indice de réfraction en fonction du courant appliqué.

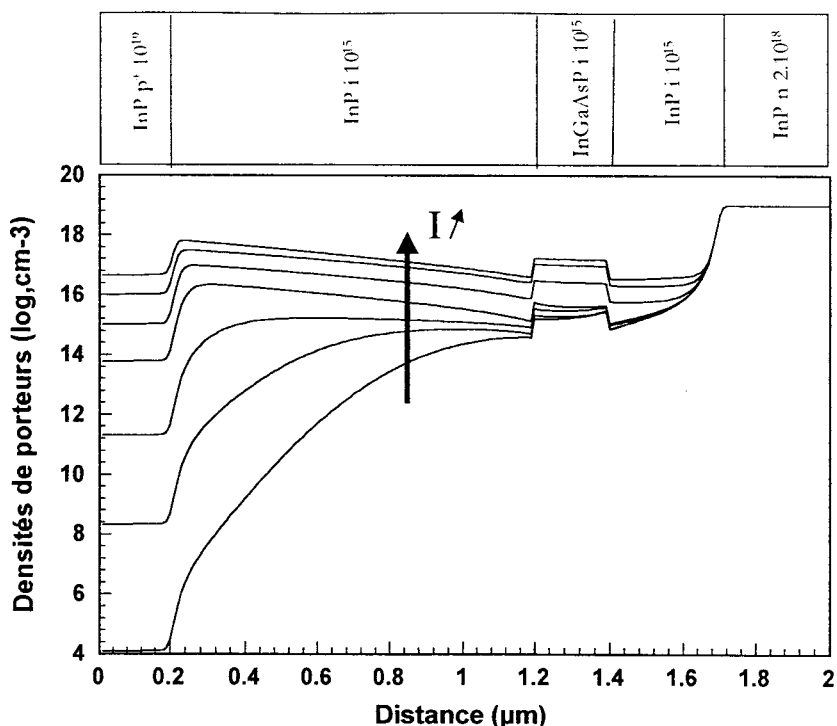


Figure 59: Evolution de la densité d'électrons en fonction du courant injecté.(10 nA, 2 μA, 250 μA, 12 mA, 50 mA, 160 mA, 520 mA).

On peut voir que la densité de porteurs dans la structure n'est pas homogène ce qui se traduit par une variation d'indice de réfraction également inhomogène. Cependant des simulations par BPM-3D nous ont montré que cela n'entraînait pas de pertes supplémentaires au niveau du miroir.

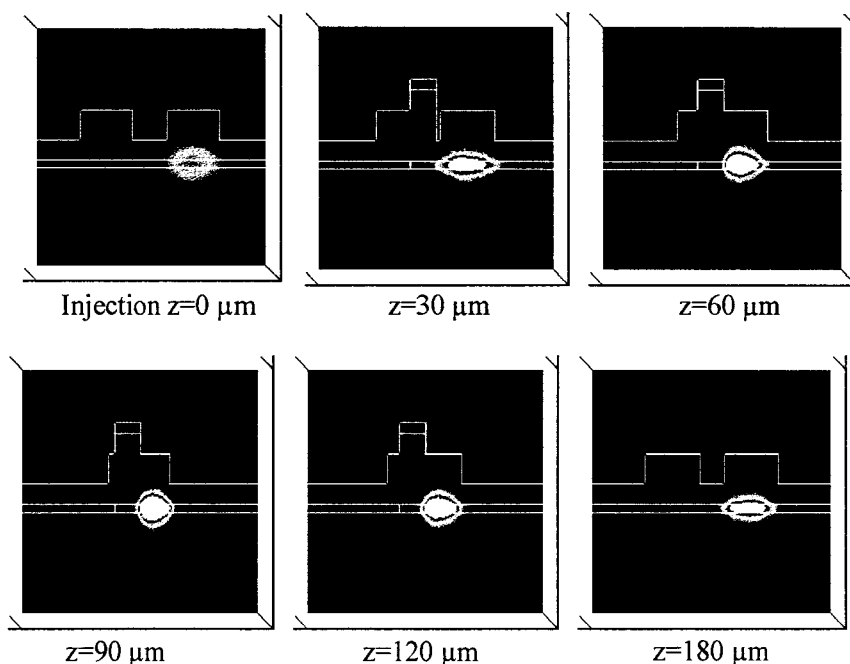


Figure 60: Simulation de la commutation par réflexion. Le changement d'indice est limité à la couche de quaternaire.

La résistance au claquage est également un paramètre important de la diode. Le modèle électrique nous permet de calculer le champ électrostatique dans la structure en fonction du courant injecté.

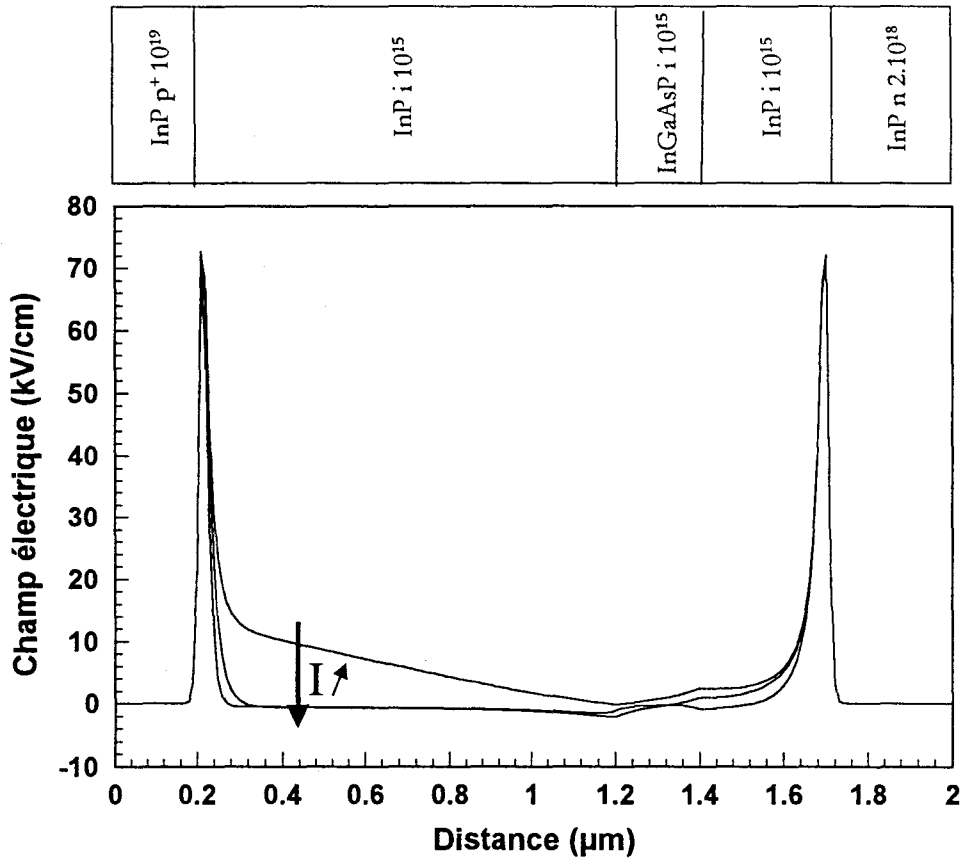


Figure 61: Variation du champ électrique dans la structure (0 mA, 12 mA et 46 mA).

On observe que la valeur du champ reste raisonnable, on peut donc prévoir que le composant sera fiable.

Afin d'évaluer le comportement dynamique de la diode on lui applique une impulsion de 30 mA pendant 500 ps. On peut suivre l'évolution des densités de porteurs avec le temps. En appliquant la relation d'Hunsperger [A8] entre la densité d'électrons et l'indice de réfraction on obtient la variation de l'indice en fonction du temps:

$$n - n_0 = -\frac{1}{2} \frac{N^2 \lambda^2 q^2}{n_0 m^* \epsilon_0 \pi^2 c^2} \quad (\text{II-55})$$

Le graphique suivant montre la variation de l'indice dans la zone non dopée en fonction du temps.

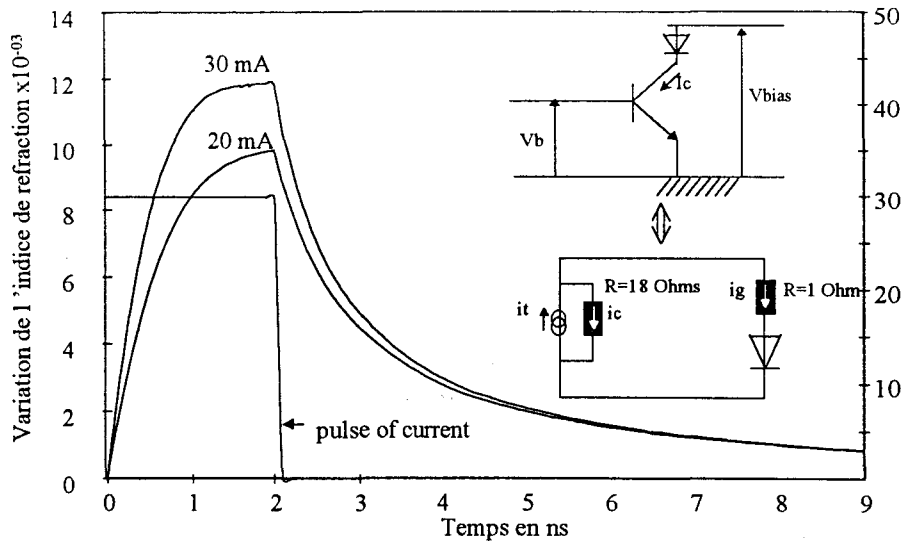


Figure 62: Réponse du commutateur à un pic de courant.

Ce calcul montre que la solution de la commande en courant induit des temps de commutation relativement court. Ce système de commande contrôle le flux d'électrons. Lorsque le courant est nul, la diminution de la densité d'électrons ne peut se faire que par des mécanismes internes tels que les recombinaisons ou la diffusion. Les variations d'indice de réfraction dues respectivement à des pics de courant de 20 mA et de 30 mA sont de 0.01 et 0.012. Les temps de montée à 90% de la valeur maximum et de descente à 10% de la valeur minimum sont respectivement de l'ordre de 1 ns et de 5 ns, ce qui correspond à une vitesse de commutation de 160 MHz largement suffisante pour les applications envisagées. Ces vitesses sont limitées par le temps nécessaires aux porteurs pour se recombiner.

En combinant les modèles optiques et électriques on obtient la réponse dynamique du commutateur. Ici on a appliqué un pic de 50 mA au commutateur. Le temps de commutation est de l'ordre de 1.5 ns et les pertes dues à la commutation (on ne prend pas en compte les pertes de couplage fibre/guide) sont inférieures à 0.2 dB.

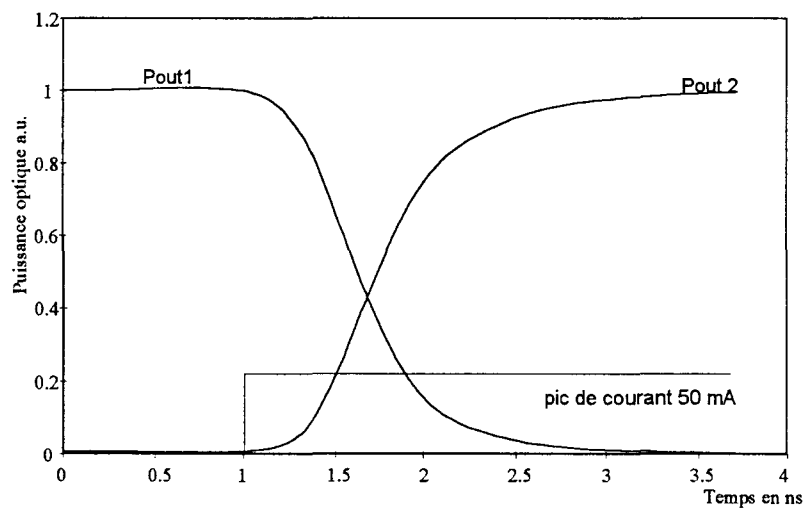


Figure 63: Comportement dynamique du commutateur.

5 Définition et Optimisation par Algorithme Génétique.

5.1 Généralités sur les Algorithmes Génétiques.

5.1.1 Principes [E25], [E26], E[27].

Comme nous l'avons déjà souligné dans le chapitre dévolu à la méthodologie, les algorithmes génétiques font partie des méthodes d'optimisation que l'on pourrait qualifier d'intelligentes. Ils sont particulièrement bien adaptés aux problèmes caractérisés par un grand nombre de paramètres et ne nécessitent pas une connaissance aigüe du problème. Il ne s'agit plus de trouver une solution exacte à un problème donné, mais de trouver des configurations satisfaisant au mieux différents critères parfois contradictoires.

Bien entendu, rien ne nous permet d'assurer que l'algorithme nous retourne la solution optimale, mais nous avons constaté, et nous le montrerons dans la suite, que cette méthode nous a permis d'améliorer de façon substantielle les propriétés des composants que nous avons, dans un premier temps, définis suivant la méthode empirique.

Les algorithmes génétiques trouvent leur inspiration dans la théorie de l'évolution des espèces aujourd'hui largement acceptée. Dans *The Origin of Species* (1859), Darwin montre que l'apparition d'espèces distinctes s'explique par l'existence d'une *Sélection Naturelle* fondée sur la *lutte pour la vie*. Cette dernière traduisant la volonté d'une population à s'étendre tout en disposant de ressources limitées. Ainsi les individus les plus *adaptés* à leur environnement survivent.

La transposition de ces principes aux problèmes d'optimisation est directe dès lors que l'on considère une population de composants dont on peut mesurer la qualité en fonction des applications envisagées afin de leur faire subir une sélection naturelle. L'évolution de la population se fait, comme dans la nature, en appliquant des opérateurs génétiques aux individus tels que la mutation ou la reproduction. De générations en générations la population évolue s'adaptant de mieux en mieux à son environnement ; dans notre cas les composants constituant la population répondent de mieux en mieux à nos besoins.

L'analogie avec la biologie et les principes de la reproduction, ainsi que le souci d'être clair, nous incitent à utiliser le vocabulaire déjà connu de la génétique. Dans la suite, nous parlerons donc de population, d'individus caractérisés par leurs chromosomes constitués de gènes. En fait, il s'agira de plusieurs (population) composants (individus) caractérisés par l'ensemble (chromosomes) des paramètres (gènes).

5.1.2 Algorithmique.

L'organigramme de principe de l'algorithme génétique est très simple et résume avec un certain cynisme les différentes étapes de l'évolution d'une espèce (pour ne pas dire de l'humanité). Cependant, la description succincte de l'algorithme que nous nous proposons de vous présenter maintenant sera l'occasion de mettre en exergue l'importance de chacune de ces étapes dans la 'bonne' évolution d'une espèce.

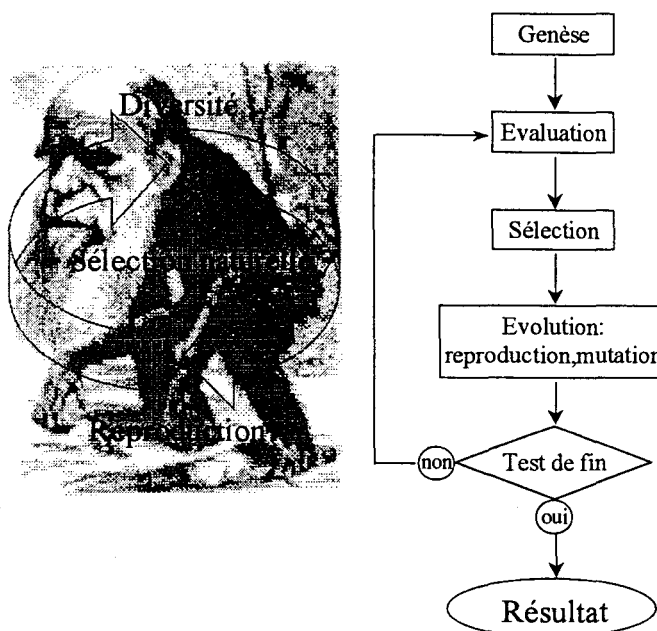


Figure 64: Organigramme de l'algorithme génétique.

5.1.2.1 La genèse.

« Tout commence ici, forcément » aurait certainement dit Marguerite Duras si elle avait embrassé une carrière de « simulatrice généticienne » (On en profite ici pour remercier ses parents de lui avoir légué un patrimoine génétique plus enclin à la littérature qu'aux sciences). Il s'agit donc pour nous de jouer à "l'apprenti Dieu" et de créer la population initiale. Celle-ci est généralement aléatoire, mais il est également possible de quadriller l'espace de recherche en y répartissant régulièrement des individus. Le point critique ici est de couvrir le mieux possible l'espace de recherche afin d'avoir une bonne diversité de gènes dès le début. La bonne couverture de l'espace est principalement conditionnée par la taille de la population, le nombre de gènes y étant proportionnel. Cette diversité est non seulement garante d'une évolution rapide mais elle nous préserve aussi de la convergence vers un optimum local. Il faut donc déterminer la taille de la population en faisant un compromis entre diversité initiale et temps de calcul. En effet, pour un même résultat, une population trop petite donc pauvre en gènes nécessiterait plus de générations, alors qu'une grande population très diversifiée en demanderait moins, mais le temps de calcul pour chaque génération serait plus long. Le compromis est donc indispensable (on pourra noter, au risque de déplaire à certains,

que, si l'on met à part le temps de calcul, notion artificielle par excellence, la richesse d'une population est sa diversité).

Bien entendu, en fonction du problème à résoudre, la convergence sera plus ou moins difficile et nécessitera plus ou moins de ressources donc de diversité (on y revient...). Ainsi, si la fonction à optimiser comporte peu d'optima locaux et un maximum net, la population nécessaire à la convergence sera plus petite que dans le cas d'une fonction beaucoup plus compliquée comportant de nombreux optima locaux. On parle généralement de « fitness landscape ». Les caractéristiques de l'algorithme doivent donc être adaptées à la topologie de ce paysage.

Dans les problèmes que nous allons aborder comprenant 7 à 8 variables, nous avons pu constater qu'une population initiale tirée au sort de 100 individus nous conduisait à un bon résultat en un temps acceptable (Quelques heures de calcul).

5.1.2.2 Evaluation.

Nous touchons ici le cœur du problème. En effet, c'est l'évaluation qui détermine la direction vers laquelle l'algorithme converge. Toute la difficulté est donc de traduire en langage mathématique, compréhensible par l'ordinateur, les besoins, souvent complexes, de l'expérimentateur. Cela passe par la mise au point d'une fonction, appelée fonction d'adaptation.

Dans notre cas, cette fonction reprend des résultats issus de simulations par BPM et par le modèle électrique. Ainsi, on tient compte, non seulement, des pertes optiques et de la diaphonie du composant mais aussi de sa consommation. Etant donné que nous poursuivons plusieurs objectifs dont certains sont contradictoires, réduire au maximum pertes et diaphonie tout en consommant le moins possible, notre fonction d'adaptation est une somme pondérée de termes traduisant chacun un objectif. On écrit :

$$f = \sum_i \alpha_i \cdot f_i \quad (\text{II-56})$$

Les coefficients α_i nous permettent de donner la priorité à tel ou tel objectif. On peut donc, en fonction des applications visées, orienter l'algorithme génétique vers un composant qui ne consomme pas mais dont les pertes optiques sont importantes plutôt que vers un composant dont les pertes seront très faibles mais qui nécessitera une alimentation conséquente. La détermination des coefficients est donc primordiale et se fait en procédant à plusieurs essais.

Les fonctions f_i , que nous pourrions appeler fonctions objectifs, sont calculées pour chaque composant à partir de deux simulations par BPM (une dans chaque état du commutateur : commutant ou passant).

$$\begin{aligned} f_{\text{pertesII}} &= \frac{E_{\text{sortie1}}}{E_{\text{entrée}}} & f_{\text{diaphonieII}} &= 1 - \frac{E_{\text{sortie2}}}{E_{\text{entrée}}} \\ f_{\text{pertesX}} &= \frac{E_{\text{sortie2}}}{E_{\text{entrée}}} & f_{\text{diaphonieX}} &= 1 - \frac{E_{\text{sortie1}}}{E_{\text{entrée}}} \end{aligned} \quad (\text{II-57})$$

La fonction objectif relative à la consommation utilise des résultats issus d'un modèle électrique consistant à simuler le transport de charges dans les doubles hétérostructures. Avec ce modèle, nous avons calculé la variation de densité de porteurs dans la couche guidante en fonction de la densité de courant

injecté. Ensuite, en utilisant l'équation suivante issue de la référence [A8] nous avons exprimé la densité de courant en fonction de la variation d'indice de réfraction intervenant dans la BPM.

$$n - n_0 = \frac{1}{2} \frac{N^2 \lambda^2 q^2}{n_0 m^* \epsilon_0 \pi^2 c^2}$$

où N est la densité de porteurs
 n_0 est l'indice de refraction initial

$$j(dn) = -2954515.7 + 2694411.3 e^{\frac{dn}{0.0085}}$$

avec j en mA.cm^{-2}

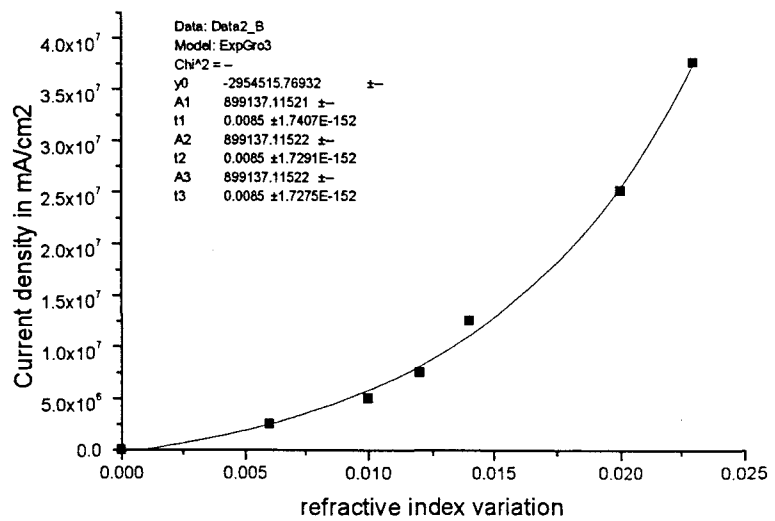


Figure 65: Variation de l'indice de réfraction en fonction de celle de la densité de courant.

Le courant est alors exprimé très facilement en fonction de la géométrie de l'électrode définissant le miroir électrooptique. On a :

$$I = j * e * lm \tag{II-58}$$

avec I en mA , e & lm en cm

La fonction objectif associée à la consommation du commutateur s'écrit alors simplement :

$$f_{\text{consommation}} = 1 - \frac{I_s \text{ calculé}}{I_s \text{ maximum}} \tag{II-59}$$

$I_s \text{ maximum}$ correspond au cas le plus défavorable dans l'espace de recherche étudié.

Toutes les fonctions d'adaptation utilisées sont normalisées, 0 correspondant à un composant ne correspondant pas du tout à nos objectifs, 1 correspondant à un composant "parfait" pour l'application envisagée. Tout le travail de l'algorithme génétique est donc de faire converger la fonction d'adaptation vers 1.

5.1.2.3 La sélection.

L'étape de la sélection consiste à choisir en fonction de leur évaluation les individus susceptibles de survivre et de se reproduire. Les sélectionnés sont placés dans une 'succursale' que l'on nommera 'mating pool' (que l'on pourrait traduire par 'salle de rencontres') dans laquelle on les autorisera à se reproduire alors que les malchanceux seront détruits (on touche là à la dureté de la vie primitive...).

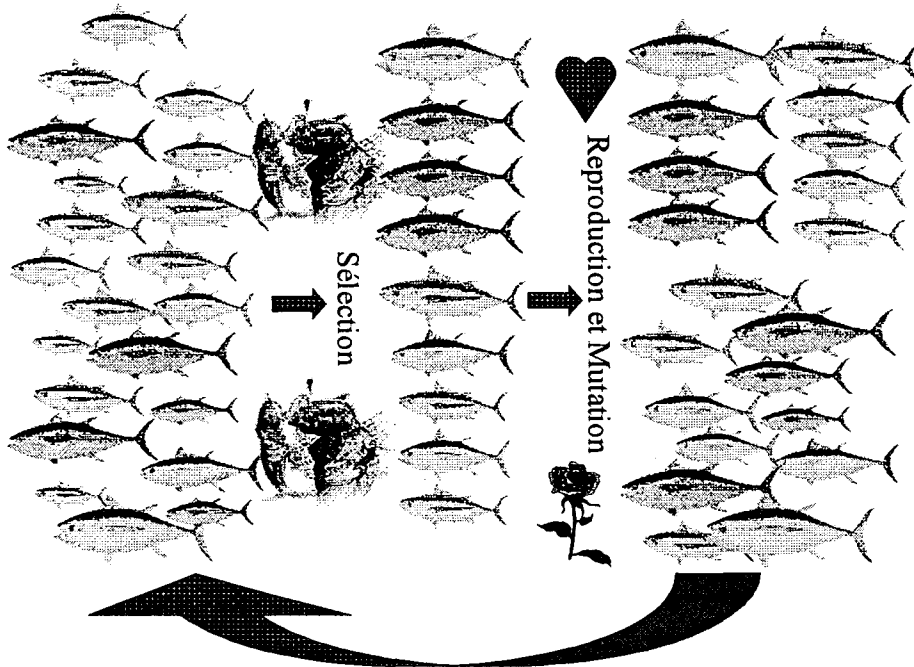


Figure 66: Principe de l'évolution de la population.

La procédure de sélection influe sur la manière dont converge l'algorithme. Encore une fois, nous devons trouver un équilibre entre une sélection trop radicale qui induit une réduction trop importante de la diversité de la population et une sélection trop 'dilettante' qui n'exerce pas une pression suffisante sur la population pour orienter son évolution.

Nous avons donc testé plusieurs manières de sélectionner les individus pour entrer dans la très convoitée 'Mating pool'.

Tout d'abord le '**N/2-elitisme**' consiste à sélectionner la moitié supérieure de la population pour ensuite la faire se reproduire de façon à compléter la population avant l'évaluation suivante. Nous avons constaté que cette méthode très brutale diminue trop rapidement la diversité de la population. Il en résulte une convergence rapide mais malheureusement vers un optimum local.

Nous avons donc été amenés à considérer une méthode qui réduit un petit peu la pression environnementale sur les mécanismes d'évolution. Le '**k-tournament selection**' consiste à tirer au hasard deux individus et à les faire combattre. Le plus adapté l'emporte avec une probabilité choisie par l'utilisateur comprise entre 0.5 et 1. Le vainqueur gagne la 'mating pool' alors que le vaincu disparaît. On répète cette procédure jusqu'à ce que la chambre intermédiaire soit pleine.

Cette méthode réduit donc la pression en donnant une chance (même minime) aux individus de la deuxième partie de la population de survivre et donc de faire profiter de leurs gènes la génération suivante. Dans le programme que nous avons finalement utilisé pour l'optimisation de nos composants, nous avons introduit une dose d'élitisme dans ce schéma en vérifiant que l'individu le plus performant était automatiquement admis dans la 'mating pool' au détriment d'un individu choisi au hasard.

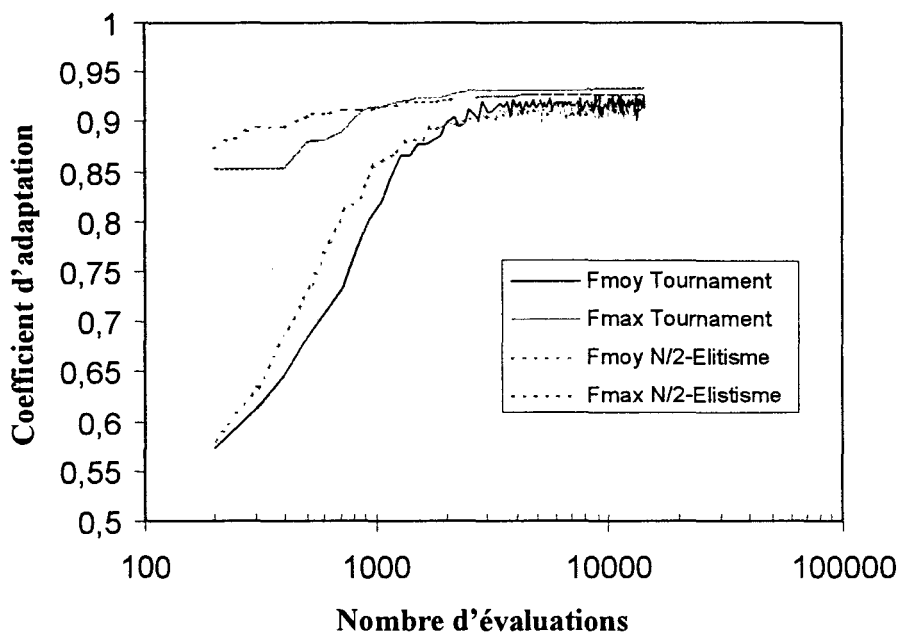


Figure 67: Comparaison de la convergence entre le N/2 élitisme et le K-tournement.

La figure 67 nous montre que bien que convergeant plus lentement (la pression de l'environnement est moins forte) la méthode du K-tournement aboutit à une solution mieux adaptée (l'appauvrissement de la population est plus lent).

5.1.2.4 La reproduction et les mutations.

Nous voici enfin dans une phase plus agréable du cycle d'évolution. Oublions les affres de l'impitoyable sélection et intéressons-nous aux mécanismes de la reproduction.

Comme dans la nature, la fonction principale de cette étape, outre les plaisirs qu'elle peut nous apporter, est d'assurer le mélange du patrimoine génétique. Pour pousser un peu plus loin l'analogie avec le monde qui nous entoure, il est intéressant de noter qu'il existe plusieurs manières de s'y prendre. Nous en citerons trois qui ont fait la preuve de leur efficacité.

Le mélange aléatoire des gènes consiste pour chaque gène à choisir aléatoirement sa provenance entre le patrimoine du père ou de la mère.

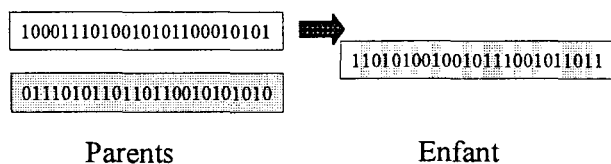


Figure 68: Reproduction par mélange...

Les méthodes de croisement, qui nous rappellent nos lointains cours de sciences naturelles, se rapprochent plus de l'association d'allèles. Ces méthodes consistent à casser les chromosomes des parents en un ou deux points choisis aléatoirement (on parlera alors, respectivement, de one point cross-over ou de two points cross-over). Ensuite les morceaux de codes génétiques sont recombinaés pour former la descendance.

Après de nombreux essais, nous avons remarqué que la méthode de reproduction n'avait, semble-t-il, pas une influence primordiale. Au risque de décevoir par notre manque d'imagination, nous nous sommes donc contentés de la méthode la plus simple à programmer à savoir le croisement en un point choisi aléatoirement.

L'évolution vers une population de mieux en mieux adaptée à son environnement s'accompagne

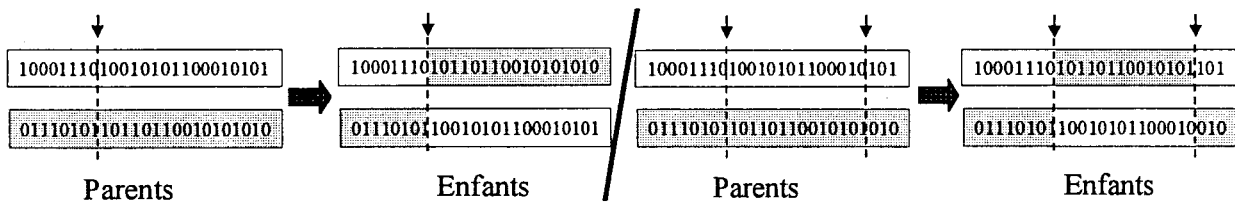


Figure 68: Principe de la reproduction par croisement.

irrémédiablement d'une diminution de sa diversité. Si on laissait tourner le logiciel très longtemps, on finirait par obtenir une population dont tous les individus seraient identiques. Pour éviter ce phénomène, et assurer une diversité minimale nous avons introduit la mutation.

La mutation est donc un opérateur génétique qui s'applique de façon aléatoire sur les bits codant les gènes. Son effet est simple, il transforme les 0 en 1 et les 1 en 0. Selon qu'il affecte un bit de poids fort ou de poids faible, il permettra une exploration locale ou globale de l'espace de recherche. Typiquement le taux de mutation est compris entre 1 % et 1 pour mille.

Une fois la reproduction et les mutations réalisées on recommence le cycle jusqu'à obtenir un individu correspondant à nos attentes. Pour cela on s'est fixé un objectif en terme de coefficient d'adaptation minimum à obtenir et on arrête le programme une fois celui-ci atteint. Un autre critère de fin d'optimisation peut être de surveiller la convergence du programme et de mettre une condition d'arrêt par exemple si l'on n'observe aucune amélioration depuis une dizaine de génération ; on pourra alors considérer que le programme a convergé vers le maximum de la fonction d'adaptation.

5.1.2.5 Conclusion.

En conclusion de cette présentation, nous voudrions insister sur le caractère très pratique de cette méthode qui peut s'appliquer à nombre de problèmes différents, ainsi que sur la robustesse de l'algorithme qui très rapidement converge vers des solutions satisfaisantes comme l'illustrera le chapitre suivant.

D'autre part, le fait que nous utilisons des populations relativement importantes nous permet d'envisager des études statistiques sur leur évolution. Ainsi en comparant les générations on peut déterminer quels gènes influent sur la qualité de l'individu et quels gènes sont sans importance. En allant encore plus loin et en appliquant aux populations des principes que l'on retrouvera plus tard dans le

dépouillement des plans d'expériences, on peut déceler et analyser les interactions éventuelles entre les divers paramètres.

5.2 Optimisation du commutateur TIR.

Dans la partie n°4 nous avons exposé la définition du commutateur TIR en suivant la méthode classique 'd'essais et d'erreurs'. Cette démarche relativement laborieuse a abouti à un commutateur caractérisé par les paramètres et propriétés suivantes :

Téta (°)	l (μm)	e (μm)	lm (μm)	dm (μm)	e2 (μm)	Is (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
							//	X	//	X
4	4	2	150	0	2	175	0.3	0.4	-20	-15

Tableau 5 : Commutateur TIR optimisé par la méthode d'essais et d'erreurs.

Avec : Téta, l'angle entre les guides.

l, la largeur du guide

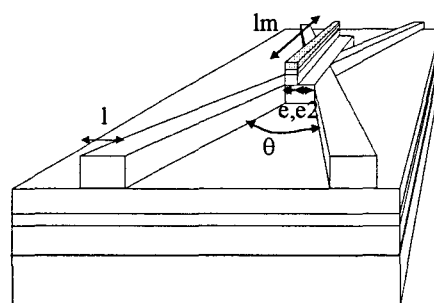
e, la largeur du miroir

lm, la longueur du miroir

dm, le décalage du miroir par rapport à l'axe

e2, la largeur de la zone intermédiaire.

Is, la consommation du miroir.



Afin de tester l'algorithme génétique, nous nous proposons maintenant d'optimiser ce composant. Les paramètres ajustables sont l'angle entre les guides, leur largeur, la longueur du miroir, son épaisseur, son éventuel décalage par rapport à l'axe du composant et sa consommation.

Dans un premier temps, nous ne tenons pas compte de la consommation et nous optimisons la géométrie du composant pour obtenir les meilleures caractéristiques optiques possibles en terme de pertes et de diaphonie. La variation d'indice est fixée à 0.02 ce qui correspond à une densité de courant d'environ 2.10^7 mA/cm². L'étude menée précédemment, qui fut l'occasion de s'intéresser au fonctionnement de ce commutateur, nous laisse présager de l'existence de fortes interactions entre certains paramètres. On peut notamment penser que l'angle optimum entre les guides est fortement dépendant de la variation d'indice dans le miroir et qu'il influera sur la géométrie de ce dernier. L'existence de ces interactions rend inutilisable, pour une véritable optimisation, toutes les techniques consistant à faire varier un paramètre à la fois.

La première étape de toute optimisation est de déterminer l'espace de recherche. Pour cela, les résultats obtenus lors de la phase de définition nous ont été précieux. Nous savons que l'angle d'intersection doit être ni trop petit, pour éviter tout couplage entre guides avant et après le miroir, ni trop grand, pour éviter de s'approcher de l'angle critique et d'avoir un effet Goos-Hänchen trop important. Les dimensions du

miroir, quant à elles, doivent répondre à un compromis entre consommation, efficacité et facilité de fabrication. Compte tenu de ces remarques, nous avons défini l'espace suivant :

	Teta (°)	l (µm)	e (µm)	lm (µm)	dm (µm)	e2 (µm)
Limite inférieure	1	1	0.5	50	0	0
limite supérieure	12	6	4	500	3	6

Tableau 6: Espace de recherche pour l'optimisation commutateur TIR.

La population initiale constituée lors de la phase de genèse comprend une centaine d'individus répartis aléatoirement dans cet espace.

Etant donné que nous accordons autant d'importance aux pertes qu'à la diaphonie et ce dans les deux états du commutateur, nous avons défini la fonction d'adaptation de façon à ce que chaque objectif ait le même poids :

$$f = \frac{f_{pertes //} + f_{diaphonie //} + f_{pertes X} + f_{diaphonie X}}{4} \quad (II-60)$$

La technique de sélection employée est un 'k-tournement' avec une probabilité de l'emporter pour le mieux adapté fixée à 1.

La reproduction se fait par le classique et efficace croisement en un point.

Après une cinquantaine de générations, le meilleur composant obtenu est le suivant :

Téta (°)	l (µm)	e (µm)	lm (µm)	dm (µm)	e2 (µm)	Is (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
							//	X	//	X
5.3	5.53	3.98	281	0.12	1.94	290	0.02	0.1	-19.2	-31

Tableau 7: Commutateur TIR optimisé sans tenir compte de la consommation.

On observe une grande amélioration sur les deux fronts. Les pertes deviennent négligeables et la diaphonie s'améliore fortement dans l'état commutant. Cependant, comme nous n'avons pas tenu compte de la consommation, aucune pression tendant à réduire les dimensions du miroir n'a été exercée. Il en résulte une très forte consommation électrique qui ne satisfait pas le cahier des charges. Nous avons donc introduit ce nouvel objectif (consommer le moins possible) dans notre fonction d'adaptation :

$$f = \frac{f_{pertes //} + f_{diaphonie //} + f_{pertes X} + f_{diaphonie X} + \alpha \cdot f_{consomation}}{4 + \alpha} \quad (II-61)$$

Le coefficient α nous permet de pondérer l'influence de la consommation sur le résultat. L'espace de recherche gagne une dimension représentant la variation d'indice de réfraction lors de la commutation.

	Téta (°)	l (μm)	e (μm)	lm (μm)	dm (μm)	e2 (μm)	dn
Limite inférieure	1	1	0.5	50	0	0	0.001
Limite supérieure	12	6	4	500	3	6	0.02

Tableau 8: Espace de recherche pour l'optimisation en tenant compte de la consommation.

Nous avons procédé à plusieurs essais qui nous ont montré que la réduction de la consommation ne passe pas nécessairement par la réduction de la surface du miroir. En effet, en augmentant la surface du miroir il semble que la variation d'indice nécessaire à obtenir la commutation diminue. Ceci s'explique facilement en prenant en compte le fait que si la consommation est proportionnelle à la surface du miroir, elle varie suivant une loi exponentielle en fonction du changement d'indice.

Téta (°)	l (μm)	e (μm)	lm (μm)	dm (μm)	e2 (μm)	dn (μm)	Is (mA)	coef	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
									//	X	//	X
3.6	5.57	3.06	221	0.14	2.93	0.015	81.15	0.2	0.24	0.08	15	20.1
3.9	5.59	2.88	253	0.15	4.2	0.015	65.6	0.5	0.20	0.17	17.3	18.5
3.2	5.58	3.47	271	0.15	0.005	0.010	47.1	1	0.23	0.19	16.3	16.85

Tableau 9: Commutateurs optimisés en tenant compte de la consommation.

Il est intéressant de noter que les résultats du tableau montre l'existence d'un compromis entre les propriétés optiques du composant et sa consommation.

Le choix du composant à fabriquer se fait en fonction de l'application. Dans certains cas, on préférera avoir un composant peu gourmand en énergie mais caractérisé par des propriétés optiques moyennes, dans d'autres cas ce sera le contraire (l'ingénieur a heureusement encore des choix à faire...). Pour notre application la solution intermédiaire (grisée dans le tableau) semble la plus adéquate. Nous retrouverons donc cette structure dans le chapitre à venir dédié à la fabrication des composants.

5.3 Définition et optimisation des commutateurs cascades.

Les commutateurs TIR que l'on vient d'optimiser ont l'avantage d'être, à priori, insensibles à la polarisation et à la longueur d'onde de la lumière. Par contre, malgré nos efforts d'optimisation, leur consommation reste relativement importante et risque de devenir un facteur limitant l'ordre des matrices de commutation.

C'est pour palier à ce problème que nous proposons une architecture de commutateur originale fondée sur le couplage de mode. La structure de ce composant est constituée de guides 'principaux' assurant le

transport de la lumière et de guides 'intermédiaires' assurant le passage éventuel de la lumière d'un guide à l'autre.

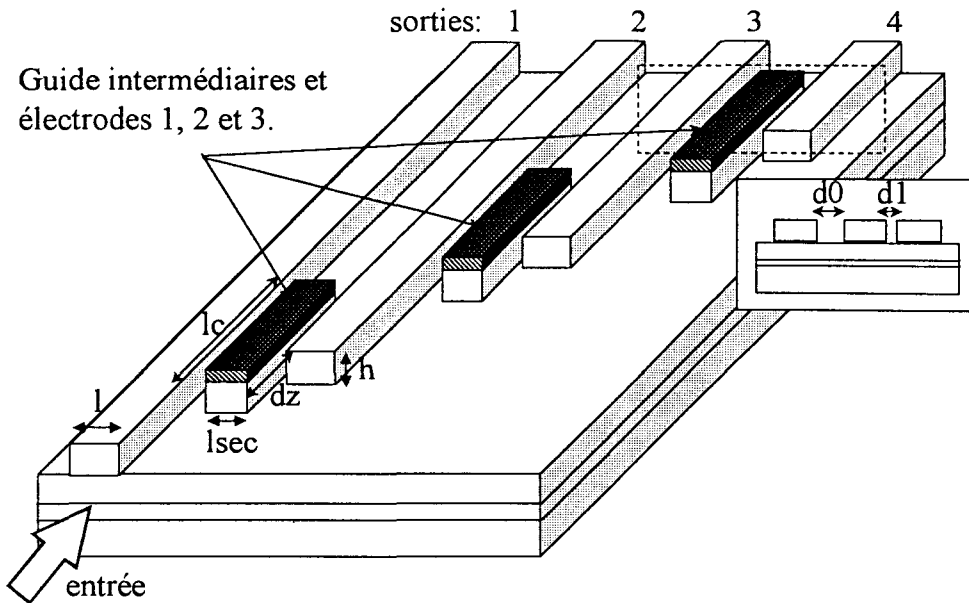


Figure 69: Schéma d'un commutateur cascade 1x4.

Le composant est défini de telle façon que si aucune électrode n'est nourrie le couplage de la lumière est autorisé. Dans le cas du schéma figure 69, la lumière, après une succession de couplages, emprunte la sortie n°4. Si l'on alimente une des électrodes, l'indice de réfraction dans le guide intermédiaire situé dessous diminue, le couplage de la lumière ne peut plus se faire. Ainsi en alimentant une seule électrode parmi les numéros 1, 2 ou 3 on guide la lumière vers la sortie 1, 2 ou 3. Ce principe est généralisable à des commutateurs 1xN. On a donc réduit le nombre d'électrodes à alimenter pour un commutateur 1xN de $N/2$ à 1 par une simple astuce 'topologique'.

Il est intéressant de noter qu'outre ce rôle d'aiguillage, ce composant peut jouer celui de distributeur. En effet, en alimentant toutes les électrodes simultanément de façon mesurée, on peut pondérer la répartition de l'énergie lumineuse dans les diverses sorties.

Pour la réalisation de ce composant nous avons décidé d'utiliser la même structure épitaxiale que pour les commutateurs TIR. La définition du 'cascade switch' revient donc à déterminer ses paramètres géométriques. Ceux-ci, comme le montre la figure 69 sont relativement nombreux et, du fait du phénomène utilisé (le couplage de mode), interagissent fortement. L'utilisation de l'algorithme génétique nous a donc semblé la seule méthode satisfaisante pour définir et optimiser ce commutateur.

5.3.1 La définition du 'cascade switch' par algorithme génétique.

5.3.1.1 Définition de l'espace de recherche.

La phase d'optimisation des commutateurs TIR faisant suite à une phase de définition menée selon la méthode classique d'essais et d'erreurs, nous connaissons globalement le comportement du composant et

les influences des divers paramètres, ce qui nous a permis de réduire l'espace de recherche. Dans le cas présent, hormis quelques notions sur les dimensions des guides et les longueurs de couplage, notre savoir n'est pas très loin du néant. Nous sommes donc contraints de considérer un espace de recherche important. Cela peut être un inconvénient si l'on ne considère que l'aspect temps de calcul, mais cela constitue un degré de liberté supplémentaire pour l'algorithme génétique qui peut-être nous surprendra... Cependant, nous avons volontairement limité la longueur de couplage à 1 mm car nous recherchons un composant de taille réduite.

Nous avons donc considéré les paramètres illustrés sur la figure 69. Il s'agit de la largeur des guides (l), de celle des guides intermédiaires (l_{sec}), de la profondeur de gravure (h), de la longueur de couplage (l_c), du décalage entre le guide intermédiaire et le guide de sortie (dz), des distances entre les guides d'entrée, intermédiaire et de sortie (d_0 et d_1) et enfin de la variation d'indice (dn).

	l (μm)	l_{sec} (μm)	d_0 (μm)	d_1 (μm)	l_c (μm)	dz (μm)	h (μm)	dn
Limite inférieure	2	1	0	0	200	0	0	0.001
Limite supérieure	6	6	3	3	1000	1000	1.6	0.01

Tableau 10 :Espace de recherche pour l'optimisation du commutateur cascade.

Etant donné que nous utilisons une BPM 2D, la profondeur de gravure est prise en compte par l'intermédiaire de l'indice effectif de la zone gravée.

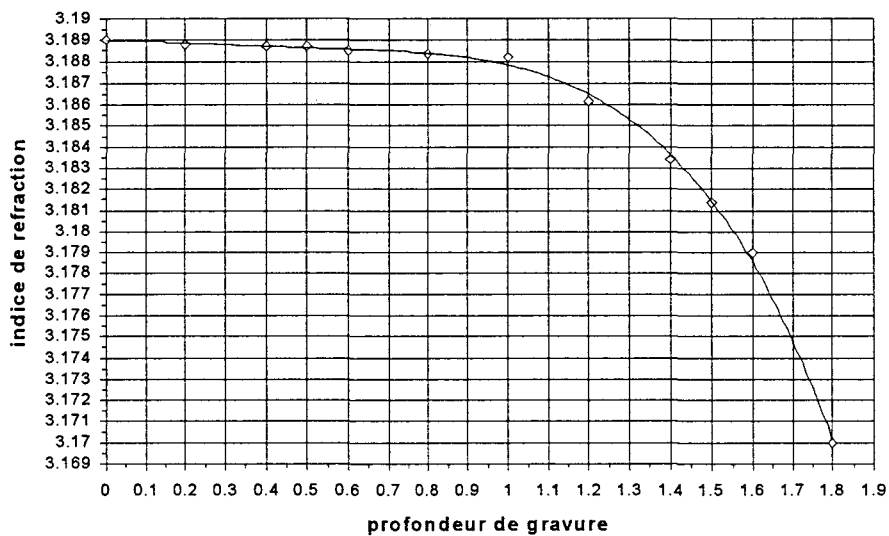


Figure 70 : Indice effectif en fonction de la profondeur de gravure (en μm).

5.3.1.2 La population primordiale.

Le problème que l'on se propose de résoudre comporte 8 paramètres. Les individus constituant la première génération sont tirés au sort. La taille de celle-ci est définie en deux temps. Tout d'abord, nous vérifions que l'espace de recherche est bien couvert. Cette vérification se fait par l'intermédiaire de graphiques nous permettant de visualiser la position de chaque individu dans l'espace de recherche. Si une

zone de cet espace n'est pas couverte, on risque de passer à côté d'un maximum. Les graphiques suivants montrent la répartition des individus pour des populations de 48, 100 et 240.

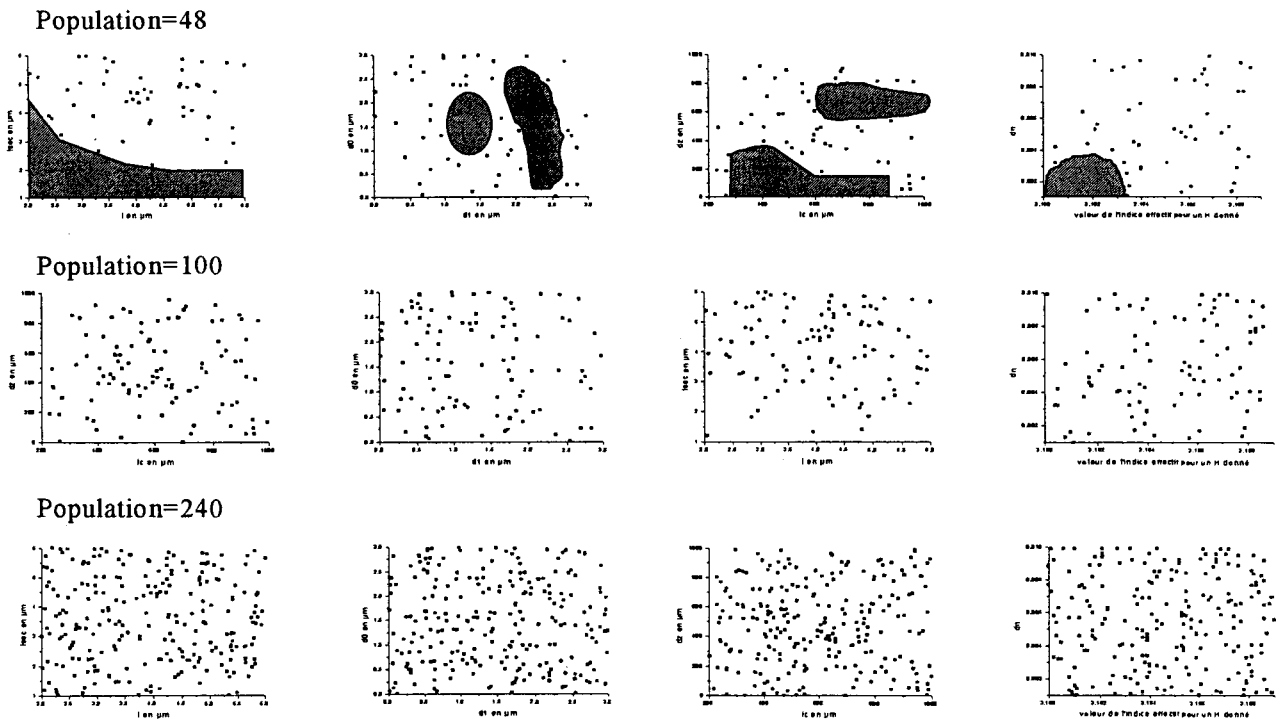


Figure 71 : Couverture de l'espace de recherche en fonction de la taille de population.

On observe que pour la population de 48, des zones importantes de l'espace ne sont pas explorées. Nous devons donc envisager une population plus importante. Le choix entre une population de 100 et de 240 se fait en tenant compte de la vitesse et de la qualité de la convergence de l'algorithme. La figure 72, montre qu'entre une population de 100 et de 200 le résultat ne diffère pas de façon notable. On préfère donc la solution qui converge le plus rapidement.

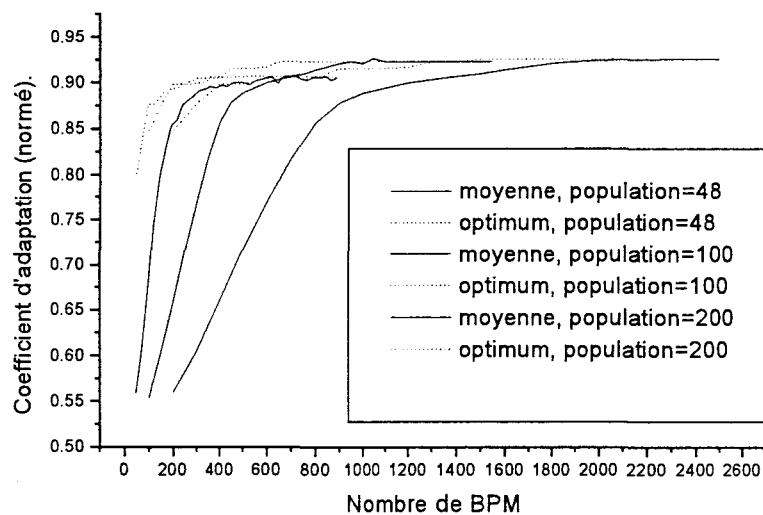


Figure 72 : Convergence de l'algorithme en fonction de la taille de population.

5.3.1.3 L'évaluation et la sélection.

L'évaluation consiste à reprendre les résultats de simulations par BPM des commutateurs dans les états passant et commutant. Ces résultats nous permettent d'évaluer les pertes et la diaphonie ainsi que la consommation du composant. La BPM utilisée a été optimisée telle que le temps de calcul par simulation soit inférieur à 10 secondes. La structure a donc été discrétisée de façon relativement grossière. Cet artifice induit des erreurs numériques qui ont tendance à desservir les propriétés des composants mais les tendances sont respectées. Ainsi, le classement des individus sera correct (l'analyse qualitative reste bonne) alors que leurs performances seront sous-estimées (l'analyse quantitative nécessite le recours à une BPM plus précise comme on le verra dans la conclusion de cette partie). Comme nous l'avons déjà expliqué, les résultats de l'optimisation sont très dépendants de la fonction d'adaptation qui traduit en langage informatique le cahier des charges que nous voulons respecter. Nous avons donc testé différentes fonctions basées sur des sommes ou des multiplications de termes traduisant chacun un objectif (réduction de pertes, réduction de consommation...). Il s'agit des termes définis dans la partie traitant des généralités sur notre algorithme génétique :

$$\begin{aligned}
 f_{\text{pertes //}} &= \frac{E_{\text{sortie1}}}{E_{\text{entrée}}} & f_{\text{diaphonie //}} &= 1 - \frac{E_{\text{sortie2}}}{E_{\text{entrée}}} \\
 f_{\text{pertes X}} &= \frac{E_{\text{sortie2}}}{E_{\text{entrée}}} & f_{\text{diaphonie X}} &= 1 - \frac{E_{\text{sortie1}}}{E_{\text{entrée}}} \\
 f_{\text{consommation}} &= 1 - \frac{I_s}{I_{s_{\text{max}}}}
 \end{aligned} \tag{II-62}$$

Nous avons testé les fonctions d'adaptation suivantes :

$$\begin{aligned}
 f_1 &= \frac{f_{\text{pertes //}} + f_{\text{pertes X}} + f_{\text{pertes //}} + f_{\text{pertes X}} + 0.5 f_{\text{consommation}}}{4.5} & f_2 &= \frac{f_{\text{pertes //}} + f_{\text{pertes X}} + f_{\text{pertes //}} + f_{\text{pertes X}} + 0.2 f_{\text{consommation}}}{4.2} \\
 f_3 &= \frac{f_{\text{pertes //}} + f_{\text{pertes X}} + f_{\text{pertes //}} + f_{\text{pertes X}} + f_{\text{consommation}}}{5} & f_4 &= \sqrt{f_{\text{pertes //}} \cdot f_{\text{pertes X}} \cdot f_{\text{pertes //}} \cdot f_{\text{pertes X}} \cdot f_{\text{consommation}}} \\
 f_5 &= \frac{4 f_{\text{pertes //}} \cdot f_{\text{pertes X}} \cdot f_{\text{pertes //}} \cdot f_{\text{pertes X}} + 0.5 f_{\text{consommation}}}{4.5} & f_6 &= \frac{4 f_{\text{pertes //}} \cdot f_{\text{pertes X}} \cdot f_{\text{pertes //}} \cdot f_{\text{pertes X}} + f_{\text{consommation}}}{5} \\
 f_7 &= \frac{4 f_{\text{pertes //}} \cdot f_{\text{pertes X}} \cdot f_{\text{pertes //}} \cdot f_{\text{pertes X}} + 1.5 f_{\text{consommation}}}{5.5}
 \end{aligned} \tag{II-63}$$

Suite à cette évaluation, nous avons sélectionné les individus pour entrer dans la 'mating pool' suivant la méthode du K-tournement en s'assurant que le meilleur a une probabilité de 1 de s'y retrouver.

5.3.1.4 La reproduction et les mutations.

La reproduction est réalisée selon la méthode du croisement en un point.

La probabilité de mutation est de 1 pour mille.

5.3.1.5 Les résultats.

Les optimisations effectuées avec les diverses fonctions d'adaptation ont mené aux composants récapitulés dans le tableau suivant :

f	l (μm)	lsec (μm)	d0 (μm)	d1 (μm)	lc (μm)	dz (μm)	h (neff)	dn	Is (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
										//	X	//	X
f_1	4.72	5.04	0.746	0.554	949.3	290.8	1.51	0.0037	58	0.10	0.06	-20.0	-19.97
f_2	5.1	5.65	0.51	0.374	963	248.7	1.5	0.0041	77	0.05	0.04	-20.10	-21.47
f_3	3.88	4.09	1.12	0.673	800	314.1	1.52	0.0050	62	0.57	0.26	-12.80	-12.54
f_4	4.99	5.41	0.503	0.024	814.4	372.4	1.5	0.0084	189	0.04	0.03	-24.19	-23.84
f_5	4.64	5.82	0.652	0.707	983.6	161.7	1.45	0.0083	241	0.02	0.03	-26.29	-26.57
f_6	4.49	4.71	0.982	0.576	999	390.4	1.55	0.0034	50	0.05	0.06	-23.00	-21.96
f_7	3.89	4.03	1.516	0.809	993	479.4	1.45	0.0036	47	0.07	0.13	-23.78	-14.22

Tableau 11: Commutateurs cascades optimisés avec différentes fonctions d'adaptation.

On observe une certaine diversité dans les composants obtenus. On peut notamment remarquer que certaines fonctions d'adaptation n'aboutissent pas à un composant satisfaisant souvent parce que le compromis entre consommation et qualité optique n'est pas obtenu. Quoiqu'il en soit, cette démarche nous a permis de définir plusieurs composants candidats à la réalisation.

Analyse.

Comme cela a déjà été abordé, le fait de travailler avec des populations nous permet de réaliser des études statistiques. On se propose dans un premier temps d'étudier l'influence des paramètres sur la fonction d'adaptation et leurs éventuelles interactions. Ensuite, en procédant à une genèse sur un espace de recherche limité, nous étudierons la sensibilité du composant aux imprécisions technologiques.

L'étude de l'influence de chaque paramètre se fait en observant la convergence de la population vers l'individu optimal. Pour cela nous avons représenté chaque individu par son chromosome binaire, chaque pixel représentant un bit. La population est l'ensemble de ces individus. Les graphiques figure 73 représentent la succession de générations. On peut remarquer que la génération originelle est complètement désordonnée et qu'au fur et à mesure que la population évolue et converge vers l'optimum les graphiques s'ordonnent. Partant du principe que les paramètres les plus influents convergent plus vite, on peut procéder à un classement qualitatif de ces derniers. Ainsi il semble que dans notre espace de recherche, l, lc et h soient les paramètres les plus influents tandis que dn l'est moins. Cependant, il faut noter que tous les paramètres que nous avons pris en considération influent sur l'adaptation du composant.

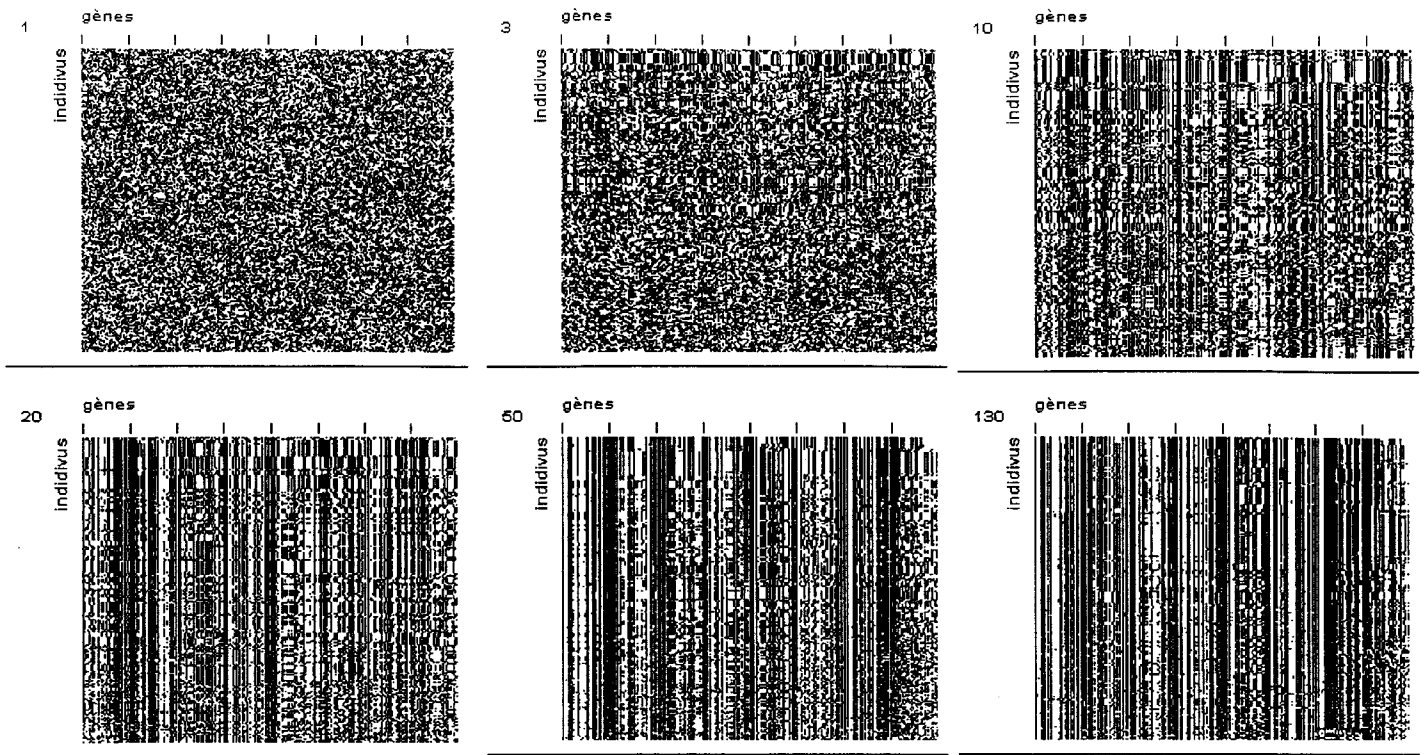


Figure 73: Evolution d'une population de 'cascade switches'.

L'étude statistique d'une population de commutateurs ayant subi la pression de leur environnement pendant plusieurs générations, nous permet d'étudier les interactions entre paramètres. Nous avons ainsi pu mettre en évidence trois interactions fortes comme le montrent les graphiques suivants.

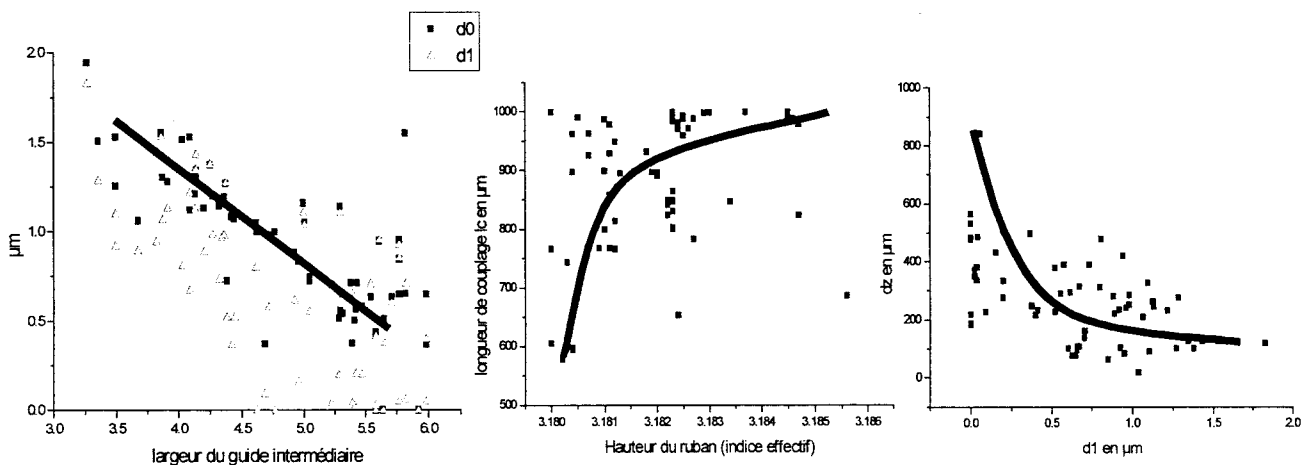


Figure 74: Etude des interactions entre paramètres (d_0 et d_1 les distances entre les guides).

Tout ce qui suit n'est valable que dans l'espace de recherche que nous avons considéré.

On peut voir que les valeurs de d_1 et d_0 décroissent lorsque la largeur du guide intermédiaire augmente. Ceci découle directement du rôle de séparateurs que joue d_0 et d_1 . En effet, il semble que leur principale fonction est de faire en sorte que les guides principaux soient suffisamment éloignés afin de prévenir tout

phénomène de couplage parasite entre eux. Ainsi, on peut vérifier que la somme de l_{sec} , d_0 et d_1 est toujours supérieure à $5.5 \mu m$.

En suite, on montre l'interaction entre la longueur de couplage et la hauteur du ruban. La longueur de couplage augmente lorsque la hauteur du guide décroît. Ceci s'explique très bien en considérant la théorie du couplage de mode. En effet, on sait que la distance de couplage est inversement proportionnelle à la différence des constantes de propagation des modes en question (cf. 5.2.1). Or cette dernière augmente avec le confinement. Augmenter la hauteur du ruban permet de diminuer la distance de couplage.

Enfin, on montre l'interaction entre les distances d_1 et d_z . Celle-ci est également due au couplage. En effet, elle traduit le fait que lorsque l'on rapproche les deux guides, la longueur de couplage diminue.

La technologie, on le verra dans le chapitre suivant, est loin d'être une science exacte. Il est donc intéressant au niveau de la définition des composants de voir s'il est réaliste de vouloir fabriquer un composant. Pour cela on se propose d'étudier les conséquences des imprécisions de fabrication en lançant une genèse sur un espace de recherche limité autour d'un composant optimisé. Les dimensions de cet espace sont choisies en fonction des imprécisions. En analysant ensuite les variations du coefficient d'adaptation en fonction des divers paramètres on pourra identifier les phases critiques.

	l (μm)	L_{sec} (μm)	d_0 (μm)	d_1 (μm)	l_c (μm)	d_z (μm)	h (μm)	D_n
Composant ref.	4.49	4.71	0.982	0.576	999	390.4	1.55	0.0034
Limite inférieure	4.29	4.51	0.882	0.476	998	389	1.45	0.003
Limite supérieure	4.69	4.71	1.082	0.676	1000	391	1.6	0.004

Tableau 12: Espace de recherche correspondant aux erreurs technologiques.

On obtient la courbe suivante :

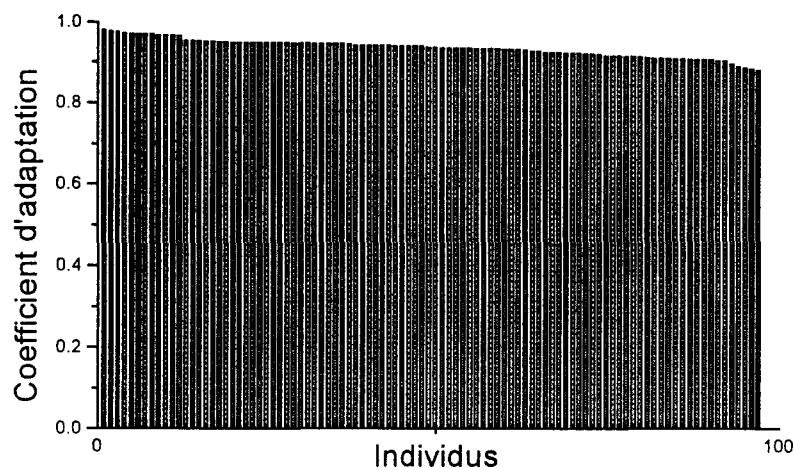


Figure 75 : Variation du coefficient d'adaptation due aux imprécisions technologiques.

Cette étude nous permet de nous rassurer sur les conséquences de possibles maladdresses lors de la fabrication du composant. En effet, quelles que soient les erreurs dues aux imprécisions de la technologie, le composant continue à fonctionner. Le coefficient d'adaptation ne varie quasiment pas.

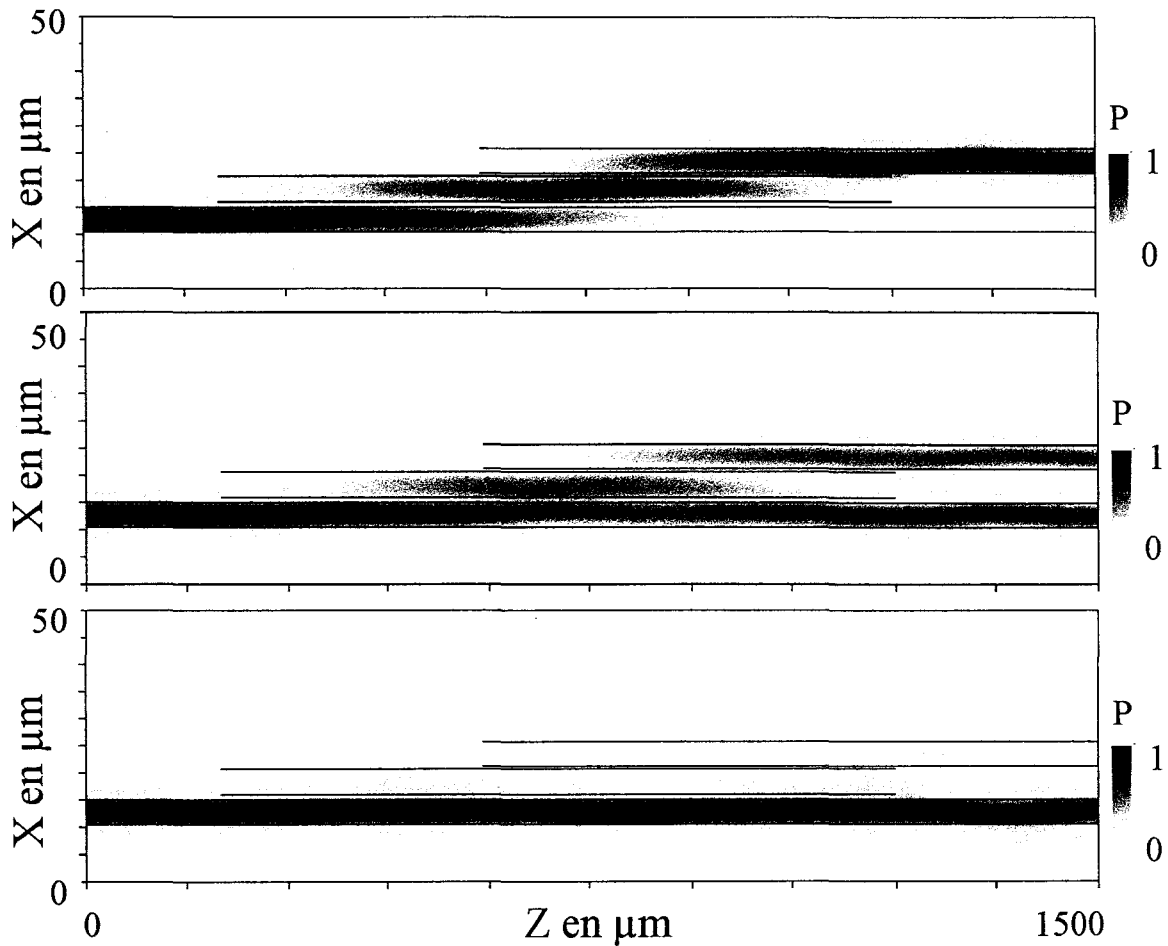


Figure 76: Fonctionnement du commutateur cascade optimisé.

5.3.2 La définition du 'cascade switch monobloc' par algorithme génétique.

Le succès de ce premier essai et la faible dimension des paramètres d_0 et d_1 nous ont incité à envisager un commutateur cascade monobloc. En effet, l'une des difficultés prévisibles pour la réalisation des commutateurs définis ci-dessus est la séparation du guide intermédiaire des guides principaux (inférieure à $1 \mu\text{m}$). Une structure monobloc, consistant à ne pas séparer les guides de sortie des guides intermédiaires, simplifierait grandement la fabrication.

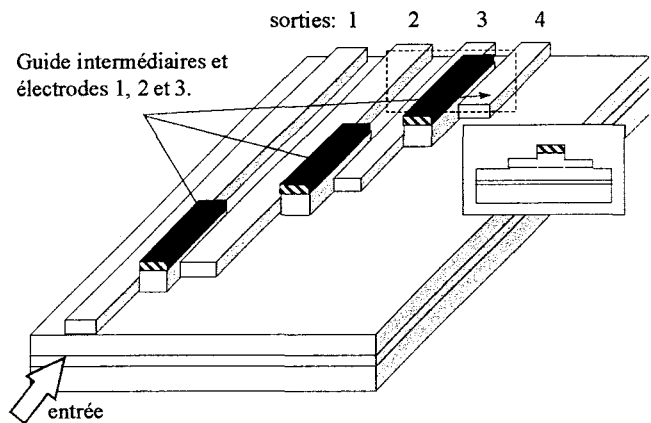


Figure 77 : Structure du commutateur cascade 'monobloc'.

Nous avons donc relancé un algorithme génétique en ne changeant que l'espace de recherche.

	l	lsec	d0	d1	lc	dz	h	Dn
	(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	
Limite inférieure	2	1	0	0	200	0	0	0.001
Limite supérieure	6	6	0	0	1000	1000	1.6	0.01

Tableau 13 : Espace de recherche pour l'optimisation du commutateur cascade monobloc.

Nous avons gardé les mêmes procédures d'évaluation (f_s), de sélection (K-tournement), de reproduction (croisement en 1 point) et de mutation (probabilité=0.001).

Le commutateur obtenu est le suivant:

l	lsec	d0	d1	lc	dz	h	dn	Is	Pertes		Diaphonie (dB)	
									(μm)	(μm)	(dB)	(dB)
(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	(neff)	(mA)	//	X	//	X	
4.9	5.6	0	0	578.1	184	1.55	0.0066	95	0.11	0.05	-17.35	-20.47

Tableau 14: Commutateur cascade monobloc optimisé.

6 Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons présenté les diverses méthodes d'optimisation que nous avons utilisées pour la définition des commutateurs. Ces méthodes ont prouvé leur efficacité tant pour la compréhension du fonctionnement des composants que pour leur optimisation. Cette étude a abouti à la définition de plusieurs composants susceptibles d'être fabriqués. Nous avons donc fait un choix parmi eux.

Dans le chapitre suivant, après quelques généralités sur les procédés disponibles à l'ITEMN, nous présentons la fabrication des commutateurs TIR issus de l'optimisation par la méthode d'essais et d'erreurs ainsi que ceux résultant de l'optimisation par algorithme génétique. Ensuite, nous présenterons les commutateurs cascades.

Les tableaux suivants récapitulent les paramètres (*les paramètres réels sont en italique*) et les performances attendues de ces commutateurs. Ces dernières ont été recalculées avec une BPM optimisée.

Commutateurs TIR :

Téta	l	e	lm	dm	e2	dn	Is	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
								($^\circ$)	(μm)	(μm)	(μm)
4	4	2	150	0	2	0.02	75	0.04	0.02	-22	-25
3.9	5.59	2.88	253	0.15	4.2	0.015	65.6	0.1	0.1	-25	-27
<i>3.9</i>	<i>5.6</i>	<i>2.9</i>		<i>0</i>							

Tableau 15: Commutateurs TIR fabriqués.

Commutateurs cascades :

l (μm)	lsec (μm)	d0 (μm)	d1 (μm)	lc (μm)	dz (μm)	h (neff)	dn	Is (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
									//	X	//	X
4.49	4.71	0.982	0.576	919	390.4	1.55	0.0034	46	0.05	0.04	-30.01	-28.6
4.5	4.7	1	0.6		390							
4.9	5.6	0	0	578.1 578	184	1.55	0.0066	90	0.08	0.04	-26.51	-25.7

Tableau 16: Commutateurs cascades fabriqués.

La diaphonie étant très faible, on peut donc envisager de réduire la consommation de ces commutateurs de plusieurs dizaines de mA comme on pourra l'observer lors de la caractérisation des composants fabriqués.

l (μm)	lsec (μm)	d0 (μm)	d1 (μm)	lc (μm)	dz (μm)	h (neff)	dn	Is (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
									//	X	//	X
4.49	4.71	0.982	0.576	919	390.4	1.55	0.002	19	0.09	0.04	-18.01	-28.6
4.5	4.7	1	0.6		390							
4.9	5.6	0	0	578.1 578	184	1.55	0.005	60	0.1	0.04	-19.1	-25.7

Tableau 17: Caractéristique des commutateurs fabriqués en réduisant la consommation.

Chapitre III : LA TECHNOLOGIE.

1 Généralités.

Comme tout composant électronique réalisé sur matériau III-V, la fabrication des composants optoélectroniques passe par une succession d'étapes fondamentales : la croissance épitaxiale des couches actives, la lithographie, les gravures sèches e humides, les métalisations...

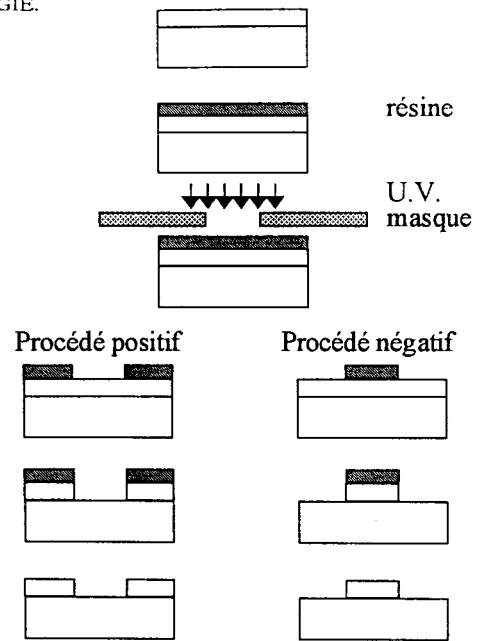
La croissance épitaxiale est fondée sur le phénomène d'orientation mutuelle de cristaux dû à des analogies étroites dans l'arrangement des atomes des faces communes. L'épitaxie ne sera notamment possible que s'il existe une maille plane et simple, quasi-identique en forme et en dimension dans les deux réseaux et si les ions du cristal orienté qui remplacent ceux du cristal support dans la croissance sont de même signe. Dès lors, les méthodes de production de monocristaux sont très variées. On peut cependant les classer dans différentes catégories telles que la croissance en solution, en bain fondu, en phase vapeur, à l'état solide ou par jet moléculaire. C'est ce dernier principe qui est utilisé à l'IEMN.

Cette technique repose sur le fait que toute espèce cristalline peut être sublimée puis redéposée sous forme de monocristal sur une cible plus froide. Ces cibles sont des cristaux soit de la même espèce mais différemment dopée (auto-épitaxie) soit d'une espèce différente (épitaxie). Les cibles et les dépôts sont choisis en fonction de leurs propriétés électroniques et optiques. Le bâti de MBE de l'IEMN comprend deux sources gaz (phosphine PH_3 et arsine AsH_3) et cinq sources solides (gallium indium et aluminium pour les éléments III, silicium et béryllium pour les éléments dopants) ce qui nous permet, outre les alliages AsGa et InP, de synthétiser les alliages ternaires et quaternaires suivants : GaAlAs, GaInAs GaInP, GaAsP, GaInAsP, AlGaInAs, AlGaInP.

La lithographie regroupe toutes les étapes nécessaires à la définition de la structure géométrique des composants. Elle consiste, dans un premier temps, à recouvrir le wafer d'un polymère qui sera soit sensible aux UV, on parlera alors de photolithographie, soit sensible aux électrons, on parlera de lithographie électronique (e-beam). Dans un deuxième temps on insole ce film actif à travers un masque pour ensuite le développer et ainsi transférer les motifs du masque vers le film polymère. Il existe deux types de résines appelées positives ou négatives selon que la partie insolée est dissoute lors du développement ou non. La dernière étape du processus de lithographie consiste à reporter par gravure sur le wafer les motifs imprimés sur la résine qui joue alors le rôle de masque.

Toute l'efficacité d'un procédé de fabrication dépend donc du choix judicieux des résines employées en fonction des techniques d'insolation utilisées, chacune ayant sa propre résolution, des attaques utilisées pour graver l'épitaxie, chacune ayant également ses propres propriétés, et des métallisations effectuées. On classera les types de gravures en deux catégories, les gravures humides et les gravures sèches. Les gravures humides, ou gravures en solutions aqueuses, bien que souvent isotropes, peuvent faire montre d'une anisotropie selon les plans cristallographiques. Les gravures sèches sont, quant à elles, caractérisées par une forte anisotropie permettant d'obtenir des structures de très grand facteur de

forme. L'un des représentants les plus connus de ce type d'attaques est la gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching, RIE, en terminologie anglaise). Elle consiste à accélérer des ions réactifs vers la surface du matériau à graver. L'efficacité de l'attaque est fortement augmentée dans la direction d'accélération, l'anisotropie des gravures sèches est donc indépendante de la cristallographie du matériau gravé et nous permet d'envisager toute sorte de formes.



2 Techniques de lithographie.

2.1 Techniques d'insolation.

Un grand nombre de techniques de lithographie existe. La première étape de tout procédé consistera donc à choisir la méthode la plus adaptée au problème posé en tenant compte aussi bien des performances de la technique que de sa facilité de mise en œuvre ou de son coût. Afin de familiariser le lecteur candide aux techniques existantes, nous proposons dans cette section un rapide survol des différentes variétés de lithographie en insistant plus sur celles disponibles à l'IEMN. Le classement naturel se fait en fonction du type de radiation utilisé (UV, Rayons X, faisceaux d'électrons ou d'ions).

La lithographie optique (UV) est certainement la méthode la moins coûteuse à mettre en œuvre tout en autorisant des résolutions de l'ordre du micron. Elle consiste à insoler une résine sensible aux UV à travers un masque qui pourra être ou ne pas être en contact avec la surface, on parlera alors respectivement de lithographie de contact ou de proximité. Dans le premier cas, la résolution et la qualité d'impression seront limitées principalement par la déformation due à la pression exercée par le masque sur la résine. Dans le cas de la lithographie de proximité, la résolution sera limitée par la diffraction. La largeur minimale d'un motif sera proportionnelle à la racine du produit de la longueur d'onde d'exposition par la distance entre le

masque et la surface de la résine. Ainsi, on pourra envisager une résolution de l'ordre de 0.9 μm pour une distance de séparation de 1 μm et une longueur d'onde de 365 nm.

La lithographie par RX repose sur les mêmes principes que la lithographie UV. Seul le fait de travailler avec des longueurs d'ondes plus petites nous permet de résoudre le problème de la diffraction. Ainsi, pour une longueur d'onde typique de 10 \AA et une séparation masque/résine de 20 μm on obtient une résolution de l'ordre de 0.2 μm . Cependant, la fabrication des masques RX est compliquée et donc coûteuse, l'utilisation d'une telle technique ne peut donc être envisagée que pour la production en grande série, seule susceptible d'amortir le prix du masque.

La lithographie électronique consiste à utiliser des faisceaux d'électrons accélérés pour insoler une résine « électro-sensible ». La longueur d'onde de De Broglie d'un électron accéléré par un champ de 25 KeV étant de 0.074 \AA , on comprend immédiatement l'intérêt d'une telle technique pour résoudre définitivement les problèmes de diffraction. De plus, la charge de l'électron nous permet de contrôler la direction de propagation et la taille du spot du faisceau électronique grâce à un jeu de lentilles électromagnétiques. L'écriture directe est donc possible. La résolution dépend donc uniquement de la largeur du faisceau électronique qui est typiquement comprise entre 0.01 et 0.25 μm . Le choix de ce paramètre résulte d'un compromis entre résolution et temps d'exposition. En effet, ce dernier est inversement proportionnel au carré du diamètre de spot. On peut écrire :

$$T = \frac{A S}{d^2 j} \quad \text{III-1}$$

avec A l'aire à insoler, S la sensibilité de la résine, d le diamètre du spot et j la densité de courant du faisceau.

La lithographie ionique est fondée sur les mêmes principes d'accélération de particules chargées. Son utilisation reste encore confidentielle, même si elle permet d'obtenir des résolutions de l'ordre de 0.2 μm pour des temps d'insolation bien inférieurs à la lithographie électronique (490 cm^2/Heure contre 7.5 cm^2/Heure).

L'IEMN étant doté de lithographie optique UV et UV profonds ainsi que d'un masqueur électronique, seules ces techniques seront utilisées par la suite.

2.2 Le choix des résines.

Comme nous venons de le voir, pratiquement toutes les étapes technologiques de fabrication de composants intégrés requièrent l'utilisation de masques de résines photosensibles ou électro-sensibles. Le choix de la résine utilisée se fait non seulement en fonction du type d'insolation envisagée mais également en fonction du procédé auquel devra résister le masque (RIE, gravure humide, implantation...).

Les résines positives sont principalement utilisées pour la réalisation de contacts. Elles sont composées d'un polymère, d'un composé organique photosensible et d'un agent tensioactif. L'agent tensioactif permet d'obtenir un bon mouillage et une bonne planéité de la surface ce qui est déterminant pour obtenir un bon plaquage entre la résine et le masque lors de l'insolation. Le composé photosensible empêche la

dissolution du polymère dans le révélateur, l'insolation le détruisant, la partie insolée est donc dissoute. La qualité de la résine est donc très fortement liée aux propriétés de ce composé et notamment à sa réponse à l'éclairage. Une bonne résine est caractérisée par un comportement très non-linéaire entre la zone éclairée et la zone non-éclairée conduisant à une destruction quasi-totale du composé photosensible dans la zone éclairée et à sa conservation dans les zones sombres. Cette propriété permet non seulement de bien contrôler la dimension des motifs mais également d'obtenir des flancs de résine verticaux.

Les résines négatives contiennent également ces deux composés principaux que sont le polymère et l'espèce photosensible. Cependant, les mécanismes ne sont pas les mêmes. Ici, lorsqu'elle est éclairée, l'espèce photosensible libère un composé très réactif capable de s'insérer dans les chaînes carbonées du polymère augmentant ainsi son poids moléculaire et donc réduisant sa vitesse de dissolution dans le révélateur. On obtient ainsi une image négative du masque initial où ce qui est éclairé reste et ce qui ne l'est pas est dissout. Comme pour les résines positives, on recherche un contraste maximum que l'on obtient en contrôlant la distribution du poids moléculaire du polymère en fonction de l'énergie lumineuse absorbée. Ces résines sont principalement utilisées pour la réalisation de mesa. Elles ne résistent pas bien aux procédés RIE et restent largement utilisées pour les attaques humides de dimensions moyennes.

Le dernier type de résines que l'on sera amené à rencontrer dans la suite sont les résines électroniques. Les principes sont les mêmes que pour les résines optiques, seul le mode d'absorption de l'énergie issue du faisceau change. Si dans le cas des résines optiques l'absorption ne pouvait se faire qu'en des sites particuliers, dans le cas des résines électroniques on dispose d'assez d'énergie pour casser n'importe quelle liaison chimique. Les résines électroniques positives les plus couramment rencontrées sont les (Poly-Methyl-MethAcrylates) PMMA. Ces composés ont la propriété de se dégrader lorsqu'ils sont soumis à un faisceau électronique. Cette dégradation entraînant une diminution du poids moléculaire du PMMA, sa vitesse de dissolution dans le révélateur augmente. Les résines électroniques négatives comportent généralement des composés aromatiques et sont caractérisées par un moins bon contraste, la résolution s'en trouve donc affectée. Cependant leur résistance aux procédés de RIE est grande ce qui peut permettre d'envisager la réalisation de mesa sans passer par un masque métallique intermédiaire.

Le tableau 18 liste quelques résines à notre disposition à l'ITEMN.

Résine	+/-	Type	Compatibilité RIE
1400-27	+	Optique	Moyen
AZ 1518	+	Optique	Moyen
AZ 5214	+ ou -	Optique	Faibles profondeurs
PMMA	+	Electronique	Possible
COPO	+	Electronique	Faibles profondeurs
PN114	-	Electronique	Oui

Tableau 18: Types de résines et leur compatibilité à la RIE.

3 L'optimisation des procédés.

Dans la section précédente nous avons présenté les diverses techniques lithographiques qui nous sont offertes pour la fabrication de nos composants. Dans ce qui suit nous nous proposons d'exposer les diverses étapes constituant un procédé lithographique ainsi que leur méthode d'optimisation.

3.1 Le dépôt de la résine.

Dans la majorité des cas, tout commence par le dépôt de la résine photosensible ou électro-sensible sur le substrat. La technique consiste à centrifuger le wafer préalablement recouvert de résine. Les paramètres contrôlés sont l'accélération et la vitesse de rotation de la centrifugeuse ainsi que le temps de centrifugation. L'épaisseur de la résine en fonction de la vitesse de centrifugation peut être approximée par une loi empirique exponentielle décroissante du type suivant :

$$e = A + Be^{-\frac{x-x_0}{t}} \quad \text{III-2}$$

Comme cette dernière varie fortement en fonction de la centrifugeuse utilisée et des conditions d'installation du matériel, ces courbes sont donc tracées pour chaque machine et ne sont valables qu'à l'IEMN. La qualité d'un dépôt est principalement caractérisée par la variation de son épaisseur le long d'un axe radial ici représenté par les barres d'erreurs. Dans le cas où l'on envisagerait de réaliser des motifs proches de la résolution maximale, cette caractéristique devient primordiale.

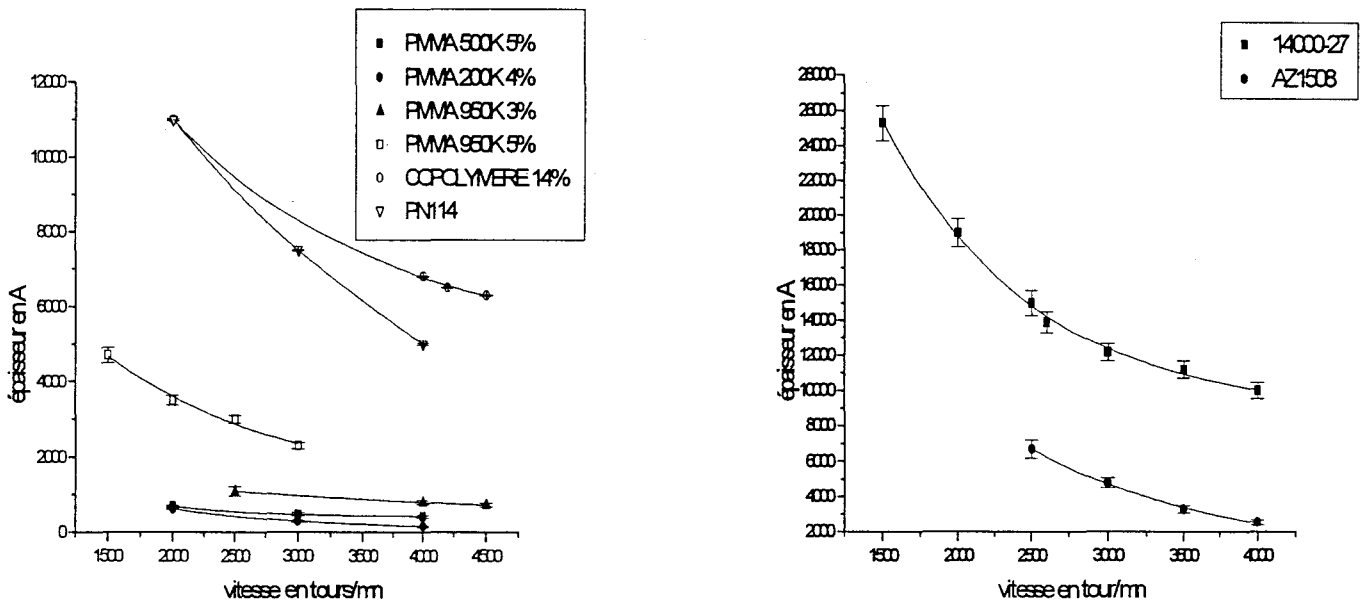


Figure 78 : épaisseur de résine en fonction de la vitesse de centrifugation.

Les paramètres influençant cette uniformité et sur lesquels nous pouvons facilement jouer sont principalement la vitesse de rotation et l'accélération. L'optimisation du dépôt est, on le devine, très laborieuse et demande beaucoup d'essais. Par chance, l'IEMN a une longue expérience dans ce domaine ; nous nous sommes donc appuyés sur son savoir-faire et avons utilisé ses recettes tout en vérifiant leur compatibilité avec nos exigences. Les courbes figure 78 montrent donc la variation de l'épaisseur des dépôts en fonction de la vitesse de centrifugation pour les résines optiques et électroniques. Le tableau résume les lois exponentielles qui pourront servir par la suite de modèle pour l'optimisation des procédés.

Résines	A(Å)	B(Å)	X0(t/mn)	t(t/mn)
PMMA 50K 5%	415	2000	284	675
PMMA 950K 5%	1217	1500	3456	1351
PMMA 950K 3%	360	2500	739	2884
PMMA 200 K 4%	56	2000	573	1166
PN 114	-1250	2000	12250	2972
COPO 14%	4822	200	6197	1229
1400-27	8675	1500	16688	1000
AZ 1508	725	2500	5990	1237

Tableau 19: Coefficients pour le calcul de l'épaisseur de résine en fonction de la vitesse de centrifugation.

3.2 Le recuit, l'exposition et le développement.

Le rôle du recuit avant l'exposition et le développement est simplement d'évaporer les solvants de la résine. S'il n'influe pas beaucoup la phase de développement des résines négatives, il n'en est pas de même pour les résines positives. En effet, dans ce cas, le développement est très sensible à l'histoire thermique du film de polymère ainsi qu'à la présence éventuelle de solvant résiduel. Nous n'insisterons pas sur le rôle de l'exposition et du développement qui ont été largement abordé précédemment.

Comme on le présage une fois encore, l'optimisation de cette phase comportant trois étapes indissociables nécessiterait la prise en compte de très nombreux paramètres tels que la température et le temps de recuit, la dose d'insolation, le temps de révélation, la concentration du révélateur... Nous nous reposerons une fois encore sur le savoir-faire des technologues de l'IEMN. Ici, nous voulons simplement attirer l'attention du lecteur sur l'importance de respecter très précisément les recettes décrites dans la suite.

3.3 Les gravures

'Jamais 203', on insiste donc une dernière fois sur le fait que l'optimisation des procédés est laborieuse. Ainsi, pour les gravures en solution aqueuse on étudiera bien évidemment l'influence des composés

présents dans la solution mais également leur concentration, la température de la solution ou l'éventuelle préparation du substrat avant de l'attaquer. Le tableau 20 présente un panel assez large des solutions que nous avons étudiées dans l'équipe d'optoélectronique de l'EMN. Leur optimisation est le résultat d'une approche systématique consistant à faire varier tous les paramètres tour à tour et à évaluer leur influence respective.

Solutions d'attaque	Proportions	Matériaux gravés	Vitesses Å /min	Remarques
H ₃ PO ₄ /H ₂ O ₂ /H ₂ O	5/1/40	InGaAs	2000 Å /min	Du fait de la viscosité de l'acide phosphorique, bien agité avant de débiter l'attaque
H ₃ PO ₄ /H ₂ O	4/1	InP	0.5 µm/min	
HCl/ H ₃ PO ₄	1/4	InP	0.3 µm/min	
HCl/H ₂ O ₂ /H ₂ O	5/1/40	InP	7 µm/min	Attention au dégazage de Phosphine !!.
NaOH	pur	Al	≈ 1000 Å /min	

Tableau 20: Synthèse de quelques attaques humides à disposition.

Cette approche classique n'est pas très satisfaisante. En effet, outre le caractère fastidieux de la démarche, l'étude d'un phénomène comprenant n variables nécessite au minimum $2n$ expériences, elle ne nous permet pas de considérer les interactions éventuelles entre les variables.

Nous nous proposons donc d'adopter une méthodologie qui va nous permettre de dépasser cette limitation tout en réduisant le nombre d'expériences. Il s'agit de réaliser un plan d'expériences. Cette méthode consiste à faire varier tous les facteurs à la fois à chaque essai suivant un programme préétabli.

Aussi étonnant que cela puisse paraître, faire varier tous les facteurs simultanément est source de nombreux avantages tels que la diminution du nombre d'essais, la détection des interactions entre facteurs, l'augmentation de la précision des résultats et la possibilité de modéliser le phénomène étudié.

Les plans d'expériences permettent donc l'étude de nombreux paramètres, et l'une de leurs applications les plus courantes est la détermination des facteurs influents. C'est ce que nous nous proposons de faire dans la suite en réalisant un plan factoriel fractionné à deux niveaux. La méthode consiste à fixer deux niveaux à chaque variable. Ces bornes définissent l'espace de validité de l'expérimentation. Ensuite, on réalise les essais successifs définis par la matrice d'expériences et on mesure les réponses.

Comme exemple, nous présentons l'optimisation du procédé de gravure RIE profonde utilisé pour la réalisation des micro-miroirs présents dans les matrices de commutation.

3.3.1 Optimisation de la gravure profonde par RIE CH₄/H₂/Ar.

3.3.1.1 Généralités sur la RIE.

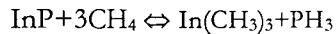
La gravure ionique réactive est une méthode d'attaque anisotrope permettant d'obtenir des profils verticaux. Deux effets prédominent et interagissent dans le réacteur : un effet physique résultant des collisions entre les ions accélérés et la surface de l'échantillon et un effet purement chimique. Deux

explications cohabitent pour décrire ce qui se passe dans un bâti de RIE. Soit, on considère que la surface de l'échantillon adsorbe les espèces chimiques présentes dans le bâti et permet la formation de produits volatils qui sont ensuite détruits par le bombardement ionique, ce qui permet à la réaction de se poursuivre. Soit on considère que l'effet physique est primordial et que les ions accélérés pulvérisent la surface. Les radicaux ainsi libérés réagissent avec les gaz du plasma. En fait, la réalité est certainement quelque part entre ces deux explications.

La prédominance d'un effet sur l'autre se définit en jouant sur divers paramètres tels que la pression de travail, la puissance RF, les éléments chimiques présents et leurs pressions partielles.

Les plasmas les plus couramment utilisés pour les gravures sèches de semi-conducteurs III-V sont basés sur les chlorures. Ainsi les gaz Cl_2 , SiCl_4 , BCl_3 ou CCl_2F_2 ajoutés aux gaz inertes Ar ou He forment des plasmas classiquement utilisés pour les attaques d'AsGa et permettent d'obtenir des vitesses d'attaque relativement importantes. Cependant ces « sauces » présentent deux inconvénients majeurs : une faible sélectivité sur les masques de résine et des profils de gravures rugueux sur les matériaux de la filière InP dus à la faible volatilité des chlorures d'indium.

La filière CH_4/H_2 a été introduite pour résoudre ces problèmes. Le méthane réagit avec l'indium alors que l'hydrogène réagit avec le phosphore suivant la réaction suivante :



Ce plasma grave plus lentement les III-V mais permet d'obtenir des flancs beaucoup moins rugueux. Cependant ce procédé induit la formation de polymères pouvant entraîner du micro-masquage. D'autre part, le rapport entre le méthane et l'hydrogène doit être maintenu entre 0.1 et 0.4 afin d'éviter l'appauvrissement préférentiel en phosphore ce qui induirait une augmentation de la rugosité de la surface gravée. De plus, la sélectivité entre matériaux de la filière InP est faible.

Dans la suite nous nous proposons d'étudier l'influence des divers paramètres cités précédemment sur les caractéristiques des attaques. Nous nous intéresserons notamment aux vitesses de gravures, à la verticalité et à la rugosité des flancs de gravure ainsi qu'à la sélectivité de l'attaque sur la résine.

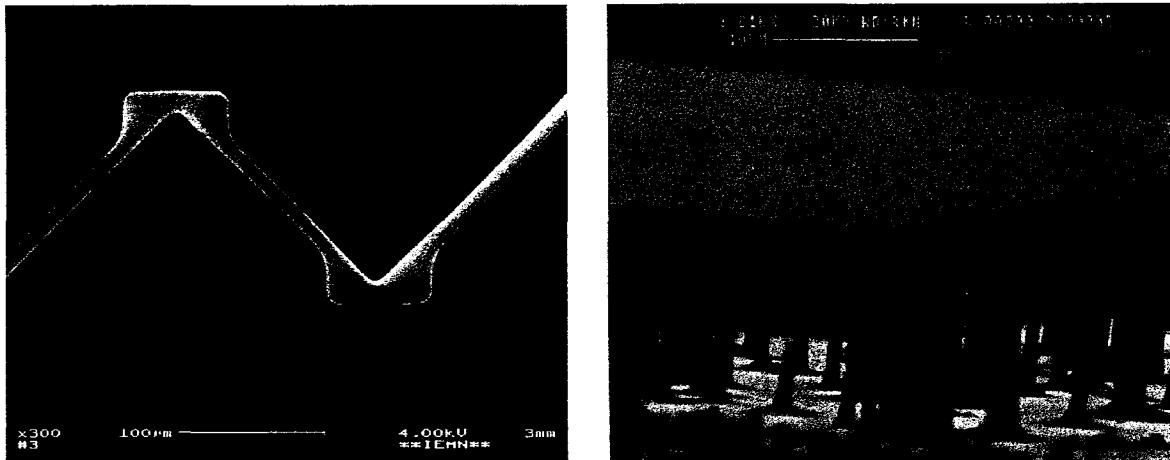


Figure 79: Guide optique, micro-miroirs intégrés et micromasquage

3.3.1.2 Plan d'expériences.

La pratique des plans d'expériences, si elle est de plus en plus admise dans le monde industriel, ne l'est pas dans celui de la recherche certainement parce que son principe même heurte nos habitudes. En effet, comme le souligne Michel GREIF dans la préface du livre de Jacques ALEXIS [A24], des générations d'ingénieurs, et par extension de scientifiques, ont été formés selon l'idée que la mise au point et l'amélioration de machines, composants ou process passent nécessairement par la compréhension détaillée de tous les phénomènes influençant leur fonctionnement. Or, la méthode des plans d'expériences est fondée sur le principe inverse qui considère que l'observation des effets induits par un changement contrôlé des paramètres permet d'améliorer le réglage de ces derniers.

Dans une démarche d'optimisation, le but de l'expérimentateur est de trouver les meilleures conditions pour obtenir le meilleur produit en terme de fiabilité, de performance et de coût pour une fonction donnée[.]. Pour cela plusieurs solutions sont envisageables :

On peut ne faire varier qu'un facteur à la fois pour en étudier les conséquences sur le produit. Si l'on considère deux niveaux pour chaque paramètre, l'expérimentation suivra une table du type suivant :

N° de l'essai	Valeur des paramètres (niveau bas = -, niveau haut = +)							Résultat de l'essai.
	A	B	C	D	E	F	G	
1	-	-	-	-	-	-	-	R1
2	+	-	-	-	-	-	-	R2
3	-	+	-	-	-	-	-	R3
4	-	-	+	-	-	-	-	R4
5	-	-	-	+	-	-	-	R5
6	-	-	-	-	+	-	-	R6
7	-	-	-	-	-	+	-	R7
8	-	-	-	-	-	-	+	R8

L'influence de chacun des paramètres n'est étudié que confronté à une seule configuration des niveaux des autres facteurs. Cette méthode ne pourra être utilisée efficacement que dans les cas où aucune interaction entre paramètres n'a lieu, ce qui est exceptionnel.

La seconde solution à notre disposition est d'utiliser un plan factoriel complet. Celui-ci consiste à étudier toutes les combinaisons possibles des niveaux des paramètres. Dans notre exemple, comprenant 7 variables à 2 niveaux, cela nécessite 2^7 soit 128 expériences. Ensuite, un traitement statistique des résultats nous permet non seulement de déterminer l'influence des principaux paramètres mais également leurs probables interactions pour aboutir à la solution optimale. Bien que théoriquement parfaite, cette méthode devient très vite impraticable lorsque le nombre de paramètres ou de niveaux étudiés augmente.

La solution est donc bien souvent de réduire le nombre d'expériences. Pour cela on part du principe que parmi les essais effectués dans un plan factoriel complet, plusieurs apportent les mêmes informations. On peut donc réduire de façon importante le nombre d'essais strictement nécessaires. On réalise un plan factoriel fractionnaire. Le choix des essais à faire ou à ne pas faire étant affaire de spécialistes nous nous

bomérons dans la suite à suivre les matrices d'expériences sélectionnées par G. TAGUCHI. Dans notre cas, l'étude des 4 paramètres et de leurs interactions peut se faire en suivant un plan ne comportant que 8 essais. L'influence des paramètres est évaluée et hiérarchisée en calculant la différence entre la moyenne des réponses lorsque le paramètre est au niveau haut et la moyenne des réponses lorsqu'il est au niveau bas. Quant aux interactions entre deux paramètres A et B, elles sont évaluées en calculant l'effet moyen de A lorsque il passe du niveau haut au niveau bas tandis que B est au niveau haut et l'effet moyen de A lorsque il passe du niveau haut au niveau bas tandis que B est au niveau bas. Si ces effets sont égaux il n'y a pas d'interaction.

L'étude et l'optimisation du procédé de gravure qui suit ont été réalisées suivant un plan d'expérience factoriel fractionnaire comprenant 8 essais. Nous nous sommes intéressés aux paramètres directement accessibles sur le bâti :

- Pression de travail
- Puissance RF
- Flux d'argon
- Rapport flux CH₄/H₂

Pour chacune des variables nous avons déterminé un niveau haut et un niveau bas. On a déterminé ainsi le domaine de validité du plan.

Niveau	Pression de travail	Puissance RF	Flux d'Argon	flux CH ₄ /H ₂
+	80 mTorr	225 W	50 cm ³ .s ⁻¹	15/50 cm ³ .s ⁻¹
-	50 mTorr	40 W	10 cm ³ .s ⁻¹	6/50 cm ³ .s ⁻¹

Les réponses étudiées sont :

- la vitesse de gravure de l'InP
- la verticalité de la gravure
- la morphologie du flanc de gravure
- la sélectivité InP/résine
- la formation de polymère lors du procédé.

Le plan réalisé est un plan factoriel fractionnaire à deux niveaux 2⁴⁻¹, comportant 8 essais, décrit par la matrice d'expérience suivante [A25] :

Essai	Pression de travail	Puissance RF	Flux d'Ar	Flux CH ₄ /H ₂
1	-	-	-	-
2	+	-	-	+
3	-	+	-	+
4	+	+	-	-
5	-	-	+	+
6	+	-	+	-
7	-	+	+	-
8	+	+	+	+

Le fait de fractionner le plan d'expériences revient à associer des effets d'ordre 1 (effet direct d'un paramètre) avec des effets d'ordre plus élevé (interaction de 2, 3 paramètres) que l'on considérera à priori moins influants. Ainsi, ici, nous avons aliasé (ou couplé) l'effet du rapport entre les flux de méthane et d'hydrogène avec l'interaction d'ordre 3 entre la pression de travail, la puissance RF et le flux d'Ar. On définit donc une table d'aliasés récapitulant toutes les équivalences.

On note :

- 1, la pression de travail
- 2, la puissance RF
- 3, le flux d'Ar
- 4, le rapport CH₄/H₂

et 12, 234... les interactions.

1	2	3	4	12	13	23
234	134	124	123	34	24	14

On remarque que dans notre cas des interactions d'ordre deux sont aliasées entre elles. Lors de l'interprétation des résultats, on considérera que l'effet prédominant est celui qui fait intervenir les paramètres les plus influants à l'ordre 1.

L'analyse des résultats revient à remplir pour chaque réponse étudiée la matrice des causes et le vecteur des réponses pour en tirer le vecteur des contrastes (proportionnel à l'influence) défini comme suit :

$$\bar{C} = \frac{\overline{MR}}{n}, n = \text{nombre d'essais} \quad (\text{III-3})$$

Dans l'étude que nous allons présenter, partant de la matrice d'expériences, nous allons remplir la matrice des causes (cf.ci-dessous) en : d'une part recopiant la matrice d'expériences dans les colonnes 1, 2, 3 et 4 et d'autre part en complétant les colonnes d'interaction 12, 13 et 14. Le signe de la colonne 12 résultant du produit des colonnes 1 et 2. En suite, nous reportons dans la colonne réponse les mesures faites lors des essais. Enfin, le calcul des contrastes (ou des influences) revient à calculer pour chaque variable la moyenne des réponses lorsque celle-ci est au niveau haut soustrait à la moyenne des réponses lorsqu'elle est au niveau bas. Plus cette différence est importante plus le paramètre est influent.

Essai	1 ou 234	2 ou 134	3 ou 124	4 ou 123	12 ou 34	13 ou 24	23 ou 14	Moyenne	Réponse
1	-	-	-	-	+	+	+	+	R1
2	+	-	-	+	-	-	+	+	R2
3	-	+	-	+	-	+	-	+	R3
4	+	+	-	-	+	-	-	+	R4
5	-	-	+	+	+	-	-	+	R5
6	+	-	+	-	-	+	-	+	R6
7	-	+	+	-	-	-	+	+	R7
8	+	+	+	+	+	+	+	+	R8

influence

	I1	I2	I3	I4	I12	I13	I23	moyenne
Contraste	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8

De plus, à partir de ces coefficients et sous certaines conditions, on peut obtenir une loi empirique du type :

$$R = \frac{1}{n} \sum_i C_i F_i \text{ avec les } F_i \text{ valeurs des facteurs}$$

3.3.1.3 Résultats

- **Etude de la vitesse de gravure de l'InP et de la sélectivité sur la résine AZ 5214.**

La connaissance des vitesses de gravure est d'un intérêt évident pour le contrôle du process (profondeur des gravures). Quant à la connaissance de la sélectivité sur la résine, elle est importante pour la détermination de l'épaisseur de résine nécessaire et la verticalité de l'attaque. En effet, le flanc de résine n'étant pas vertical, lors de la gravure cette pente est reportée sur le substrat avec un rapport d'homothétie défini par la sélectivité. Plus ce rapport est important, plus le flanc d'attaque sera vertical.

Cette étude a consisté à procéder aux diverses mesures de hauteur de ruban au profilomètre selon la procédure illustrée ci-dessous :



a l'épaisseur de résine; b l'épaisseur de résine et d'InP après la RIE. c l'épaisseur d'InP après plasma O₂.

Ainsi on obtient la vitesse de gravure de l'InP :

$$V = \frac{c}{\Delta t} \quad (\text{III-4})$$

et la sélectivité de l'attaque définie par le rapport des profondeurs de gravures :

$$S = \frac{c}{a-b+c} \quad (\text{III-5})$$

Plus S est grand plus la sélectivité est importante.

- **Etude de la morphologie et de la verticalité du flanc de gravure.**

Cette étude est le résultat d'une observation au MEB des échantillons gravés. La verticalité de l'attaque a été mesurée par des observations perpendiculaires au plan de clivage.

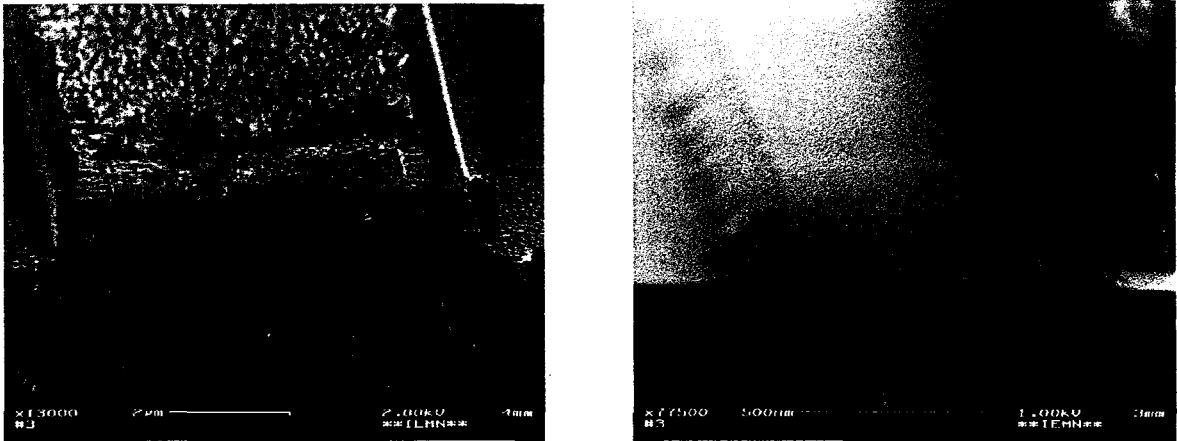


Figure 80: Vue en coupe de deux gravure RIE respectivement à une puissance de travail de 225W et 40W.

La morphologie a été évaluée subjectivement en procédant à un classement croissant de la qualité des gravures (0=mauvais, 10=parfait).

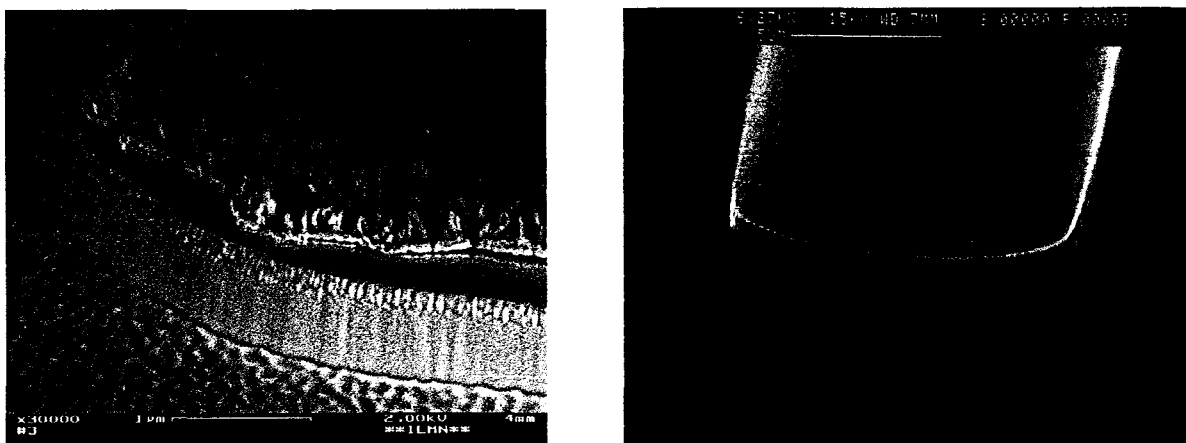


Figure 81: Exemples de rugosité du flanc de gravure résultant de gravure CH₄/H₂/Ar.

3.3.1.4 Bilan des essais.

Essai	<i>Expériences</i>								<i>Résultats</i>			
	1 ou 234	2 ou 134	3 ou 124	4 ou 123	12 ou 34	13 ou 24	23 ou 14	Moyenne	Vitesse Å/min	Sélectivité	Verticalité	Morphologie
1	-	-	-	-	+	+	+	+	80	50	60	10
2	+	-	-	+	-	-	+	+	85	8.33	60	8
3	-	+	-	+	-	+	-	+	380	5.42	90	2
4	+	+	-	-	+	-	-	+	400	5.40	90	3
5	-	-	+	+	+	-	-	+	102	41	90	0
6	+	-	+	-	-	+	-	+	82	33	60	9
7	-	+	+	-	-	-	+	+	390	15.6	90	7
8	+	+	+	+	+	+	+	+	640	1.06	90	1

Influences

	1	2	3	4	12	13	23	moyenne
Contraste Vitesse de gravure InP	31.9	182.5	33.7	31.8	35.5	25.6	28.8	270
Contraste sélectivité résine/InP	-8	-13,1	2.6	-6	4.38	2.32	-1.22	19.97
Contraste de Verticalité	-3.75	11.25	3.75	3.75	3.75	-3.75	-3.75	78.75
Contraste Morphologie	0.25	-1.75	-0.75	-2.25	-1.5	0.5	1.5	5

Avec : 1 la pression de travail

3 flux d'Argon

ij les interactions du second ordre

2 la puissance RF

4 le rapport des flux CH_4/H_2

ijk les interactions du troisième ordre

3.3.1.5 Interprétation.

• **Vitesse de gravure**

Ce premier résultat est sans grande surprise, en effet le plan d'expérience nous montre que la vitesse de gravure augmente avec la puissance RF. Cependant, grâce à cette méthodologie on a vérifié que cette puissance est le seul paramètre influant dans le domaine de validité de l'étude.

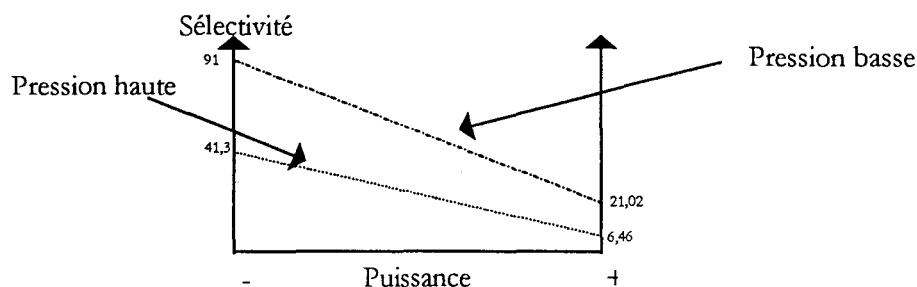
• **Sélectivité.**

Pour la sélectivité, la puissance RF, la pression de travail et le rapport des flux sont influants. Pour ces trois facteurs, leur diminution entraîne une augmentation de la sélectivité. Ceci s'explique simplement par le fait que la diminution de la puissance et du rapport des flux avantage l'aspect chimique de la RIE. Les gaz utilisés ne réagissant pas avec les résines, le contraste d'attaque entre ces dernières et l'InP s'en trouve amélioré.

D'autre part, le contraste identifié par 12 (interaction entre la pression de travail et la puissance RF) semble significatif. La description de cette influence peut se faire graphiquement en représentant

l'influence d'un des facteurs lorsque l'autre est au niveau bas puis au niveau haut. On obtient ainsi deux droites qui auront des pentes plus ou moins différentes selon l'importance de l'interaction. L'observation de ce graphique permet d'interpréter facilement les conséquences de l'interaction étudiée.

Dans notre cas, on illustre l'influence de la puissance RF sur la sélectivité de l'attaque par rapport à la résine lorsque la pression de travail est haute et lorsqu'elle est basse. On obtient le graphique suivant :



La pente de chacune des droites est proportionnelle à l'influence de la puissance RF sur la sélectivité. On peut donc conclure de ce graphique que l'augmentation de la pression de travail réduit l'influence de la puissance RF. On peut expliquer ce phénomène en considérant que la puissance influe sur le caractère physique de la gravure tandis que la pression de travail influe plus sur l'aspect chimique en augmentant la concentration en éléments réactifs dans le réacteur. Ainsi l'augmentation de la pression pour une valeur de la puissance donnée augmente la part chimique de la gravure réduisant d'autant l'influence de la part physique (donc de la puissance RF) sur la réaction.

- **La verticalité des flancs d'attaque.**

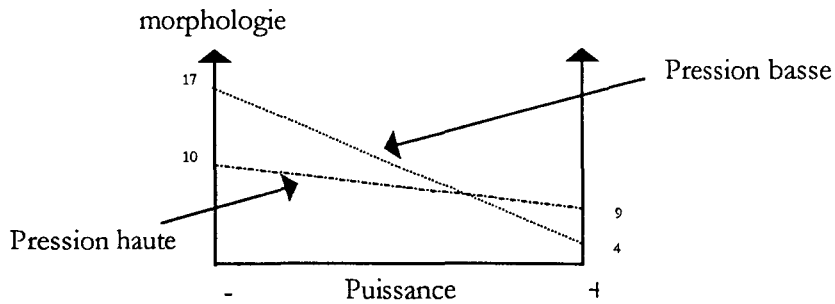
Une fois de plus pas de grande surprise. La verticalité des flancs de gravure passant par l'augmentation de l'anisotropie de l'attaque et donc par une augmentation de la part physique de la gravure, le seul paramètre influant, dans notre espace expérimental, est la puissance RF.

- **Morphologie.**

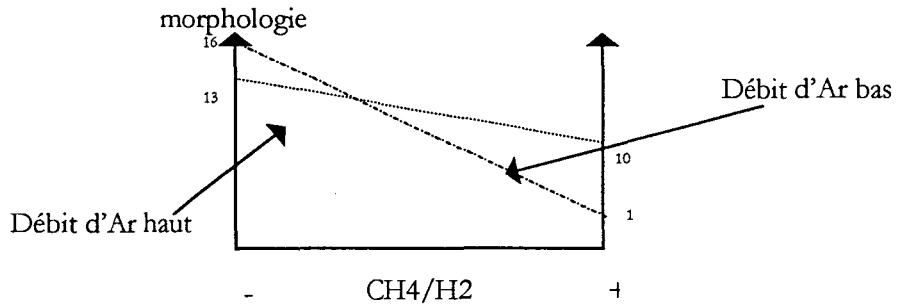
Les facteurs influants sont le rapport des flux de CH_4 et H_2 et la puissance RF. On vérifie donc bien la nécessité de garder un rapport de flux entre 0.1 et 0.4 pour éviter l'appauvrissement préférentiel en Indium. L'influence de la puissance RF s'explique facilement dès lors que l'on prend en compte le caractère traumatique de l'aspect physique de l'attaque. D'autre part, il semble que les interactions 12 et 23 soient importantes. Celles-ci étant aliasées il convient de lever une nouvelle fois l'ambiguïté. Ces interactions faisant intervenir un facteur influant et un facteur non influant, il faut passer par une étude graphique systématique.

Le contraste 12 décrit soit l'interaction 12 soit l'interaction 34, pour chacune d'elles on procède comme précédemment et on obtient les graphiques suivants :

Interaction pression de travail/puissance RF :



Interaction débit d'Argon/rapport des débits de CH4 et H2 :

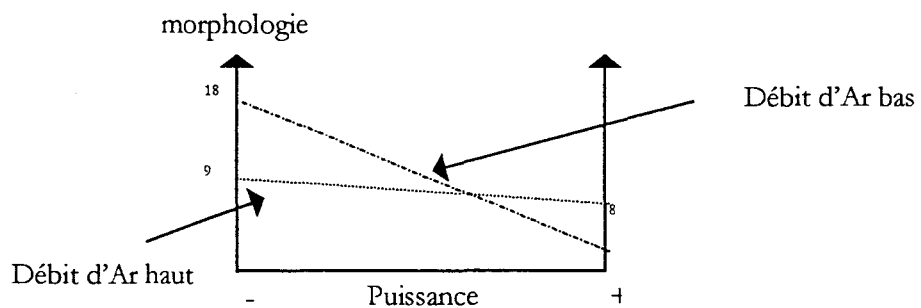


Comme pour la sélectivité, l'augmentation de la pression de travail réduit l'influence de la puissance. Cette interaction s'expliquera donc de la même façon. Quant au fait que l'augmentation de la pression d'argon réduise l'influence du rapport des débits de méthane et d'hydrogène, il peut s'expliquer en considérant, une fois de plus, la compétition entre l'aspect chimique et l'aspect physique de la RIE. En effet, en augmentant la pression partielle d'argon, on privilégie l'aspect physique, réduisant ainsi l'influence du rapport des pressions partielles des gaz actifs qui influe principalement sur les réactions chimiques. Les deux graphiques nous indiquent, donc, l'existence d'une interaction et ne nous permettent pas de lever l'ambiguïté afin de déterminer quelle interaction est prédominante. Pour cela, la réalisation d'essais supplémentaires est donc nécessaire. Cependant, on remarque que dans les deux cas, la meilleure morphologie semble être celle qui passe par une diminution de tous les paramètres. On se satisfera donc de cette conclusion dans un premier temps.

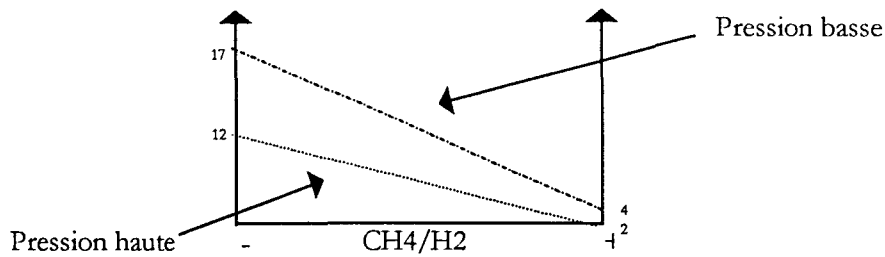
Le contraste 23 représente soit l'interaction 23 soit l'interaction 14 :

On obtient les graphiques suivants :

Interaction débit d'Ar/puissance RF :



L'interaction pression de travail/rapport des débits de CH₄ et H₂ :
morphologie



Cette fois-ci, il est clair que l'interaction influente est celle entre la pression d'Argon et la puissance RF. On peut expliquer ce résultat en supposant que l'on passe d'un régime purement physique quelle que soit la puissance de travail lorsque la pression d'argon est haute, à un régime intermédiaire où l'aspect chimique domine aux faibles puissances de travail alors que l'aspect physique continuera à dominer aux puissances de travail importantes. Il semble donc, qu'en présence d'un flux d'argon de 50 cm³.s⁻¹ on soit quoiqu'il arrive en régime physique a priori néfaste à la qualité de la morphologie des gravures. On peut donc conclure de cette analyse que l'amélioration de la morphologie passe par une diminution de la valeur de tous les paramètres pris en compte.

3.3.1.6 Conclusion

Les huit essais de gravure effectués nous ont permis d'identifier et d'évaluer l'influence de la pression de travail, de la puissance RF, de la présence d'Argon dans le plasma et du rapport entre les flux de méthane et d'hydrogène sur diverses caractéristiques de l'attaque. Il faut noter que ces résultats ne sont valables que dans le domaine d'expérimentation défini par les valeurs hautes et basses des facteurs. Ainsi nous avons montré que :

- la sélectivité sur la résine peut s'améliorer en diminuant la pression de travail, le rapport CH₄/H₂ et la puissance RF.
- La vitesse de gravure de l'InP augmente avec la puissance RF.
- La morphologie de la gravure caractérisée par la rugosité des flancs d'attaque peut être améliorée en diminuant le rapport des flux de CH₄ et H₂ et la puissance RF.
- La verticalité des flancs dépend de l'effet (chimique ou physique) dominant. Dans notre domaine expérimental, seule la variation de la puissance de son niveau haut vers son niveau bas nous fait passer d'une gravure dominée par les phénomènes physiques à une gravure dominée par les réactions chimiques (flancs non verticaux).

	Pression de travail	Puissance RF	Pression Ar	Rapport CH ₄ /H ₂
Sélectivité	↓	↓	-	↓
Vitesse		↑		
Morphologie		↓		↓
Verticalité	↓	↑		

Tableau 21: Variation des paramètres impliquant une amélioration des réponses étudiées.

De plus, il nous semble important de noter que si le domaine d'expérimentation ne nous a pas permis d'observer une quelconque influence des paramètres sur le dépôt de polymère, nous savons grâce à des expérimentations antérieures que la réduction de la pression de travail réduit le phénomène.

Ces premières conclusions nous ont permis d'envisager de nouveaux essais hors du domaine expérimental initial afin d'optimiser le process. Ainsi nous avons procédé à des essais à basse pression (10-15 mtorr) qui nous ont permis de vérifier la disparition du dépôt de polymère lors de la gravure. D'autre part, la diminution de la pression induit un ralentissement de la cinétique des réactions chimiques. Cela nous autorise à réduire la puissance RF, ce qui réduit la détérioration de la surface du composant, tout en conservant l'anisotropie de la réaction en restant dans un régime physique. Ainsi, la verticalité des flancs est conservée tout en permettant une diminution de la rugosité.

Deux procédés récapitulés, dans le tableau 22, ont été définis par cette méthode. D'une part, un procédé d'attaque classique, permettant une vitesse de gravure correcte (200 Å/min d'InP) et d'autre part, un procédé pour attaque profonde (plusieurs µm) permettant d'obtenir des gravures de qualité miroir.

Procédés	Pression de travail (mtorr)	Puissance RF (W)	Pression partielle CH ₄ /H ₂ /Ar (cm ³ .s ⁻¹)
Gravure InP	50	225	6/50/10
Gravure miroir	15	150	3/25/3

Tableau 22 : Procédés de gravure RIE optimisés par plan d'expériences.

Les photographies figure 82 montrent une gravure profonde de 3 µm exhibant la qualité des flancs propre à une utilisation en optique intégrée. Le fond d'attaque pourrait être amélioré en diminuant encore la Puissance RF. D'autre part, on observe que la sélectivité d'attaque entre l'InP et la résine est insuffisante malgré la diminution de la puissance RF. L'utilisation de masques métalliques est donc indispensable à la réalisation de gravures profondes.

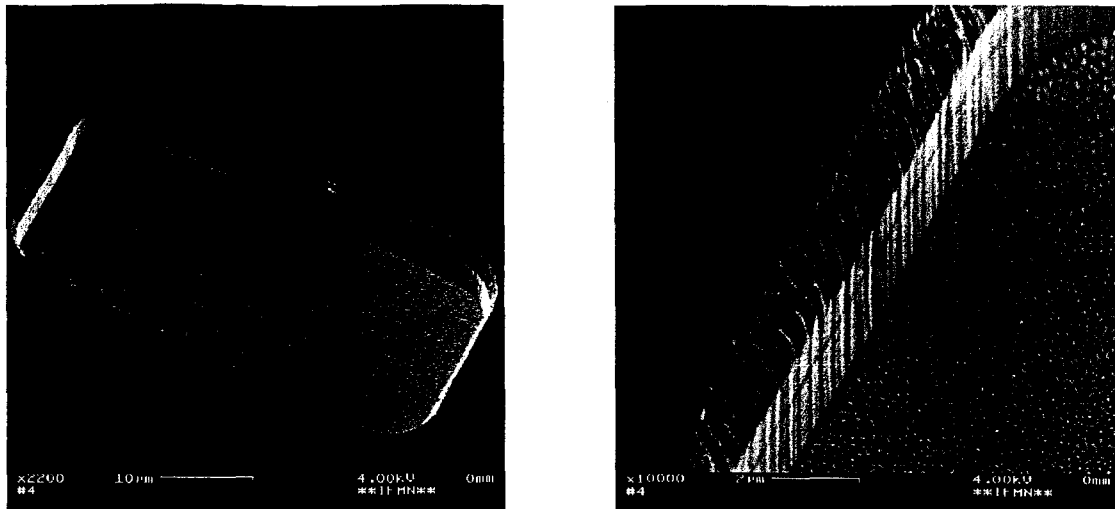


Figure 82: Gravure profonde. On observe une gravure verticale, la partie supérieure endommagée est due à la détérioration du masque lors de la gravure.

L'utilisation d'un masque résistant plus à la RIE est donc indispensable. Nous avons donc procédé à des essais avec un masque en aluminium. Comme le montrent les photographies suivantes nous avons obtenu des gravures verticales non rugueuses.

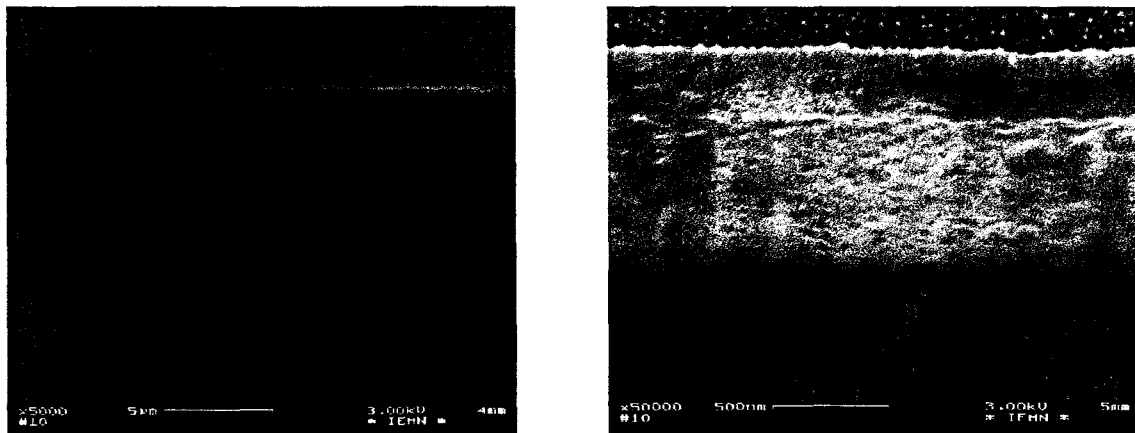


Figure 83: Gravure profonde obtenue avec le même procédé mais un masque en aluminium.

4 La fabrication des composants.

Dans cette partie nous décrivons les procédés utilisés pour la fabrication des prototypes de commutateurs et de matrices. Nous verrons que ces procédés s'appuient préférentiellement sur les gravures sèches afin de s'affranchir des problèmes dus à l'anisotropie cristalline des gravures humides. Ces dernières sont, cependant, utilisées lorsqu'il s'agit de retirer un matériau donné sur toute la surface.

4.1 La fabrication des commutateurs TIR.

Les commutateurs TIR sont constitués de deux guides sécants et d'une électrode située à leur intersection (figure 84). Celle-ci définit la zone qui sert de miroir électro-optique. Le procédé de fabrication comporte trois étapes principales : la définition des guides, la définition du miroir électro-optique et enfin le dépôt des plots d'épaissement. L'utilisation d'une étape de gravure auto-alignée que nous décrirons plus loin, nous permet de limiter le nombre de niveaux de masques à 3. En vue de vérifier les résultats issus des simulations faites lors de la phase de conception et d'optimisation, nous avons

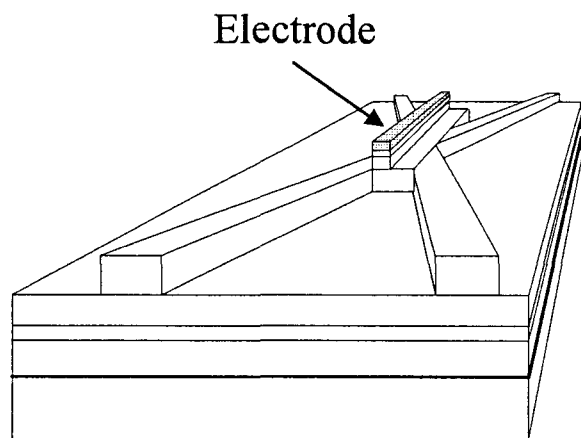
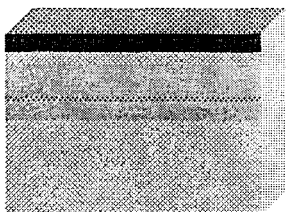
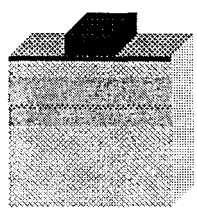
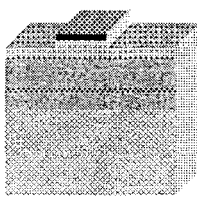
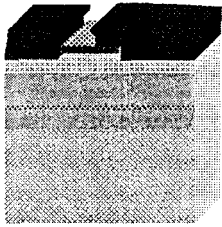
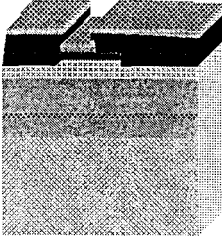
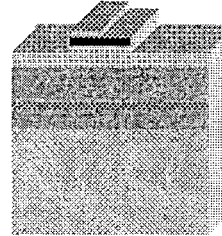
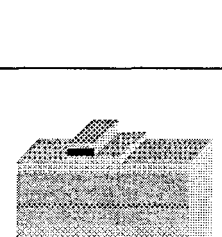
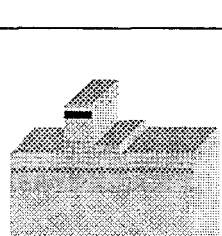
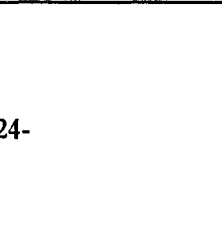
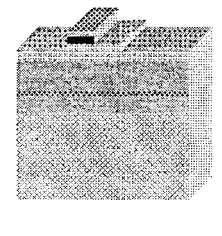
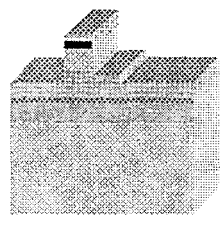


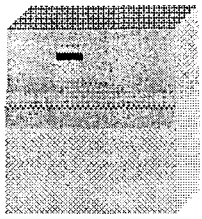
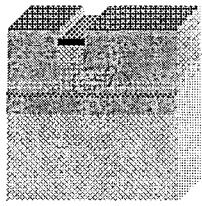
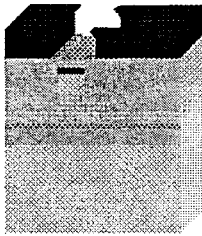
Figure 84: Schéma du commutateur TIR.

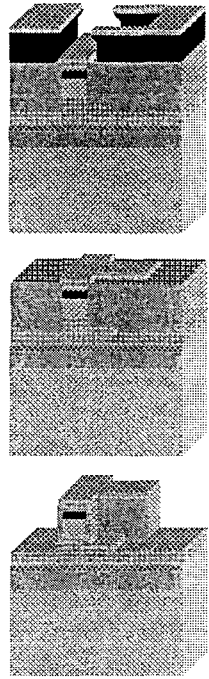
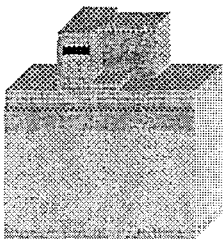
dessiné sur le même jeu de masques des commutateurs caractérisés par des angles d'intersection différents (2° , 4° et 6°) et des épaisseurs de miroir de 2 ou 4 μm . Le tableau suivant décrit le procédé de fabrication en détails étape par étape.

Il nous semble ici important de préciser que ce qui suit a été rédigé dans l'optique de faciliter la poursuite de l'étude en donnant le maximum d'éléments sur les technologies utilisées. Bien évidemment les paramètres ne sont valables que pour la salle blanche de l'IEMN, mais le lecteur désireux de faire ce type de composants, pourra, après une phase d'adaptation, s'inspirer des recettes présentées.

phases	Étapes	Procédés	Résultats	Remarques	
Épitaxie		GS-MBE	<p>InGaAs p+ InP p InP i InGaAsP 1.15 InP i</p> <p>Substrat InP n</p>  <p>0.3 μm 0.2 μm 1 μm 0.2 μm 0.5 μm 400 μm</p>		
	Définition des guides	Dépôt de résine PN 114	<p>Vitesse = 2000 t/min Accélération = 2000 t/min² Temps = 15 s Temps de recuit = 1min Température de recuit = 105°C</p>		<p>Le positionnement du wafer dans le masqueur est délicat. Il faut absolument que les guides soient perpendiculaires à une direction de clivage.</p> <p>Les méplats n'étant pas toujours très bien orientés, il est conseillé de cliver un petit morceau du wafer.</p>
		Insolation électronique	Dose e-beam = 5.2 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$		
Révélation		<p>Second recuit = 115°C/1min Révélateur = MIF 518 Temps = 2min</p>			
Gravure des guides	Gravure	<p>RIE CH₄/H₂/Ar = 6/50/10 cm³.s⁻¹ Pression de travail = 0.05 Torr Puissance = 225 W Temps = 80 min</p>		<p>Les phases de nettoyage sont intercalées entre des phases de gravure pour détruire le polymère formé pendant la réaction et ainsi éviter tout phénomène de micro-masquage.</p> <p>On exécute ces plasmas O₂ pendant 2' toutes les 10' de RIE. (O₂ = 25 cm³.s⁻¹, Pression de travail = 0.1 torr, Puissance = 25 W)</p>	
	Nettoyage O ₂	<p>RIE O₂ = 25 cm³.s⁻¹ Pression de travail = 0.1 torr Puissance = 100W Temps = 5 min</p>			

Définition du contact Ohmique.	Dépôt de la résine 1400-27	Vitesse = 2600 t/min Accélération = 3000 t/min ² Temps = 10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 60 °C		Le temps d'immersion dans le chlorobenzène doit être respecté précisément. Un temps trop court ne permet pas d'obtenir une casquette alors qu'un temps trop long entraîne un durcissement trop important de la surface de la résine. La résolution s'en trouve affectée.
	Traitement casquette	Immersion dans du Chlorobenzène pur. Temps = 18' Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 80 °C		
	Insolation UV	Puissance lampe = 13 mW/cm ² Temps = 5 s		
	Révélation	Révéléateur = 2/3 microposit developer, 1/3 eau DI Temps = 40s		
	Dépôt des contacts ohmiques type p	Type : Pt/Ti/Pt/Au 100/400/100/3000 Å		
	Lift off	Immersion dans de l'acétone, temps = 15 min Nettoyage acétone/alcool.		
isolation du miroir électro-optique	Gravure autoalignée sur le contact ohmique	Gravure humide : H ₃ PO ₄ /H ₂ O ₂ /H ₂ O Proportions : 5/1/40 Temps = 1 min 30 s		La réaction étant sélective le temps n'est pas critique. Cependant attention de ne pas trop sous graver. Cela entraînerait le décrochage du contact ohmique.
isolation du miroir électro-optique	RIE	CH ₄ /H ₂ /Ar = 6/50/10 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail = 0.05 Torr Puissance = 225 W Temps = 25 min		La gravure RIE finit de définir le guide et d'isoler le miroir. Ainsi les porteurs injectés seront bien localisés sous l'électrode.

Isolation des plots	Dépôt de polyimide	<p>Vitesse = 2500 t/min Accélération = 2500 t/min Temps = 2 min Tps de recuit = 1min (plaque) Température de recuit = 100°C Temps de recuit = 1h (four) Température de recuit = 300°C</p>		<p>Le dépôt du polyimide se fait en deux temps. Avant de procéder à la centrifugation, afin d'obtenir l'épaisseur désirée, on étale le polyimide de façon homogène par faible centrifugation (500 trs/min pendant 2')</p> <p>On vérifie que le polyimide est ouvert sur tout l'échantillon quitte à en graver un peu trop.</p>
	Ouverture du polyimide	<p>Plasma O₂ O₂ = 25 cm³.s⁻¹ Pression de travail = 0.1 torr Puissance = 100 W Temps = 10 min</p>		
Définition des plots d'épaissement	Dépôt de la résine 1400-27	<p>Vitesse = 2600 t/min Accélération = 3000 t/min² Temps = 10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 60 °C</p>		
	Traitement casquette	<p>Immersion dans du Chlorobenzène pur. Temps = 18' Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 80°C</p>		
	Insolation UV	<p>Puissance lampe = 13 mW/cm² Temps = 5 s</p>		
	Révélation	<p>Révélateur = 2/3 microposit developer, 1/3 eau DI Temps = 40s</p>		

Définition des plots d'épaissement	Ouverture du polyimide	Plasma O ₂ O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail =0.1 torr Puissance =100 W Temps =5 s		Il faut être sûr qu'il ne reste rien entre le contact ohmique et le plot d'épaissement. Ici on attaque au maximum 100 A de résine.	
	Dépôt des plots en Au	Type 5000 A d'Au			
	Lift off	Immersion dans de l'acétone, temps = 15' Nettoyage acétone/alcool.			L'utilisation des US est possible mais rarement nécessaire.
	Gravure autoalignée du polyimide	Plasma O ₂ O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail =0.1 torr Puissance =100 W Temps =10 min			On surveille la fin de la gravure avec l'interféromètre.
Métallisation de la face arrière.	Protection de la face avant.	Dépôt de résine 1400-37. Vitesse =2000 t/min Accélération =3000 t/min ² Temps =5 s Temps de recuit = 2 min Température de recuit = 100°C		On dépose une épaisse couche de résine afin de protéger les composants lors du dépôt du contact arrière.	
	Dépôt du contact ohmique de type n.	Type = Ni/Ge/Au/Ni/Au Epaisseurs en A : 25/400/800/50/600			
	Nettoyage face avant	Nettoyage acétone/alcool			
Recuit des contacts	Recuit flash	Température = 360 °C Temps = 1 min			

Le procédé qui vient d'être décrit nous a donc permis de tester la faisabilité de tels composants et à aboutir à la fabrication de divers commutateurs TIR (nous vous renvoyons au chapitre caractérisation). Ces derniers se particularisent par les angles d'intersections des guides.

La photographie ci-dessous représente un champ complet comportant les commutateurs 2°, 4°, 6° avec des miroirs de 2 ou 4 µm de large.

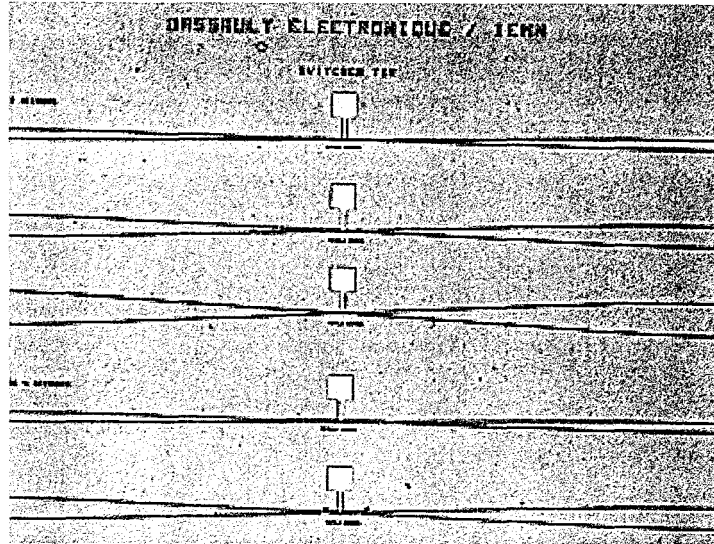


Figure 85 : Vue au microscope optique des commutateurs TIR

L'observation au Microscope Electronique à Balayage nous permet d'apprécier diverses étapes du process. Dans un premier temps nous avons donc défini les guides par gravure RIE. Sur les photographies figure 7, on peut observer la rugosité des flancs de gravure qui, du fait de la structure du guide, ne générera pas de pertes supplémentaires.

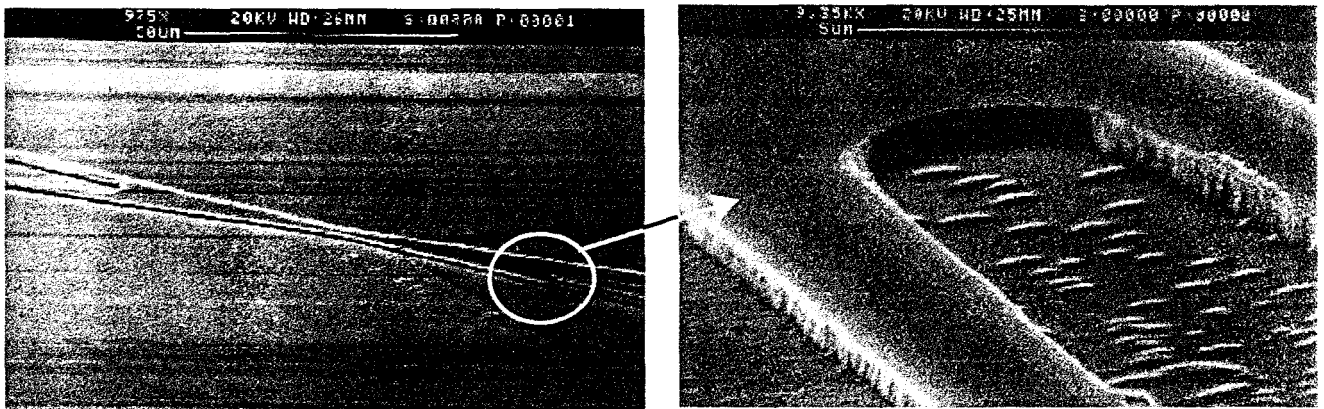


Figure 86 : Gravure des guides.

Le seul point délicat de ce procédé est la définition des miroirs. En effet, comme on l'a vu dans le descriptif précédent, il s'agit de superposer plusieurs structures de différents matériaux avec une précision bien inférieure au micron. Les photographies suivantes nous permettent d'observer cette zone. On peut y voir le 'sandwich' d'InP, de polyimide, de contact ohmique et d'or. La vue en coupe ne permet pas de vérifier le bon contact entre les diverses couches car le polyimide s'est arraché lors du clivage.

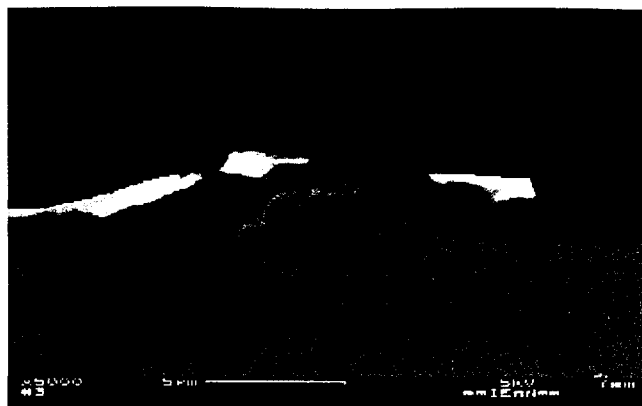
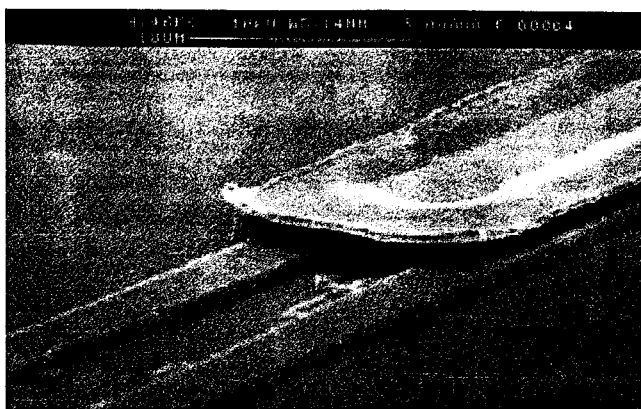


Figure 87: Observation au MEB de la zone du miroir.

Cette dernière vue nous permet d'observer les deux guides de sortie et l'électrode de commande du miroir électro-optique. On peut voir au niveau de ce dernier un léger dénivelé dû à un excès de polyimide sur les cotés.



Figure 88: observation au MEB du commutateur TIR fini.

4.2 La fabrication des 'Cascade Switch'.

Les commutateurs cascades sont constitués d'une succession de guides parallèles positionnés de telle façon que le passage de la lumière de l'un à l'autre par couplage de mode est possible (figure 89). Leur fabrication repose sur les mêmes étapes que celles des commutateurs TIR. Cependant, l'isolation électrique de l'électrode située sur ce que nous

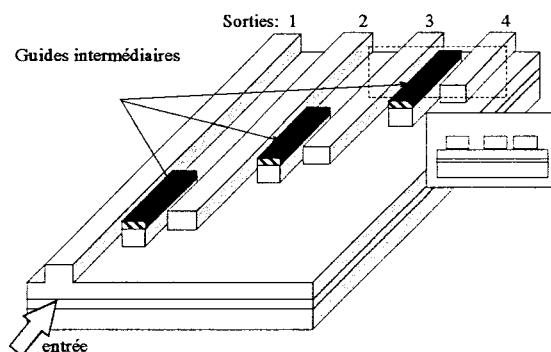
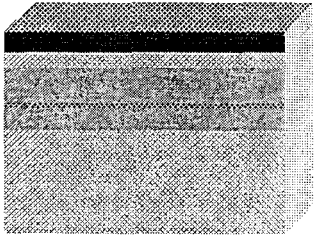
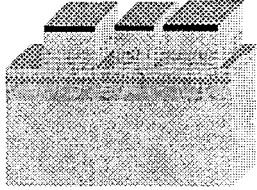
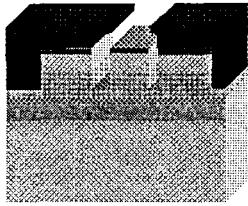
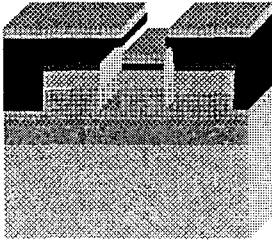
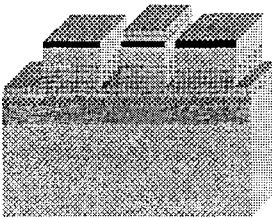
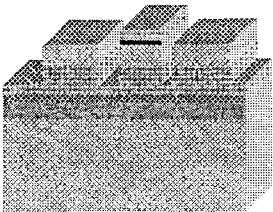
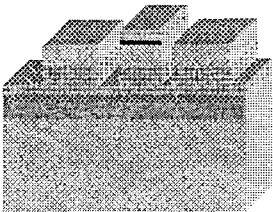
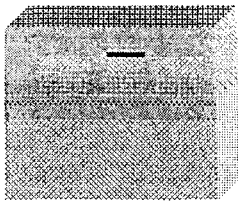
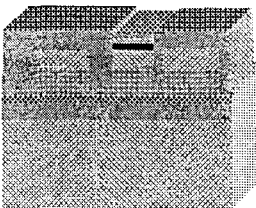
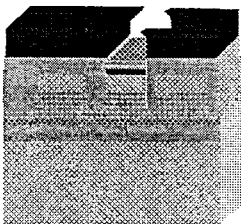


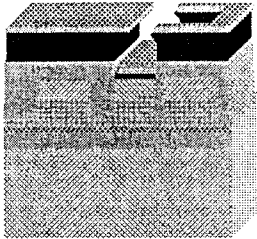
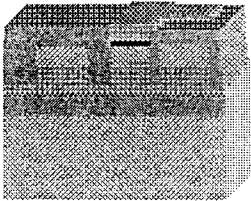
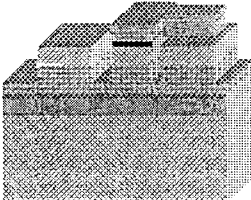
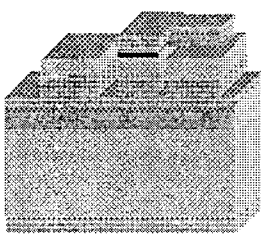
Figure 89: Schéma d'un commutateur cascade 1*4.

avons appelé 'guide intermédiaire' se fait naturellement lors de la définition des guides. On économise alors les deux étapes de gravure regroupées dans la phase 'isolation du miroir' du procédé de fabrication des commutateurs TIR. Par contre, la commutation reposant sur le principe du couplage, le fonctionnement du composant est très sensible au respect des profondeurs de gravure.

Phases	Étapes	Procédés	Résultats	Remarques
Définition des guides	Dépôt de résine PN 114	Vitesse = 2000 t/min Accélération = 2000 t/min ² Temps = 15 s Temps de recuit = 1min Température de recuit = 105°C	 <p>InGaAs p+ 0.3 μm InP p 0.2 μm InP i 1 μm InGaAsP 1.15 0.2 μm InP i 0.5 μm Substrat InP n 400 μm</p>	Le positionnement du wafer dans le masqueur est délicat. Il faut absolument que les guides soient perpendiculaires à une direction de clivage.
	Insolation électronique	Dose E-beam = 5.2 μC/cm ²		
	Révélation	Second recuit = 115°C/1min Révélateur = MIF 518 Temps = 2min		
Gravure des guides	Gravure	RIE CH ₄ /H ₂ /Ar = 6/50/10 Pression de travail = 0.05 Torr Puissance = 225 W Temps = 72 min		Les phases de nettoyage sont intercalées entre des phases de gravure pour détruire le polymère formé pendant la réaction et ainsi éviter tout phénomène de micro-masquage. On exécute ces plasmas O ₂ pendant 2' toutes les 10' de RIE (O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ , Pression de travail = 0.1 torr, Puissance = 25 W).
	Nettoyage O ₂	RIE O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail = 0.1 torr Puissance = 100 W Temps = 5 min		

Définition du contact Ohmique.	Dépôt de la résine 1400-27	Vitesse = 2600 t/min Accélération = 3000 t/min ² Temps = 10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 60 °C	   	Le temps d'immersion doit être respecté précisément. Un temps trop court ne permet pas d'obtenir une casquette alors qu'un temps trop long entraîne un durcissement trop important de la surface de la résine. La résolution s'en trouve affectée.
	Traitement casquette	Immersion dans du Chlorobenzène pur. Temps = 18' Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 80 °C		Un petit plasma O ₂ peut être pratiqué pour s'assurer qu'il ne reste pas de résine entre la surface de l'épitaxie et l'or à déposer. (O ₂ =25 cm ³ .s ⁻¹ , P de travail=0.1 torr, Puissance =100 W, temps =5 s).
	Insolation UV	Puissance lampe =13 mW/cm ² Temps = 5 s		On peut soumettre l'échantillon aux ultra-sons pour accélérer le lift off.
	Révélation	Révéléateur =2/3 microposit developer, 1/3 eau DI Temps = 40s		
	Dépôt des contacts ohmiques type p	Type : Pt/Ti/Pt/Au 100/400/100/3000 Å		
	Lift off	Immersion dans de l'acétone, temps = 15' Nettoyage cétone/alcool.		
Gravure de l'InGaAs	Gravure autoalignée sur le contact ohmique Gravure humide : H ₃ PO ₄ /H ₂ O ₂ /H ₂ O Proportions : 5/1/40 Temps= 1min 30 s		La réaction étant sélective le temps n'est pas critique. Cependant attention de ne pas trop sous graver. Cela entraînerait le décrochage du contact ohmique.	

Isolation des plots	Dépôt de polyimide	<p>Vitesse = 2500 t/min Accélération = 2500 t/min Temps = 2 min Tps de recuit = 1min (plaque) Température de recuit = 100°C Temps de recuit = 1h (four) Température de recuit = 300°C</p>	 	<p>Le dépôt du polyimide se fait en deux temps. Avant de procéder à la centrifugation afin d'obtenir l'épaisseur désirée on étale le polyimide de façon homogène par faible centrifugation (500 trs/min pendant 2')</p>
	Ouverture du polyimide	<p>Plasma O₂ O₂ = 25 cm³.s⁻¹ Pression de travail = 0.1 torr Puissance = 100 W Temps = 7 min</p>		
Définition des plots d'épaissement	Dépôt de la résine 1400-27	<p>Vitesse = 2600 t/min Accélération = 3000 t/min² Temps = 10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 60 °C</p>		
	Traitement casquette	<p>Immersion dans du Chlorobenzène pur. Temps = 18' Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 80°C</p>		
	Insolation UV	<p>Puissance lampe = 13 mW/cm² Temps = 5 s</p>		
	Révélation	<p>Révélateur = 2/3 microposit developer, 1/3 eau DI Temps = 40s</p>		

Définition des plots d'épaissement	Ouverture du polyimide	Plasma O ₂ O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail =0.1 torr Puissance =100 W Temps =5 s		Il faut être sûr qu'il ne reste rien entre le contact ohmique et le plot d'épaissement.
	Dépôt des plots en Au	Type : 5000 Å d' Au		
	Lift off	Immersion dans de l'acétone, temps = 15' Nettoyage acétone/alcool.		L'utilisation des US est possible
	Gravure autoalignée du polyimide	Plasma O ₂ O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail =0.1 torr Puissance =100 W Temps =10 min		
Métallisation de la face arrière.	Protection de la face avant.	Dépôt de résine 1400-37. Vitesse =2000 t/min Accélération =3000 t/min ² Temps =5 s Temps de recuit = 2 min Température de recuit = 100°C		
	Dépôt du contact ohmique de type n.	Type = Ni/Ge/Au/Ni/Au Epaisseurs en Å : 25/400/800/50/600		
	Nettoyage face avant	Nettoyage acétone/alcool		
Recuit des contacts	Recuit flash	Température = 360 °C Temps = 1 min		

La réalisation des 'cascade switch' monobloc (figure 90) permet de s'affranchir du problème relatif à la séparation des guides (0.6 μm) au prix d'une étape d'isolation électrique entre les guides intermédiaires et les guides de sortie. Afin de ne pas rajouter de niveaux de masquage (synonyme de difficultés

technologiques) nous nous sommes orientés vers une technologie auto-alignée utilisant la différence de cinétique des gravures de l'InP et de l'InGaAs.

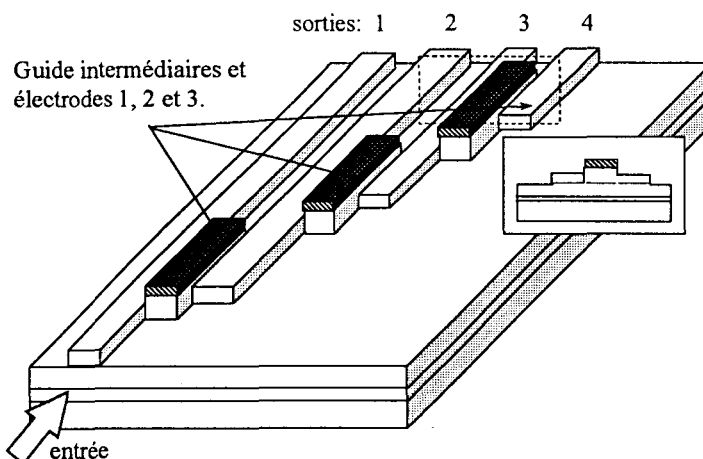


Figure 90: Schéma d'un commutateur cascade monobloc.

Les multiples essais technologiques que nous avons mené tout au long de cette étude nous ont permis de connaître avec précision les vitesses de gravures de l'InP et de l'InGaAs. Pour le procédé RIE méthane/hydrogène Argon ($6/50/10 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, 225 W, 0.05 torr) exécuté sur un wafer entier, l'InGaAs est gravé à une vitesse de 100 Å/min et l'InP à 200 Å/min.

Partant de ces valeurs nous avons pu mettre au point le procédé suivant largement inspiré de celui des commutateurs cascades classiques. Seules les étapes de gravures différent (les phases comportant des changements important par rapport au procédé précédent sont grisées). La définition des guides se fait en deux temps. Tout d'abord on définit les motifs en procédant à une gravure alignée sur un masque de résine. Cette gravure se fait dans la couche d'InGaAs et la profondeur de gravure est choisie en fonction de la hauteur du ruban que l'on cherche à atteindre. En effet l'InGaAs étant deux fois plus lent à graver que l'InP, la hauteur finale du ruban sera deux fois celle de la gravure initiale. Après avoir déposé le contact ohmique, on procède à la gravure auto-alignée. La position de ces guides par rapport à l'épithaxie est contrôlée par le temps de cette gravure.

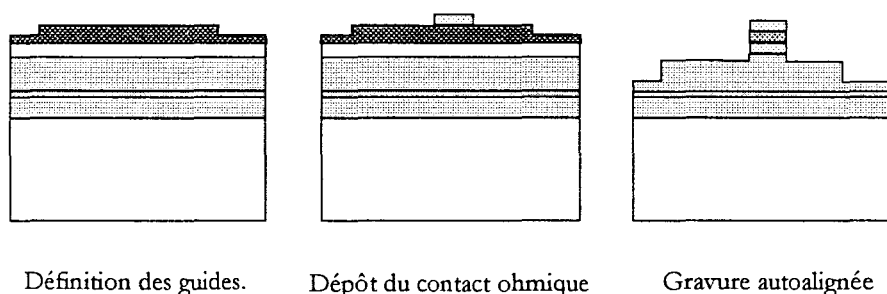
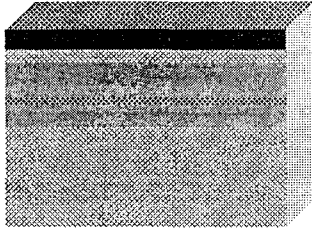
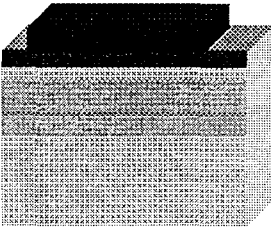
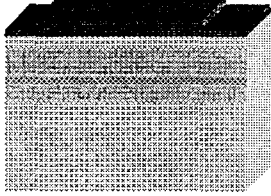
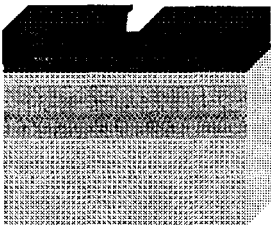
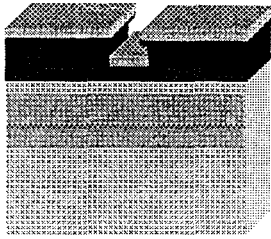
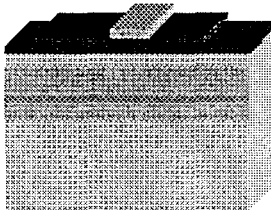
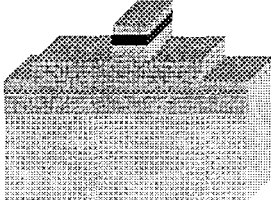
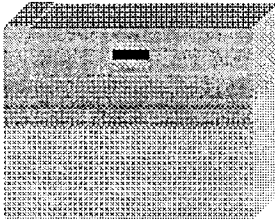
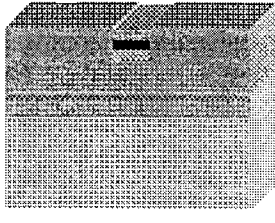
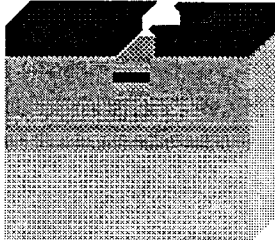
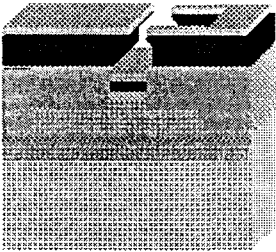
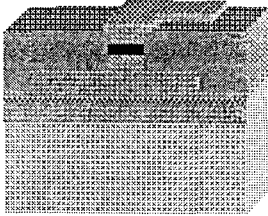
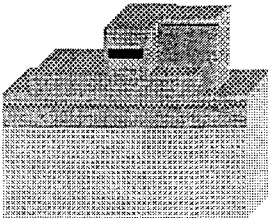
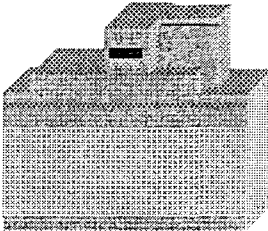


Figure 91: Principe du procédé 'auto-aligné'.

Phases	Etapes	Procédés	Résultats	Remarques
Épitaxie		GS-MBE	<p>InGaAs p+ InP p InP i InGaAsP 1.15 InP i</p>  <p>Substrat InP n</p> <p>0.3 μm 0.2 μm 1 μm 0.2 μm 0.5 μm 400 μm</p>	
	Dépôt de résine PN 114	<p>Vitesse = 2000 t/min Accélération = 2000 t/min² Temps = 15 s Temps de recuit = 1min Température de recuit = 105°C</p>		<p>Le positionnement du wafer dans le masqueur est délicat. Il faut absolument que les guides soient perpendiculaires à une direction de clivage.</p>
	Insolation électronique	Dose E-beam = 5.2 μC/cm ²		
Révélation	<p>Second recuit = 115°C/1min Révélateur = MIF 518 Temps = 2min</p>			
Gravure des guides	Gravure	<p>RIE CH₄/H₂/Ar = 6/50/10 Pression de travail = 0.05 Torr Puissance = 225 W Temps = 15 min</p>		<p>Les phases de nettoyage sont intercalées entre des phases de gravure pour détruire le polymère formé pendant la réaction et ainsi éviter tout phénomène de micro-masquage. On exécute ces plasmas O₂ pendant 2' toutes les 10' de RIE (O₂ = 25 cm³.s⁻¹, Pression de travail = 0.1 torr, Puissance = 25 W).</p>
	Nettoyage O ₂	<p>RIE O₂ = 25 cm³.s⁻¹ Pression de travail = 0.1 torr Puissance = 100 W Temps = 5 min</p>		

Définition du contact Ohmique.	Dépôt de la résine 1400-27	Vitesse = 2600 t/min Accélération = 3000 t/min ² Temps = 10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 60 °C	  	Le temps d'immersion doit être respecté précisément. Un temps trop court ne permet pas d'obtenir une casquette alors qu'un temps trop long entraîne un durcissement trop important de la surface de la résine. La résolution s'en trouve affectée.
	Traitement casquette	Immersion dans du Chlorobenzène pur. Temps = 18' Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 80 °C		Un petit plasma O ₂ peut être pratiqué pour s'assurer qu'il ne reste pas de résine entre la surface de l'épitaxie et l'or à déposer. (O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ , P de travail = 0.1 torr, Puissance = 100 W, temps = 5 s).
	Insolation UV	Puissance lampe = 13 mW/cm ² Temps = 5 s		On peut soumettre l'échantillon aux ultra son pour accélérer le lift off.
	Révélation	Révéléateur = 2/3 microposit developer, 1/3 eau DI Temps = 40s		
	Dépôt des contacts ohmiques type p	Type : Pt/Ti/Pt/Au 100/400/100/3000 Å		
	Lift off	Immersion dans de l'acétone, temps = 15' Nettoyage acétone/alcool.		
Isolation électrique du guide intermédiaire.	Gravure autoalignée sur le contact ohmique	RIE CH ₄ /H ₂ /Ar = 6/50/10 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail = 0.05 Torr Puissance = 225 W Temps = 50 min		<p>Pendant ces 50 min le contact ohmique n'est quasiment pas attaqué (<200 Å), au niveau du ruban l'attaque de l'InGaAs prend 30 min. Ensuite on a 20 min de gravure InP soit 4000 Å.</p> <p>Sur les cotés, on grave l'InGaAs pendant 15 min puis l'InP pendant 35 min soit 7000 Å.</p>

Isolation des plots	Dépôt de polyimide	Vitesse = 2500 t/min Accélération = 2500 t/min Temps = 2 min Tps de recuit = 1min (plaque) Température de recuit = 100°C Temps de recuit = 1h (four) Température de recuit = 300°C	 	Le dépôt du polyimide se fait en deux temps. Avant de procéder à la centrifugation afin d'obtenir l'épaisseur désirée on étale le polyimide de façon homogène par faible centrifugation (500 trs/min pendant 2')
	Ouverture du polyimide	Plasma O ₂ O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail =0.1 torr Puissance =100 W Temps = 7 min		
Définition des plots d'épaissement	Dépôt de la résine 1400-27	Vitesse =2600 t/min Accélération =3000 t/min ² Temps =10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 60 °C		
	Traitement casquette	Immersion dans du Chlorobenzène pur. Temps = 18' Temps de recuit =30 min Température de recuit = 80°C		
	Insolation UV	Puissance lampe =13 mW/cm ² Temps =5 s		
	Révélation	Révéléateur =2/3 microposit developer, 1/3 eau DI Temps = 40s		

Définition des plots d'épaissement	Ouverture du polyimide	Plasma O ₂ O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail =0.1 torr Puissance =100 W Temps =5 s		Il faut être sûr qu'il ne reste rien entre le contact ohmique et le plot d'épaissement.
	Dépôt des plots en Au	Type : 5000 Å d'Au		
	Lift off	Immersion dans de l'acétone, temps = 15' Nettoyage acétone/alcool.		L'utilisation des US est possible
	Gravure autoalignée du polyimide	Plasma O ₂ O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail =0.1 torr Puissance =100 W Temps =10 min		
Métallisation de la face arrière.	Protection de la face avant.	Dépôt de résine 1400-37. Vitesse =2000 t/min Accélération =3000 t/min ² Temps =5 s Temps de recuit = 2 min Température de recuit = 100°C		
	Dépôt du contact ohmique de type n.	Type = Ni/Ge/Au/Ni/Au Epaisseurs en Å : 25/400/800/50/600		
	Nettoyage face avant	Nettoyage acétone/alcool		
Recuit des contacts	Recuit flash	Température = 360 °C Temps = 1 min		

4.3 Fabrication des matrices.

Les matrices sont constituées de commutateurs positionnés et interconnectés tels que toute entrée puisse être reliée à toute sortie. Outre les commutateurs optiques ces composants sont constitués de guides courbes, de sommateurs, de tapers et enfin, dans le cas des matrices à base de TIR, de micro-miroirs intégrés. La présence de ces parties que l'on peut qualifier de passives nous a conduits à mettre au point un nouveau procédé de fabrication utilisant un masque en aluminium autorisant des gravures profondes.

4.3.1 Matrices de commutateurs TIR.

La fabrication de ces matrices est fondée sur quatre niveaux de masques entre lesquels on a intercalé des étapes de gravures auto-alignées. Ces masques comportent divers composants :

- Guides droits
- Commutateurs 1x2
- Matrices 1x4 et 4x4

Les niveaux de masques sont les suivants :

1. Définition des guides
2. Définition des micro-miroirs gravés
3. Définition des miroirs électro-optiques (dépôt des contacts ohmiques)
4. Définitions des plots d'épaissement.

Ils sont représentés à la page suivante figure 92.

MATRICES DE COMMUTATION OPTIQUE

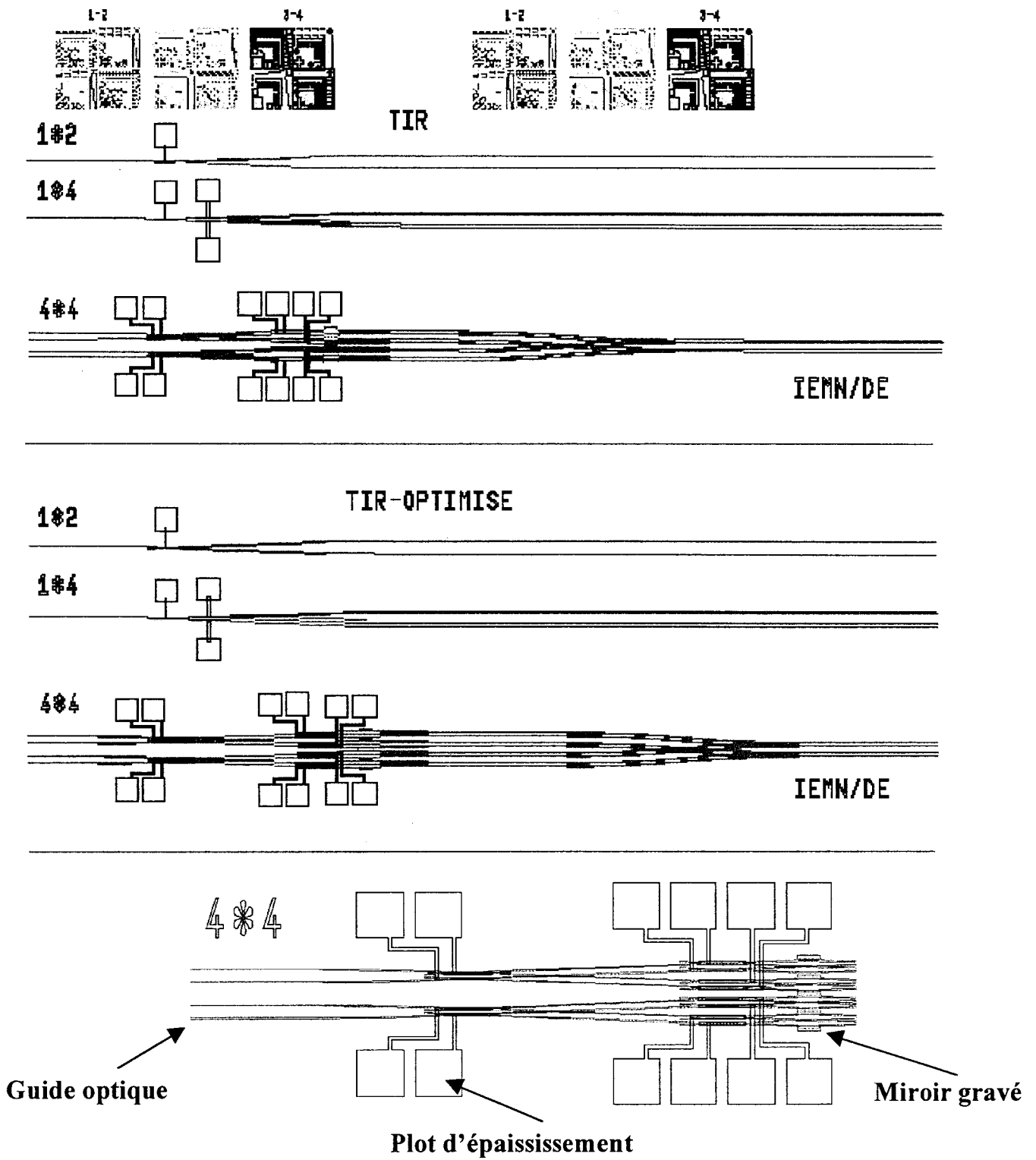
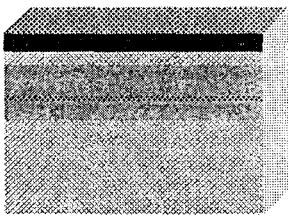
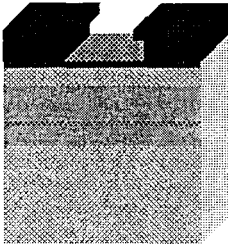
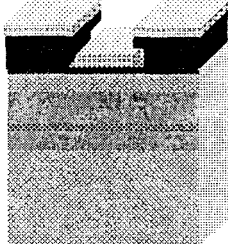
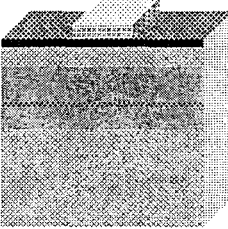
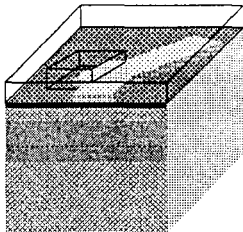
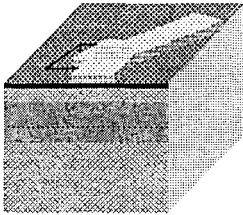
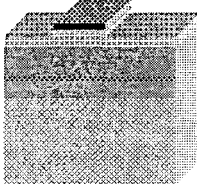
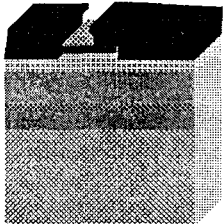
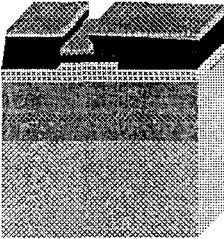
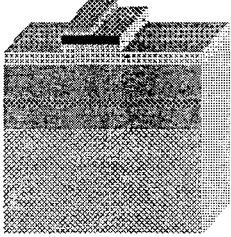
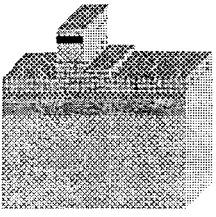
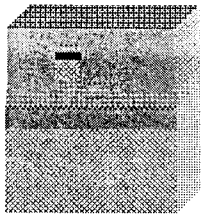
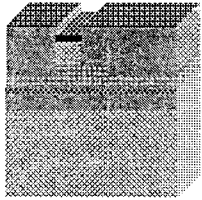
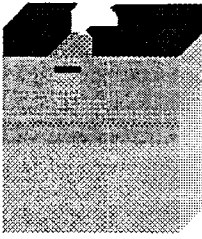


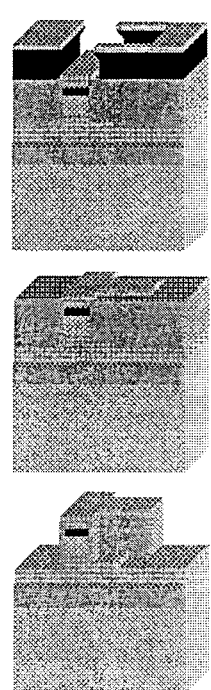
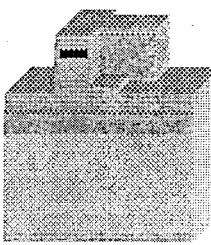
Figure 92: Masques des matrices TIR.

phases	Etapes	Procédés	Résultats	Remarques
Epitaxie		GS-MBE	<p>InGaAs p+ InP p InP i InGaAsP 1.15 InP i</p>  <p>Substrat InP n</p> <p>0.3 μm 0.2 μm 1 μm 0.2 μm 0.5 μm 400 μm</p>	
	Définition des guides	Process bicouches PMMA / COPO	<p>COPO 14 % Vitesse =4300 t/min Accélération =5000 t/min² Temps =12 s Temps de recuit =30min Température de recuit =170°C PMMA 3% 500K Vitesse =2800 t/min Accélération =5000 t/min² Temps =12 s Temps de recuit =30min Température de recuit =170°C</p>	 
Insolation		Dose E-beam=172 μC/cm ²		
Révélation		Révélateur=2/3ISO,1/3MIBK Rinçage ISO		
Dépôt		Dépôt d'aluminium 800 Å		
Lift off		Acétone Rinçage acétone / alcool		

Définition et gravure des micro-miroirs	Dépôt de la résine 1400-27	Vitesse = 2600 t/min Accélération = 3000 t/min ² Temps = 10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 80 °C		<p>On grave l'InGaAs et l'InP jusqu'au guide en quaternaire.</p> <p>Les vitesses de gravure ne sont plus celles usuellement rencontrées car la surface à graver est toute petite.</p>	
	Insolation UV	Puissance lampe = 13 mW/cm ² Temps = 5 s			
	Révélation	Révélateur = 2/3 microposit developer, 1/3 eau DI Temps = 40s			
	Gravure	RIE CH ₄ /H ₂ /Ar = 6/50/10 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail = 0.05 Torr Puissance = 225 W Temps = 30 min			
	Retrait de la résine	Nettoyage acétone / alcool			
Gravure des guides	Gravure	RIE CH ₄ /H ₂ /Ar = 6/50/10 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail = 0.05 Torr Puissance = 225 W Temps = 15 min		<p>Ne faire aucun plasma oxygène car il y aurait formation d'alumine impossible à retirer sans abîmer l'épitaxie.</p> <p>Après cette seconde gravure 1500 Å d'InGaAs sont gravés ce qui définit les guides. Au niveau du miroir gravé, on est passé sous la couche de quaternaire.</p>	
	Retrait de l'aluminium	Gravure humide : NaOH/H ₂ O Proportions : 8 grains dans 80 ml d'H ₂ O Temps = 1 min 30 s			

Définition du contact Ohmique.	Dépôt de la résine 1400-27	Vitesse = 2600 t/min Accélération = 3000 t/min ² Temps = 10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 60 °C		Le temps d'immersion doit être respecté précisément. Un temps trop court ne permet pas d'obtenir une casquette alors qu'un temps trop long entraîne un durcissement trop important de la surface de la résine. La résolution s'en trouve affectée.
	Traitement casquette	Immersion dans du Chlorobenzène pur. Temps = 18' Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 80 °C		
	Insolation UV	Puissance lampe = 13mW/cm ² Temps = 5 s		
	Révélation	Révéléateur = 2/3 microposit developer, 1/3 eau DI Temps = 40s		Un petit plasma O ₂ peut être pratiqué pour s'assurer qu'il ne reste pas de résine entre la surface de l'épitaxie et l'or à déposer. (O ₂ =25 cm ³ .s ⁻¹ , P de travail=0.1 torr, Puissance = 100 W, temps = 5 s).
	Dépôt des contacts ohmiques type p	Type : Pt/Ti/Pt/Au 100/400/100/3000 Å		On peut soumettre l'échantillon aux US (douceement !!!) pour accélérer le lift off.
	Lift off	Immersion dans de l'acétone, temps = 15 min Nettoyage acétone/alcool.		
isolation du miroir électro-optique	RIE CH ₄ /H ₂ /Ar=6/50/10 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail = 0.05 Torr Puissance = 225 W Temps = 50 min		Pendant cette phase on grave : au niveau du guide les 3000 Å d'InGaAs et 4000 Å d'InP alors qu'autour on grave les 1500 Å d'InGaAs restant et 7000 Å d'InP. Ainsi on a fini de graver les guides tout en isolant l'électrode du commutateur	

Isolation des plots	Dépôt de polyimide	<p>Vitesse = 2500 t/min Accélération = 2500 t/min Temps = 2 min Tps de recuit = 1min (plaque) Température de recuit = 100°C Temps de recuit = 1h (four) Température de recuit = 300°C</p>		<p>Le dépôt du polyimide se fait en deux temps. Avant de procéder à la centrifugation afin d'obtenir l'épaisseur désirée on étale le polyimide de façon homogène par faible centrifugation (500 trs/min pendant 2')</p> <p>On vérifie que le polyimide est ouvert sur tout l'échantillon quitte à en graver un peu trop.</p>
	Ouverture du polyimide	<p>Plasma O₂ O₂ = 25 cm³.s⁻¹ Pression de travail = 0.1 torr Puissance = 100 W Temps = 10 min</p>		
Définition des plots d'épaissement	Dépôt de la résine 1400-27	<p>Vitesse = 2600 t/min Accélération = 3000 t/min² Temps = 10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 60 °C</p>		
	Traitement casquette	<p>Immersion dans du Chlorobenzène pur. Temps = 18' Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 80°C</p>		
	Insolation UV	<p>Puissance lampe = 13 mW/cm² Temps = 5 s</p>		
	Révélation	<p>Révéléateur = 2/3 microposit developer, 1/3 eau DI Temps = 40s</p>		

Définition des plots d'épaissement	Ouverture du polyimide	Plasma O ₂ O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail =0.1 torr Puissance =100 W Temps =5 s		Il faut être sûr qu'il ne reste rien entre le contact ohmique et le plot d'épaissement. Ici on attaque au maximum 100 Å de résine.
	Dépôt des plots en Au	Type 5000 Å d'Au		L'utilisation des US est possible mais rarement nécessaire.
	Lift off	Immersion dans de l'acétone, temps = 15' Nettoyage acétone/alcool.		On surveille la fin de la gravure avec l'interféromètre.
	Gravure autoalignée du polyimide	Plasma O ₂ O ₂ = 25 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail =0.1 torr Puissance =100 W Temps =10 min		
Métallisation de la face arrière.	Protection de la face avant.	Dépôt de résine 1400-37. Vitesse =2000 t/min Accélération =3000 t/min ² Temps =5 s Temps de recuit = 2 min Température de recuit = 100°C		On dépose une épaisse couche de résine afin de protéger les composants lors du dépôt du contact arrière.
	Dépôt du contact ohmique de type n.	Type = Ni/Ge/Au/Ni/Au Epaisseurs en Å : 25/400/800/50/600		
	Nettoyage face avant	Nettoyage acétone/alcool		
Recuit des contacts	Recuit flash	Température = 360 °C Temps = 1 min		

La technologie décrite à aboutie à la réalisations de plusieurs composants dont le plus impressionnant est certainement la matrice 4x4. Ce dernier, outre les commutateurs, rassemble des micro-miroirs gravés, des guides courbes et des sommateurs (figure93).

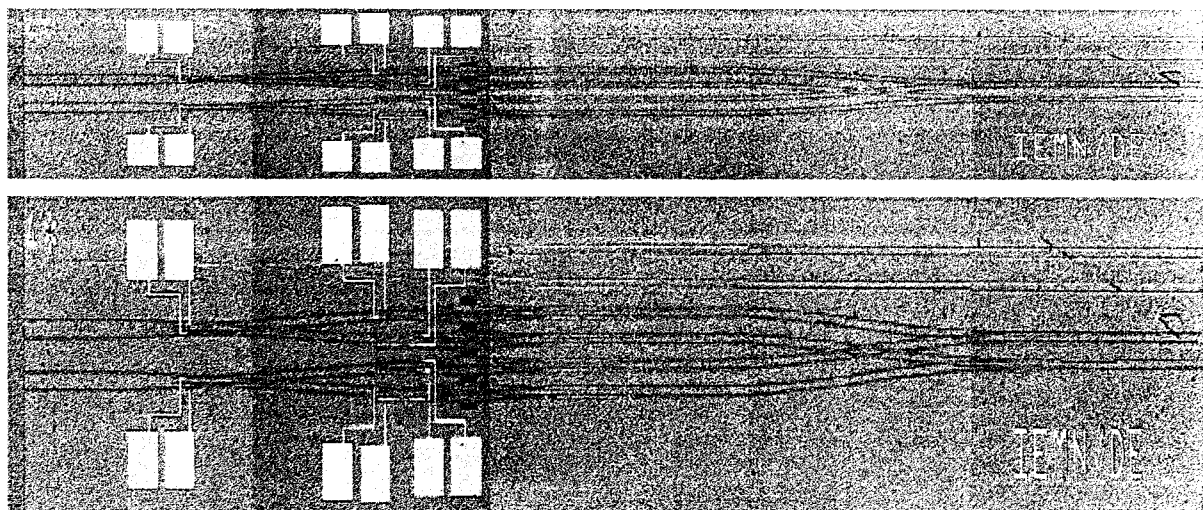


Figure 93 : Matrice TIR 4x4 observée au microscope optique.

L'observation au microscope électronique à balayage nous permet de vérifier la bonne qualité des gravures. La photographie figure 94 montre une partie de la zone de commutation d'une matrice 4x4. Outre les commutateurs, cette zone comprend les micro-miroirs gravés.

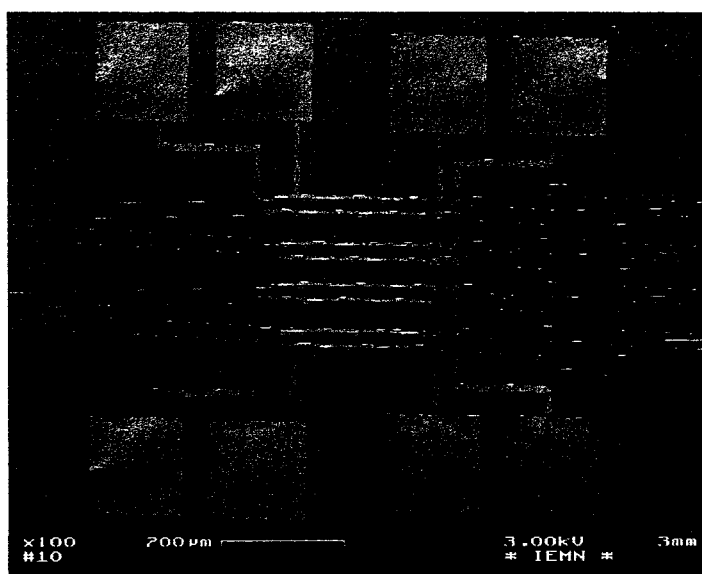


Figure 94: Vue au MEB d'une partie de la zone de commutation d'une matrice 4x4 TIR.

Ces derniers sont caractérisés par des flancs verticaux et des gravures de faible rugosité (figure 95). Au fond, on peut observer des résidus de polyimide.

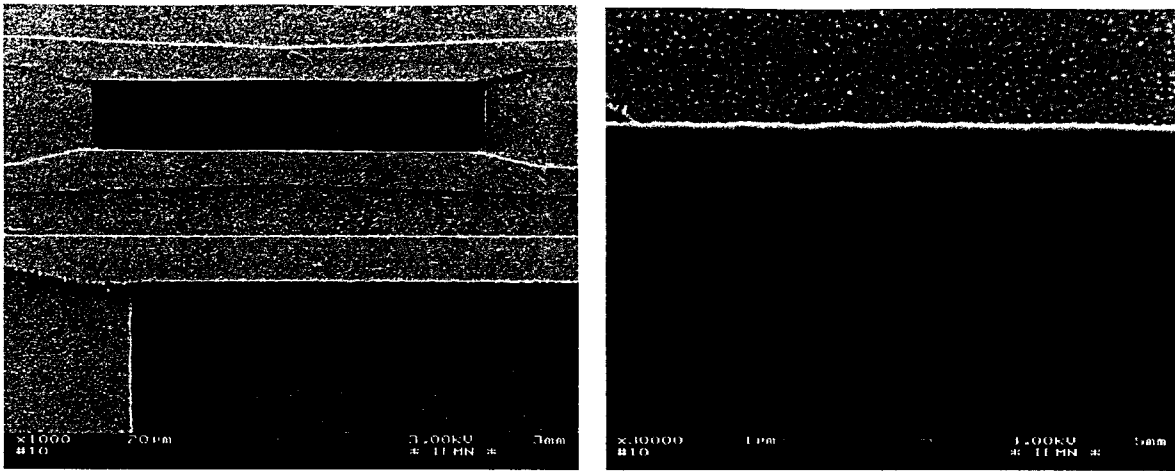


Figure 95: Vue au MEB d'un micro-miroir gravé.

La zone suivante dite passive est constituée de guides courbes et surtout de croisements et de sommateurs. Les photographies figure 96 nous montrent ces endroits, on peut remarquer la bonne qualité de l'intersection (angle aiguë).

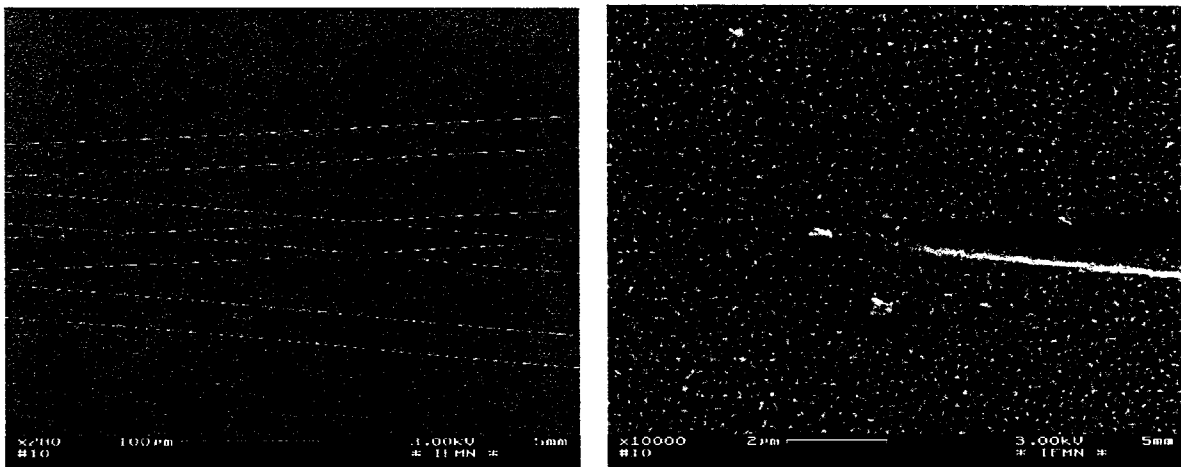


Figure 96: Observation au MEB d'une zone de croisement.

Le fort grossissement met en évidence la présence de polymère. Ceci est certainement dû au fait que lors de la fabrication du composant, l'utilisation de masques d'aluminium nous a interdit de procéder à de petits plasmas d'oxygène entre deux phases de gravure.

Cette dernière photographie (figure 97) nous permet d'observer la zone de sommation constituée de la zone d'arrivée des deux guides suivie d'un guide d'une largeur double pour finir par un taper long d'un millimètre (ce que l'on ne peut voir ici).

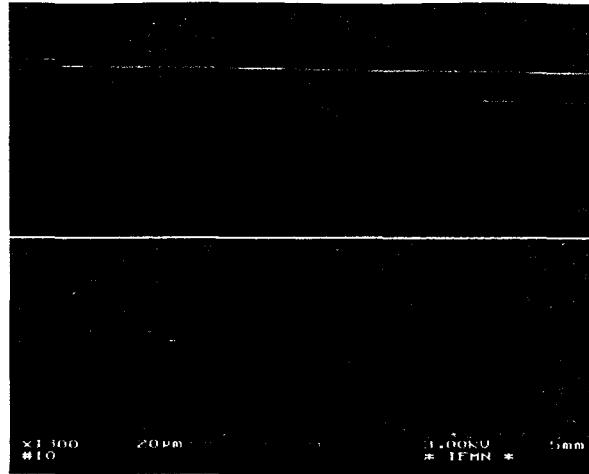


Figure 97: Observation au MEB d'un sommateur.

Une fois de plus le fort grossissement nous permet d'observer la présence de polymère en surface du composant.

4.3.2 Matrices de commutateurs cascades.

Ici encore, notre souci d'améliorer la définition des guides nous a amené à utiliser un masque d'aluminium. La technologie change donc légèrement par rapport à celle décrite pour le commutateur cascade 1x4. En fait seule la phase de définition des guides change. De plus, afin d'empêcher que de la lumière guidée dans le quaternaire ne parasite le fonctionnement du composant, nous avons gravé des tranchées en entrée. Cette nouvelle phase est exécutée immédiatement après la gravure des guides.

Le process est constitué de trois niveaux de masques (figure 98) pour la définition des guides, des électrodes et des plots d'épaissement. Une fois de plus, nous avons mis sur le même wafer plusieurs composants :

- Guides droits
- Matrices 1x8
- Matrices 4x4
- Matrice monobloc 1x12
- Matrice monobloc 4x4

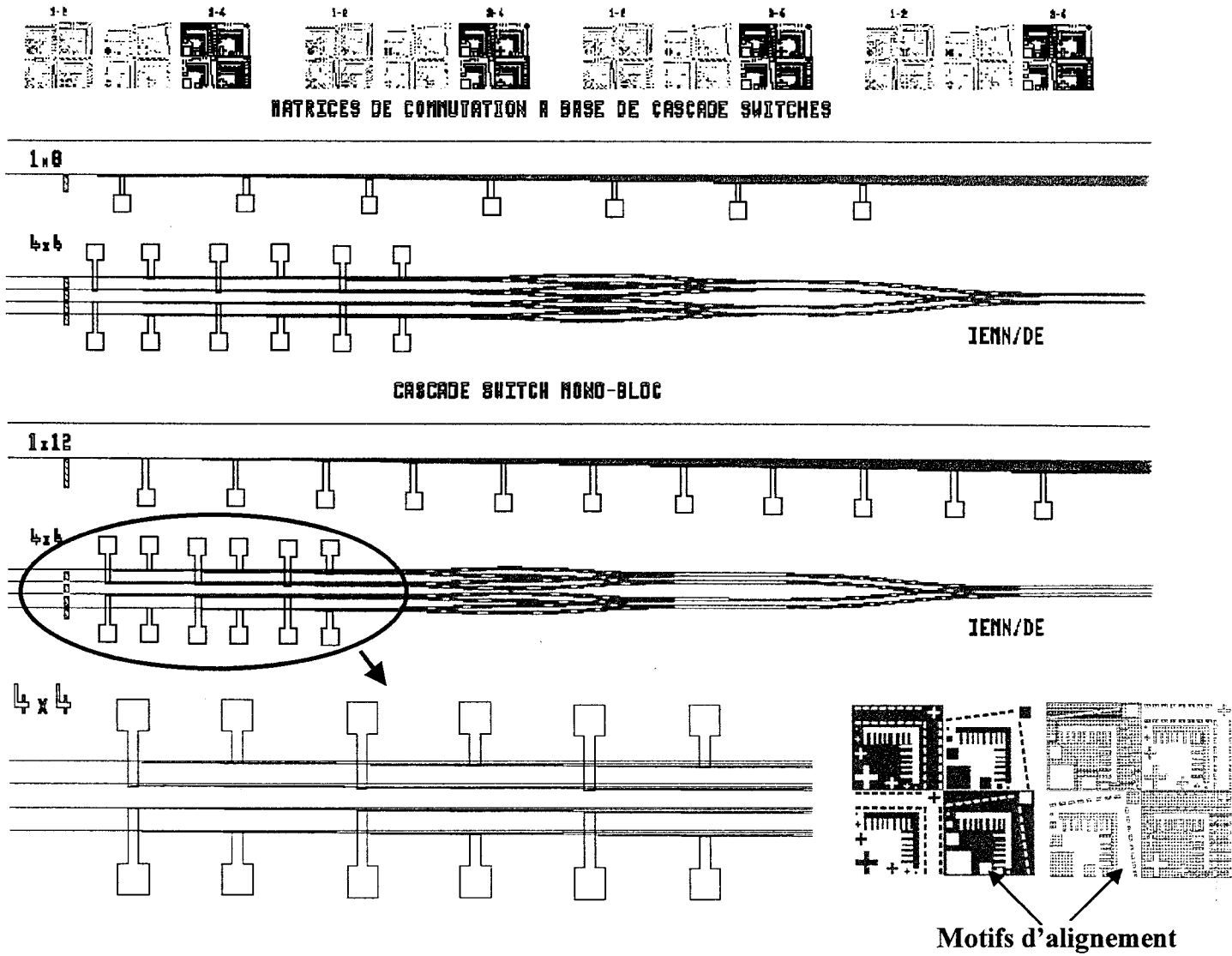
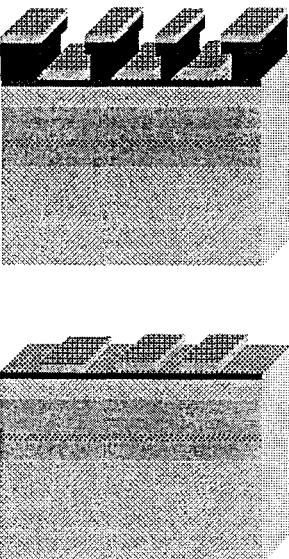
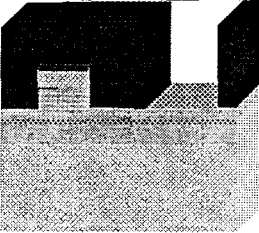
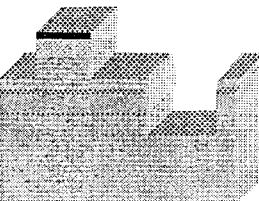


Figure 98: Masques des matrices à base de commutateurs cascades.

Etant donnée la similitude du procédé de fabrication de cette matrice avec celle du commutateur simple, nous ne détaillons ici que les nouvelles phases de définition des guides et d'isolation optique.

Phases	Etapes	Procédés	Résultats	Remarques
Epitaxie				
Définition des guides	Process bicouches PMMA / COPO	COPO 14 % Vitesse = 4300 t/min Accélération = 5000 t/min ² Temps = 12 s Temps de recuit = 30min Température de recuit = 170°C PMMA 3% 500K Vitesse = 2800 t/min Accélération = 5000 t/min ² Temps = 12 s Temps de recuit = 30min Température de recuit = 170°C		Le positionnement du wafer dans le masqueur est délicat. Il faut absolument que les guides soient perpendiculaires à une direction de clivage.
	Insolation	Dose E-beam = 172 μC/cm ²		
	Révélation	Révéléateur = 2/3 ISO, 1/3 MIBK Rinçage ISO		
Gravure des guides		Voir technologie des matrices TIR		
Gravure des isolateurs	Dépôt de la résine 1400-27	Vitesse = 2600 t/min Accélération = 3000 t/min ² Temps = 10 s Temps de recuit = 30 min Température de recuit = 60 °C		La qualité de la gravure n'est pas très importante. Le rôle de ces isolateurs étant juste d'empêcher la lumière non guidée de perturber le fonctionnement de la matrice.
	Gravure	RIE CH ₄ /H ₂ /Ar = 6/50/10 cm ³ .s ⁻¹ Pression de travail = 0.05 Torr Puissance = 225 W Temps = 72 min		

Définition du contact Ohmique.	Voir technologie des matrices TIR
Gravure de l'InGaAs	
Isolation des plots	
Définition des plots d'épaississement	
Métallisation de la face arrière	
Recuit des contacts	

Ce procédé nous a donc permis d'obtenir les matrices de commutation suivantes :

- 1x8,
- 4x4,
- 1x12 monobloc,
- 4x4 monobloc.

Les réalisations les plus simples, directement inspirées des premiers commutateurs cascades 1x4, sont les matrices 1x8 et 1x12 monobloc. Ici, la seule difficulté à relever concerne la matrice 1x8, il s'agit de la séparation du guide intermédiaire et du guide de sortie (0.6 μm) qui nous a contraint, comme cela a déjà été dit, à utiliser une lithographie électronique positive et donc un masque métallique. La figure 99 est le montage de plusieurs photographies prises lors de l'observation au microscope optique d'une matrice 1x12 monobloc. La partie haute n'a subi aucun traitement, les proportions sont respectées, la partie basse a subi une dilatation selon l'axe vertical afin de mieux observer les guides optiques.

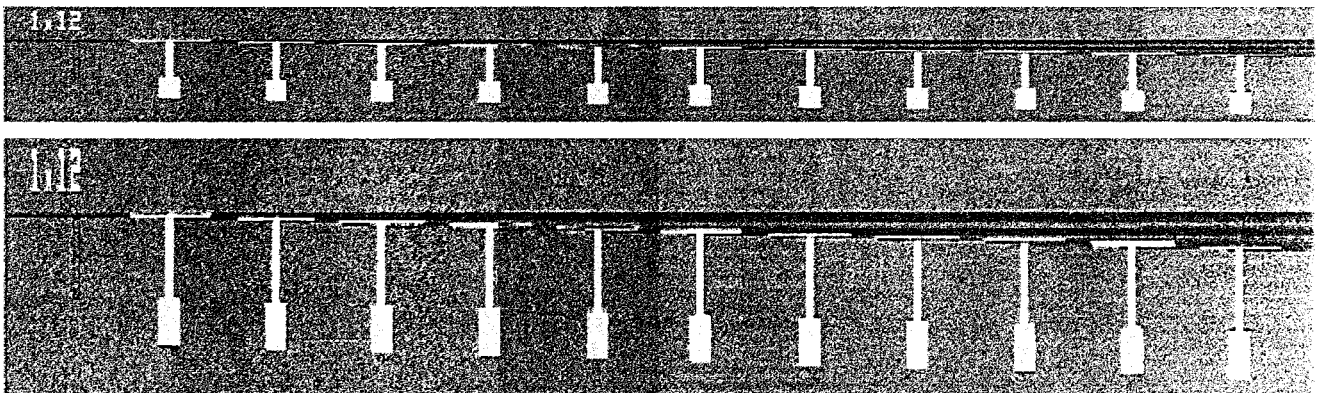


Figure 99: Observation au microscope d'une matrice 1x12 monobloc.

Le souci d'obtenir des structures caractérisés par l'équidistance des chemins 'intramatriciels' nous a amené pour les matrices 4x4 à utiliser de nombreux guides courbes. La photographie figure 100 illustre la complexité du composant.

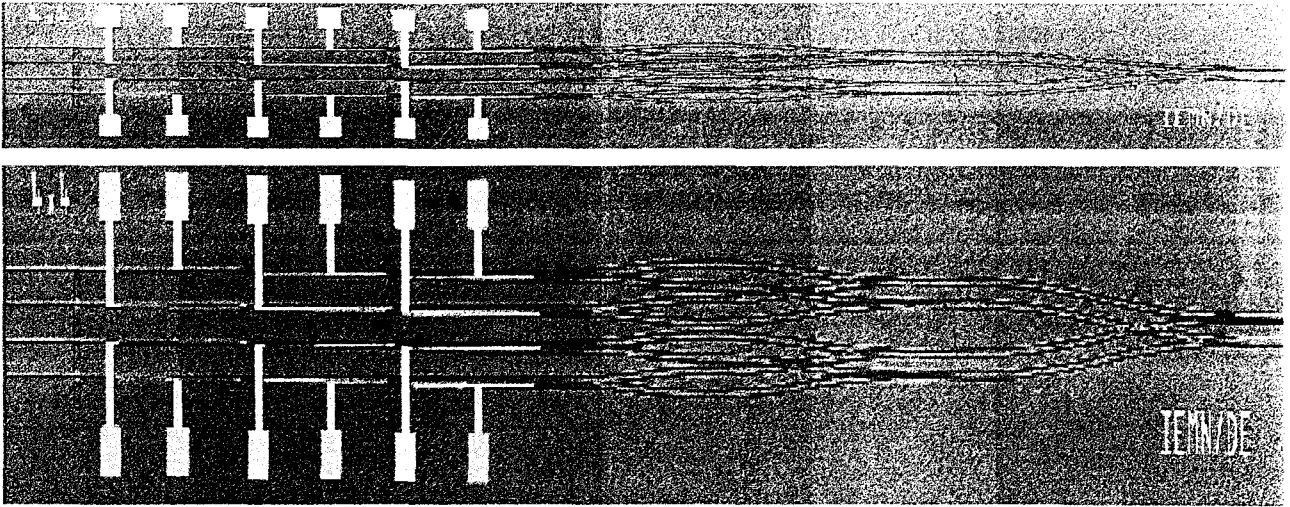


Figure 100: Observation au microscope (x20) d'une matrice cascade 4x4 (en haut : proportion respectée, en bas : déformation selon l'axe vertical afin de mieux observer les guides).

L'observation au MEB des composants ainsi réalisés, nous a permis de vérifier la bonne séparation des guides intermédiaires et des guides de sortie. Nous avons également observé l'électrode afin de vérifier son positionnement qui nous avait posé quelques soucis lors de la phase de fabrication.

Les photographies suivantes montrent une partie de la zone de commutation et un grossissement de la zone de couplage entre un guide intermédiaire un guide de sortie.

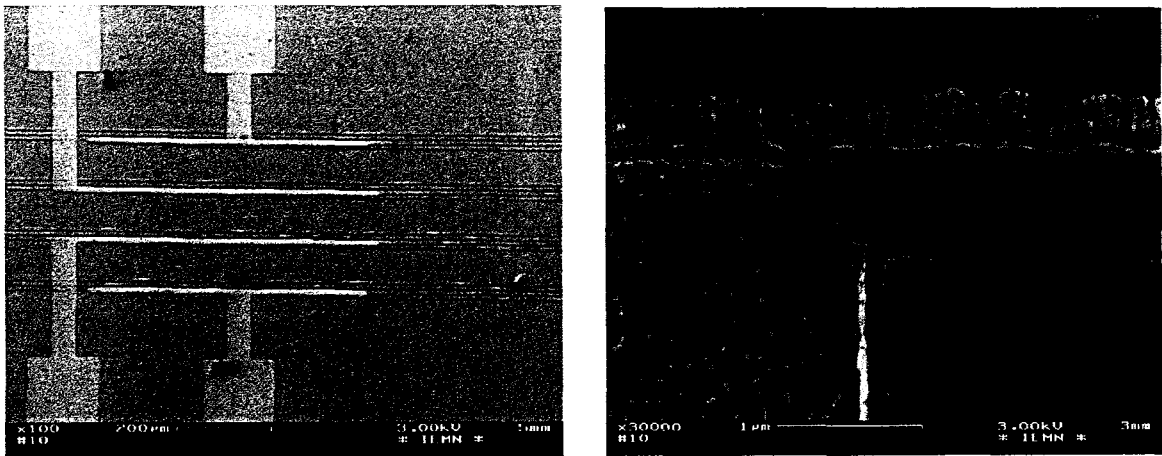


Figure 101: Observation au MEB de la zone de commutation et de la zone de couplage entre un guide intermédiaire et un guide de sortie.

On observe la bonne qualité des gravures et le respect des distances entre guides. Nous avons clivé le composant au niveau de l'électrode de commande afin d'observer la superposition du semiconducteur, du contact ohmique du plot d'épaissement et du polyimide (figure 102).

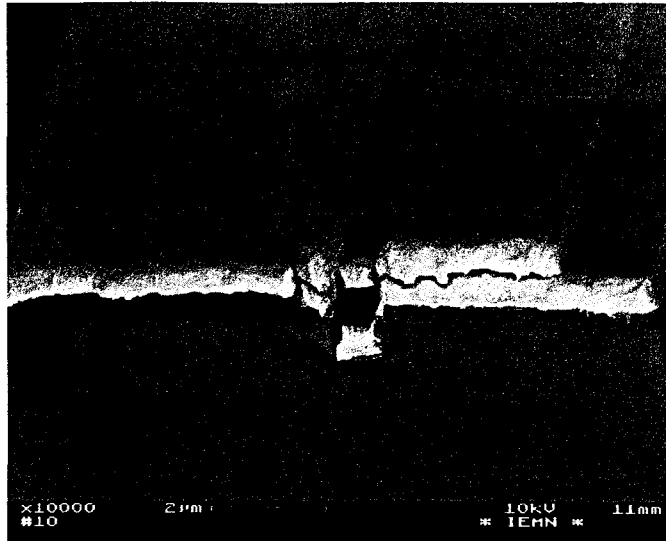


Figure 102: Observation au MEB de l'électrode de commande du cascade switch.

L'utilisation du détecteur de rétrodiffusés nous permet d'obtenir une image sensible à la composition chimique des matériaux. Ainsi on observe en noir le polyimide, en blanc les métaux et en gris les matériaux III-V. On voit la couche de quaternaire légèrement plus claire que l'InP.

Cette photographie nous permet de voir que le contact ohmique est légèrement décalé, Il s'en suit que la gravure auto-alignée de l'InGaAs affecte le guide de gauche. Le plot d'épaissement est également décalé mais cela n'a aucune conséquence sur le fonctionnement du commutateur, le polyimide jouant bien son rôle d'isolant.

Nous avons également vérifié la qualité des ponts en polyimide assurant l'isolation des guides optiques et des lignes d'alimentation électrique.

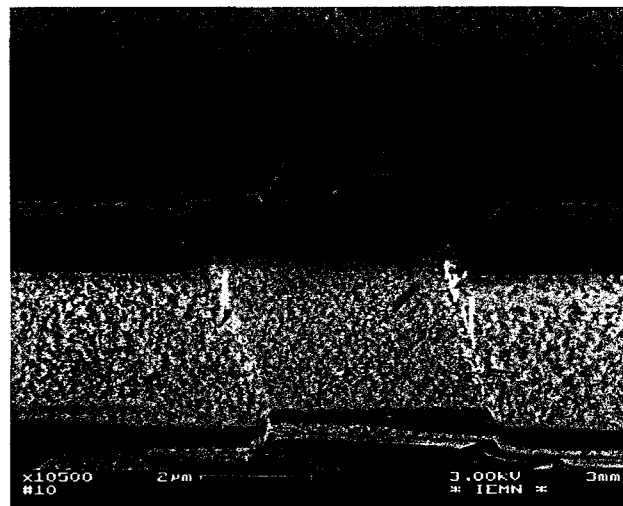


Figure 103: Ligne d'alimentation sur pont de polyimide.

5 La caractérisation.

Dans ce qui suit, la caractérisation a pour unique but de vérifier le fonctionnement des composants et de déterminer les trois caractéristiques fondamentales que sont les pertes, la diaphonie et la consommation. Pour cela deux types de bancs ont été réalisés. Tout d'abord, un banc visant à vérifier d'une façon plutôt qualitative le fonctionnement des composants, nous permet de visualiser les profils d'intensité de la lumière en sortie de composant. Cela nous a permis de vérifier, non seulement la bonne adéquation entre les mesures et les calculs de profils de modes, mais également de mesurer la consommation nécessaires à la commutation. Enfin, en analysant l'image obtenue, on a pu obtenir une valeur approchée de la diaphonie.

Un second banc dévolu aux mesures de pertes fibre à fibre a été monté. Il est constitué de trois micro-déplacements permettant ainsi le double alignement du composant avec la fibre d'entrée et celle de sortie.

Les photographies figure 104 montre le premier banc, le second est identique, seul l'objectif de microscope et la caméra infra-rouge sont remplacés par un micro-déplacement supportant la fibre de sortie connectée au détecteur.

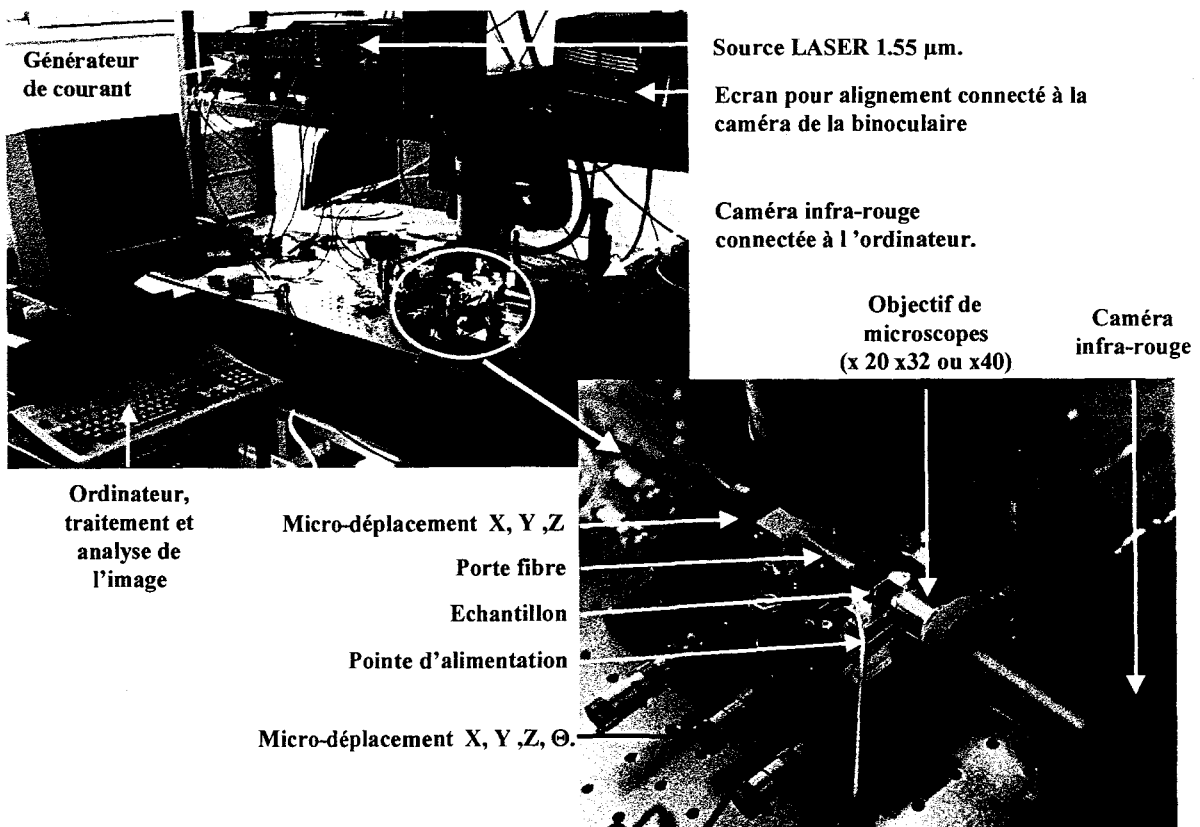


Figure 104: banc de caractérisation des matrices de commutation.

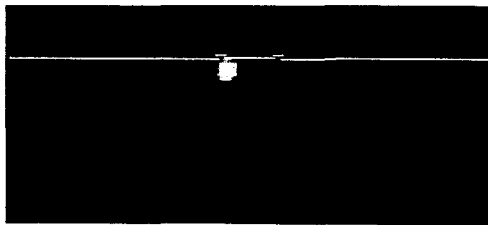
5.1 Caractérisation des commutateurs TIR.

Les premiers composants réalisés lors de cette thèse ont été les commutateurs TIR. Droit d'aïnesse oblige, nous commencerons donc par ceux-ci.

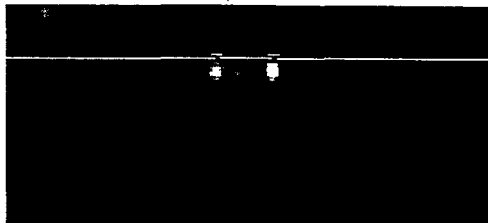
Comme nous l'avons montré précédemment, les masques comportent six types de commutateurs différenciés soit par l'angle entre les guides soit par l'épaisseur du miroir électro-optique. Ainsi, nous avons des commutateurs TIR de trois angles différents (2° , 4° , 6°) et de deux épaisseurs de miroir différentes (2 et $4\ \mu\text{m}$).

Lors de la caractérisation nous n'avons pu constater la commutation que sur les commutateurs caractérisés par les angles de 2° et 4° . Le figure 105 nous montre les trois états de ces composants : passant, répartiteur d'énergie et commutant.

passant; $I=0\ \text{mA}$



Diviseur 3db; $I=100\ \text{mA}$



commutant; $I=140\ \text{mA}$

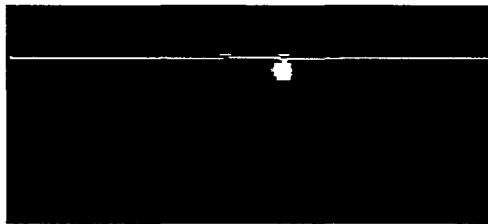


Figure 105: fonctionnement d'un commutateur TIR (angle d'intersection= 4° ; épaisseur du miroir= $4\ \mu\text{m}$).

Les pertes fibre à fibre étant dues principalement aux couplages fibre / guide / fibre sont les mêmes pour tous les composants. On a mesuré en moyenne 15 dB de pertes que ce soit dans l'état passant ou commutant. On suppose donc que la commutation entraîne des pertes inférieures au bruit de la mesure dû principalement aux conditions d'alignement (0.2 dB).

La diaphonie n'a pu être mesurée directement. Nous avons donc analysé les photographies des champs en sortie de composants en intégrant l'intensité lumineuse à la sortie de chacun des guides. Compte tenu des nombreux paramètres que nous ne maîtrisons pas bien; tels que la sensibilité du photodétecteur, nous n'avons fait qu'approximer la diaphonie.

La consommation a été relevée une fois que l'augmentation du courant n'entraînait plus de variation dans la répartition de la lumière.

Le tableau 23 récapitule les caractéristiques des divers commutateurs étudiés :

Type	Angle d'intersection en °	Epaisseur du miroir en μm	Pertes fibres à fibres en dB	Diaphonie en dB (passant/commutant)	Consommation mA*V
1	2	2	15	-30/-20	80*1.6 (<i>60*1.4</i>)
2	2	4	15	-30/-20	100*1.8
3	4	2	15	-30/-30	100*1.7 (<i>80*1.5</i>)
4	4	4	15	-30/-30	120*1.8
5	6	2	15	-30/*	*
6	6	4	15	-30/*	*

Tableau 23 : Caractéristiques des commutateurs TIR (*meilleure performance en italique*).

5.2 Caractérisation du commutateur cascade 1*4.

Nous avons procédé exactement de la même façon que pour le commutateur TIR. Les photographies suivantes montrent le fonctionnement du commutateur lorsque les différentes sorties sont activées. Le banc de caractérisation étant doté d'une pointe unique nous n'avons pas pu mettre en évidence la fonction de répartiteur que peut théoriquement remplir ce composant.

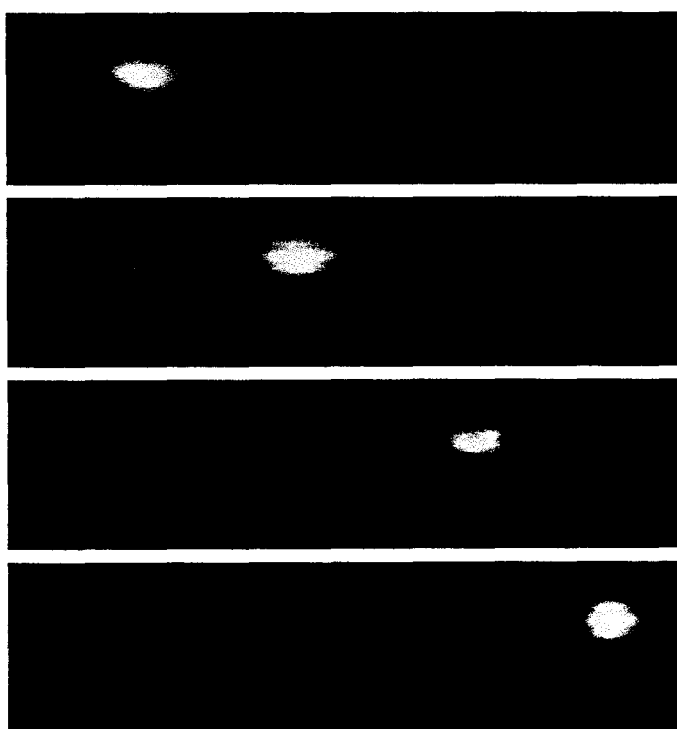


Figure 106 : fonctionnement du commutateur cascade 1*4.

Comme précédemment les pertes fibre à fibre sont de 15 dB.

La diaphonie une nouvelle fois non mesurable directement a été évaluée par analyse d'image à une valeur de l'ordre de -20 dB. Il est à noter que cette dernière nous a semblé très sensible aux conditions d'injection.

Enfin, la consommation atteint des niveaux très raisonnables puisque en moyenne la commutation a été observée pour des courants inférieurs à 20 mA sous des tensions de l'ordre du volt.

5.3 Caractérisation de la matrice TIR 4x4.

Les matrices issues du premier essai de fabrication ne sont pas concluantes. En effet, la profondeur de gravure délimitant les guides n'est pas suffisante. Les observations au microscope électronique révèlent la présence d'un dépôt de polymère sur toute la surface du composant. Ce dernier, dont l'origine reste inexplicée, est susceptible d'avoir diminué les cinétiques des gravures, l'indisponibilité du profilomètre lors de la réalisation du composant ne nous ayant pas permis de le vérifier en temps réel.

Quoiqu'il en soit, ce défaut diminue le confinement de la lumière et rend possible un guidage plan dans le quaternaire (figure 107). Cela induit des pertes au niveau des guides courbes et des couplages entre les guides dans la zone passive du composant. On obtient donc en sortie de la lumière dans tous les guides.

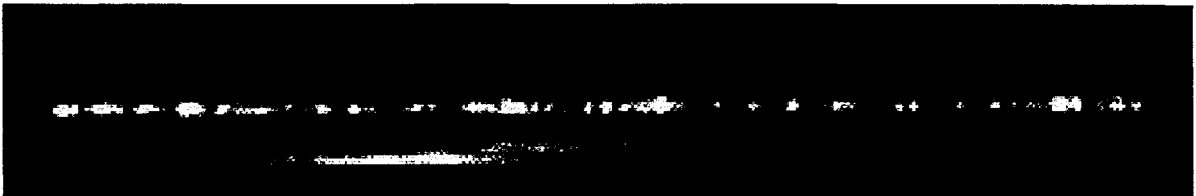


Figure 107: Observation d'un guidage plan.

Nous envisageons d'essayer de corriger ce défaut en gravant un peu plus la totalité du composant, ce qui augmentera le confinement (figure 108). Des calculs menés par BPM montrent que l'on devrait ainsi améliorer le comportement optique des guides courbes et des croisements.

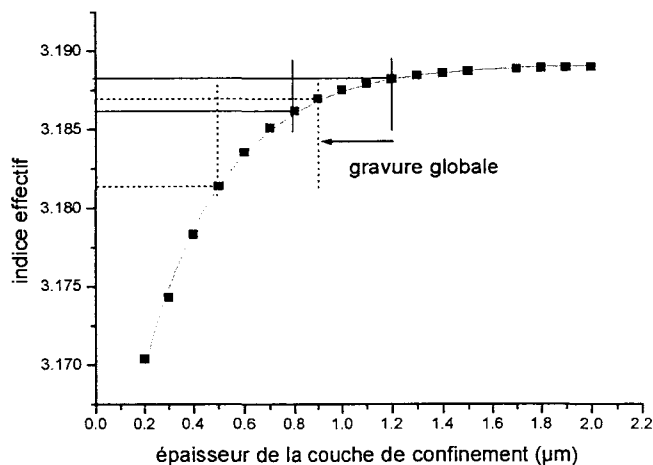


Figure 108: Conséquence d'une gravure globale: le contraste d'indice est multiplié par 5.

La présence de commutateurs 1x2 simples nous a permis de vérifier une nouvelle fois le fonctionnement de cet élément (figure 109). On note un progrès dans la consommation certainement dû à la diminution de l'épaisseur de la zone déserte par rapport aux premiers prototypes de commutateurs.

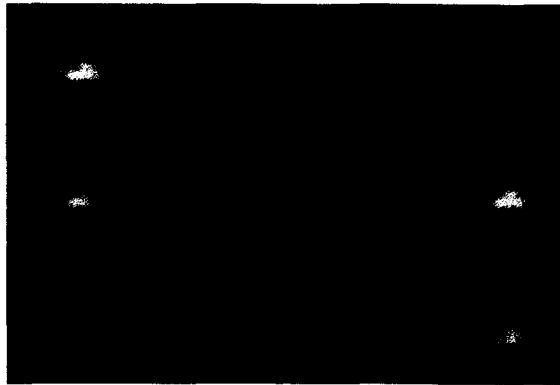


Figure 109: Fonctionnement d'un commutateur 1x2. On injecte 0 mA, 30 mA et 90 mA.

5.4 Caractérisation de la matrice de commutateurs cascades 4x4

Les premiers prototypes de matrices 4x4 ne fonctionnent pas correctement non plus. En effet, à une longueur d'onde de 1.55 μm , le couplage entre les guides est très mauvais, quasiment toute la lumière reste dans le guide 1. Le confinement est donc trop important.

La longueur de couplage étant proportionnelle à la longueur d'onde, nous avons fait des essais à 1.3 μm . Dans cette configuration nous avons pu observer du couplage. Malheureusement celui-ci n'étant pas total, le commutateur ne peut fonctionner. Cependant cela nous a permis de vérifier la validité du principe.

La figure suivante nous montre les sorties de la matrice respectivement (de haut en bas) dans les cas où aucune électrode n'est alimentée, l'électrode 3 est alimentée, l'électrode 2 est alimentée et enfin où l'électrode 1 est alimentée. On observe bien que les guides intermédiaires jouent leur rôle de 'barrage optique' lorsqu'ils sont alimentés. Le courant nécessaire est de l'ordre de 20 à 30 mA.

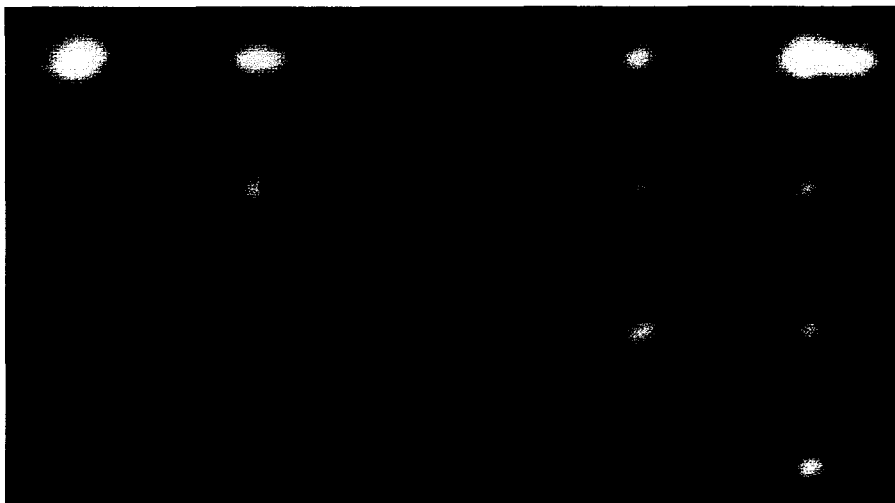


Figure 110: Observation de la sortie d'une matrice cascade 4x4 (de haut en bas: aucune alimentation, alimentation de l'électrode 3, 2 puis 1).

Le mauvais fonctionnement de ces premières matrices est certainement dû à un problème technologique. En effet, il semble que nous ayons trop gravé les guides ce qui augmente le confinement. Les temps de gravures sont donc à revoir.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons procédé à quelques simulations complémentaires de la structure afin de mesurer les conséquences d'une gravure mal calibrée. Les courbes figure 111 résultent de la simulation d'une structure comportant deux guides de sortie entre lesquels a été intercalé un guide intermédiaire. Nous avons fait varier la profondeur de gravure.

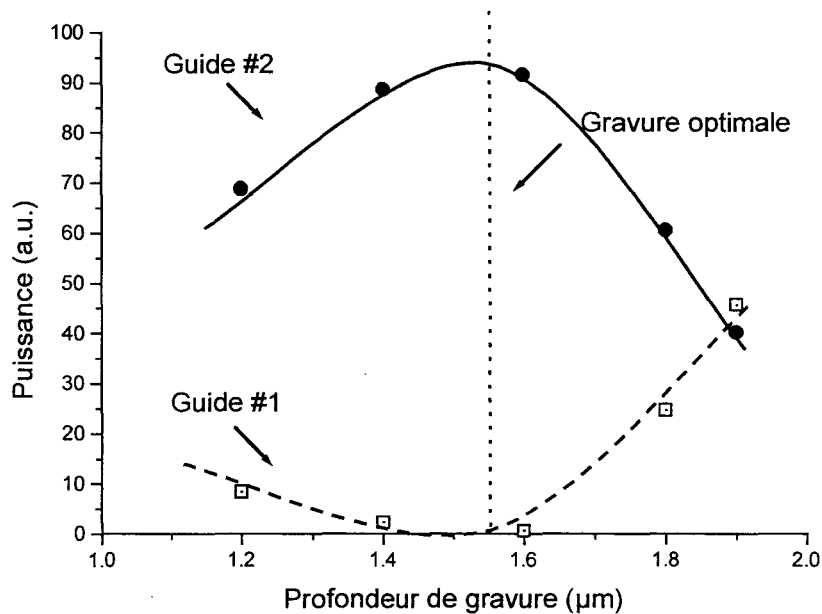


Figure 111: Sensibilité de la structure à la profondeur de gravure.

Le guide n°1 est le guide d'entrée, le n°2 est le guide dans lequel la lumière est sensée se coupler. Il ressort de ces calculs que la structure est très sensible au dépassement de la profondeur optimale (légèrement inférieure à 1.6 µm). Ce résultat semble confirmer l'explication de notre premier échec.

Il est important de noter que si dans le cas du commutateur seul, il semble envisageable de graver un peu moins les guides, ce n'est pas le cas pour les matrices. En effet, la présence de la partie dite passive constituée de nombreux guides courbes et d'intersections nécessite un confinement correct. Si la gravure est insuffisante on se retrouve dans la configuration de nos matrices TIR, chaque courbe entraîne des pertes et chaque croisement de la diaphonie. Comme on peut le voir, la technologie des matrices est bien plus sensible que celle des commutateurs unitaires.

La photographie figure 112 est le résultat d'une observation au microscope électronique équipé d'un détecteur d'électrons rétrodiffusés. On observe donc des contrastes différents pour chaque matériau et on a ainsi pu observer et évaluer notre erreur sur la profondeur de gravure. En effet, on observe bien la couche de quaternaire légèrement plus claire que l'InP et l'on peut voir que la distance entre le sommet de

cette couche et la surface est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche, soit $0.2 \mu\text{m}$ alors que l'on aurait du avoir une distance d'environ $0.4 \mu\text{m}$.

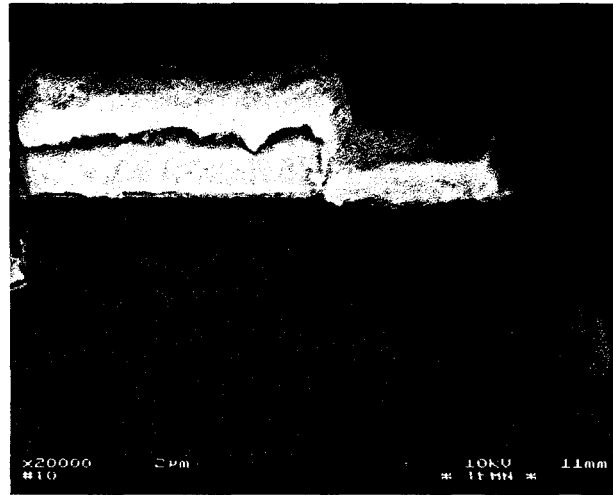


Figure 112: Observation de la gravure au MEB (rétrodiffusés).

A partir de cette observation nous avons envisagé de corriger l'effet de cette « sur-gravure » en déposant sur la surface du composant un matériau, dont l'indice est forcément supérieur à celui de l'air, afin de réduire le confinement de la lumière. Nous avons mené des calculs avec les divers matériaux à notre disposition (résines, polymères, silice) sans succès. La variation du confinement est trop faible. Une seule solution nous semble donc envisageable : recommencer la techno...

CONCLUSION GENERALE

Comme le montrent les résultats qui viennent d'être décrits, cette étude est loin d'être terminée et réclame une suite. Conclure serait donc un non sens, tant de choses restent à améliorer. Dans ces pages, nous nous proposons donc, après avoir fait un très bref récapitulatif du travail effectué, de poser les problèmes qui restent à résoudre. On se risquera peut-être à proposer quelques pistes de réflexion.

Cette étude est donc le résultat d'une collaboration exemplaire entre un organisme de recherche (l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord) et un industriel (Dassault Electronique). En effet, partant d'un besoin exprimé par les ingénieurs chargés du développement de systèmes Radar, à savoir, disposer d'une fonction de synthèse de retards, nous avons proposé une solution puis développé et fabriqué le composant clé qu'est la matrice de commutation.

Dans un premier temps, nous avons, à partir d'un modèle très simple, simulé la chaîne optique comportant un émetteur, un module de synthèse de retards et un détecteur. Ceci nous a permis d'estimer, dans le cas de notre application, le budget en terme de pertes que l'on pouvait allouer au module de synthèse de retards.

Ensuite, nous avons présenté diverses solutions rencontrées dans la bibliographie telles que l'association d'un laser accordable et d'une fibre dispersive, l'utilisation d'un système holographique ou l'utilisation de matrices de commutations. Nous nous sommes finalement dirigé vers cette dernière proposition et avons procédé à une synthèse détaillée de l'état de l'art de la commutation optique.

Le choix de l'optique guidée fait, nous avons développé les outils de simulation nécessaires à la définition et à l'optimisation des composants. Ainsi, outre les logiciels d'analyse modale (CALINE et PLANO), nous avons développé des BPM scalaires 2D et 3D basées sur la méthode des différences finies. Le comportement électrique du composant étant primordial tant au niveau du concepteur, pour en déduire la variation d'indice due à l'injection d'un courant dans la structure, que pour le système afin de prévoir la consommation du composant et sa vitesse de commutation, nous avons également développé un logiciel électrique fondé sur les phénomènes de transport dans les matériaux.

La phase de définition des composants s'est déroulée en deux temps. Tout d'abord, nous avons défini un commutateur fondé sur la réflexion interne totale (TIR) en suivant une méthode empirique dite d'essais et d'erreurs. Ce composant a été rapidement fabriqué. A l'occasion de cette étape, nous avons défini et optimisé chaque étape du procédé de fabrication de la lithographie au dépôts métalliques en passant par les gravures. Nous avons notamment mis au point un procédé de gravure profonde de qualité optique en

appliquant la méthode des plans d'expériences. La caractérisation a consisté à mesurer les pertes fibre à fibre, la diaphonie et la consommation électrique du composant. Pour ce premier essai nous avons atteint l'état de l'art pour les caractéristiques optiques: pertes fibre à fibre = 15 dB et diaphonie inférieure à -20 dB. La consommation de l'ordre de la centaine de mA est trop importante. Ces résultats ont permis de valider le principe de fonctionnement de ce type de composant et de vérifier les prédictions de nos outils de simulation.

Cependant, la forte consommation mesurée nous a ensuite incité à développer un commutateur fondé sur le couplage de mode. L'originalité de la topologie envisagée (qui fait l'objet d'un Brevet Dassault-Electronique) permet d'attendre un composant particulièrement peu gourmand. Etant donné le nombre important de paramètres à optimiser et leurs fortes interactions, nous avons adopté pour la phase d'optimisation une méthodologie originale issue du monde industriel : la méthode des algorithmes génétiques.

Cette méthode nous a permis d'aboutir à un nouveau composant nommé commutateur cascade et d'optimiser le commutateur TIR préalablement défini. La fabrication de ces nouveaux commutateurs a une fois de plus confirmé la validité des principes utilisés ainsi que l'efficacité de la méthode employée. Le commutateur cascade 1x4 est notamment caractérisé par une faible consommation (<20 mA) pour des caractéristiques optiques comparables à celles des commutateurs TIR.

La dernière phase de cette étude a consisté à définir la topologie (guides courbes, zone d'adaptation, miroirs gravés...) des matrices 4x4 à base de TIR et de commutateurs cascade, pour ensuite les réaliser. C'est ici que nous touchons les limites de notre travail. En effet, les premiers essais (deux, un seul par type de matrice) nous ont fait toucher du doigt la sensibilité à la technologie de tels composants, et nous n'avons pas réussi à fabriquer une matrice qui fonctionne correctement.

Ceci, nous mène directement au premier point à améliorer : la précision de la technologie. Cela conduira certainement à mener beaucoup de nouveaux essais.

Plus fondamentalement, nous avons vu que les commutateurs TIR consomment trop. Il nous semble qu'il serait très intéressant d'envisager l'utilisation de puits quantiques à la place de la couche de quaternaire. En effet, la présence des puits permettrait de capturer les électrons injectés et d'obtenir ainsi une plus grande variation de la densité de porteurs et donc de l'indice de réfraction.

Que ce soit pour les composants fondés sur les commutateurs TIR ou ceux fondés sur les commutateurs cascade, un des points qui effraient les utilisateurs potentiels sont les pertes fibre à fibre. Dans notre étude, aucune mesure particulière n'a été prise si ce n'est que nous avons défini les guides de telle façon que leur mode propre soit aussi proche que possible de celui de la fibre. Nous avons ainsi obtenu des pertes de

l'ordre de 15 dB, ce qui pour l'application envisagée ne permettrait de cascader que 3 matrices (budget de pertes optique de 45 dB, cf. chapitre I). Une première approche en vue de limiter ces pertes serait de considérer l'utilisation d'épitaxies épaisses permettant de définir des structures caractérisées par un mode propre encore plus proche de celui de la fibre. De plus, en procédant à un traitement sur les faces latérales du composant, on améliorerait ainsi le couplage d'environ 30%. Enfin, On pourrait envisager d'intégrer des adaptateurs de mode en entrée et en sortie de composant.

Il nous semble ici important d'évoquer la possibilité de transférer la technologie développée tout au long de cette thèse sur un matériau dont l'indice de réfraction serait plus proche de celui du verre. Ainsi l'utilisation de polymères semble prometteuse que ce soit dans une optique d'intégration totale en utilisant les propriétés thermo-optiques ou électro-optique de certains d'entre eux, ou dans une optique d'hybridation en envisageant de les utiliser pour les parties passives des matrices.

PUBLICATIONS, COMMUNICATIONS ET BREVETS.

1 Publications.

- **Ian Cayrefourcq**, J.P Vilcot, J. Harari, M. Schaller, C. Fourdin D. Decoster. *Optical switch design for true time delays array antenna*. IEE Proceedings : Optoelectronics, Vol.145, N°1, February 1998, pp 77-82.
- **Ian Cayrefourcq**, J.P Vilcot, J. Harari, M. Schaller, J.P.Gouy, D. Decoster. *Low power consumption 1*4 « cascade switch » for microwave applications*. Microwave and Optical Technology Letters, vol 18(4), July 98.

2 Communications

- **Ian Cayrefourcq**, Michel Schaller, Jean-Pierre Vilcot, Joseph Harari, J.P. Gouy, Sophie Maricot et Didier Decoster. *"Optical switching device for the synthesis of large time delays"*, SIOE'97, Cardiff, 24-26 mars 1997.
- **Ian Cayrefourcq**, Michel Schaller, Christian Fourdin, Jean-Pierre Vilcot, Joseph Harari, J.P. Gouy, Sophie Maricot et Didier Decoster. *"Système de synthèse de retards à grande dynamique temporelle pour antennes réseaux large bande"*, JNM'97, St Malo, 20-22 Mai 1997.
- **Ian Cayrefourcq**, Michel Schaller, Jean-Pierre Vilcot, Joseph Harari, J.P. Gouy et Didier Decoster, *"Conception et réalisation d'un dispositif de commutation optique pour la synthèse de retard à grande dynamique temporelle"*, JNMO'97, Chantilly, 29-31 janvier 1997.
- **Ian Cayrefourcq**, Bertrand Grimbert. *"Application de la methode des plans d'expériences à l'optimisation d'un procédé de gravure RIE"*, Journée Nationale du Pôle microtechnologie, Besançon, 21 mars 1997.

3 Brevets.

- Titre : *Dispositif electro-optique, notamment pour la répartition optique.*
N° :97 14939 du 27 Novembre 1997.
Inventeur : **Ian Cayrefourcq**.
Au nom de :Dassault Electronique.

REFERENCES.

Les références sont numérotées et classées par rubrique (Généralités, Commutateurs et matrices, filière AsGa, filière InP, Méthode des faisceaux propagés...). Celles qui font l'objet d'un renvoi dans le texte de la thèse sont marquées d'un astérisque.

1 Généralités

- *[A1] Ecole d'été optoélectronique, institut d'études scientifiques de Cargèse 27 Juin - 7 Juillet 1989.
Groupement de recherches coordonnées "ondes optiques guidées". Société française d'optique. Les éditions de physique.
- *[A2] All optical switching in non linear integrated optic device. PhD.
G. KRIJUN.
printed by Febo Druck-Euschede, the Netherlands.
- *[A3] Optoelectronics, an introduction. Second edition.
J. WILSON, JFB HAWKES.
Prentice Hall.
- *[A4] Composants d'optique intégrée: Etude et caractérisation de l'association guide-détecteur.
L JOHANNES.
Université de Liège - Maîtrise -
- [A5] Intégration monolithique sur InP d'un circuit optique pour la photodétection cohérente en diversité de polarisation.
F. GHIRARDI
thèse Mai 1994, Telecom - Paris.
- *[A6] Etude et réalisation d'un modulateur Electro-optique sur AsGa.
D. RIEMENS
thèse Novembre 1986 - Université de Lille.
- *[A7] Composants optoélectroniques d'avant garde et utilisation dans le domaine des antennes.
M. SCHALLER
JNM 1995. CNAM Paris.
- *[A8] Integrated optics: theory and technics.
HUNSPERGER
Springer Series in Optical Sciences.
- *[A9] Apports de l'optique dans les antennes actives.
lot 1: architecture électrique.
lot 2: architecture du démonstrateur.
Dassault Electronique, rapport DRET Fevrier 1994.
- *[A10] Apports de l'optique dans les antennes actives. Concepts d'architectures optiques: rapport final.
Dassault Electronique, rapport DRET Mai 1994.

- [A11] **Interconnexions optiques: la clé des échanges à haut débit au sein d'équipements de télécommunication.**
W. REHM, K. DUTTING, N. KAISER, P. VETTER, C. ARTIGUE, B. FERNIER.
Revue des télécommunications, ALCATEL 1^{er} trimestre 1995.
- [A12] **Les défis techniques et économiques de l'optoélectronique intégrée.**
M. ERMAN.
Les entretiens de la technologie, 3^{ème} édition, 15, 16 Mars 1994, Paris.
- [A13] **Device integration on Indium Phosphide for photonic switching applications.**
JL. PEYRE, E. BOUCHEREZ, M. RENAUD
A. GOUTELLE, B. MARTIN, JF. VINCHANT,
Integrated optics 94, conference SPIE, Nanofabrication technologies and device integration.. Vol SPIE 2213, pp 250-258, 13-14 April 1994 London.
- [A14] **I Piu recenti sviluppi negli integrati optoelettronici.**
H. ALBRECHT
Elettronica oggi, N°149, 31 Ottobre 1992.
- [A15] **Novel concepts in photonic waveguide devices based on quantum wells structures.**
D. CAMPI, C. CORIASSO, C. CACCIATORE,
HC. NIETZERT.
Paper presented at SPIE OE/LASE 94, Los Angeles USA, January 1994. Vol III, N°4, August 1994.
- *[A16] **Optical interconnexion: foundations and applications.**
C. TOCCI, HJ. CAUFIELD.
Artech House, Boston-London 1994.
- [A17] **L'impact des communications optiques.**
JC. CARBALLEES.
Revue des télécommunications, 4^{ème} trimestre 1992, ALCATEL.
- [A18] **Fundamentals of photonics.**
BEA. SALEH, MC. TEICH.
Wiley series in pure and applied optics. JW. GOODMAN Editor 1991.
- *[A19] **Introduction to airborne RADAR.**
GW STIMSON
Hugues Aircraft Company Radar Systems Group.
- *[A20] **Electromagnetic principles of integrated optics.**
D.L. LEE
J Wiley & Sons 1986.
- *[A21] **La synthèse de retards optiques appliquée au leurrage angulaire.**
Dassault Electronique, rapport DRET Juillet 1996.
- *[A22] **Photonics for microwave processing in radar systems.**
D. DOLPHI, J.P. HUIGNARD, J. CHAZELAS, O. MAAS.
MWP'97, Duisburg, 3-5 Septembre 1997.
- *[A23] **Photonics for phased array antennas.**
R.Y. LOO, G.L. TANGONAN, H.W. YEN, V.L. JONES, W.W. NG, J.B. LEWIS, J.J. LEE, S. LIVINGSTON.
SPIE, Vol 2844, pp 234-240.
- *[A24] **Pratique industrielle de la méthode Tagushi.**
J. ALEXIS
AFNOR 1995.
- *[A25] **La méthode des plans d'expériences.**
J. GOUPY.
Dunod, Paris, 1996.

2 Commutateurs et matrices.

2.1 Généralités.

- [B1] **Optical switch matrix with simplified N*N tree structure.**
OKAYAMA, MOTOKA, ISHIDA.
Journal of light wave technology, Vol 7, N°7 July 1989.
- *[B2] **Integrated semiconductor optical matrix switches for photonic switching applications.**
K. KOMATSU, A. SUZUKI.
Extended abstract of the 22nd conference on solid state devices and materials, Sendai 1990, pp 793-796.
- [B3] **Design, modelling and implementation of the ATMOS project fibre delay line photonic switching matrix.**
J.M.GABRIAGUES, J.BENOIT, D. CHIARONI, B.DÉBOUARD, P.DOUSSIÈRE, T.DURHUUS, P.GAVIGNET MORIN, E.GRARD, J.B.JACOB, J.JACQUET, C.JOERGENSEN, D.LECLERC, F.MASETTI, PA. PERRIER, KE. STUBKJÆR.
Optical and quantum electronics 26(1994) S497-S516.
- [B4] **Geometrical design consideration for a tree structured optical switch matrix.**
K. HABARA, K. KIKUCHI
Electronics letters 9th April 1987, Vol 23, N°8.
- [B5] **Transient modelling of heterostructure optoelectronic switches.**
HZ. FARDI.
10th Biennial university / government / industry microelectronics symposium 1993.
- [B6] **Guided wave switching devices.**
L. THYLEN.
IOOC-ECOC 91.
- [B7] **Optimisation de dispositifs en guide d'onde avec coupleurs à réseaux: application aux commutateurs optiques.**
F. BERTRAN, N. PARAIRE, P. DANSAS, N. MORESMAU.
Journal de physique III, France, N°4, Juillet 1994, p 1321-1334.
- [B8] **Line capacity consideration for a photonic space division system with switch matrices and optical amplifier.**
M. FUJIWARA, S. SUZUKI, H. NISHIMOTO.
Springers series in electronics and photonics, vol 29, photonic switching II.. Editor K. TADA, HS HINTON. © Springer Verlag Berlin, Heidelberg 1990.
- [B9] **Properties of optical switching networks with passive or active space switches.**
L. GILLNER.
IEE Proceedings-3- Vol 140 N°5, October 1993.
- [B10] **Architectures for guided wave optical space switching systems.**
R.A. SPANKE
IEE Communication Magazine. May 1987, Vol 25, N°5.
- [B11] **Transmission sur fibres optiques. Technologie générale.**
Y. SUEMATSU, KI. IGA.
Masson 1984.
- [B12] **Optically controlled array allows shared functions.**
Aviation Week & Space Technology / June 5, 1995, p 47.
- [B13] **System approach for a photonic multi-dimensional switching technique.**

- D. BOETTLE, G. EILENBERGER, K. LOESCH, W. REHM, K. WUENSTEL, M. SHILLING.
Alcatel SEL, Research center, ICC 1993.
- [B14] Terminology for photonic matrix switches.**
R.I. MACDONALD.
IEEE Journal on selected Areas in communications Vol 6, N°7, August 1988.
- [B15] Photonic devices for optical switching: from technology to system.**
M. ERMAN.
3rd international conference: Indium Phosphide and related materials 1991.
- [B16] Si_{1-x}/Si asymmetric 2*2 electrooptical switch of total internal reflection type.**
Y GOA, X LIU, G LI, E LIU, X ZHANG, X LU, J HU, X WANG.
Applied Physics letters, 67(23), 4 December 1995.
- [B17] High extinction ratio and low loss silica based 8x8 thermo-optic matrix switch.**
T. GOH, A. HIMENO, M. OKUNO, H. TAKAHASHI, K. HATTORI.
IEEE Photonics technology letters, Vol 10, N°3, March 1998.
- *[B18] Investigation of 3-D Semivectorial Finite-Difference Beam Propagation Method for Bent Waveguides.**
H. DENG, G.H. JIN, J. HARARI, J.P. VILCOT, D. DECOSTER.
IEEE Journal of lightwave technology, Vol 16, N°5, May 1998.
- ## 2.2 Filière AsGa.
- *[C1] Extremely low loss 4*4 GaAs/AlGaAs optical matrix switch.**
H.HAMAMOTO, S. SUGOU, K. KOMATSU, K. KITAMURA
Electronics letters 19/09/1993, Vol 29 N°17.
- [C2] Waveguide design for minimum non linear effective area and switching energy in AlGaAs at half the band gap.**
A. VILLENEUVE, JS. AITCHISON, B VOGÈLE, R. TAPPELLA, JU. KANG, C. TREVINO, GI. STEGEMAN.
Electronics letters, 30/03/1995, Vol 31, N°7.
- *[C3] 4*4 GaAs/AlGaAs optical matrix switches with uniform device characteristics using alternating $\Delta\beta$ electrooptic guided wave directional couplers.**
K.KOMATSU, K. HAMAMOTO, M. SUGIMOTO, A. AJISAWA, Y. KONGA, A. SUZUKI.
Journal of lightwave technology, Vol 9, N°7, July 1991.
- [C4] Switched time delay elements based on AlGaAs/GaAs optical waveguide technology at 1.32 μm for optically controlled phased array antennas.**
O. SULLIVAN, SD MUKHERJEE, MK. HIBBS-BRENNER, A. GOPINATH, E.KALWEIT, W. GOLDBERG, T.MARTA, R. WALTERSON.
SPIE, Vol 1703, 1992.
- *[C5] First 8*8 semiconductor optical matrix switches using GaAs/AlGaAs electrooptic guided wave directional coupler.**
K. HAMAMOTO, T. ANAN, K. KOMATSU, M. SUGIMOTO, I. MITO.
Electronics letters 27th February 1992, Vol 28, N°5.
- *[C6] GaAs travelling wave directional coupler optical modulator/switch.**

- H. HAYASHI, K. TADA.
App Physic letters 57(3), 16 July 1990.
- *[C7] 4*4 GaAs/AlGaAs optical matrix switches with electrooptic guided wave directional coupler.**
K. KOMATSU, M. SUGIMOTO, A. AJISAWA, K. HAMAMOTO, Y. KONGA, A. SUZUKI.
Springers series in electronics and photonics, Vol 29, Photonics switching II. Editor K. TADA, HS HINTON. © springer Verlag Berlin, Heidelberg 1990.
- *[C8] Switching characteristics of GaAs directional coupler optical switches.**
H. INOUE, K. HIRUMA, K. ISHIDA, H. SATO, H. MATSUMARA.
Applied optics, Vol 25, N° 9, 1 May 1986.
- [C9] A detector switched GaAs monolithic time delay network component for the optical control of phased arrays.**
W. NY, D. YAP, A. NARAYANAN, A. WALTSON, R. HAYES.
Hughes Research Laboratories.. LEOS 1993
- [C10] AlGaAs/GaAs pnpn differential optical switch.**
K. HARA, K. KOJIMA, K. MITSUNAGA, K. KYUMA.
IEE Journal of quantum Electronics Vol 28, N°5, May 1992.
- [C11] Compact digital optical switches for low insertion loss large switch arrays on InP.**
M. RENAUD, JF VINCHANT, A. GOUTELLE, B. MARTIN, G. RIPOCHE, M. BACHMANN, P. PAGNOD, F. GABORIT.
ECOC 95, Bruxelles Septembre 1995.
- [C12] InP 4*1 digital optical switch module for multiwavelength cross-connect applications.**
- JF. VINCHANT, A. JOURDAN, J. LEBRIS, G. SOULAGE, T. FILLION, E. GRARD.
OFC 95, Technical Digest.
- [C13] Over 15 dB gain from a monolithically integrated optical switch with amplifier.**
R. VAN ROIJEN, JMM VAN DER HEIJDEN, LF TIEMEIJER, PJA. THIJS, T VAN DONGEN, JJM. BINSMA, BH. VERBEEK.
IEEE Photonics Technology letters, Vol 5, N°5, May 1993.
- [C14] Transient modelling of GaAs/AlGaAs pnpn optoelectronic switches.**
HZ FARDI
SPIE Vol 2146, p 100.
- [C15] Beam switching by non-linear control of total internal reflection.**
D.R. ROWLAND, S. WAGDY, R.A. SAMMUT, H.T. TRAN.
Journal of modern optics, 1998, vol 45, N°1, 179-192.

2.3 Filière InP.

- [D1] InP/GaInAsP guided wave phase modulators based on carrier induced effects: theory and experiment.**
JF. VINCHANT, JA. CAVAILLES, M. ERMAN, Ph. JARRY, M. RENAUD.
IEE Journal of light technology, Vol 10, N°1, January 1992.
- *[D2] First digital optical switch based on InP/GaInAsP double heterostructure waveguides.**

- JF. VINCHANT, JA. CAVAILLES, M. ERMAN, M. RENAUD, L. THYLEN, P. SVENSON.
Electronics letters 25/04/91, Vol 27, N°9.
- *[D3] Low driving voltage or current digital optical switch on InP for multiwavelength system application.**
JF. VINCHANT, A. GOUTELLE, M. ERMAN, M. RENAUD, L. THYLEN, P. SVENSON.
Electronics letters 4/06/1992, Vol 28, N°12.
- *[D4] Monolithic integration of 2*2 switch and optical amplifier with 0 dB fibre to fibre insertion loss grown by LP-MOCVD.**
G. GLASTRE, D. RONDI, A. ENARD, E. LALLIER, R. BLONDEAU, M. PAPUCHON.
Electronics letters, 7/01/1993, Vol 2, N°1.
- *[D5] Carrier injection type optical S3 switch with traveling wave amplifier.**
H. INOUE, T. KIRIHARA, Y. SASAKI, K. ISHIDA.
IEE Photonics technology letters, Vol 2, N°3, March 1990.
- [D6] Optical matrix switch on InP/InGaAsP with integrated mode transformers.**
L. STOLL, J. EICHINGER, J. MULLER, R. MULLER-NAWRATH, M. SCHIENLE, B. ACKLIN, G. MULLER.
Optical switch and modulators II, Th A3, 531, ECIO 95.
- *[D7] Lossless and low crosstalk characteristics in an InP based 2*2 optical switch.**
H. INOUE, T. KIRIHARA, M. OGAWA, K. ISHIDA.
IEE Photonics technology letters, Vol 5, N°9, September 1993.
- *[D8] Lossless and low crosstalk characteristics in an InP based 4*4 optical switch with integrated single stage optical amplifier.**
H. INOUE, T. KIRIHARA, M. OGAWA, H. KODERA.
IEE Photonics technology letters, Vol 6, N°2, February 1994.
- *[D9] A compact 2*2 amplifier switch with integrated DBR lasers operating at 1.55 μm .**
MG. YOUNG, U. KOREN, BI. MILLER, M. CHIEN, MA. NEWKIRK, JM. VERDIELL.
IEE Photonics technology letters, Vol 4, N°9, September 1992.
- *[D10] Space division switches based on semiconductor optical amplifier.**
RF. KALMAN, LG. KAZOWSKY, JW. GOODMAN.
IEE Photonics technology letters, Vol 4, N°9, September 1992.
- *[D11] Monolithically integrated 4*4 InGaAsP/InP laser amplifier gate switch arrays.**
B. GUSTAVSON, B. LAGERSTRÖM, L. THYLEN, M. JANSON, L. LUNDGREN, AC. MÖRNER, M. RASK, B. STOLE.
Electronics letters, 19/11/1992, Vol 28, N°24.
- *[D12] Polarisation insensitive InP 4*4 space switching matrix module.**
DD. LECLERC, P. BROSON, F. POMMEREAU, R. NGO, P. DOUSSIERE, F. MALLECOT, T. FILLION, J. VINCHANT, JG. PROVOST.

Alcatel Alsthom recherche, note interne.

[D13] InP Digital optical switch: key element for guided wave photonic switching.

JF. VINCHANT, M. RENAUD, M. ERMAN,
JL. PEYRE, P. JARRY, P. PAGNOD.
IEE Proceedings, Vol 140, N° 5, Octobre 1993.

[D14] Guided wave switch array using electrooptic and carrier depletion effects in Indium Phosphide.

PJ. DUTHIE, N. SHAW, MJ WHALE, I. BENNION.
Electronics letters, 12th September 1991, Vol 27, N°19.

[D15] 4*4 optical matrix switch on InP with low switching current.

L. STOLL, G. MULLER, M. HONSBURG,
M.SCHIENLE, J. EICHINGER, U. WOLFF.
Letters Kurzberrichte AEU, Vol 46, N°2, 1992.

[D16] Optical waveguide switches with integrated driver electronics.

A. BAUKNECHT.
AGEN Mitteilungen, N°55, Juin 1992.

***[D17] New compact polarisation insensitive 4*4 switch matrix on InP with digital optical switches and integrated mirrors.**

JF. VINCHANT, A. GOUTELLE, B. MARTIN, F. GABORIT, P. PAGNOD-ROSSIAUX, JL. PEYRE, J. LE BRIS, M. RENAUD.
ECOC 93, Tbc 12-4.

[D18] Monolithic 2*2 InP space and wavelength switch.

M. OBERG, S. NILSSON, T. KLINGA, L. BACKBOM, K. STREUBEL, J. WALLIN.
ECOC 93, TuP3-2

[D19] Comparison of Lithium-Niobate and Indium Phosphide switch array design and performance.

PJ. DUTHIE, N. SHAW, MJ. WALE, I. BENNION.

Paper presented at EFOC/LAN 91, The 9th Annual European Fiber Optic Communications and Local Network Conference. 19-21 June 1991.

***[D20] Prototype 32*32 optical matrix.**

H. OKAYAMA, M. KAWAHARA.
Electronics letters 7th July 1994, Vol 30, N°14.

***[D21] Rearrangeably non blocking 8*8 guided wave optical switch.**

PJ. DUTHIE, MJ. WALE.
Electronics letters, 12 May 1988, Vol 24, N°10.

***[D22] A very low operation current InGaAsP/InP total internal reflexion optical switch using p/n/p/n current blocking layers.**

K-R OH, K-S PARK, D-K OH, H-M KIM, H-M PARK, K-R LEE.
Photonics technology letter, vol 16, N° 1, January 1994.

[D23] Single mode polarisation insensitive GaInP/InP total internal reflexion optical switch.

M. RENAUD, M. ERMAN, P. JARRY, L. GRAVER, JM. AUGER.
ECOC 1990-217.

[D24] GaInP/InP MQW compact directional coupler switch for fiber array coupling.

T. AIZAWA, KO. RAVIKUMAR, Y. NAGASAWA, M. AGATA, T. WATANABE.
CLEO 1994-111.

[D25] High speed optical 2*2 space switch on InP with travelling wave electrodes.

- F. KAPPE, C. BORNHOLDT, GG. MEKONNEN, HJ EHRKE, FW REIER, D. HOFFMANN.
CLEO 1994-77
- [D26] **InP/InGaAsP Double heterostructure optoelectronic switch.**
S.J. KOVACIC, B.J. ROBINSON, J.G. SIMMONS, D.A. THOMPSON.
IEEE Electronic device letters Vol 14, N°2, February 1993.
- [D27] **Integrated optical switches on InP for Network configuration and distribution.**
V. ACHATZ, S. EICHINGER, A. GREIL et Al.
1993 Electronic components conference p 725.
- [D28] **InP/InGaAsP Digital optical switches with extinction ration of 30 dB.**
ANM. MASUM CHOUDHURY, WH NELSON, M. ABDALLA, M. ROTHMAN, R. BRYANT, W. NILAND, W POWAZINIK.
LEOS 1993.
- [D29] **A Novel integrated Twin-guide (ITG) optical switch with a built in TIR region.**
S.BABA, K. SHIMOMURA, S. ARAI.
IEEE Photonics technology letters Vol 4, N°5, May 1992.
- [D30] **InGaAsP/InP optical switches using carrier induced refractive index change.**
K. ISHIDA, H. NAKAMURA, H. MATSUMARA, T. KADOI, H. INOUE.
Applied phisic letters 50(3), 19 January 1987.
- [D31] **Lossless and low crosstalk 4*4 optical swith array.**
T. KIRIHARA, M. OGAWA, H. INOUE, K. ISHIDA.
Electonics and communications in Japan, part 2, Vol 77, N°11, 1993.
- [D32] **La modulation de phase pour la commutation optique dans le système InP/GaInAsP.**
L. THERY.
Thèse INPG, 30 Mars 1992.
- [D33] **Wavelength bandwith of plasma dispersion effect total reflection type optical switches.**
F ITO, T TANIFUJI.
The transaction of the IEICE, Vol E70, 4 April 1987.
- [D34] **Self aligned packaging of 8x8 InGaAsP-InP space switch.**
G. WENGER, M. BELLERMANN, B. ACKLIN, J. MULLER, S. EICHINGER, G. MULLER..
IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, Vol 3, N°6, December 1997.
- [D35] **All optical space switches with gain and principally ideal extinction ratios.**
J. LEUTHOLD, P.A. BESSE, J. ECKNER, E. GAMPER, M. DULK, H. MELCHIOR.
IEEE journal of quantum electronics, Vol 34, N°4, April 1998.
- [D36] **InP-based optical switch array using semiconductor optical amplifiers.**
T. KIRIHARA, H. INOUE.
International Journal of high speed electronics and systems, Vol 7, N°1 (1996), 85-124.

3 Méthodes numériques.

3.1 La BPM.

- [E1] **An improved finite difference vector beam propagation formulation for graded index waveguides.**

GL. YIP, PC. NOUSIOS.

IEE Photonics technology letters Vol 6, N° 4, April 1994.

- [E2] **An explicit and stable finite difference 2D vector beam propagation method.**

F. XIANG, GL. YIP.

IEE Photonics technology letters Vol 6, N° 10, October 1994.

- [E3] **Novel generalized finite difference beam propagation method.**

D. SCHULTZ, C. GLINCENER, E. VOGES.

IEEE Journal of quantum electronics Vol 30, N° 4, April 1994.

- [E4] **Simple non-paraxial beam propagation method for integrated optics.**

HE. HERNANDEZ-FIGUEROA.

Journal of lightwave technology Vol 12, N° 4, April 1994.

- [E5] **Extension of beam propagation method to time dependent optical waveforms.**

L. GOMELSKY, JM. LIU.

IEEE Photonics technology letters Vol 6, N° 4, April 1994.

- [E6] **Non linear non-paraxial beam propagation method.**

HE. HERNANDEZ-FIGUEROA.

Electronics letters Vol 30, N°4, February 1994.

- [E7] **Beam propagation methods.**

J. HEAS, J. WILLEMS.

Cours COMOPTEC RUGent.

- [E8] **The BPM design optimization and implementation of 3 branch waveguide devices.**

M-A. SEKERKA-BAJBUS

Master of science, Mc GILL university, Montréal, Quebec, July 1989.

- [E9] **Vectorial beam propagation method.**

LG. GOMELSKY.

PhD, UCLA, 1992.

- [E10] **Modeling and analysis of optical switches based on directional couplers.**

S. LESSARD.

Master of science, University of Waterloo, Ontario, Canada, 1992.

- [E11] **Optimisation de la transmission en puissance d'un guide d'onde courbe.**

M. COURCHESNE.

Maitrise, Ecole des gradués de l'université de Laval, Mars 1992.

- [E12] **Simulation of wave propagation in planar anisotropic slab waveguides using the beam propagation method.**

GG. TALAGERY.

Master of science, University of Texas at Arlington, August 1994.

- *[E13] **The finite-difference beam propagation method: analysis and assesment.**

W.P. HUANG, C.L. XU, S.T. CHU, S.K. CHAUDHURI.

IEEE Journal of lightwave technology Vol 10, pp 295-305, 1992.

- *[E14] **Semivectorial polarised finite difference method for optical waveguide with arbitrary index profiles.**

M.S. STERN.

IEE Proceedings- Optoelectronics, Vol 135, pp 56-63, 1988.

***[E15] Methodes de calcul numérique.**

J.P. NOUGIER.

MASSON.

3.2 Les algorithmes génétiques.

[E16] Application of parallel mixed-integer evolution strategies with mutation rate pooling.

M. SCHUTZ, J. SPRAVE.

1996 Conference on evolutionary programming.

[E17] Design and optimisation of cascaded diffractive elements.

E.G. JOHNSON, D.M. BROWN.

SPIE Vol 2404/9.

[E18] Simulated Darwinian evolution of homogeneous multilayer systems : a new method for optical coatings design.

S. MARTIN, J. RIVORY, M. SCHOENAUER.

Optics communications 110 (1994) 503-506.

[E19] Genetic algorithms for dynamic tuning of structures.

A. TESAR, M. DRZIK.

Computers & structures Vol.57, N°2, pp 287-295, 1995.

[E20] Binary optics design with genetic algorithm.

Y. JI, J. ZHANG, J. WANG.

SPIE, Vol 2866, pp 116-119.

[E21] Synthesis of optical multilayer systems using genetic algorithms.

S. MARTIN, J. RIVORY, M. SCHOENAUER.

Applied optics, Vol 34, N°13, 1 May 1995.

[E22] Genetic Algorithm techniques for 3-valued Transistor Design.

F.J. CABRASAWAN, J. LESNIAK, T.C.

WESSELKAMPER.

First IEEE conference on evolutionary computation, 1994.

[E23] Non-linear adaptive filters based on genetic algorithms with applications to digital signal processing.

A. NEUBAUER.

1995 conference on evolutionary computation.

[E24] Genetic algorithms for continuous optimization problems. A concept of parameter-space size adjustment.

A.B. DJURISIC, J.M. ELAZAR, A.

RAKIE

J. Phys. A :Math. Gen. 30(1997) 7849-7861.

***[E25] Evolutionary algorithms in theory and practice.**

T. BACK.

Oxford University Press, 1996.

***[E26] Evolutionary computation : comment on the history and current state.**

T. BACK, U. HAMMEL, H.P.

SCHWEFEL.

IEEE Transactions on Evolutionary Computation, Vol 1, n°1, pp 3-17, April 1997.

***[E27] Algorithmes génétiques, exploration, optimisation et apprentissage automatique.**

D.E. GOLDBERG.

Paris, Addison-Wesley, 1994.

4 Amplificateurs optiques.

- [F1] **Analitical model of a semiconductor optical amplifier.**

P. BROSSON.

Journal of lightwave technology Vol 12, N° 1, January 1994.

- [F2] **1,55 μm polarisation independent semiconductor optical amplifier with 25 dB fiber to fiber gain.**

P. DOUSSIÈRE, P. GAREBEDIAN, C.

GRAVER, D. BONNEVIE, T. FILLION, E.

DEROUIN, M. MONNOT, J.G. PROVOST,

D. LECLERC, M. KLENK.

IEE Photonics technology letters Vol 6, N°2, February 1994.

- [F3] **High performance semiconductor optical amplifier as in line and pre-amplifier.**

B. MIKELSEN, T. DURHUUS, C.

JOERGENSEN, KE. STUBKJAER, P.

DOUSSIÈRE, G. GARABEDIAN, C.

GRAVER, D. LECLERC.

ECOC 94, Florence-Italie, 25-29 September 1994.

- [F4] **Optimal conditions for high speed all optical SOA based wavelength shifting.**

W SHIEH, AE WILLNER.

IEEE photonics technology letters. Vol 7 n°11, November 1995.

5 Antennes.

- [G1] **Théorie et technique des antennes.**

EYRAUD, GRANGE, OHANESSIAN.

Vuibert 1973.

- [G2] **Antennes 2. Application.**

S. DROBOWITZ, C. ANCONNA.

Masson 1986.

6 Filtres Fabry-Perot.

- [H1] **GaAs micromachined widely tunable Fabry-Perot filters.**

EC. VAIL, MS. WU, GS. LI, L. ENG, CJ. CHANG-HASNIAN.

Electronics letters 2nd February 1995, Vol 31, N°3.

- [H2] **Optical fiber Fabry-Perot cavities and recirculating delay lines as tunable microwave filters.**

CL. CHEN.

IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol 38, N°5, May 1990.

7 Physique.

- *[I1] **Ultrasmall waveguides bends: the corner mirrors of the future ?**

CH. SPIEKMAAN, YS. OEI, EG.

METAAL, FA GROEN, P

DEMEESTER, MK SMIT.

IEE Proc.optoelectronics, vol 142, N°1 February 1995.

- [I2] **Bending losses of the assymetric slab wave guide.**

D.MARCUSE.

The Bell System Technical Journal Vol 50, N°8, October 1971.

- [I3] **Power distribution and radiation losses in multimode dielectric slab waveguides.**

D. MARCUSE

The bell system technical journal. Vol 51, N°2, Feb 1972.

- *[I4] **Intra and interband free carriers absorption and the fundamental absorption edge in n type InP.**
WP DUMKE, MR LORENZ and GD PEMIF.
Physical review 13, Vol 1, N°12.
- *[I5] **The carrier effects on the change of refractive index for n type GaAs at $\lambda=1.06, 1.3$ and $1.5 \mu\text{m}$.**
HC HUANG, S YEE, M SOMA.
Journal of Applied Physics. 67(3), 1 February 1990.
- *[I6] **Change in refractive index for p type GaAs at $\lambda=1.06, 1.3$ and $1.5 \mu\text{m}$ due to free carriers.**
HC HUANG, S YEE.
Journal of applied physics 70(2), 15 July 1991.
- [I7] **Contribution of the band filling effect to the effective refractive index change in double-heterostructure GaAs/AlGaAs phase modulator.**
JG MENDOZA-ALVAREZ, RH YAN, LA COLDREN.
Journal of applied physics 62(11), 1 December 1987.
- *[I8] **Optical parameters of InP Based Waveguides.**
F. FIEDLER, A. SCHLACHETZ.
Solid State Electronics, Vol 30, N°1, pp 77-83, 1987.
- *[I9] **Absorption and electroabsorption spectra of an $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y/\text{InP}$ double heterostructure.**
K. SATZKE, G. WEISER, R. HÖGER, W. THULKE.
Journal of applied physics 63(11) 1 June 1988
- *[I10] **Carriers -induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP.**
BR BENNET, RA SOREF, JA DEL ALAMO.
IEEE Journal of Quantum Electronics Vol 26, N°1 January 1990.
- [I11] **Effect of Goos-Hänchen shifts on pulse width in optical waveguides.**
IA WHITE, CPASK.
Applied optics, Sept 1977, Vol 16, n°19.
- [I12] **Relationships between the Goos-Hänchen shift and the effective thickness in attenuated total reflection spectroscopy.**
T. HIRSCHFELD.
Applied spectroscopy, Vol 31, n°3, 1977.
- [I13] **Goos-Hänchen shift.**
AW SNYDER, JD LOVE.
Applied optics, Vol 15, n°1, January 1976.
- [I14] **Reflexion totale d'une onde limitée et effet Goos-Hänchen.**
J. PAVAGEAU, MA KASTLER.
C.R. Académie des sciences de Paris, t 268, 10 Mars 1969, série B.
- *[I15] **Phase modulation in GaAs/AlGaAs double hetero-structures.**
J. FAIST, *. REINHART
Journal of applied physics, Vol 67, n°11, June 1990.
- *[I16] **Temperature dependence of e threshold frequency of pure GaAs lasers.**
J. CAMASSEL.
Journal of applied physics, Vol 46, n°6, June 1975.
- *[I17] **The refractive index of InP and its temperature dependence in the wavelength range from $1.2 \mu\text{m}$ to $1.6 \mu\text{m}$.**
E.GINI, H. MELCHIOR.
IPRM'96, PP 594-597.
- *[I18] **Electron-Concentration dependence of absorption and refraction in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ near band edge.**

D. HAHN, O. JASCHINSKI, H.-H. WEHMANN, A. SCHLACHETZKI, M. VON ORTENBERG.

Journal of electronic materials, Vol 24, n°10, pp 1357-1361, 1995.

***[I19] Refractive index of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ layers and InP in the transparent wavelength region.**

B. BROBERG, S. LINDGREN.

Journal of applied physics, Vol 55, n°8, pp 3376-3381, 1984

***[I20] Handbook of chemistry and physics.**

D.R. LIDE.

1995.

8 Lasers accordables.

[J1] Dual mode tunable semiconductor laser with grating-grating external cavity.

E. CONFORTI.

Microwave and optical technology letters Vol 5, N°9, August 92.

[J2] Broadly tunable InGaAsP/InP laser based on vertical coupler filter with 57 nm tuning range.

RC ALFERNESS, U KOREN, LL BUHL, BI MILLER, MG YOUNG, TL KOLH, G RAYBON and LA BURRUS.

Applied Physics letters 60 (26), 29 June 1992.

[J3] Phase-noise-limited accuracy of distance measurements in a frequency modulated continuous wave LIDAR with a tunable waveguide laser diode.

A DIECKMAN, MC AMANN

Optical Engineering March 1995 vol 34 n°3.

[J4] All fiber, 1.5 μm widely tunable single frequency and narrow linewidth

semiconductor ring laser with fiber fabry perrot filter.

MJ CHAWKI, I VALIENTE, R AUFFRET, V THOLEY.

Electronics letters 11 November 1993, Vol 29 n°23.

[J5] Broadly tunable InGaAsP/InP laser with low tuning current.

I KIM, RC ALFERNESS, U KOREN, LL BUHL, BI MILLER, MA

NEWKIRK, MG YOUNG, TL KOLH, G RAYBON and LA BURRUS.

electronics letters 15 April 1993, Vol 29 n°8.

[J6] Wavelength tunable two pad ridge waveguide distributed Bragg reflector InGaAs quantum well lasers.

GM SMITH, JS HUGHES, RM LAMMERT, ML OSOWSKI, JJ COLEMAN.

Electronics letters, 4 August 1994, Vol 30, n°16.

[J7] Widely tunable continuous wave InGaAsP/InP sampled grating lasers.

V.JAYARAMAN, ME HEIMBUCH, LA COLDREN, SP DENBAARS.

Electronics letters, 1 September 1994, Vol 30 n°18.

[J8] External grating tunable MQW laser with wide tuning range of 240 nm.

H.TABUSHI, H ISHIKAWA.

Electronics letters 15 February 1990, Vol 26 n°4.

[J9] Vertically integrated Mach-Zehnder interferometer (VMZ) widely tunable laser diode with improved wavelength access.

B BORCHET, S ILLEK, T WOLF, J RIEGER, MC AMMAN.

Electronics letters 24 November 1994, Vol 30 n°24.

- [J10] **Wavelength-independant output power from an injection tunable DBR laser.**

AAM STARING, JJM BINSMA, PI KUINDERSMA, EJ JANSEN, PJA THIJS, T VAN DONGEN, GFG DEPOVERE.

IEEE, Photonics technology letters, Vol 6, n°2 February 1994.

- [J11] **Tunable DBR laser with tuning range.**

Y KOTAKI, M MATSUDA, H ISHIKAWA, H IMAI.

Electronics letters 14 April 1988, Vol 24 n°8.

- [J12] **Continuously tunnable thin active layer and multisection DFB laser with narrow linewidth and high power.**

M FUKUDA, K SATO, Y KONOD, M NAKAO.

Journal of lighthwave technology Vol 7, n°10 October 1989.

9 Technologie.

- [K1] **Handbook of VLSI microlithography. Principles, technology and applications.**

W.B. GLENDINNING, J.N. HELBERT
Noyes publications.

- [K2] **Handbook of compound semi-conductors. Growth, processing, characterization and devices.**

P.H. HOLLOWAY, G.E. Mac GUIRE.
Noyes publication 1995.

- [K3] **Eaves structures on (100) InP and InP/InGaAsP/InP heterostructures.**

R.Y. FANG, D. BERTONE, G. MORELLO, M.MELIGA.

Journal of the Electrochemical Society, Vol 144, N°11, November 1997.

- [K4] **Fabrication of high aspect ratio InP-based vertical cavity laser mirrors using CH₄/H₂/O₂/Ar reactive ion etching.**

D.I. BABIC, E.L. HUE, J.E. BOWERS, J.L. MERZ.

Journal of vacuum science and technology. B 15(6), Nov/dec 1997.

- [K5] **A study of electrical active defects created in p-InP by CH₄:H₂ reactive ion etching.**

L. GOUBERT, R.L. MEIRHAEGHE, P. CLAUWS, F. CARDON; P. VAN DAELE.

Journal of applied physics, 82 (4), 15 August 1997.

- [K6] **Electrical evaluation of InP surface damage caused by reactive ion etching with a mixture of methane or ethane and hydrogen.**

N. YAMAMOTO, K. KISHI, S. MATSUMOTO, Y. KADOTA, R. IGA, H. OKAMOTO, H. MAWATARI.

Journal of vacuum science and technology. B 15(1), Jan/feb 1997.

- [K7] **Loss reduction of deeply etched InP/InGaAsP waveguides by CBE-regrowth.**

C.G.M. VREEBURG, Y.S. OEI, T.L.M. SCHOLTES, J.W. PEDERSEN, H. VONK, C.A. VERSCHUREN, R.T.H. RONGEN, M.R. LEYS, J.H. WOLTER.

IPR'1996, pp 447-449.

- [K8] **An investigation of various post-RIE cleaning processes for dry etched InP-based HEMTs.**

H.C. DURAN, R. CHEUNG, W. PATRICK, W. BACHTOLD, I. PFUND, G. HAHNER.

- Elsevier Science, Microelectronic Engineering*, 35 (1997) 67-70.
- [K9] Hydrogen in dry etching processes.**
G. FRANZ.
Phys. Stat. Sol.(a) 159, 137 (1997).
- [K10] InGaAsP/InP etched mirror lasers fabricated by inclined RIE.**
H. SAITO, Y. NOGUCHI.
Japanese Journal of Applied Physics, Vol 28, n°10, October 1989, 1836-1842.
- [K11] InGaAsP/InP lasers with two reactive-ion-etched mirror facets.**
G.J. VAN GURP, J.M. JACOBS, J.J.M. BINSMA, L.F. TIEMEIJER.
Japanese Journal of Applied Physics, Vol 28, n°7, July 1989, 1236-1238.
- [K12] Reactive ion etching for fabrication of integrated optic and optoelectronic elements.**
F.N. TIMOFEEV.
Joint Soviet-American Workshop on the physics of Semiconductor lasers, May 20- June 3 1991, pp 130-150.
- [K13] Anisotropy control in the reactive ion etching of InP using oxygen in methane/hydrogen/argon.**
J.E. SCHRAMM, D.I. BABIC, E.L. HU, J.E. BOWERS, J.L. MERZ.
1994 International conference on InP and related materials.
- [K14] Multichamber RIE processing for III-V optoelectronic devices.**
M.A. ROTHMAN, J.A. THOMSON, C.A. ARMIENTO.
SPIE, Vol. 1392, Advanced techniques for integrated circuit processing (1990), pp. 598-604.
- [K15] Enhanced etching of InP by cycling with sputter etching and reactive ion etching.**
A.T. DEMOS, H.S. FOGLER, S.W. PANG, M.E. ELTA.
SPIE, Vol. 1392, Advanced techniques for integrated circuit processing (1990), pp. 291-297.
- [K16] Reactive Ion etching of indium-based III-V materials using CH₄-H₂-Ar mixtures.**
A. FATHIMULLA, T. LOUGHRAN, J. BATES.
Material. Research. Society. Symposium Proceedings. Vol 144, 1989, pp 501-506.
- [K17] Surface and sidewall damage of InP-based optoelectronic devices during reactive ion etching using CH₄/H₂.**
Th. BOTTNER, H. KRAUTLE, E. KUPHAL, K. MIETHE, H.L. HARTNAGEL.
1996 International conference on InP and related materials, pp 115-118.
- [K18] High rate CH₄:H₂ plasma etch processes for InP.**
C.S. WHELAN, T.E. KAZIOR, K.Y. HUR.
Journal of vacuum science and technology. B 15(5), Sept/Oct 1997, pp 1728-1740.

ANNEXES.

1 Annexe 1 : Calcul de l'expression de l'absorption par effet plasma.

Comme cela a été dit dans le chapitre I, l'expression de l'absorption par effet plasma, α_{pl} , peut être déduite de la théorie classique de l'électromagnétisme. On considère les transitions intrabande de conduction comme étant des changements d'états d'énergie dans un gaz d'électrons.

Le mouvement d'un électron dans un cristal soumis à un champ électrique en $E_0.e^{i\omega t}$, est solution de l'équation différentielle suivante:

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} + mg \cdot \frac{dx}{dt} = -eE_0 e^{i\omega t}$$

Le second terme est un terme d'amortissement dû aux interactions entre l'électron et le réseau cristallin. La solution décrivant l'état d'équilibre est la suivante:

$$x = \frac{eE_0}{m(\omega^2 - i\omega g)} e^{i\omega t}$$

La constante diélectrique d'un matériau peut s'exprimer en fonction de sa polarisation:

$$K = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} + \frac{\bar{P}}{\epsilon_0 \bar{E}}$$

En développant P comme étant la somme de la polarisation intrinsèque du matériau diélectrique P_0 et de la polarisation due à l'environnement du gaz d'électron P_1 , on obtient l'expression suivante de K:

$$K = 1 + \frac{\bar{P}_0}{\epsilon_0 \bar{E}} + \frac{\bar{P}_1}{\epsilon_0 \bar{E}} = n_0^2 + \frac{\bar{P}_1}{\epsilon_0 \bar{E}}$$

P_1 et E étant parallèles dans un matériau anisotrope, on obtient une expression scalaire:

$$K = n_0^2 + \frac{P_1}{\epsilon_0 E}$$

On considère P_1 comme le produit de la charge du nuage par le déplacement moyen des porteurs:

$$P_1 = -Ne\bar{x}$$

La constante diélectrique devient alors:

$$K = n_0^2 - \frac{Ne^2}{m\epsilon_0(\omega^2 - i\omega g)} = \frac{n_0^2 - \frac{Ne^2}{m\epsilon_0}}{\omega^2 + g^2} + i \frac{Ne^2 g}{\omega^2 + g^2}$$

Le coefficient d'amortissement peut être déterminé en considérant le système à l'équilibre thermodynamique:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0 \Rightarrow mg \frac{dx}{dt} = eE$$

la définition de la mobilité μ étant:

$$\frac{dx}{dt} = \mu$$

on obtient l'expression suivante du coefficient d'amortissement:

$$g = \frac{eE}{\mu m}$$

Ce dernier étant négligeable devant ω^2 on obtient la partie réelle et la partie imaginaire de la constante diélectrique:

$$K_{\Re} = n_0^2 - \frac{Ne^2}{m\epsilon_0\omega^2}$$

$$K_{\Im} = \frac{Ne^3}{m^2\epsilon_0\omega^3\mu}$$

d'où l'expression du coefficient d'absorption α_{pl} :

$$\alpha_{pl} = \frac{\|\vec{k}\|}{n} K_{\Im} \Rightarrow \alpha_{pl} = \frac{Ne^3}{m^2 n \epsilon_0 \omega^2 \mu c}$$

qui s'exprime en fonction de λ :

$$\alpha_{pl} = \frac{Ne^2 \lambda_0^2}{4\pi^2 n m^2 \mu \epsilon_0 c^3}$$

avec:

$$c = \nu \lambda_0$$

$$\omega = 2\pi\nu$$

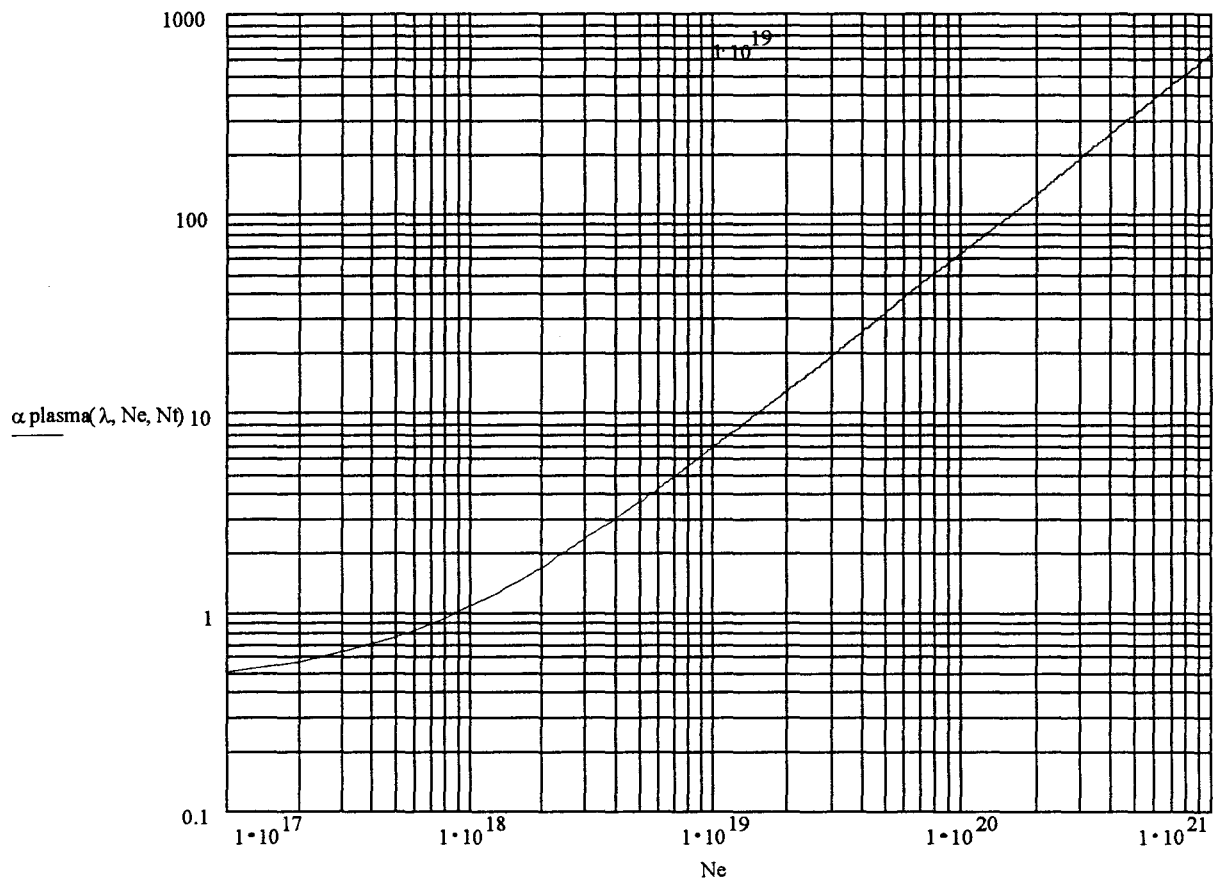
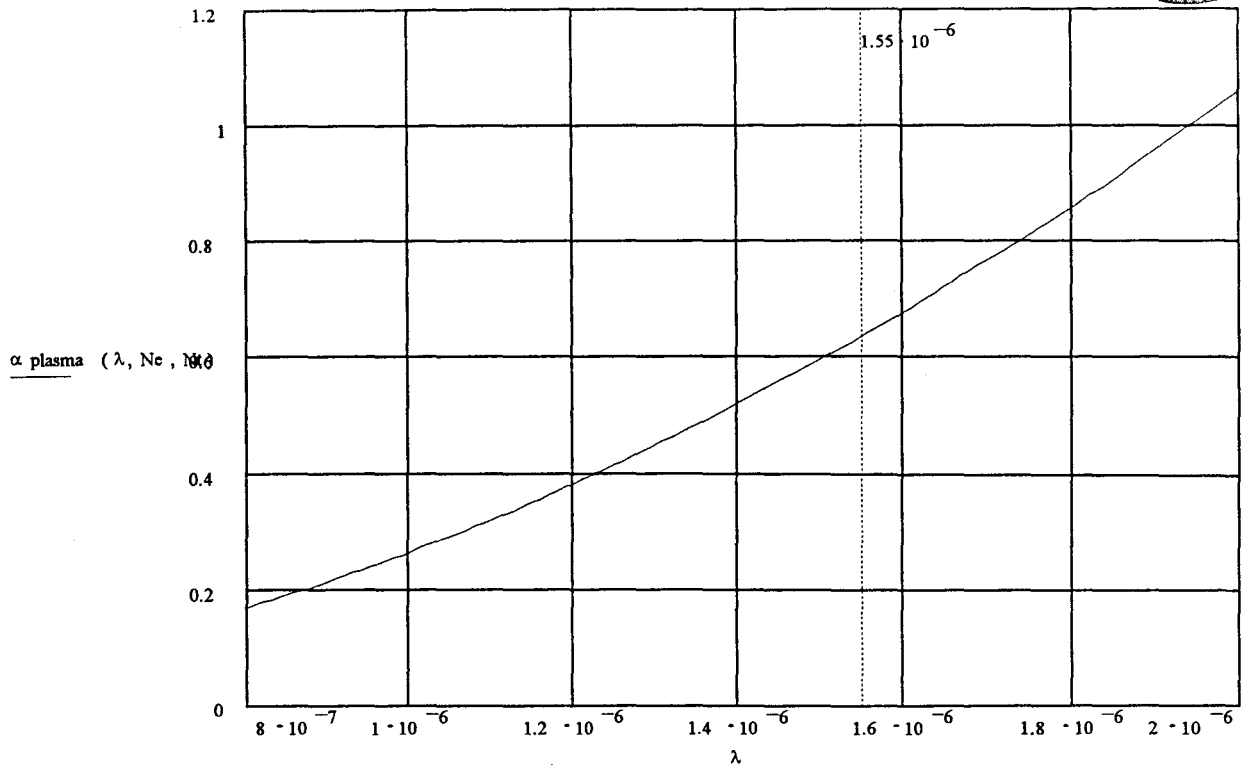


Figure 113: Absorption (en cm^{-1}) par effet plasma en fonction de la densité de porteurs (en cm^{-3}) et de la longueur d'onde (en m).