MEMOIRE EN VUE DE L'OBTENTION DU TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Présenté à

L'Université des Sciences et Technologies de Lille

Spécialité: Electronique

par

Régis HAMELIN



ETUDE ET REALISATION D'EMETTEURS OPTIQUES INTEGRES SUR MATERIAUX III-V

Soutenance prévue le 17 Novembre 1995

Membres du jury:

M. E. Constant M. D. Decoster Mme F. Lozes M. A. Chenevas-Paule M. C. Carrière M. P. Demeester M. J. Ramdani Président (U.S.T.L). Directeur de thèse (U.S.T.L.) Rapporteur (L.A.A.S Toulouse). Rapporteur (L.E.T.I Grenoble). Examinateur (Thomson TCS,Orsay). Examinateur (Université de Gand). Examinateur (Motorola, Phoenix).



Titres

SOMMAIRE

gan 2- 105835

Introduction générale

Chapitre I

Présentation générale et état de l'art des lasers pour applications hyperfréquences

I.1 Généralités	
a-Introduction	4
b-Contrôle du mode latéral	5
c-Contrôle des modes longitudinaux	6
d-Lasers à puits quantiques	7
I.2 Evolution récente des propriétés dynamiques	
des lasers à semi-conducteurs	8
a-Effets responsables des limitations dynamiques	
des lasers à semi-conducteurs à puits quantique	8
1-Moyens d'investigation	9
2-L'effet de remplissage des états (state filling effect)	9
3-Effet d'onde stationnaire et spatial hole-burning (Standing-wave effect)	9
4-Spectral hole burning et effets de porteurs chauds	9
5-Compression du gain par le "well-barrier hole-burning"	10
6-Procédé de transport des porteurs.	10
b-Optimisation de la zone de confinement séparée	11
L3 Evolution de la fréquence de coupure des lasers.	12
a-Filière GaAs	12
1-Lasers à puits avantiave unique	12
2-Lasers à multipuits avantiques	13
3-Lasers à puits quantiques contraints	14
4-Modulation de donage	14
h-filière InP	14
1-GaInAsP/GaInAs/InP	14
2-AlGaInAs/GaInAs/InP	15
I 4 Lasers multiélectrodes	15
a Cánáration de trains d'impulsions par vorrouillage des modes (Mode Lesking)	16
a-Generation de trains d'impuisions par verroumage des modes (Mode-Locking)	16
c-Lasers accordables	16
d-Ristabilitá	17
e-Comportement dynamique	17
Conclusion:	17

1

505 1177

2.7

Chapitre II Lasers multiélectrodes pour applications hyperfréquences

II.1 Rappels théoriques	23
a-Introduction	23
h-Gain Ontique	23
c-Conditions de seuil	24
1-Condition sur l'aller-retour	25
2-Condition de phase	25
d-Equations de continuité (rate equations)	25
1-Conservation des porteurs	25
2-Conservation des photons	26
II-2 Modèle de type circuit	27
a-Modifications des équations d'évolution pour un laser conventionnel	27
b-Cas des lasers multisections.	28
c-Comportement statique du laser multiélectrodes	30
d-Comportement dynamique	30
II-3 Technologie des lasers multiélectrodes.	31
a-Structure épitaxiale:	32
b-Choix technologique .	32
1-Technologie "ruban"	33
2-Gravure par voie humide et sous-gravure	33
3-Passivation	35
4-Contacts ohmiques	35
α-Contacts ohmiques de type p	35
β-Contacts ohmiques de type n	36
5-Planarisation et capacité des plots de contacts	36
γ-Capacités parasites	36
δ-Planarisation	37
ε-Utilisation d'un témoin	37
6-Amincissement	38
7-Clivage et séparation des composants	39
c-Réalisation.	39
II-4 Caractérisation	42
a-Montage de la puce	42
1-Conditions de mesures	42
2-Injection homogène	43
3-Electrode de contrôle non connectée au circuit extérieur	43
4-Electrode de contrôle connectée au circuit extérieur	43
c-Auto-oscillation	44
1-Conditions d'auto-oscillation	44
2-Synchronisation des auto-oscillations par un signal externe	46
d-Caractérisations dynamiques	47
1-Injection homogène	47
e-Utilisation de lasers multiélectrodes en tant que mélangeur hyperfréquence	50
1-Principe de base	50
2-Expérimentation	51

.

3-Modulation d'amplitude	
α -Transmission d'un signal harmonique basse fréquence par une sous-porteuse	
hyperfréquence	51
β- Cas d'un signal digital bas débit.	52
Conclusion	53
II-5 Intégration monolithique d'un laser	
et d'un mélangeur hyperfréquence.	54
a-Introduction	54
b-Croissance	55
c-Gravure sélective	56
d-Procédé de fabrication envisagé	59
e-Conclusion	61
Conclusion de la première partie	62
Références Bibliographiques du chapitre II	63

80

.

DEUXIEME PARTIE

Chapitre III

MICROCIRCUIT OPTOELECTRONIQUE INTEGRE

Intégration monolithique d'un laser semi-conducteur et d'un guide passif GaAs.

III.1 Introduction. a-Circuits intégrés optoélectronique. b-Intégrations laser-guide passif. 1-Couplage par mode évanescent.	65
	65
	65
	66
2-Couplage direct	66
α -intégrations hybrides	66
β-intégrations monolithiques	66
c-Solution proposée.	67
III.2 Simulation par la méthode du faisceau propagé.	68
a-Principe de la méthode.	68
1-Objectif	68
2-Equations de propagation	68
b-Solution initiale.	69
c-Algorithmes.	70
1-Approximations	70
2-Différences finies.	71
3-Traitement des réflexions par transformée de Fourier rapide.	71
d-Structure modélisée.	71
e-Modélisation en 2 dimensions.	74
1-SiO ₂ (1,45)/SiO ₂ (1,47)/SiO ₂ (1,45)	74
$2-SiO_2/Si_3N_4/SiO_2$	75
f-Modélisation en 3 dimensions.	76
1-diverses méthodes de confinement latéral.	76
2-Cas du guide en arète	77
3-Cas du guide enterré	78
g-Conclusion	78
III 3 Réalisation technologique	70
Flimmte mitimus	/9
a-mements critiques. h Déalizations de minsion exercía Etat de Vant	79
D-Realisations de inifoirs graves-Liai de l'art.	/9
- Dijerenies meinoues physico-chimiques.	/9 70
a-oravure par voie eninnyue	79 70
p-min of the age	79 70
j-gravuro scone	19

•RIE Reactive Ionic Etching

Références bibliographiques du chapitre III	106
Conclusion du chapitre III (seconde partie)	105
d-Modification du procédé de fabrication	103
3-Résultats	102
2-Mise au point du procédé de fabrication	98
1-Utilisation de miroirs à réflectivité totale interne	97
c-Intégration laser-guide plan	97
2-Test sur substrat	96
1-Procédé de fabrication	94
fabrication delasers à facettes gravées	74
a-Choix technologique h-Mise à l'épreuve de la technique choisie	94
a-Choix technologique	94
III-4-Fabrication at caractárisation	04
χ-Anisotropie de gravure	92
β-Masque	91
α-Gravure	91
5 Conclusion	91
4-Le micro masquage	88
φ-Résine AZ5214 et AZ5218.	87
ε-Polyimide et masque à trois niveaux (résine/métal/résine)	86
δ-Masque métallique Au Ni/Cr ou Ti	83
γ -Nitrure Si ₃ N ₄	83
β- Résine 1400-27	83
α -Oualité du masque.	83
3-le masaue	83
γ -SiCL/Ar 50 mT	83
α -SiCl4 5 mT	82
2-ia gravare	81
1-materiel	81 01
c-Gravure RIE SiCl4/Ar	81
2-conditions de gravure-paramètres contrôles.	80
•ECR	80
•CAIBE Cl2/Ar Chemical Assisted Ion Beam Etching	
•FIBE Focused Ion Beam Etching	
•IBE Ion Beam Etching •RIBE Reactive Ion Beam Etching	

_

CHAPITRE IV

Réalisation de lasers à multipuits quantiques larges contacts sur matériau InP

IV-1 Introduction	109
IV-2 Structure	110
IV-3 Croissance par épitaxie par jets moleculaires à sources gaz.	111
1-Elaboration de l'alliage ternaire GaInAs en accord de maille sur InP.	111
2-Elaboration de l'alliage quaternaire GaInAsP	111
3-réalisation de structures multipuits	112
IV-4 Réalisation de lasers larges contacts sur InP	113
1-Gravure chimique et gravure sèche.	113
2-Amincissement.	114
3-Contacts ohmiques de type p	115
4-Procédé de fabrication.	115
IV-5 Caractérisation	116
1-Caractéristique P(I)	116
2-Spectre optique	118
Conclusion	119
Références bibliographiques du chapitre IV	120
Conclusion générale	121

INTRODUCTION GENERALE

En-avant propos à ce manuscrit je souhaite rappeler en quelques lignes un bref historique de l'étude du Laser au sein de l'équipe d'optoélectronique de l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord (IEMN). Cet historique sera d'autant plus facile à dresser qu'il est en réalité très bref et par là même porteur de nombreuses promesses.

En effet Hatem Elkadi fut le premier à s'intéresser au laser pour des applications hyperfréquences lors de sa thèse de 1991 à 93; ouvrage auquel nous ferons largement référence dans ce manuscrit [1]. Il fit une étude théorique et expérimentale qui déboucha sur un modèle de type circuit compatible avec le logiciel SPICE. Cette approche permet une description très fidèle du composant à partir de mesures de paramètres classiques statiques et dynamiques, les éléments parasites du composant ainsi que son environnement (boîtier) sont également pris en compte.

Au cours du travail de thèse de Sophie Maricot [2], on se proposa de démontrer théoriquement et expérimentalement l'amélioration du transfert en puissance d'une liaison optohyperfréquence par adaptation d'impédance des éléments d'extrémités. Cette modélisation eut un rôle important et devint alors un véritable outil d'aide à la conception, permettant de modéliser et de quantifier les éléments parasites d'un laser. Ainsi, il a été possible de définir une cellule composée d'éléments passifs réactifs en vue de l'adaptation de son impédance. Après une première démonstration en éléments localisés à une fréquence proche de 1GHz, une démonstration à 6GHz a été obtenue grâce à l'intégration monolithique de chaque composant optoélectronique et de sa cellule d'adaptation. Nous devons la réalisation technologique de ces composants au Laboratoire Central de Recherche de Thomson.

Une autre application où cet outil fut d'une aide importante se situe dans le domaine de la transmission de signaux numériques sur porteuse hyperfréquence par voie optique [3]. Deux cas de figures furent étudiés: tout d'abord la transmission simultanée d'un signal hyperfréquence et digital bas débit puis la transmission d'un signal hyperfréquence modulé par un signal numérique. Le modèle a permis la comparaison qualitative des différentes méthodes de modulation possibles, et ainsi de mettre en évidence l'importance des non-linéarités du laser sur la qualité de la transmission.

Toute une partie de l'étude menée par Hatem Elkadi fut consacrée à une réflexion sur de nouvelles méthodes de modulation des lasers à semi-conducteurs qui permettraient d'atteindre des fréquences de coupures plus élevées; ainsi fut proposée l'utilisation de lasers multiélectrodes. Une modulation d'amplitude directe du signal optique issu du laser est habituellement obtenue par modulation de la quantité de porteurs injectés dans la cavité. L'originalité de la méthode proposée est la modulation de l'absorption saturable qui résulte du pompage inhomogène que l'on peut imposer lors de l'existence d'une seconde électrode. Cette idée fut en réalité le point de départ de notre travail de thèse.

Une autre activité importante de notre équipe se situe dans le domaine de l'optique intégrée et des interconnexions optiques. Des réalisations notables ont déjà vu le jour comme plusieurs intégrations monolithiques d'un photodétécteur et d'un guide semi-conducteur [4,5], l'intégration de photodétecteurs et d'un guide optique passif diélectrique [6], et plus récemment la fabrication de micro-miroirs intégrés sur des guides polyimide/nitrure [7]. Ainsi après les premières réalisations de lasers multiélectrodes, l'intégration monolithique d'un laser GaAs avec

un guide diélectrique vient s'inscrire tout naturellement dans une succession logique de nombreuses années de travaux. Nous verrons également que la modélisation, notamment par la méthode du faisceau propagé, nous a été d'un grand secours pour la conception de ce type de dispositif.

Disposant d'une infrastructure technologique importante, il était devenu indispensable de développer les méthodes nécessaires à la fabrication de lasers à semi-conducteurs afin de pouvoir confronter les idées à l'expérimentation.

* *** *

Notre démarche a donc été la suivante. Pour nous initier aux règles de la "technologie laser" nous avons voulu fabriquer des composants multiélectrodes qui avaient été étudiés sous un angle théorique. Grâce à la collaboration de Thomson Composants Spécifiques nous avons pu disposer d'épitaxies de très haute qualité sur substrat GaAs, matériau pour lequel notre laboratoire dispose d'une bonne expérience. Après une mise au point des différentes étapes du process et quelques tentatives infructueuses nos premiers composants virent le jour après une année d'études préliminaires.

Cette réalisation a coïncidé avec un tournant important dans la vie de notre laboratoire qui ayant d'ores et déjà pris le nom "d'Institut", en revêtit l'habit en déménageant dans ses nouveaux locaux Boulevard Poincaré; ce rapprochement physique des différentes équipes de recherche, permettra une interactivité très forte entre les chercheurs. Cet emménagement permit l'acquisition de matériel récent qui nous offre alors de nouvelles perspectives dans le domaine laser en particulier. Nous verrons dans la seconde partie de ce mémoire consacré à l'optique intégrée, que nous avons pu développer des méthodes de gravure rendant compatible les lasers à semi-conducteurs avec le concept d'intégration monolithique. Cette étude s'est conclue par l'intégration d'un laser et d'un guide optique diélectrique passif, poursuivant ainsi l'effort de notre équipe dans ce domaine.

L'arrivée dans notre nouvelle salle blanche a également coïncidé avec l'arrivée d'un bâti d'épitaxie par jets moléculaires à sources solides et gaz. Disposant d'une expérience technologique suffisante, nous avons voulu démontrer la qualité des matériaux fabriqués par la réalisation d'une structure laser sur substrat InP. Nous avons donc obtenu notre premier effet laser 100% IEMN sur une structure large contact en mode impulsionnel.

Ce manuscrit s'articulera donc sur trois grandes parties qui illustreront les diverses étapes de cette évolution. Nous traiterons en premier lieu des interactions opto-microondes, le premier chapitre étant consacré aux évolutions récentes des lasers à semi-conducteurs, la description du procédé de fabrication que nous avons retenu et la caractérisation des composants fera l'objet du second chapitre de ce mémoire. La deuxième partie concernera l'optique intégrée, nous montrerons comment les outils de modélisation dont nous disposons nous ont permis de traiter le problème de l'intégration d'un laser et d'un guide optique diélectrique passif. Enfin dans une troisième partie nous décrirons les différentes étapes qui ont conduit à la réalisation des premiers composants lasers à semi-conducteurs réalisés en totalité à l'IEMN. Etant donné la variété des sujets traités, nous dresserons en temps utiles "l'état de l'art" pour chacun d'entre eux.

Ce mémoire vient donc s'inscrire dans cet état d'esprit où nous avons voulu donner naissance aux composants issus de l'imagination des chercheurs de notre équipe.

Références bibliograhiques

guide optique"

[1]Hatem Elkadi: Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I "Modélisation de lasers semi-conducteurs et applications à la CAO de systèmes opto-microondes" Soutenue le 17 Novembre 1993. ou voir par exemple: "Large Signal Equivalent Circuit Model of Semiconductor lasers for CAD applications" J.P. Vilcot, H. Elkadi, R.Hamelin, S. Mezzour, D. Decoster. X. Gagnebien, A. Duval Proceedings of the Internationanl 1994 IEEE MTT-S Topical meeting on Microwave Interactions (Nov.21-23 1994) pp.53-56 "An equivalent circuit model for multielectrode lasers: potential devices for millimeter wave applications" H. Elkadi, J.P. Vilcot, D. Decoster. Microwave and optical technology letters Vo.6 n°4 20/03/93 pp.245-249 [2]Sophie Maricot: Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I "Transmission d'un signal analogique par voie optique: étude et réalisation de circuits intégrés optohyperfréquences" Soutenue le 30 Juin 1992. 011 "Monolithic integration of optoelectronic devices with reactive matching networks for microwave applications". S. Maricot, J.P. Vilcot, D. Decoster, J.C. Renaud, D.Rondi, P.Hirtz, R.Blondeau, B.de Cremoux. Photonics technology letters, vol.4, N°11, nov.92. ou "Improvement of microwave signal optical transmission by passive matching of optoelectronic devices" S. Maricot, J.P. Vilcot, D.Decoster. Microwave and optical technology letters vol.4 n°13 12/91. [3]Elhadj Dogheche; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I "Transmission d'un signal analogique et digital bas débit"" Soutenue le 12 Février 1993. [4] Franck Mallecot, Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I "Etude des phénomènes de propagation dans des structures de guidage à base de

Soutenue le 24 Novembre 1988 ou "Monolithic integration of short length GaInAs photoconductor with GaAs/AlGaAs optical waveguide on GaAs semi-insulating" F. Mallecot, J.F. Vinchant, M. Razeghi, D. Vandermoere, J.P. Vilcot, D. Decoster. Appl. Phys Lett.55(19), 06/11/89, pp.1966-1968. [5]Jean-François Vinchant; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I "Intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques sur matériaux III-V" Soutenue le 20 Février 1990. ou "Electron-hole pair generation rate of a monolithic integrated waveguide/photodetector: application to the modeling of monolithic integrated waveguide/p.i.n." J.F. Vinchant, J.P. Vilcot, D.Decoster Journ. of Ligth. Technology, vol.8, N°12, 12/90 pp.1920-1931. [6]Abderaouf Aboudou; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I Application de la photodétection dans les circuits intégrés III-V pour le contrôle optique d'un circuit logique" Soutenue le 13 Juin 1991. 011 "Monolithic integration of GaAs MSM photodetector and SiO2/Si3N4 dielectric optical waveguide" A.Aboudou, E. Goutain, J.P. Vilcot, M. François, L. Joannes, D. Decoster. Electr. Letters 02/01/92 vol.28 N°1 pp52-53. [7] Luc Joannes; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I "Etude et réalisation de circuits optiques avec micromiroirs intégrés, sur matériaux diélectriques." Soutenue le 19 Septembre 1994. ou Joannes L., Harari J., Vilcot J.P. et Decoster D. "Analysis on intrinsic losses of 45° self-aligned integrated mirror on polyimide monomode waveguide"

GaAs, GaAlAs, GaInAs. Application à la réalisation de

photoconducteurs intégrés monolithiquement à un

Microwave and Optical Tech. letters Vol.9 N°6, 20/08/95 pp.353-355.

Chapitre I

Présentation générale et état de l'art des lasers pour applications hyperfréquences

Nous traiterons dans cette première partie des propriétés statiques et dynamiques des lasers à semiconducteurs en nous intéressant plus particulièrement aux lasers multiélectrodes. Dans le premier chapitre, nous dressons un état de l'art des différentes solutions proposées pouraméliorer les performances dynamiques des lasers et notamment la fréquence de coupure. Dans un second chapitre nous étudierons la possibilité d'utiliser une seconde électrode afin de moduler différemment la lumière émise. Nous présenterons les résultats de modélisations qui furent à l'origine de ce travail puis nous décrirons dans le détail les diverses étapes technologiques de la réalisation et les résultats de caractérisations statiques et dynamiques.

I.1 Généralités

a-Introduction

La faisabilité de l'émission stimulée dans le GaAs, démontrée au début des années 60, a conduit aux premières démonstrations de l'effet laser à partir d'une homojonction [1]. Les effets thermiques sont tels que l'effet laser ne peut alors être obtenu qu'à température de l'azote liquide (77K). En 1963, le concept de laser à double hétérostructure est avancé, mais il fallut attendre 1969 et la maîtrise de l'épitaxie en phase liquide pour parvenir à l'effet laser à température ambiante en mode pulsé à partir d'une Simple Hétérostructure (SH). Le fonctionnement en continu est obtenu par l'équipe d' Alferov en 1970 à partir d'une double hétérostructure (DH). Le concept avancé en 1964 d'utiliser la lumière en tant que vecteur de l'information est alors envisageable.



fig.1: Laser large contact

Les composants fabriqués alors sont de technologie "simple". Il s'agit de lasers dit à large contact (cf. fig. 1), ce qui est la forme la plus élémentaire. L'oscillation laser est ici générée dans un interféromètre de type Fabry-Perot c'est à dire une cavité optique résonante délimitée par deux

miroirs rigoureusement parallèles. L'existence de plans denses dans les monocristaux de structure cristallographique zincblende, comme le GaAs, est un élément décisif dans la fabrication de ces composants. En effet le simple clivage du cristal selon ces directions cristallographiques privilégiées va donner naissance à deux miroirs parfaits rigoureusement parallèles entre eux. La réalisation pratique de ces composants est des plus simple. Il suffit de métalliser des contacts ohmiques de part et d'autre du substrat après amincissement et de cliver le matériau dans les directions cristallographiques ad hoc. La longueur de la cavité peut varier typiquement de 200 à $1000\mu m$; elle est définie par la position du clivage. Une séparation latérale du composant peut se faire par sciage, ce qui par destruction du matériau impose l'effet laser dans une direction unique.

Très rapidement d'autres matériaux furent proposés pour couvrir tout une gamme de longueurs d'onde. Dans le même temps se poursuivaient des études visant à rechercher un moyen de guidage de la lumière émise; la transmission par fibre optique fut proposée dès 1966, et ce mode de propagation de l'information à très rapidement fait émerger la filière de matériau InP comme la plus intéressante en raison des longueurs d'onde de fonctionnement coïncidant avec les minima de dispersion et d'atténuation des fibres.



fig.2: Atténuation et dispersion dans les fibres optiques.

b-Contrôle du mode latéral

Pour l'utilisation pratique du laser il est nécessaire d'avoir

- l'effet laser à température ambiante
- un faible courant de seuil
- la stabilité du mode latéral fondamental

En injectant les porteurs dans un ruban fin (quelques microns) il est possible de générer la lumière dans une zone active de plus faible volume et ainsi d'augmenter l'efficacité de l'interaction radiative stimulée. Ceci peut s'obtenir de façon simple en définissant une ligne dans une couche d'isolant (Silice ou nitrure) perpendiculairement à la direction cristallographique de clivage, sur laquelle on vient déposer une métallisation. L'injection se fera sous le contact et le guidage latéral de la lumière se fera par le gradient de gain naturellement présent sous la métallisation (fig.3a). On peut de la même façon obtenir un ruban par implantation ionique de part et d'autre de la zone d'injection, réduisant ainsi la mobilité latérale des porteurs.

Cependant, dans de tels composants, le mode optique est instable et conduit à de fortes nonlinéarités sur la caractéristique P(I) (Puissance optique en fonction du courant d'injection).

Dans une approche différente, on peut également graver ce ruban. On réalise alors un guidage par l'indice dit "faible" (fig.3b). C'est cette méthode simple, ayant fait ses preuves, que nous avons utilisée pour nos études.

Un guidage fort s'obtient après définition par gravure d'un ruban constituant la zone active puis par reprise d'épitaxie d'une couche dite bloquante fortement dopée p+ (fig.3c). Le courant passera naturellement dans la zone active précédemment définie.





c-Contrôle des modes longitudinaux

Les lasers de type Fabry-Perot, en raison de leur facilité de fabrication sont encore largement utilisés; ils permettent de tester facilement de nouvelles structures épitaxiales de zone active, et restent encore de bons candidats pour des applications où une qualité spectrale médiocre est suffisante. Cependant, en ce qui concerne les communications par fibres optiques, il est nécessaire de contrôler les modes longitudinaux de la cavité pour parvenir à un mode de fonctionnement monofréquence. Une méthode élégante d'y parvenir est d'intégrer dans la structure un résonateur de Bragg distribué dont la périodicité est telle que, pour une longueur d'onde proche de la longueur d'onde de Bragg définie par:

$$\lambda_B = \frac{2n_e\Lambda}{m}$$

avec:
λB: longueur d'onde de Bragg
ne: indice effectif du mode
Λ: période du réseau
m: est l'ordre du réseau,
l'angle d'incidence est nul et l'angle de réflexion vaut π

Il s'agit de faire varier périodiquement l'indice effectif du guide et ainsi de coupler deux ondes se propageant en sens inverse. La rétroaction est distribuée sur toute la longueur du laser et les facettes ne jouent plus alors leur rôle prépondérant; il n'est donc pas rare de traiter ces facettes de façon à ce que la totalité de la lumière sorte d'un seul et même côté.

L'obtention d'un tel réseau se fait, soit par insolation du motif dans une résine photosensible par un montage interférométrique, soit par écriture directe par faisceau d'électrons. Le motif est ensuite

(1)

reporté par gravure dans le semi-conducteur, et le profil est adouci par un recuit à haute température [2]. Une reprise d'épitaxie est ensuite nécessaire pour terminer la structure (fig.4a.).

Il est possible de remplacer les facettes clivées conventionnelles par des réflecteurs de Bragg placés aux extrémités du composant dans une zone de guidage passive de faibles pertes. Ces lasers sont dits à réflecteurs de Bragg distribués (DBR, fig.4b.).



а

fig4.a): Laser à rétroaction distribuée (DFB) b):Laser à réflecteur de Bragg distribué

b

d-Lasers à puits quantiques

Lorsqu'on réduit l'épaisseur de la couche active d'un laser à double hétérostructure, au point qu'elle devient de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de de Broglie, il y a quantification des niveaux d'énergie dans la direction de croissance des couches. Il en résulte que la densité d'état 2D prend une forme en escalier au lieu de la variation en racine carrée en 3D. Ceci conduit à un gain optique et un gain différentiel plus important que les hétérostructures traditionnelles [3,4].

La maîtrise des méthodes d'épitaxies telles que la MBE ou la MOCVD pour la croissance de multicouches extrêmement fines permit de donner naissance aux lasers à puits quantiques.

Cependant le confinement optique de la structure chute lorsque la zone active est d'épaisseur inférieure à $0.1\mu m$, et la densité de courant de seuil augmente (cf fig.5); il est donc nécessaire d'utiliser soit plusieurs puits quantiques, soit d'adjoindre au puits une zone de confinement séparée (fig.6).



fig.5: Evolution du courant de seuil en fonction de l'épaisseur de la couche active [1]



fig. 6: Diverses structures de confinement optique: a-multipuits quantiques. b-confinement à indice graduel linéaire (GaAs). c-confinement à indice parabolique (GaAs) d-confinement à saut d'indice.

Dans le cas de la filière GaAs l'alliage AlGaAs conservant un accord de maille permanent avec le GaAs quel que soit le taux d'aluminium, il est possible de réaliser des couches de confinement d'indice graduel. En terminologie Anglo-Saxonne on désigne ces structures sous les appellations Graded Index Separate Confinement Heterostructure (Grinsch) Single Quantum Well (SQW) dans le cas de puits unique et MQW(Multiple Quantum Well) pour plusieurs puits quantiques (cf fig.6)

I.2 Evolution récente des propriétés dynamiques des lasers à semiconducteurs

a-Effets responsables des limitations dynamiques des lasers à semi-conducteurs à puits quantique

Du fait de leur gain différentiel élevé, les lasers à puits quantique ont apporté de nettes améliorations des propriétés dynamiques. Les premières estimations prévoyaient un doublement de la fréquence de résonance à partir de ces structures. Elles furent cependant optimistes car de nouveaux effets physiques entrent en ligne de compte dans les limitations des propriétés dynamiques de ces composants [5]. La limitation en fréquence des lasers provient de la saturation du gain [6]. En effet sous forte injection, le gain n'est plus une fonction linéaire de la densité de porteurs. Les origines de ces effets sont encore débattues. Les différents mécanismes proposés jusqu'alors sont les "effets de porteurs chauds "[7], l'effet d'onde stationnaire [8] et enfin les effets de "hole burning" [9] et de "temps de transit des porteurs" [10,11].

1-Moyens d'investigation

Afin de caractériser les potentialités d'une structure laser en terme de réponse dynamique, on cherche à s'affranchir des éléments parasites inhérents à la technologie mise en oeuvre afin d'établir les caractéristiques intrinsèques à la structure. La méthode la plus répandue est la mesure du bruit d'intensité relative dont l'expression se déduit des équations de continuité. La réponse fréquentielle intrinsèque d'un laser est de la forme:

$$\operatorname{RIN} \propto \frac{\omega_0^4}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$
(2)

où:

fo= $\varpi_0/2\pi$ est la fréquence de relaxation des oscillations

f= $\varpi/2\pi$ est la fréquence de modulation

 γ est le facteur d'amortissement

On cherche ensuite à ajuster les différents paramètres pour extraire les termes f_r et Γ . On calcule ainsi la largeur de bande maximum intrinsèque de la diode.

$$f_{max} = \sqrt{\frac{2\pi}{K}}$$

où K = $4\pi^2(\tau_p + \varepsilon) / v_g g_0$

Avec:

go:gain différentiel.

 τ_p : durée de vie des photons.

 ε : facteur de compression du gain.

En suivant ce formalisme, la largeur de bande du laser n'est en effet limitée que par la durée de vie des photons et la non-linéarité du gain. Dans la pratique, cette fréquence n'est jamais atteinte à cause des éléments parasites, les effets thermiques et la puissance maximale du laser.

D'autres méthodes basées essentiellement sur une modulation optique de la cavité ont été proposées [12-15]. Ces mesures permettent essentiellement de dégager des caractéristiques intrinsèques qui faciliteront la comparaison des structures entre elles, et d'identifier par le calcul l'influence des effets cités plus haut.

2-L'effet de remplissage des états (state filling effect)

Cet effet est inévitable dans les lasers à puits quantique. Les états de plus faible énergie de la zone de confinement se remplissent aux dépens des états quantifiés dans le puits [16]. Pour minimiser cet effet, il est important de correctement définir la profondeur du puits de façon à écarter au maximum les niveaux d'énergie entrant en ligne de compte. Cet effet est surtout présent dans les structures à puits unique. En effet l'augmentation du volume de la zone active dans les lasers à puits multiple amoindri cet effet.

3-Effet d'onde stationnaire et spatial hole-burning (Standing-wave effect)

L'onde optique dans la cavité laser est stationnaire. Il en résulte une consommation inhomogène des porteurs le long de la cavité. On introduit de la sorte une variation longitudinale de l'indice créant ainsi un réseau diélectrique induit et une variation périodique du gain. L'existence de ce réseau implique une rétroaction, la profondeur de ce réseau dépendant de l'intensité de l'onde. L'existence de cet effet entraîne une dépendance des pertes de la cavité avec l'intensité, d'où son influence sur les non-linéarités de gain [7-17].

4-Spectral hole burning et effets de porteurs chauds

Lors de la recombinaison d'un électron et d'un trou par stimulation d'un photon, on crée un déficit de porteurs qui doit être comblé par relaxation intrabande (fig.7). Le temps nécessaire pour ce retour à

(3)

l'équilibre n'est pas nul. On voit qu'il va en résulter un déficit permanent de porteurs aux énergies proches de la longueur d'onde du laser, ce déficit étant d'autant plus important que le temps de relaxation intrabande est élevé et que la densité de photons augmente[18].



Bande des trous légers fig. 7 Effet de Spectral hole-burning

Le retour à l'équilibre se fait par émission de phonons optiques ou thermalisation. Cependant le temps de relaxation intrabande (0.1ps) étant plus court que le temps de relaxation de la température (0.5ps) on recouvre l'équilibre par le premier procédé alors que les porteurs ont une température plus élevées que celle du réseau. Le gain diminuant avec la température, l'échauffement des porteurs conduit à une diminution du gain.

5-Compression du gain par le "well-barrier hole-burning" [19]

Il existe un équilibre entre la quantité de porteurs dans la zone active et dans la zone de confinement ou les barrières. La densité de photons modifie cet équilibre. Il y a alors un excès de charges dans les états de plus haute énergie (confinement et barrières) dû à un temps de capture non nul par les puits. On voit l'analogie avec le spectral hole burning où un déséquilibre de charges du même type est créé du fait d'un temps de retour à l'équilibre également non négligeable.

Cette analyse est apparue suite à des observations faites sur l'influence de paramètres structuraux sur l'amortissement. On voit qu'en diminuant le temps de capture des porteurs dans les puits on diminuera les non-linéarités. Pour diminuer ce paramètre on devra diminuer l'épaisseur des couches de confinement, diminuer les différences de niveaux d'énergie entre le puits et la barrière, en augmentant la largeur et le nombre de puits.

6-Procédé de transport des porteurs.

Avant d'être piégé par le puits, les porteurs doivent traverser la zone de confinement optique (fig.8). Cela conduit à la prise en compte d'un temps de transit qui d'après de nombreux auteurs, est un élément déterminant dans la limitation fréquentielle des lasers [20]. Il en résulte un comportement de filtre passe-bas ou roll-off sur la réponse fréquentielle du laser[21]. Cet effet est naturellement corrélé avec l'effet de well-barrier hole-burning.



fig. 8: Effet du temps de transit des porteurs

Des valeurs de temps de transit de l'ordre de 40 ps [20] ont été proposées par l'analyse de ce comportement en filtre passe-bas. Il a en outre été démontré un meilleur comportement à basse fréquence des lasers à confinement abrupt. L'amortissement de type capacitif (Roll-off) à basse fréquence sur des structures GRINSCH serait attribuable à un temps de capture plus long estimé à 72ps contre 18 ps pour un confinement abrupt[22]. La capture des porteurs par le puits ne peut se faire dans une structure à confinement graduel qu'après avoir été redirigé par le champ électrique du côté opposé; dans une structure en escalier, on pense que la barrière d'énergie de l'autre côté du puits est infranchissable, et les porteurs sont donc capturés sans jamais dépasser la zone du puits. Ces estimations sont d'ailleurs contradictoires avec les mesures de temps de capture effectuées à 50K [23], rapportant une valeur de 22ps sur une structure SCH, contre 3,2ps pour un confinement GRINSCH

b-Optimisation de la zone de confinement séparée

Comme nous l'avons exposé plus haut, la fabrication de lasers à puits quantiques impose la présence d'une zone de confinement séparée. Cette zone doit être optimisée de façon à maximiser le facteur de confinement, ce qui aura pour effet d'améliorer l'ensemble des propriétés du laser par une augmentation de la densité de photons. Le profil d'indice adopté sur substrat GaAs peut être quelconque lorsque la zone de confinement est constituée de l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$. En effet l'énergie de bande interdite étant d'autant plus importante que le taux d'Aluminium est élevé, on contrôle l'indice de réfraction du matériau par la maîtrise du taux d'Aluminium lors de la croissance. Le confinement est constituée par un quaternaire du type $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$; il n'est pas possible de faire varier aussi facilement la composition d'un alliage comportant 4 éléments tout en conservant l'accord de maille. Le profil d'indice linéaire, par une succession de quaternaires d'énergie de bande interdite croissante dans une première approche, puis par un gradient continu [24,25].



fig.9: Comparaison des confinements graduels et step sur GaAs/AlGaAs (Al min=35%; Al_{max}=80%)

Figure.9 est représentée la comparaison de divers confinements possibles sur matériau GaAs/AlGaAs, que nous avons calculé à partir de la résolution analytique de l'équation d'Helmoltz (cf. chapitre III). Nous partons de la teneur en Al pour calculer le profil d'indice de la structure, puis nous calculons le champ optique après détermination de l'indice effectif. Nous pouvons de cette

manière déterminer le confinement d'une structure quelconque (on évite ainsi l'utilisation d'approximations telles que l'utilisation des fonctions d'Airy [26]).

Le profil de champ nous conduit directement au facteur de confinement transversal Γ_t :

$$\Gamma t = \frac{\sum_{x,y}^{2} (x,y) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} E^{2}(x,y) dx dy}$$
(4)

Le fait est, qu'à l'heure actuelle, il n'a pas encore été déterminé quel type de confinement est le meilleur. A la lumière des effets discutés plus haut, on est porté à croire que, pour favoriser le temps de transit des porteurs dans la couche de confinement, un profil d'indice linéaire s'impose, alors que les démonstrations de fréquence de coupure record à 30 GHz ont été obtenues grâce à un confinement abrupt [41,43].

I.3 Evolution de la fréquence de coupure des lasers.

Lorsque l'on veut analyser l'évolution de la recherche dans le domaine des propriétés dynamiques des lasers à semi-conducteurs, il convient de bien faire la différence entre les résultats obtenus dans les deux filières de matériaux à substrat GaAs et InP. En effet, les propriétés physiques des matériaux différant sur un certain nombre de critères importants (ex: le taux de recombinaisons Auger), les résultats obtenus dans une filière ne sont pas immédiatement transposables dans l'autre. Notamment, si les lasers à puits quantiques montrent leur supériorité depuis déjà plusieurs années sur Arséniure de Gallium, les composants à double hétérostructures demeurent encore très performants sur Phosphure d'Indium.

a-Filière GaAs

1-Lasers à puits quantique unique

Si l'on considère tout d'abord le cas d'une zone active à un seul puits quantique de GaAs, la fréquence de coupure limite atteinte que nous ayons relevée dans la littérature est de 5.6GHz [27]. Cette amélioration est attribuée par les auteurs à un dimensionnement approprié de la zone de confinement, de façon à augmenter la séparation entre le premier niveau quantique dans le puits et le niveau de plus faible énergie dans la zone d'indice graduel. Ainsi on améliore le gain différentiel par une réduction de l'effet de remplissage des bandes [28]. En augmentant la densité de photons dans la cavité, il est possible d'augmenter la fréquence de coupure du laser; il a ainsi été démontré que pour des paramètres de lasers donnés il existe un maximum de la fréquence de coupure pour une certaine densité de photons. C'est ainsi qu'en optimisant la longueur de la cavité et la réflectivité des facettes, ces auteurs ont pu améliorer les performances dynamiques de leur composant avec une fréquence de coupure à -3dB record de 9 GHz. Il faut néanmoins noter que la fabrication de ce composant à demandé un effort technologique important, où l'on a eu entre autres le souci de réduire les capacités parasites.

2-Lasers à multipuits quantiques

Une solution pour éviter l'effet de remplissage de bande est l'utilisation de plusieurs puits quantiques, car on augmente ainsi le volume actif; avec en contrepartie une augmentation du courant de seuil.

Il est clair que l'élément le plus important dans ce type de structure est le nombre de puits. En supposant que le facteur de confinement est proportionnel au nombre de puits, le nombre de puits optimal est [28]:

$$n_{opt} = (1/G_0 \Gamma_w)(\alpha + \ln(1/R)/L)$$
(5)

avec G_0 : gain au seuil $\Gamma_{w:}$ facteur de confinement par puits

Pour un nombre de puits optimisé la longueur de cavité optimale est :

$$L_{opt} = \frac{\ln(1/R)}{nG_0^*\Gamma_w - \alpha}$$
(6)

où G_0^* est le gain pour lequel le ratio G/J est maximum

Une fréquence de coupure de 14 GHz a été publiée [30], pour un laser comportant 3 puits quantiques de GaAs fabriqués par MOCVD. On atteindra les 15 GHz sur une structure comportant le même nombre de puits mais dont le confinement est plus fort [31]. On voit par ces réalisations, que l'amortissement important supposé apporté par les effets de capture de porteurs dans une structure de confinement non graduelle, ne semble pas être un effet déterminant. Une amélioration des performances dynamiques des lasers ne sera apportée que par l'utilisation de couches contraintes dans la zone active.

3-Lasers à puits quantiques contraints

Yablonovitch [32] constate qu'il existe une très forte assymétrie entre la bande de conduction des électrons légers et la bande de valence des trous lourds. Il en résulte que les distributions respectives des électrons et des trous ne sont pas dégénérées simultanément. En d'autres termes, la probabilité d'occupation du haut de la bande de valence par un trou est faible alors que tous les états de la bande de conduction sont pleins. On voit alors que la configuration idéale serait une symétrie des bandes de valence et de conduction [33].



fig. 10: Effet de la contrainte sur les bandes d'énergies

La bande des trous légers joue habituellement un rôle moindre puisqu'elle est dégénérée avec la bande des trous lourds. Cependant l'introduction d'une contrainte a pour effet de lever cette dégénérescence et de faire glisser la bande des trous légers au-dessus de la bande des trous lourds (fig.10).

Il est possible de faire croître un matériau en désaccord de maille si l'énergie élastique emmagasinée dans le réseau est inférieure à l'énergie d'une dislocation [34]. Sur GaAs, il est possible de faire croître du GaInAs. L'introduction d'Indium dans le réseau introduit une contrainte en extension dans le GaInAs. L'épaisseur critique à ne pas dépasser dépendra du taux d'indium incorporé. Cette dimension est typiquement de l'ordre de grandeur de la taille des puits quantiques.

L'utilisation de telles structures doit non seulement conduire à des courants de seuil faibles, mais aussi à une amélioration des performances dynamiques [35]. Ces théories ont été vérifiées expérimentalement par la fabrication de lasers à simple puits quantique [36], le courant de seuil chutant de 120mA à 20mA, et doublant les fréquences de coupure en passant de 3GHz à 6GHz. Les lasers à puits contraints montrent ainsi leur supériorité [37].

En multipliant le nombre de puits quantiques, on atteint les 28 GHz [38]. Cette amélioration est attribuée à l'effet de well-barrier hole burning qui est amoindri ici. D'autre part la comparaison des structures à confinement graduel et en escalier démarque nettement la seconde comme étant de loin supérieure, la fréquence de coupure passant de 10 à 16 GHz. L'équipe d'Eastman propose en outre l'utilisation de lasers à miroirs gravés pour réaliser des cavités courtes, ceci réduisant la durée de vie des photons dans la cavité [42].

4-Modulation de dopage

Un raffinement supplémentaire est apporté par le dopage de type p des barrières séparant les puits quantiques afin d'augmenter le gain différentiel (dg/dn). Les prévisions théoriques affirment une amélioration d'un facteur 4 par rapport aux lasers conventionnels à double hétérostructure [39]. Les accepteurs dans les barrières sont ionisés et les trous sont confinés dans les puits. Les positions des quasi-niveaux de Fermi peuvent être controlés par le niveau de dopage des barrières. Il en résulte une augmentation ou une diminution du gain différentiel par la concentration et le type d'impuretés dans les barrières.

Si la totalité de la zone active est dopée, les impuretés créent des centres de recombinaisons qui détériorent le gain [40].

La mise en pratique de cette idée combinée avec l'utilisation de couches contraintes a permis d'atteindre la fréquence de coupure record de 30 GHz [41].

Dans toutes ces réalisations il ne faut pas perdre de vue l'aspect technologique du composant. En effet, les résultats présentés par Ralston et Eastman [41-43] ont été obtenus sur des lasers dont la technologie les a rendus compatibles avec les tests sous pointe cascade. Ceci évite tous les éléments parasites apportés par la méthode de montage. En effet, les lasers rapides disponibles sur le marché sont limités par les capacités parasites des boîtiers. De plus, la gravure profonde qui est pratiquée sur ces composants ultra-rapides en réduit la capacité.

b-filière InP

1-GaInAsP/GaInAs/InP

En ce qui concerne les matériaux de plus grande longueur d'onde du système basé sur InP, les bandes de fréquences démontrées jusqu'ici sur lasers à multipuits quantiques ne dépassent pas les 20GHz, alors que les doubles hétérostructures conventionnelles ont démontré leur fonctionnement à plus de 20 GHz [44]. La limitation des lasers à multipuits quantiques dans la filière InP est attribuée aux différents facteurs cités plus haut, comme la combinaison du spectral hole-burning et des porteurs chauds agissant sur l'amortissement, ou les effets de temps de transport des porteurs combinés au well barrier hole-burning qui implique une réduction du gain effectif.

Ici encore, l'incorporation de contraintes dans la zone active a apporté une nette amélioration [45-49]. Le ternaire GaInAs utilisé dans les puits quantiques est en accord de maille sur InP si le taux d'Indium est de 0.53. Pour un taux inférieur le matériau croît en extension, dans le cas contraire il est en compression, ce dernier cas étant le plus favorable. Cette amélioration est à mettre sur le compte d'une diminution du taux de recombinaisons intrabandes de type Auger, conséquence de la réduction de la masse effective des trous [49-50] (cf. fig.8).



fig.8: Influence de la contrainte sur la recombinaison Auger

Il a été néanmoins démontré de très bons résultats à l'aide une fois encore de multipuits quantiques contraints en compression, mais cette fois toute la zone active est dopée de type p [52]. Ceci a pour effet d'augmenter le gain différentiel tout en augmentant les pertes et réduisant ainsi la durée de vie des photons. Une fréquence de coupure de 25GHz est ainsi atteinte. Technologiquement parlant, une importance toute particulière a été apportée aux éléments parasites tels que la résistance série, la capacité de la jonction et les inductances des fils.

Pour des applications longues distances, un fonctionnement monomode est exigé. Par l'utilisation d'une zone active à contrainte compensée et une rétroaction distribuée (DFB), il a été possible de conserver une longueur d'onde d'émission de $1,5\mu$ m stable tout en conservant des propriétés dynamiques excellentes de 20GHz de fréquences de coupure, pour un courant de 75mA. Une fois de plus, une attention toute particulière a été apportée pour la réduction des capacités parasites par l'adoption de la structure VUG (V on U groove) [53].

Le meilleur résultat reporté à l'heure actuelle pour un laser DFB monté sur boîtier est de 25 GHz [54].

2-AlGaInAs/GaInAs/InP

Récemment un intérêt tout particulier est apparu pour les lasers à puits d'AlGaInAs contraint en tension, confinés par de l'AlInAs émettant à une longueur d'onde de 1300nm [55-57]. En effet une démonstration de modulation jusqu'à 20GHz avec un courant de 68mA a été faite à partir d'une technologie très rudimentaire au regard de celles citées plus haut. Ceci laisse présager d'une marge de manoeuvre large pour l'avenir, étant donné que le composant semble être limité par les éléments parasites du boîtier.

I.4 Lasers multiélectrodes

Nous avons vu que l'amélioration des propriétés dynamiques des lasers à semi-conducteur ne peut être obtenue sans une approche technologique approfondie. Le principal obstacle réside bien sûr dans les éléments parasites: résistance série, capacité de la jonction et inductance des fils de connexion. Dans cette approche, on recherche à moduler directement les porteurs injectés dans le laser. Une autre possibilité est évidemment l'utilisation d'un modulateur externe à la cavité [58] ou un modulateur électrooptique intégré [59-61]. La possibilité de moduler l'absorption saturable dans un laser multiélectrodes a été proposée récemment comme une méthode permettant d'améliorer de beaucoup la fréquence de coupure à -3dB pour une structure épitaxiale donnée. [62-63]

De nombreuses applications sont apparues en raison de la simple existence d'une injection inhomogène dans la cavité. Kawaguchi en fait une revue très détaillée dans les références [64] et [65], nous en résumons quelques-unes dans le tableau ci-dessous.



Applications des lasers multiélectrodes (d'après [64])

a-Génération de trains d'impulsions par verrouillage des modes (Mode-Locking)

La génération de trains d'impulsions est possible dans les lasers à semi-conducteurs à condition d'obtenir un accord en phase de deux ou plusieurs modes longitudinaux [66]. Ceci peut être obtenu par des méthodes actives où l'on vient moduler la cavité à sa fréquence intermodale. Ces fréquences pouvant atteindre facilement la centaine de GHz, cette opération est facilitée par l'utilisation d'une cavité externe couplée [67-69] permettant un rapprochement des modes longitudinaux. La maitrise de l'épitaxie localisée permet l'intégration d'un guide passif qui modifie la longueur de cavité, il en résulte une modification de l'espacement intermodal et donc un abaissement la fréquence des impulsions [70-71]. La synchronisation peut être obtenue également de façon passive par l'introduction d'un absorbeur saturable [70-71]. La diminution de longueur des impulsions peut s'obtenir par collision dans l'absorbeur saturable de deux impulsions se propageant en sens inverse [72]. Une revue des différentes méthodes est proposée dans la référence [73].

b-Autooscillation

Une oscillation de quelques GHz peut être générées par la présence d'un absorbeur saturable. Les lasers que nous avons fabriqués répondent à ce type de comportement. Nous discuterons donc plus loin de ce cas de figure.

Ce comportement est intéressant lorsque l'on cherche à générer une horloge optique (clock extraction). Il existe également des méthodes optiques ainsi qu'électriques pour synchroniser ces autooscillations avec un système [74,75].

c-Lasers accordables

La modulation de la quantité de porteurs dans une partie de la cavité modifie localement l'indice effectif du laser, il en résulte la possibilité d'accorder la longueur d'onde d'émission du laser [76,77].

d-Bistabilité

Nous verrons que l'introduction d'un absorbeur saturable peut avoir pour conséquence d'introduire une hystérésis sur la caractéristique statique P(I). Cet effet est recherché pour l'utilisation d'un laser en tant qu'élément bistable [78,79].

e-Comportement dynamique

L'efficacité de modulation est connue pour être améliorée dans les lasers multiélectrodes lorsqu'une seule électrode est modulée [80]. Cependant récemment la modulation de l'absorption saturable est supposée apporter une nette amélioration de la fréquence de coupure à -3dB [62]. Cette démonstration théorique a été le point de départ de cette étude.

Conclusion:

Nous avons décrit dans ce chapitre l'évolution récente des propriétés dynamiques des lasers à semiconducteurs. Les composants évoluent vers des structures à puits quantiques multiples contraints, le record en terme de fréquence de coupure à -3dB étant de 30 GHz. L'introduction de plans de dopages de type p dans les barrières a été déterminant dans l'obtention de ce résultat. Nous avons voulu également souligner qu'en dehors d'une étude approfondie des propriétés de la zone active, une approche technologique spécifique doit être adoptée. Ainsi nous avons relevé des structures de lasers compatibles avec les tests sous pointe cascade et des composants aux miroirs gravés dans le but de racourcir la cavité.

Nous terminons ce chapitre en proposant le laser multiélectrodes comme une solution possible pour améliorer la fréquence de coupure. Aussi dans le chapitre suivant, après de brefs rappels théoriques nous décrirons le modèle qui a été à l'origine de ces travaux. Nous décrirons la technologie mise en oeuvre pour la fabrication des premiers lasers à semi-conducteurs fabriqués à l'IEMN et nous exposerons ensuite ses performances. Nous proposerons également une application originale de ce composant en tant que mélangeur hyperfréquence. Nous envisagerons également la fabrication d'un nouveau composant résultant de l'intégration monolithique d'un mélangeur hyperfréquence et d'un laser pour le transfert de signaux hautes fréquences par voie optique.

Références bibliograhiques

Chapitre I

 "Heterostructure lasers part A"
 H.C. Casey et M.B. Panish Academic press 1978.

[2]"Réalisation de lasers à puits quantiques à émission monomode à 1,55μm par épitaxie par jets moléculaires utilisant des sources gazeuses" Thèse: Antonina Péralès Soutenue le 15 Mars 1991 à l'Université de Paris VI

[3]"Differential gain in Bulk and quantum-well diode lasers."C.A. Zmudzinski, P.S. Zory, G.G. Lim, L. M.

Miller, K.J. Beernik, T.L. Cockerill, J.J. Coleman, C.S. Hong, L. Figueroa.

Phot. Tech. Letters, vol.3 pp.1057-1060

[4] "Comparison of differential gain in single quantum well and bulk double heterostructure lasers"

B. Zhao, T.R. Chen, A. Yariv. Electronics letters 05/12/91 vol.27 n°25 pp 2343-2345

 [5] "Effect of gain nonlinearities on the dynamic response of single-mode semiconductor lasers" Govind P. Agrawal,
 IEEE Photonics Technology lettersVol.1,n°12,12/89

[6] "Oscillation wavelength and laser structure dependence of nonlinear damping effect in semiconductor lasers"
K.Uomi, T.Tsuchiya, M. Aoki, et N. Chinone. Applied Physics letters 1991 58(7) pp675-677

[7] "Subpicosecond gain dynamics in GaAlAs laser diodes ",

M.P. Kessler, E.P.Ippen,

Applied Physics letters 1987 Vol.51 pp1765-1767

[8]"Dielectric grating induced by cavity standing wave as a new explanation of origin of nonlinear gain in semiconductor diode lasers"
C.B.Su
Electronics letters 31/03/88 vol.24 n°7 pp 370-371

[9] "Frequency response of 1.3µm InGaAsP High speed semiconductor lasers"

R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera, W. Powazinik,

Journal of Quantum Electronics Vol.23 p.1410 1987 [10] "Effects of carrier transport on Relative Intensity Noise and critique of K factor predictions of modulation response."
R. Nagarajan, M.Ishikawa et J.E. Bowers.
Electronics letters 23/04/92 vol.28 n°9 pp 846-847

[11] "Influence of separate-confinement heterostructure on the transport-limited modulation bandwidth in quantum-well lasers."
T.C.Wu, S.C. Kan, D. Vassilovski, K.Y.Lau Applied Physics Letters 26/07/93 63(4) pp 441-443

[12] "Measurements of the fundamental modulation response of a semiconductor laser to millimeter wave frequencies by active-layer photomixing"
M.A.Newkirk, K.J. Vahala.
Applied Physics Letters 04/09/89 55(10) pp 939-941

[13] "New wideband optical modulation method for measurements of intrinsic frequency reponse in semiconductor lasers"

S. Murata, A. Suzuki Electronics letters 05/11/92 vol.28 n°23 pp 2162-2163

[14] "Characterization of fundamental parameters of semiconductor laser with an injected optical probe"

J.M. Liu, T.B. Simpson Photonics Technology Letters vol. 4 n°4 04/93 pp380-382

[15]"Characterization of the dynamics of semiconductor lasers using optical modulation."
C.B. Su, J. Eom, C.H. Lange, C.B.Kim, R.B. Lauer, W.C. Rideout, J.S. Lacourse.
Journal of Quantum Electronics Vol.28 n°1 01/92 pp.118-127

[16] "Effect of state filling on the modulation response and the threshold current of quantum well lasers"

B. Zhao, T.R. Chen, A. Yariv Applied Physics Letters 20/04/92 60(16) pp 1930-1932

[17] "CLADISS- A longitudinal multimode model for the analysis of the static, dynamic and stochastic behavior of diode lasers with distributed feedback."

P. Vankwikelberge, G. Morthier, R. Baets. Journal of Quantum Electronics Vol.26 n°10 10/90 pp.1728-1741 [18] "Competing effects of Well-barrier holeburning and non-linear-gain on the resonance characteristics of quantum-well lasers " M.O. Vassel, W.F. Scharfin, W.C. Rideout, J. Lee Journal of Quantum Electronics Vol.29 n°5 05/93 pp.1319-1329

[19]"Etudes des non-linéarités optiques et des effets de capture des porteurs dans les lasers semiconducteurs à puits quantiques."
Thèse: Yao Jun Telecom Paris 94 E 003
Soutenue le 31/01/94 à l'Ecole Nationale
Supérieure des Télécommunications.

[20] "Carrier limited bandwidth of 1.55μm quantum-well lasers"
A. Grabmeier, M Schôfthaler et A. Hangleiter
C. Kasmierski, M. Blez, et A. Ougazzaden.
Applied Physics Letters 04/01/93 62(1) pp 52-54

[21] "Effects of carrier transport on high speed quantum-well lasers."

R. Nagarajan, T. Fukushima, S.W. Corzine, F.E. Bowers.

Applied Physics Letters 07/10/91 59(15) pp 1835-1837

[22]"High speed modulation of strained layer InGaAs-GaAs-AlGaAs ridge waveguide multiple quantum well lasers. "

S.D. Offsey, L.F. Lester, W.J. Schaff et L.F. Eastmann

Applied Physics Letters 27/05/91 58(21) pp 2336-2338

[23]"Capture of photoexcited carriers by a laser structure"

B. Deveaud, F. Clérot, A.Regreny, K. Fujiwara, K. Mitsugana et J. Ohta.

Applied Physics Letters 18/12/89 55(25) pp 2646-2648

[24]"InGaAs/InP graded index quantum-well lasers with nearly ideal characteristics"
H. Temkin T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, J.A. Lewis, N.K. Dutta.
Applied Physics letters Vol.56 1990 p.1222

[25] "Growth and characterization of continuously Graded Index Separate Confinement
Heterostructure (GRIN-SCH) InGaAs-InP long wavelength strained layer quantum-well lasers by metalorganic vapor phase epitaxy"
T. Tanbun-Ek, R.A. Logan,H. Temkin ,S.N.G. Chu, N. A. Olsson, A.M. Sergent, K.W. wecht.
Jounal of Quantum electronics Vol.26,N°8 08/90

[26]"Modal Analysis of GRIN-SCH and triangularwell waveguides." S.R. Chinn. Applied Optics Vol.23 n°20 15/10/84 [27]" Modulation Bandwidth enhancement in single quantum well GaAs/AlGaAs lasers" T.R. Chen, B.Zhao, Y. Yamada, Y.H.Zhuang and A. Yariv Electronics letters 8/10/92 vol.28 n°21 pp 1989 1991

[28] "Performance Improvement in quantum-well lasers by optimizing band gap offset at quantum well heterojuctions"B.Zhao, T.R. Chen, A. Shakouri, A. Yariv App. Phys. Lett. 63(4),26/07/93, pp432-434.

[29] "Analysis and application of theorical gain curves to the design of Multi quantum well lasers"
P.W.A. Mc Ilroy, A. Kurobe, Y. Uematsu
Journal of Quantum Electronics Vol.21 n°12 12/85
pp.1958-1963

[30]"High speed AlGaAs/GaAs multiple quantum well ridge waveguide lasers"
H.D. Wolf, H. Lang, L. Korte Electronics Letters 31/08/89 Vol.25 N°18 1245-46.

[31] "Vertically compact 15GHz GaAs/AlGaAs multiple quantum well laser grown by molecular beam epitaxy"

J.D. Ralston, D.F.G. Gallagher, P.J. Tasker, H.P.Zappe, I. Esquivias, J. Fleissner. Electronics Letters 12/09/91 Vol.27 N°19 1720-1722.

[32]"Reduction of lasing threshold current density by lowering of valence band effective mass" E.Yablonovitch et E.O. Kane Journal of lightwave Technology Vol. LT-4 n°5, May 1986 pp 504-506.

[33]"Band structure engineering for low-threshold high efficiency semiconductor-lasers" Electronics letters 27/02/86 vol.22 n°5 pp 249

[34] "Defects in epitaxial multilayers"S.W.Matthews, A.C.Blakeslee.Journal of crystal growth, 27, p.118, 1974

[35]"Extremely wide modulation bandwidth in a low threshold current strained quantum well laser."
I. Suemune, L.A. Coldren, M. Yamanashi et Y.Kan
Applied Physics Letters 10/10/88 53(15) pp 1378-1380.

[36]"Optical and microwave performance of GaAs-AlGaAs and strained layer InGaAs-GaAs-AlGaAs graded index separate confinement heterostructure single quantum well lasers."

S.D. Offsey, W.J. Schaff, P.J.Tasker et L.F. Eastman

Photonics Technology Letters vol. 2 nº1 01/90

[37]"High speed operation of very low threshold strained InGaAs/GaAs double quantum well lasers"

B.Zhao, T.R.Chen, Y.H. Zhuang, A. Yariv, J.E. Ungar et S. Oh Applied Physics Letters 16/03/92 60(11) pp 1295-1297 [38] "Strained layer InGaAs-GaAs-AlGaAs lasers grown by MBE for high speed modulation" S.D. Offsey, W.J. Schaff, L.F.Lester, L.F. Eastman, L.K. Mc Kerman Journal of Quantum Electronics Vol.27 n°6 06/91 pp.1455-1462 [39] "Modulation-doped Multi-quantum well (MD-MQW) lasers. I: Theory" K. Uomi Jap. Journ. of Applied Physics, Vol.29, N°1 Janvier 1990 pp.81-87 [40]"Modulation-doped Multi-quantum well (MD-MQW) lasers. II: Experiments" K. Uomi, T. Mishima, N. Chinone. Jap. Journ. of Applied Physics, Vol.29, N°1 Janvier 1990 pp.88-94 [41] "Efficient high speed direct modulation in p-398 doped In_{0 35}Ga_{0 65}As/GaAs multiquantum well lasers" S. Weisser, J.D. Ralston, E.C. Larkins, I. Esquivias, P.J. Tasker, J.Fleissner, J. Rosenzweig. Electronics Letters 05/11/92 Vol.28 N°23 pp 2141-2143. 1863 [42] "Multiquantum well strained-layer lasers with improved low frequency response and very low damping." L.F. Lester, S.S. O'Keefe, W.J. Schaff, L.F. Eastman Electronics Letters 13/02/92 Vol.28 N°4 pp 383-385 [43] "Control of differential gain, nonlinear gain, and damping factor for high-speed application of GaAs-Based MOW lasers" J.D.Ralston, S. Weisser, I. Esquivias, E.C. Larkins, J. Rozensweig, P.J. Tasker, J. Fleissner Journal of Quantum Electronics Vol.29 n°6 06/93 pp.1648-59 [44] "High speed dynamics in InP-based Multiple Ouantum well lasers" T. Fukushima, R. Nagarajan, M. Ishikawa et J.E. Bowers Japanese Journal Of Applied Physics Vol 32 1993 Jr. pp 70-83 2046 [45]"Quantum-well lasers- Gain, spectra, dynamics". Y. Arakawa, A. Yariv, IEEE J. of Quantum electron. 22 p.1887 (1986). [46]"Effect of strain on the high speed modulation of GaAs- and InP-based quantum-well lasers". Y. Lam, J.P. Loehr, J. Singh

Journal of Quantum Electronics Vol.29 n°1 01/93 pp.42-50 [47] " On the high speed modulation of quantumwell lasers " B.Zhao, T.R. Chen and A. Yariv

Applied Physics letters 1992 60 pp313-315

[48] "Pure effect of strain in strained-layer Multiple quantum-well-lasers"
H. Yasaka, R. Iga, Y. Noguchi et Y.Yoshikuni. Journal of Quantum Electronics Vol.29 n°4 04/93 pp.1098-1103

[49] "Low threshold highly efficient strained quantum well lasers at 1.5μm wavelength" Y. Lam, J.P. Loehr, J. Singh. Electronic letters vol.26, pp.465-467,1990.

[50] "Auger recombination in strained and unstrained InGaAs/InGaAsP multiple quantumwell lasers."
G. Fuchs, C. Schiedel, A. Hangeiter, V. Härle et F. Scholz.
Applied Physics Letters 25/01/93 62(4) pp 396-398

[51] "Simulation studies of the dynamic behavior of semiconductor lasers with Auger recombination" M. Tang, S. Wang Applied Physics Letters 29/06/87 50(26) pp 1861-1863

[52] "25 GHz Bandwidth 1.55μm GaInAsP pdoped strained multiquantum well lasers." P.A. Morton, R.A. Logan, T. Tanbun-Ek, P.F. Sciortino Jr, A.M Sergent, R.K. Montgomery et B.T. Lee.

Electronics letters 05/11/92 vol.28 n°23 pp2156-2157

[53]"20 GHz Bandwidth 1.5µm wavelength VUG DFB laser using a zero net strain InxGa1-xAsyP1y well active structure grown at constant y." C. Kazmierski, A. Ougazzaden, D. Robein, D. Mathoorasing, M. Blez et A. Mircea Electronics letters 8/07/93 vol.29 n°14 pp1290-1291.

[54] "Packaged $1.55\mu m$ DFB laser with 25GHz Modulation Bandwidth."

P.A. Morton, T. Tanbun-Ek,R.A. Logan, N. Chand, K.W. Wecht, A.M Sergent, P.F. Sciortino Jr.

Electronics letters 24/11/94 vol.30 n°24 pp2044-2046

[55]"High performance uncooled 1.3μm
AlGaInAsP/InP strained layer quantum well laser for subscriber loop applications"
C.E.Zah, R. Bhat , B.N. Pathak, F. Favire, W. Lin D.B. Flanders.
J. of Quant. electr. 02/94,vol.30 pp.511-523

[56] "1.57µm Strained-layer quantum-well GaInAlAs ridge-waveguide lser diodes with high temperature (130°C) and ultrahigh-speed (17GHz) performance."

B. Stegmüller, B. Borchert, R.Gessner. IEEE Photonics technology letters Vol.5 n°6 Juin 93 pp 597-599

[57] "High speed, ultralow noise, tensile strained InGaAlAs MQW lasers emitting at 1300 nm for optical communication and microwave applications"

Z. Wang, D.B. Darby, P. Whitney, R. Panock, D. Flanders.

Electronics letters 18/08/94 vol.30 N°17 pp1413-1414

[58]"Modulateur optique large bande à 70GHz sur Ti:LiNbO3"

K. Noguchi, H. Miyazawa, O. Mitomi; IEICE 5-8 Sept 1993 (C-175)

[59] "Very simple approach for high performance DFB laser electroabsorption modulator monolithic integration"

A. Ramdane, A. Ougazzaden, F. Devaux, F. Delorme, M. Schneider, J. Landreau Electronics letters 10/11/94, vol.30 n°23 pp.1980-1981

[60] "Monolithic integration on an AlGaAs laser and an intracavity electroabsorption modulator using selective partial interdiffusion."
S.O'Brien, J.R. Shealy, G.W. Wicks Applied Physics Letters 01/04/91 58(13) pp 1363-1365

[61] "Low threshold InGaAs/GaAs/AlGaAs quantum-well laser with an intracavity optical modulator by impurity-induced desordering" W.X.Zou, D.B. Young K.-K. Law J.L. Merz Applied Physics Letters 08/02/93 62(6) pp 556-558

[62]"An equivalent circuit model for multielectrode lasers: potential devices for millimeter wave applications"

H. Elkadi, J.P. Vilcot, D. Decoster. Microwave and optical technology letters Vo.6 n°4 20/03/93 pp.245-249

[63] "Theory of resonant modulation at millimeter wave frequencies of inhomogeneously biased monolithic quantum well lasers"
J.B. Georges, D.M. Cutrer, K.Y. Lau
IEEE Photonics technology letters Vol.7 n°3 Mars 95 pp 263-265.

[64] "Progress in optical functional devices using two-section laser diodes/amplifiers"H. KawaguchiIEE proceedings-J, Vol. 140, N°1, 02/93 pp.3-15

[65]"Bistabilities and nonlinearities in Laser diodes"

H. Kawaguchi

Artech House Boston. London, 1994.

[66]" Narrow-band modulation of semiconductor lasers at millimeter wave frequencies (>100GHz) by mode-locking." K.Y. Lau Journal of quantum electronics vol.26 N°2 02/90 pp.250-261

[67]"Stable optical picosecond pulses from actively mode-locked twin-section diode lasers"J. Werner,H. Melchior G. Guekos.Electronics letters, vol.24, 1988 pp. 140-141

[68] "40 GHz active mode-locking in a 1.5μm monolithic extended-cavity laser"
R.S. Tucker, U. Koren, G. Raybon, C.A. Burrus, B.I. Miller, T.L. Koch, G. Eisenstein.
Electronics letters 11/05/89 vo.25 N°10 p.621-622

[69]"Two contact, 1cm long, monolithic extended cavity laser actively mode-locked at 4.4GHz"
G. Raybon, P. B. Hansen, U. Koren, B.I. Miller. Electronics letters 19/11/.92 vol.28 N°24

[70]"108GHz passive mode locking of a multiple quantum well semiconductor laser with an intracavity absorber"S. Sanders, L.Eng, J. Palaski, A. YarivApplied Physics Letters 22/01/90 56(4) pp 310-311

[71]"Generation of 110GHz train of subpicosecond pulses in 1.535μm spectral region by passively modelocked InGaAsP/InP laser diodes"
A.G. Deryagin, D.V. Kuksenkov, V.I. Kuchinski, E.L. Portnoi, I.Y. Krushchev
Electronics letters 17/02/94 vol.30 n°4 p.309

[72]"Transform limited 1.4ps optical pulses from a monolithic colliding pulse mode-locked quantum well laser"M.C. Wu, Y.K. Chen, T. Tanbun-Ek,R.A. Logan, M.A. Chinn, G. Raybon

Appl. Phys Lett. vol.57 n°8,08/90, pp.759-761.

[73] "Mode-locked semiconductor lasers"
D. Derickson, R. Helkey, A. Mar, J. Wassbauer, J. Bowers.
Microwave Journal 02/93 vol.36 n°2 p.76 Euro-global edition.

[74] "All-optical clock extraction using two-contact devices"P.Barnsley.IEE Proc.J, 1995, 140, (5), pp.325-326

[75] "Frequency dependence of phase between synchronised self-pulsating laser emission and injected periodic electrical signal"
A. Egan, J. O'Gorman, P. Rees, G. Farrell, J. Hegarty, P. Phelan.
Electronics letters 11/05/95 vol.31, N°10 pp.802-803 [76]"Broad wavelength tunability in gain-levered quantum well semiconductor lasers" K.Y. Lau

Applied Physics Letters 17/12/90 57(25) pp 2632-2634

[77]"Narrow linewidth, continuously tunable lasers based on quantum well gain lever"K.Y. LauApplied Physics Letters 28/10/91 59(18) pp 2216-

2218 Applied Physics Letters 28/10/91 59(18) pp 2216-

[78] "Voltage controlled Q-switching of InGaAs/InP SQW lasers"
K. Berthold, A.F. J. Levi, T.Tanbun-Ek, R.A. Logan, S.N.G. Chu.
Applied Physics Letters 06/11/89 55(19) pp 1940-1942. [79]"Multielectrode quantum well laser for digital switching"

A.F.J.Levi, R.N. Nottenburg, R.A. Nordin,

T.Tanbun-Ek, R.A. Logan. Applied Physics Letters 19/03/90 56(12) pp 1095-1097

[80] "The inverted gain-levered semiconductor laser-Direct modulation with enhanced frequency modulation and suppressed intensity modulation" K.Y. Lau,

IEEE Phot. Tech. letters vol.3, n°8, 08/91,pp703-705.

Chapitre II

Lasers multiélectrodes pour applications hyperfréquences

Après quelques rappels généraux, nous détaillerons le modèle de type circuit appliqué aux lasers multisections. Nous discuterons des phénomènes physiques que nous chercherons à mettre en évidence. Puis nous décrirons dans le détail toute l'approche technologique qui a mené à la fabrication de nos premiers composants lasers sur épitaxies Thomson TCS. La caractérisation statique et dynamique des composants conclura ce chapitre. Nous montrerons expérimentalement la possibilité d'applications nouvelles.

II.1 Rappels théoriques

a-Introduction

Un laser est un oscillateur optique (fig.1) et comprend donc un mécanisme d'amplification et une réaction. L'amplification est obtenue par recombinaison de paires électrons-trous par émission radiative stimulée. La réaction est obtenue par réflexion de la lumière sur les miroirs définissant une cavité de type Fabry-Perot, ou de façon distribuée par un réseau de Bragg. La réflectivité des miroirs est typiquement de 0,32 ce qui détermine l'équilibre entre la sortie et la réaction. L'émission spontanée alimente l'amplification et amorce le processus.



fig.1: Oscillateur optique.

b-Gain Optique

L'amplification se fait par les mécanismes classiques d'interactions électron-photon dans un semi-conducteur.

•absorption:

un électron en bande de valence d'énergie E_v absorbe l'énergie hv d'un photon et passe en bande de conduction à l'énergie $E_c=E_v+hv$ (fig.2a).

•émission spontanée:

un électron en bande de conduction d'énergie E_c redescend en bande de valence à l'énergie E_v en émettant un photon d'énergie hv tel que E_c - E_f <hv< E_{cf} - E_{vf} , E_{cf} et E_{cv} étant les quasi niveaux de Fermi en bande de conduction et de valence. (fig.2b)

•émission stimulée:

le passage d'un photon stimule la transition d'un électron en bande de conduction vers la bande de valence en émettant un photon d'énergie et de phase identique. (fig.2c)



fig.2: Mécanismes d'interactions électron-photon dans les semi-conducteurs. a- absorption b- émission spontanée c- émission stimulée

c-Conditions de seuil

Pour obtenir l'oscillation laser, il est nécessaire que le gain compense les pertes. Grossièrement on considérera deux types de pertes: les pertes internes propres au matériau et les pertes aux miroirs. Les pertes internes sont caractérisées par le coefficient α_{int} en cm⁻¹ qui exprime le nombre de photons absorbés par unité de longueur. Une réflectivité de facette inférieure à 1 est équivalente à une perte localisée au miroir au regard du bilan de la cavité. Si n_{eff} est l'indice effectif de la structure, la réflectivité en puissance à l'interface semi-conducteur/air est définie par:

$$\mathbf{R} = \left(\frac{\mathrm{neff} - 1}{\mathrm{neff} + 1}\right)^2 \tag{1}$$

1-Condition sur l'aller-retour

Le gain que nous considérons est le gain net modal, c'est à dire le gain de la zone active multiplié par le facteur de confinement, soit: $g_m = g_{act}\Gamma$



fig. 3: Evolution du gain sur un aller-retour dans la cavité

Soit figure 3 le schéma de la cavité: Le gain total sur un aller-retour est défini par le trajet 1-2-3-4-1: 1-2:traversée de la cavité sur une longueur L (gain +pertes internes) 2-3:réflexion au miroir (pertes localisées) 3-4:traversée de la cavité sur une longueur L (gain+pertes internes) 4-1:réflexion au miroir (pertes localisées) Au seuil, le gain sur un aller retour est égal à 1, d'où: $e^{(\Gamma g - \alpha_{int}) 2L} R_1 R_2 = 1$

ce qui conduit à:

$$\Gamma g - \alpha_{int} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}$$
(3)

Les pertes localisées aux miroirs sont assimilées à des pertes distribuées sur toute la cavité. On définit ainsi les pertes aux miroirs par α_m :

(2)

$$\alpha_{\rm m} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \tag{4}$$

2-Condition de phase

Si l'on considère la phase du champ propagé sur un aller-retour dans la cavité, on aboutit à la relation standard du résonateur:

$$4\pi n L/\lambda_0 = 2M\pi$$
, donc $M(\lambda_0/n) = 2L$ (5)

soit:
$$n_{eff}L=M\lambda/2$$
 (M: entier)

La convolution de cette relation avec le gain, décrit le spectre optique du laser. Les différents pics sont appelés modes longitudinaux.



fig.4: Spectre d'un laser d'après la condition de phase.[1]

d-Equations de continuité (rate equations) 1-Conservation des porteurs

Considérant que l'on injecte le courant de façon perpendiculaire à la jonction et que l'on néglige les effets de bords, nous pouvons écrire les équations de conservation des porteurs à une dimension. Nous considérons d'autre part que la densité de porteurs est constante dans la zone active étant donné sa faible épaisseur. Nous supposons également que la densité d'électrons est égale à la densité de trous pour assurer la neutralité de la couche active. La densité de porteurs s'écrit comme la somme des porteurs injectés et d'un terme de génération associé à un terme de pertes (recombinaisons).

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} = \frac{\mathrm{dP}}{\mathrm{dt}} = \frac{\mathrm{I}}{\mathrm{qV}} - \mathrm{R(N,P)} \tag{6}$$

N et P sont les densités de porteurs en excès par rapport aux densités en équilibre. I/qV: nombre de porteurs injectés

R(N,P): terme de recombinaison des paires électron-trou par émission radiative spontanée, stimulée et émission non-radiative.

Les recombinaisons par émission radiative stimulée sont décrites par le gain du matériau. En le supposant linéaire on écrit:

$$\mathbf{R}_{\mathrm{st}} = \mathbf{g}(\mathbf{N} \cdot \mathbf{N}_{\mathrm{0m}}).\mathbf{S} \tag{7}$$

où S est la densité volumique de photons N_{0m} est la densité de porteurs à la transparence

Si l'on tient compte de la non-linéarité du gain, on introduit un terme tel que :

$$\mathbf{R}_{\mathrm{st}} = g(\mathbf{N} \cdot \mathbf{N}_{0\mathrm{m}}).(1 \cdot \varepsilon \mathrm{S}).\mathrm{S}$$
(8)

ε: terme de compression du gain

Les recombinaisons radiatives spontanées sont classiquement décrites sous la forme B.n.p, où B est le coefficient de probabilité de recombinaison spontanée, soit:

$$R_{sp} = B.n.p = BN^2$$
(9)

Parmi les termes de recombinaisons, on prend en compte des termes de type Shockley Hall Read, proportionnels à la densité de porteurs

$$R_{SHR} = A_{nr}N,$$
(10)

$$\mathbf{R}_{\mathrm{Au}} = \mathbf{C}_{\mathrm{A}} \mathbf{N}^3 \tag{11}$$

En conclusion l'équation de conservation des porteurs s'exprime sous la forme:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - g(N - N_{0m}) \cdot (1 - \varepsilon S) \cdot S - (A_{m}N + B \cdot N^2 + C_A N^3)$$
(12)

2-Conservation des photons

10

De la même façon on établit une équation de conservation des photons participant à l'effet laser:

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g.(N - N_{0m}).(1 - \varepsilon S).S + \beta BN^2 - vg(\alpha_{int} + \alpha_m)S$$
(13)

Cette fois-ci l'émission stimulée ($\Gamma g.(N - N_{0m}).(1 - \varepsilon S).S$) intervient positivement dans le bilan. On considère en fait le gain effectif de la zone active en multipliant le gain par le facteur de confinement optique.

Il existe une fraction de l'émission radiative spontanée qui participe à l'émission laser. Le caractère aléatoire de cette quantité est à l'origine du bruit d'intensité relative (RIN: Relative Intensity Noise en terminologie anglo-saxonne), ceci explique le coefficient β adjoint au terme d'émission spontanée: βBN^2 .

Les pertes en photons sont décrites par les termes α_{int} qui résume les pertes internes à la cavité et par α_m qui représente les pertes aux miroirs, soit :-v $g(\alpha_{int} + \alpha_m)S$.

II-2 Modèle de type circuit.

Notre propos sera ici de décrire quel a été le point de départ de notre étude. Ainsi nous chercherons à extraire les points forts du modèle développé par Hatem Elkadi, notamment en ce qui concerne l'utilisation de lasers multiélectrodes pour l'amélioration des propriétés dynamiques.

a-Modifications des équations d'évolution pour un laser conventionnel Le modèle dont nous disposons est dit de "type circuit". L'idée de base est issue de la constatation de similitude entre les équations de continuité et celles d'un circuit électrique non linéaire. En effet on peut écrire les équations de continuité sous la forme:

$$C_{\rm in} \frac{dV_{\rm in}}{dt} = I - I_{\rm st} - I_{\rm nr} - I_{\rm sp} - I_{\rm Auger}$$
(14)

$$C_{\rm ph} \frac{dV_{\rm out}}{dt} = I_{\rm st} + \beta I_{\rm sp} - \frac{V_{\rm out}}{R_{\rm int}} - \frac{V_{\rm out}}{R_{\rm m}}$$
(15)

en posant:

 $\operatorname{Cin} = \operatorname{qVf}'(V) \tag{16}$

$$Cph = \frac{qV}{\Gamma \mathcal{P}}$$
(17)

La densité de porteurs dépend de la tension aux bornes du composant par le biais des statistiques de Fermi-Dirac. Cette relation a été approchée ici par un polynôme du cinquième degré, ainsi:

$$N = \sum_{i=1}^{n} a_i V^i = f(V)$$
(18)

La puissance optique émise par le composant est décrite par le potentiel de sortie V_{out} et est introduite grâce à la relation:

$$P_{out} = \frac{qV_a E_g v_g}{\Gamma} \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} S = \mathcal{P}.S$$
(19)

Dans cette approche, les courants *I*, *Ist*, *Inr*, et *Isp* sont représentés par une résistance non linéaire ou des sources de courant non-linéaires dépendant du potentiel à leurs bornes. Ces sources sont définies par:

$$I_{nr} = q V A_{nr} f(V)$$
⁽²⁰⁾

$$\mathbf{I}_{sp} = q \mathbf{V} \mathbf{B}_{sp} \mathbf{f}^2(\mathbf{V}) \tag{21}$$

$$I_{Auger} = q V C_{Auger} f^{3}(V)$$
(22)

$$I_{st} = qVg(f(V) - N_{om})(1 - \varepsilon \frac{P_{out}}{\mathscr{P}}) \frac{P_{out}}{\mathscr{P}}$$
(23)

Inr, Isp et IAuger représentent les pertes dues aux recombinaisons non-radiatives, les recombinaisons spontanées et les recombinaisons Auger. *Ist* représente bien évidemment les recombinaisons radiatives stimulées. Le gain intervient sous la forme g(f(V)-Nom) en tenant compte des non-linéarités par le terme $(1-\varepsilon(Pout/\mathcal{P}))$.

Le grand intérêt de ce type de modélisation est la facilité qu'il en résulte pour l'insertion d'un tel dans un circuit électronique ou hyperfréquence. Ceci permet par exemple de tenir compte séparément des éléments parasites de la puce et du boîtier [2], ou de réaliser par la suite une adaptation de l'impédance du laser pour l'amélioration de ses performances inséré dans un système [3].

Ce modèle a été validé par H. Elkadi qui l'a développé au laboratoire [4].



fig. 5: Schéma équivalent du laser correspondant aux équations (14) et (15).

b-Cas des lasers multisections.

Pour traiter le cas de lasers multisections, nous devons traiter séparément la densité de porteurs dans chacune des sections, chacune d'elle est donc représentée par une équation de continuité propre.



Nous envisageons le cas de deux sections dont l'une est consacrée à l'amplification et l'autre à la modulation (fig. 6) les équations de continuités deviennent:

$$q\Phi_{1}\frac{dN_{1}}{dt} = I - q\Phi_{1}G(N_{1},S)S - q\Phi_{1}(A_{nr}N_{1} + B.N_{1}^{2} + C_{4}N_{1}^{3})$$

$$q\Phi_{2}\frac{dN_{2}}{dt} = I - q\Phi_{2}G(N_{2},S)S - q\Phi_{2}(A_{nr}N_{2} + B.N_{2}^{2} + C_{4}N_{2}^{3})$$
(24)
$$(24)$$

Il est également nécessaire d'introduire de nouveaux termes de recombinaisons stimulés dans l'équation de conservation des photons:

$$\frac{q\Phi_0}{\Gamma}\frac{dS}{dt} = q\Phi_1 G(N_1, S) \cdot S + q\Phi_2 G(N_2, S) \cdot S + \frac{q\Phi_1}{\Gamma}\beta B_{sp}N_1^2 + \frac{q\Phi_2}{\Gamma}\beta B_{sp}N_2^2 - \frac{q\Phi_0}{\Gamma} v_g(\alpha_{int} + \alpha_m)S$$
(26)

G(N,S) représente les transitions stimulées



l'absorption saturable

fig.7: Circuit équivalent modifié.
Le schéma équivalent du laser n'est modifié que par l'apparition d'une source représentant l'absorption saturable.

c-Comportement statique du laser multiélectrodes

Le comportement statique des lasers comportant un absorbeur saturable, constitué ici par une seconde électrode, est marqué par la présence de bistabilité dans la caractéristique P(I) (fig.8) Lors de l'augmentation du courant dans l'électrode de gain, l'électrode de contrôle absorbe les photons émis dans sa direction. Le quasi-niveau de Fermi diminue dans la zone de gain alors qu'il augmente dans la zone d'absorption. L'effet laser n'aura lieu que lorsque l'inversion de population est atteinte dans la zone de contrôle, l'absorption est alors saturée et la caractéristique puissance optique-courant devient linéaire après avoir subi un "saut". Si on diminue alors le courant dans la zone de gain, les pertes augmentent progressivement jusqu'au point ou le pompage optique n'est plus en mesure de les compenser et le laser s'éteint.

La dimension du cycle d'hystérésis sera fonction du rapport de longueurs des électrodes [5], mais nous verrons également que certains auteurs mettent en avant l'importance de la résistance parasite interélectrodes.



fig. 8: Cycle d'hystérésis dans la caractérisation P(I) des lasers multiélectrodes

d-Comportement dynamique

Pour valider le modèle "multiélectrodes", le régime transitoire du composant lors de la réponse à un signal carré périodique a été étudiée. Il a été remarqué par H. Elkadi une très forte résonance et un faible retard comparativement à la réponse obtenue sur l'électrode de gain [6]. Cette remarque est en accord avec des résultats publiés (fig. 9) [7]. La forte quantité de porteurs mise en jeu dans la zone de gain, pour compenser les pertes de l'absorbeur, est alors disponible pour l'émission stimulée. Le faible retard tend à faire penser que ce processus est très rapide; l'utilisation de cet effet doit alors conduire à une bande passante très large pour la réponse fréquentielle du composant.



fig. 9: Réponse transitoire à un signal carré

La figure 10 montre le résultat d'une simulation en régime petit signal établie à l'aide du modèle présenté plus haut, comparant la modulation paramétrique par la zone de contrôle et la zone de gain. On remarque en effet une résonance très importante mais surtout une modification de la pente au-delà de cette résonance. De -40dB/décade pour la modulation par la zone de gain nous obtenons une pente qui n'est plus que de -20dB/décade. La fréquence de coupure à -3dB de 7GHz pour une modulation par la zone de gain passe alors à 40 GHz (fig.10). Ce résultat sous-entend que les meilleurs lasers aux fréquences de résonance de l'ordre de 20GHz pourraient prétendre à une fréquence de coupure à -3dB bien supérieure à celles atteintes jusqu'alors.



fig. 10: Comparaison de la modulation par l'électrode de gain ou l'électrode de contrôle.

Nous devons cependant apporter un bémol à ce résultat très optimiste. En effet, au cours de cette étude, il a été supposé que la modulation de l'absorption saturable est un phénomène instantané en fonction de la tension appliquée. Or, si on envisage le fait que la modulation de l'absorption saturable s'effectue par la modulation d'un courant, celle-ci ne peut pas suivre instantanément l'évolution de la tension à cause de la durée de vie finie des porteurs dans la zone de contrôle. Intuitivement, il est nécessaire de réduire le plus possible la durée de vie des porteurs dans la zone de contrôle pour parvenir à une réponse rapide. Ceci devrait être obtenu par la polarisation négative de la zone de contrôle pour permettre la diminution du temps de transit des porteurs. Nous verrons cependant que de telles conditions de polarisation coïncident la plupart du temps avec des phénomènes instables, générant des oscillations naturelles [8].

II-3 Technologie des lasers multiélectrodes.

Nous décrirons ici la démarche que nous avons adopté dans le choix des divers paramètres technologiques. Pour la fabrication de lasers multiélectrodes, nous avons eu la volonté de mettre au point un procédé simple; c'est pourquoi nous ne faisons appel qu'à de la lithographie optique conventionnelle, et nous utiliserons un minimum de masques réduisant ainsi les problèmes d'alignement.

a-Structure épitaxiale:

La structure épitaxiale qui nous a été mise à disposition par Thomson TCS est une structure GRIN-SCH à un puits quantique, épitaxiée par dépôt en phase vapeur aux organo-métalliques (Low Pressure Metal Organic Vapor Phase deposition LP MOCVD). Emettant à des longueurs d'onde avoisinant les 800 nm, sa destination première est une application en puissance pour le pompage de cristaux de lasers YAG [8]. Comme nous l'avons vu au chapitre I, la fréquence de résonance d'une telle structure ne dépasse pas quelques GHz. Notre propos sera par conséquent d'examiner l'amélioration apportée par une approche technologique différente.

matériau	type	dopage	épaisseur
substrat GaAs	n++	2.10^{18} cm ⁻³	400 μm
buffer GaAs-AlGaAs x=0-0.55	n++	2.10^{18} cm ⁻³	1 µm
AlGaAs x=0.55	n++	2.10^{18} cm ⁻³	1.7 μm
AlGaAs graduel x=0.55-0.25	n.i.d		0.25µm
AlGaAs x=0.12	n.i.d		100Å
AlGaAs graduel x=0.25-0.55	n.i.d		0.25µm
AlGaAs x=0.55	p+	2.10^{18} cm ⁻³	1.5 μm
GaAs	p++	1.10^{19} cm ⁻³	0.5 μm

L'édifice épitaxial est constitué comme suit:

fig. 11 Epitaxie laser réalisée par Dépôt en phase vapeur aux organo-métallique basse pression, réalisée à THOMSON-TCS

b-Choix technologiques.

1-Technologie "ruban"

Comme nous l'avons décrit plus haut, les technologies lasers sont arrivées à un niveau de complexité très élevé, où parfois plusieurs reprises d'épitaxie sont nécessaires [6] sur des surfaces qui ne sont pas obligatoirement planaires. Ne disposant pas de cette expérience, nous avons voulu conserver une approche "simple" du problème. La technologie dite en "ruban" s'impose alors (plus connue sous l'appellation anglo-saxonne de "ridge waveguide") par sa facilité de mise en oeuvre. Dans ce cas, rappelons que le contrôle latéral des modes se fait en définissant un ruban par gravure. Cette dernière doit être suffisamment profonde pour que le contraste d'indice qui en résulte assure le confinement latéral, et ne doit cependant pas descendre trop près de la couche active au risque d'un vieillissement rapide des composants. Une gravure jusqu'à 0,2µm de la couche active est généralement considérée comme correcte [9].

2-Gravure par voie humide et sous-gravure

La gravure du ruban peut être entreprise de deux façons différentes gravure sèche (gravure ionique réactive) ou gravure par voie humide (wet etching, gravure chimique en solution aqueuse ou alcoolisée). La première solution ne sera développée que dans le chapitre suivant; dans un premier temps et toujours dans un souci de simplicité nous nous sommes restreint à l'utilisation d'une gravure chimique.

La vitesse de gravure d'un matériau par voie humide sera conditionnée par la cinétique de la réaction chimique en jeu, et par les vitesses de diffusion des espèces réactives vers le matériau ou des éléments de réaction vers la solution. Quand la cinétique de réaction est rapide comparée aux vitesses de diffusion, la vitesse de gravure sera conditionnée par le temps que mettront de nouvelles espèces réactives pour atteindre la surface du matériau, la diffusion impose alors la vitesse de gravure.

Dans le cas contraire, les phénomènes de diffusion peuvent être considérés comme immédiats et la vitesse de gravure est donc imposée par la cinétique de réaction.

L'existence d'une tranchée à la base du motif gravé est caractéristique d'une gravure limitée par la diffusion (fig.12). Ceci s'explique par la présence d'espèces réactives au-dessus des surfaces masquées; elles sont plus rapidement disponibles pour la réaction.



fig.12 Effet de tranchée

La hauteur du mesa sera dans notre cas de 1,5 μ m et s'arrêtera dans la couche de confinement supérieur d'Al_{0.55}Ga_{0.45}As. Nous devons donc attaquer indifféremment le GaAs et l'AlGaAs. Le système H₂SO₄/H₂O₂/H₂O répond à ce critère. Lorsque la proportion d'acide est majoritaire, la vitesse de gravure est limitée par la diffusion [10]; nous éviterons donc l'effet de tranchée en conservant un volume minoritaire d'acide. La solution d'attaque que nous avons utilisée est : H₂SO₄/H₂O₂/H₂O (1/1/18) [9]. Cette dilution permet des vitesses de gravure convenables (3500Å/min): les temps de manipulation restent courts tout en conservant un bon contrôle de la profondeur.

La gravure est opérée en plusieurs étapes et contrôlée au profilomètre (mesure par contact:fig.13)





Remarques

• D'une manière générale il est préférable de préparer la solution d'attaque plusieurs heures avant son utilisation de façon à l'utiliser dans des conditions d'homogénéité et de température stabilisées. La dissolution des divers éléments cités ici est exothermique. La vitesse d'attaque est d'autant plus élevée que la solution est utilisée rapidement. Pour une reproductibilité des résultats, il est clair qu'il est nécessaire que la solution soit stabilisée (une attente d'une heure est suffisante).

• Les attaques par voie humide sont, sauf exception (sélectivité cristallographique ou masquage épitaxial), anisotropiques et présentent une sous-gravure qui peut être conséquente. C'est le cas ici comme nous pouvons le constater sur l'exemple de la photo de la figure 14. La sous-gravure est de 100%. Il nous faudra surdimensionner les masques. Ainsi pour obtenir un guide d'onde de largeur 6µm il nous faudra utiliser un masque de 9µm. Nous pouvons noter au passage qu'il est impossible d'utiliser cette méthode avec un masque de dimension inférieure à 4 µm. Pour un ruban de plus faible dimension une gravure sèche s'impose.(voir chapitre III)



fig. 14: Sous-gravure obtenue après gravure d'une épitaxie laser GRIN-SCH auto-alignée sur le contact ohmique

3-Passivation

La présence d'aluminium est un problème bien connu dans la technologie de la filière GaAs et notamment sur ce type de laser. L'aluminium est très facilement oxydé, il en résulte une durée de vie singulièrement courte des composants. Il est donc nécessaire de passiver les flancs de mesa après la gravure de confinement. La passivation se fait habituellement par dépôt d'un diélectrique tel que la silice SiO₂, le nitrure de Silicium Si₃N₄, voire un polymère (polyimide).

Ces derniers posent un problème dans le cas des lasers lors du clivage des composants, en effet leur ductilité empêche la séparation des puces.

La silice et le nitrure sont couramment déposés au laboratoire par PECVD (Plasma enhanced Chemical Vapor deposition). Le dépôt de silice impose bien évidemment la présence d'oxygène sous une forme très active dans le plasma, ce qui va a priori à l'encontre du résultat escompté. C'est pourquoi nous avons choisi d'opérer la passivation par un dépôt de quelques 1000Å de nitrure de silicium.

Le désavantage de cette technique est la température élevée du dépôt (300 °C). La pulvérisation permettrait un bilan thermique meilleur mais l'adhérence du diélectrique serait sans doute moins bonne. Le dépôt de silice dans ce cas ne serait plus un problème puisqu'elle est déposée sous une forme inerte vis à vis du semi-conducteur. Entre autres avantages la silice possède un coefficient de dilatation thermique plus faible que le nitrure. Cette caractéristique est importante lors des recuits rapides qui soumettent les composants à des chocs thermiques importants.

4-Contacts ohmiques

α-Contacts ohmiques de type p

La croissance de la structure épitaxiale se termine par une couche de GaAs très fortement dopé de type p. On ne peut en effet exposer l'Al_{0.55}Ga_{0.45}As sans un risque d'oxydation rapide, mais surtout il est difficile d'obtenir de bonnes qualités de contacts sur l'AlGaAs à cause de son importante énergie de bande interdite. Une métallisation de type Au/Zn est classiquement utilisée. Ce contact dit diffusant est en effet d'excellente qualité en raison de la présence du Zn, dopant de type p [11]. Cependant le Zn est un élément très polluant dans les bâtis de métallisation. Il nécessite un matériel réservé à ce type de dépôt. Nous avons par conséquent opté pour un contact non diffusant à base de platine, titane et d'or. Le meilleur résultat publié à l'heure actuelle dans ce domaine annonce une résistivité de contacts de 6.10⁻⁷ ohm.cm²[12]. Nous avons testé ce type de contact par TLM (Transmission Line Method) sur une épitaxie GaAs sur semi-isolant dopé au Be à 2.10^{19} cm⁻³ (croissance réalisée au LETI). Nous avons obtenu une résistivité de 1,52.10⁻⁷ ohm.cm² (fig.15).

Le contact a tendance à se dégrader légèrement en fonction de la température du recuit flash.

Rc (Ohm.mm)	Lt (µm)	résistivité rc (Ohm.cm2)	Résistance carrée Ω/□
0,036	0,422	1,52E-07	85,66
écart-type		écartype	
0,005		1,94 E-08	

Résultats de mesures par TLM



fig. 15 Mesure de la résistivité des contacts ohmiques par la méthode TLM (Epitaxies LETI)

Ce bon résultat a été estimé suffisant et nous n'avons pas tenté l'optimisation de ce contact.

La surface de l'échantillon est décapée avant le dépôt par une gravure physique sous un plasma d'Ar. Le dépôt se fait par évaporation successive de

100 Å Pt 400 ÅTi 100 ÅPt > 3000 Å Au.

La quantité d'or n'est pas critique; cependant si les composants sont destinés à être montés, il faut s'assurer que la quantité d'or est en adéquation avec la méthode de montage utilisée. Dans notre cas, les composants sont montés face avant vers le haut, et les fils d'or sont soudés par thermocompression; l'épaisseur d'or minimale est alors de 3000Å.

β -Contacts ohmiques de type n

Il est déposé sur la surface arrière après amincissement. Une légère attaque chimique est opérée avant le dépôt pour retirer la couche superficielle écrouie lors du polissage. Nous avons utilisé le contact classiquement utilisé au laboratoire. A l'époque de cette première réalisation il s'agissait de: Ni/AuGe/Ni qui a été remplacé depuis par le contact séquentiel Ni/Ge/Au/ Ni /Au.

Afin de ne pas détériorer les contacts par des recuits rapides successifs, nous avons utilisé un seul et même recuit pour les deux contacts, 40 s à 395°C, qui s'est révélé satisfaisant.

5-Planarisation et capacité des plots de contacts γ-Capacités parasites

Le dépôt d'une métallisation sur une couche mince de nitrure entraîne la création d'une capacité qui sera alors un élément parasite du laser et compromettra un bon comportement dynamique. Nous utiliserons du polyimide qui permet une épaisseur de dépôt plus importante. La capacité du plot de contact est estimée par:

e: épaisseur de diélectrique (1,5µm)

 ε : constante diélectrique du polyimide (2,9x ε 0)

S: surface du contact $(40x40\mu m2)$

Nous devons donc:

-minimiser la surface du contact; tout en gardant des dimensions acceptables pour la soudure d'un fil de connexion. Nous fixons le minimum réalisable à 40 μ m².

-garder une épaisseur de diélectrique maximale, l'optimum étant de la hauteur du mesa, soit 1.5µm.

Nous obtenons ainsi une capacité d'environ 0,03pF. Nous avons mesuré une capacité de 0,29pF pour l'électrode de commande, et de 2.37pF pour l'électrode de gain. Le plot de contact ne sera donc pas a priori un facteur limitatif du comportement dynamique du laser.

Le polyimide est un matériau polymère largement utilisé dans le domaine des semi-conducteurs en tant que passivant. Il a été notamment utilisé dans le cas de lasers pour la réduction des capacités parasites [13]. Il est facilement déposé à la tournette. De plus notre équipe a largement utilisé ce matériau, notamment pour la réalisation de guides passifs diélectriques [14], ce qui nous a apporté une bonne expérience de ce type de produit.

δ -Planarisation

Comme il l'a été mentionné plus haut, le ruban est gravé sur une profondeur de $1,5\mu$ m. Les métallisations doivent dans ce cas descendre le long des flancs du mesa après que l'on a ouvert les fenêtres ad hoc dans le nitrure. Comme on peut le voir sur la photo n°14 la gravure chimique attaque plus rapidement l'AlGaAs que le GaAs. Il en résulte un décrochement (surplomb) dans le profil de gravure. Le dépôt d'une métallisation conduira immanquablement à une coupure des métallisations. On voit qu'il est alors nécessaire de planariser la structure de façon à ce que les métallisations se déposent sur une surface ne présentant pas de telles discontinuitées.

Les polymères, polyimide et résine, ont tendance à s'écouler le long du mesa et ainsi se déposent en plus faible épaisseur au sommet qu'à la base de nos rubans. On parvient ainsi à planariser la structure par un dépôt successif de polyimide et de résine. Un mesa de $1,5\mu$ m est réduit à $0,9\mu$ m après avoir été recouvert d'une couche de 2μ m de polyimide et est quasiplanaire après dépôt de 3μ m de résine; le dénivelé n'est alors plus que de $0,2\mu$ m. On vient ensuite ouvrir les contacts par une gravure de tout l'édifice par plasma oxygène, profitant du fait que les vitesses de gravures des polymères sont sensiblement les mêmes.

On voit ici un double avantage. La structure est planarisée et l'on peut déposer une métallisation présentant une faible capacité parasite sans risque de coupure, mais on pourra de surcroît s'affranchir d'un niveau de masquage pour l'ouverture du polyimide tel que cela se fait classiquement. L'alignement de tels motifs est par ailleurs assez délicat.

ε-Utilisation d'un témoin

Afin de minimiser le nombre d'opérations de gravures, il est possible d'utiliser un échantillon témoin. Cet échantillon doit avoir subi les mêmes opérations technologiques que celui en cours de process. A ce niveau de la fabrication, il n'y a qu'un ruban de largeur et de hauteur donnée. Le témoin subit donc les mêmes dépôts de polyimide et de résine. La seule différence est que l'on va révéler une partie de la résine là où elle est la plus épaisse. Cette première ouverture va nous donner l'épaisseur de résine déposée (cf.fig. 16). Des différents dénivelés, on peut donc déduire l'épaisseur de résine au-dessus du ruban. C'est cette quantité de résine que l'on peut

graver dans un premier temps. Suite à cette première opération la totalité du polyimide est gravée sur le témoin et l'on peut donc en déduire la quantité de matériau qu'il reste à retirer. Le contrôle final se fait au microscope optique.



fig.16 Utilisation du témoin

Le polyimide présente cependant un problème de taille. Comme nous l'avons mentionné plus haut, la séparation des composants se fait par clivage. Le polymère, amorphe et ductil, ne se casse pas lors de cette opération, et les puces sont donc retenues par une membrane. Il est impératif de retirer le polyimide là où il n'est pas utile. Après évaporation des contacts ohmiques, on vient par conséquent graver le polyimide exposé par un plasma Oxygène. Cette gravure se fait de façon auto-alignée sur les contacts ohmiques, et s'arrête naturellement sur le nitrure qui protège l'épitaxie. Cette étape ne présente donc aucune difficulté.

6-Amincissement

L'épaisseur d'un substrat de GaAs est d'environ 400 μ m. Pour des raisons thermiques et pour les nécessités du clivage, il faut amincir le substrat jusqu'à une épaisseur d'environ 100 μ m. Une épaisseur de 100 μ m étant une limite imposée par les manipulations ultérieures de la plaquette, les longueurs de cavité typiquement réalisables par clivage sont d'environ 200 μ m à 1000 μ m. Cliver des longueurs plus faibles relève de la chance pure.

L'échantillon est collé à la cire, face avant vers le bas, sur un support qui permettra de manipuler la plaquette amincie. Le tout est lui-même collé de la même façon sur une pièce de polissage.

L'amincissement se fait dans un premier temps par un rodage mécanique sur un disque de verre, à l'aide d'une poudre d'alumine de granulométrie $9\mu m$, en suspension dans de l'eau désionisée. On passe ensuite à une granulométrie plus fine $(3\mu m)$ lorsque l'on atteint $100\mu m$ de l'épaisseur finale.

A 10µm de l'épaisseur finale, on utilise des tissus de polissage (référence LDR) humidifiés avec un gel de silice dilué (1/15) dans de l'eau désionisée. Cette étape prend fin lorsque l'on atteint une qualité proche du poli "miroir", il demeure néanmoins un léger voile.

On utilise alors une feutrine avec le même gel de silice pour amoindrir ce voile. Lorsque l'état de surface n'évolue plus, on utilise alors de l'hypochlorite de soude en solution concentrée (eau de javel: quelques gouttes sur la feutrine) pour parvenir à la qualité miroir. Aucun voile ne doit subsister, mais il ne faut pas prolonger le polissage mécano chimique car la surface prend alors un aspect granuleux (peau d'orange).

Une finition meilleure peut être obtenue par l'utilisation de feutrine non tissée et de pâte diamantée de granulométrie 1µm.

Le polissage est une étape critique du process qui doit être menée avec beaucoup de soin, car elle peut mener à la destruction partielle voire totale de l'échantillon.

Le décollage se fait par chauffage sur plaque, en prenant garde de ne saisir que le porte échantillon (verre ou silicium). Le décollage final de la plaquette, après dépôt du contact de face arrière, se fait par dissolution de la cire dans du trichloréthylène chaud (non bouillant).

Remarque : l'amincissement de GaAs ou InP par ces méthodes provoque des dégagements d'hydrures, Arsine et Phosphine (AsH3 et PH3) par le contact avec l'eau. Ceci se caractérise par une forte odeur alliacée (notamment sur InP) et de grattements de la gorge. Ces produits étant très nocifs, ces opérations doivent être menées sous hotte aspirante.

7-Clivage et séparation des composants

La définition des miroirs fixe également les dimensions du composant. Ceci est opéré par clivage du matériau selon les plans denses du réseau cristallographique Zincblende identifié sur le substrat par les méplats.

Le substrat est placé sur un film autocollant et le clivage est amorcé par un marquage au diamant. L'appareil utilisé pour cette opération permet une précision d'environ $10\mu m$ sur la position de la marque. Etant donné le masque utilisé, la plaque est collée face avant vers le haut. L'amorce doit être effectuée au centre d'une électrode de $40\mu m$ pour réaliser des composants à deux électrodes.

Il n'existe pas réellement de méthode pour effectuer le clivage proprement dit, chaque opérateur a son propre savoir-faire. Certains posent la plaquette sur une surface déformable et procèdent au clivage par simple torsion du support, d'autres font glisser le film autocollant sur une arête (ex: règle, bord de table). Quant à nous, nous avons réalisé cette opération en appliquant une force légère sur la face arrière en faisant rouler une aiguille près de l'amorce.

c-Réalisation.

Nous ne mentionnerons pas les divers paramètres de tournette. Ceux-ci variant suivant le matériel utilisé n'ont plus de sens sorti du contexte du matériel de l'IEMN.

La figure 17 détaille les différentes étapes importantes du process. Nous n'utilisons que de la lithographie optique conventionnelle. Seules deux étapes de masquages sont nécessaires grâce aux techniques de planarisation et à l'utilisation des métallisations en tant que masque pour certaines opérations.





I - résinage 1400-27, épaisseur de résine 1,5µm

2- définition du ruban par masquage optique.

3- gravure chimique environ 3' dans H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O (1:1:18) (rinçage à l'eau D.I.) hauteur de mesa 1,8µm (fig.17-b).

4- passivation à l'aide de 1000 Å de nitrure de silicium (Si₃N₄).

5- dépôt de polyimide (2µm). recuit 300°C 1h.

6- planarisation par dépôt de résine 1400-37 (fig.17-c).

7- gravure de l'ensemble par plasma O2 jusqu'à ouverture du polyimide jusqu'au nitrure et gravure du nitrure.(fig. 17-d)

la gravure du nitrure peut-être opérée de deux façons différentes:

-plasma fluoré (CF₄ ou SF₆) mais cette attaque est très virulente sur le polyimide et doit donc être très bien contrôlée. (fig. 17-e)

-Attaque chimique au BOE. Cette solution comporte l'avantage de laisser intact le polyimide, mais il ne faut pas trop prolonger la gravure au risque de détruire le nitrure sous le polyimide.

8- résinage et révélation en casquette (deuxième étape de masquage alignement sur le ruban)9- dépôt des contacts ohmiques de type p et lift-off. (fig. 17-f)

10- gravure de l'espace interélectrode NaOH/H₂O₂/H₂O (auto-alignée)

11- gravure plasma du polyimide excédentaire. (fg.17g)

La gravure est auto-alignée sur les contacts ohmiques et s'arrête sur le nitrure. Le plasma O2 n'a donc pas d'effet néfaste oxydant sur le matériau semi-conducteur.

-collage face avant de l'échantillon sur un support de polissage et amincissement jusqu'à une épaisseur optimale de 100µm.

-Désoxydation et légère attaque chimique
-Dépôt du contact ohmique de type n
-Décollage du substrat et rinçage au trichloréthylène chaud, acétone, alcool.
-Recuit des contacts ohmiques 400°C 40s
-clivage des composants

La fig. 18 donnent une représentation schématisée du composant final et la figure 19 montre comment il est possible d'obtenir des composants à 2 ou 3 électrodes suivant la position du clivage.



fig.18: Représentation schématique d'un laser multiélectrodes.





fig. 19 Photographies de composants à trois ou deux électrodes.

II-4 Caractérisation.

a-Montage de la puce

Pour la caractérisation statique et dynamique nous avons monté nos composants sur un circuit duroïd. L'accès aux électrodes impose le montage du laser face épitaxiée vers le haut. Le montage se fait par collage de la face arrière à l'aide d'une laque chargée en particules d'argent. Le plot de contact est relié à la ligne 50Ω par soudure d'un fil d'or. Nous avons parfois rencontré quelques problèmes d'adhérence du plot de contact, le nitrure offrant une mauvaise interface entre le polymère et le semi-conducteur. On a alors pris soin, lors du montage, d'éviter une traction inutile sur le fil.

Dans un premier temps nous avions adapté un deuxième accès sur des boîtiers de type BMH sciés [16]. Les fréquences que nous avions atteintes au cours des premiers essais ne dépassant pas quelques GHz, nous avons utilisé un support duroïd sur lequel nous avons définit 3 accès hyperfréquences (fig.20), nous permettant de faire varier à volonté la configuration selon laquelle nous sollicitons le composant. L'accès aux lignes hyperfréquences se fait par connecteur SMA. Les facettes de nos composants n'ayant pas subit de traitement particulier, la puissance de sortie est la même des deux côtés. Il faut donc éviter une réinjection de lumière par la face arrière, ceci crée des instabilités dans la réponse dynamique des lasers. En collant le composant sur le duroïd, nous évitons ce problème grâce à sa position surélevée.



fig.20 Support de montage duroïd 0: masse, point de collage du laser 1,2,3: accès hyperfréquence

Ce boîtier est optimisé pour une fonctionnement à 2 GHz mais reste utilisable jusqu'à 6GHz.

b-Caractérisation statique.

1-Conditions de mesures

Nous avons caractérisé les composants multiélectrodes sous polarisation continue à l'aide d'alimentations stabilisées en tension. La détection est opérée à l'aide d'un photodétecteur silicium calibré (photodyne) de diamètre 6mm. L'alignement se fait par recherche d'un maximum de puissance. Nous présentons figure 21 l'allure typique de la caractéristique de la puissance optique émise en fonction du courant. Nous y distinguons trois cas de figures :

-laser polarisé de façon homogène,

-électrode de contrôle non connectée au circuit extérieur,

-électrode de contrôle connectée et polarisée en direct ou en inverse.



fig.21 Caractéristique Puissance optique-courant injecté pour un laser à deux électrodes, électrode de gain 400µm, électrode de contrôle 20 µm.

2-Injection homogène

Lorsque le laser est pompé de façon homogène les courants de seuils mesurés vont de 16 à 40mA pour différentes longueurs de cavité variant de 400 à 800 μ m. Etant donné le motif du masque que nous avons utilisé, la longueur de l'électrode de contrôle varie peu (30 μ m maximum). L'efficacité du composant est de 0,72 W/A.

3-Electrode de contrôle non connectée au circuit extérieur

L'introduction de pertes supplémentaires fait reculer le courant de seuil. Lorsque l'absorption est compensée dans la zone non alimentée, la transparence déclenche l'effet laser. Le décrochement est faible, néanmoins il existe une différence de pente sur la courbe P(I). Nous n'avons pas détecté d'hystérésis, l'absorption étant faible pour une électrode courte.

Lorsque les porteurs ne peuvent être évacués, lors de la saturation, le potentiel de la seconde électrode est proche du potentiel de barrière de la diode (environ 1,7V).

D'autre part la résistance interélectrode n'étant que de $1.3k\Omega$ en moyenne, le fait d'appliquer une tension sur l'électrode de gain entraîne une polarisation de l'électrode de contrôle. Une résistance interélectrode plus importante permettrait sans doute de mieux appréhender l'hystérésis. Les composants de résistance interélectrode faible (~500 Ω) ne montrent pas de décrochement: l'électrode de contrôle est soumise à un potentiel qui demeure important, l'absorption est donc saturée plus rapidement.

4-Electrode de contrôle connectée au circuit extérieur

Nous appliquons la polarisation par une deuxième alimentation stabilisée en tension. Nous pouvons distinguer plusieurs cas de figures.



fig. 22: Schématisation du laser à deux sections.

 $\alpha - 0 < V_2 < V_{\text{built-in}}$:

Le fait d'appliquer une tension inférieure à la tension de la zone de gain, entraîne la génération d'un courant parasite dans la résistance interélectrode (fig.22). La première alimentation débite donc dans la seconde tant qu'il existe une chute de tension entre les deux électrodes. L'électrode de commande est alors auto-polarisée. La polarisation de la petite électrode ne pourra alors être inférieure à une certaine valeur, imposée par la résistance parasite interélectrode de gain.

 $\beta - V2 < 0 :$

La zone de contrôle joue alors le rôle de photodétecteur. Les porteurs photogénérés sont immédiatement collectés dans le circuit extérieur et l'on ajoute donc des pertes dans la cavité. Ceci se caractérise par une augmentation du courant de seuil. On aurait pu penser qu'une hystérésis apparaisse compte tenu de l'absorption plus difficile à saturer.

Cependant, comme nous le verrons plus loin, dans ces conditions de polarisation, les composants présentent un comportement oscillatoire. C'est pourquoi, la puissance mesurée résultant d'une moyenne, on n'observe plus de décrochement sur la caractéristique P(I). L'absorption est saturée sur un très court laps de temps, puis les porteurs sont évacués et de nouvelles paires electrons-trous peuvent alors être créées. On voit que ce phénomène de charge et de décharge d'une sorte de capacité optique génère un processus d'auto-oscillation, que nous allons discuter plus en détail dans le paragraphe suivant.

c-Auto-oscillation

1-Conditions d'auto-oscillation

Dans certaines conditions de polarisation, les composants que nous avons testés ont systématiquement montré des phénomènes d'auto-oscillation, à des fréquences de l'ordre du GHz. En imposant le signal issu d'une photodiode, à la fois sur une voie d'un oscilloscope et sur la synchronisation, nous avons pu visualiser ce phénomène (fig.23).

La fréquence des oscillations est fonction du potentiel appliqué (fig.24). Ce signal étant périodique, nous pouvons en faire un analyse harmonique. L'intensité des raies est corrélée au gain de la diode et est maximale lorsque la fréquence du fondamental est égale à la fréquence de résonance du laser [17].



fig.23 Visualisation à l'oscilloscope du signal auto-oscillant à IGHz

Les observations relevées dans la littérature montrent clairement que les comportements bistables et oscillatoires sont antagonistes. Si la durée de vie des porteurs est homogène sur toute la cavité on obtiendra un comportement bistable, alors que dans les cas où la durée de vie des porteurs dans la zone d'absorption est plus courte que dans la zone de gain nous trouverons un comportement oscillatoire comme nous l'avons rencontré.[17]



fig. 24 Spectre des auto-oscillations.

Ces oscillations naturelles des lasers à deux sections ont été observées depuis de nombreuses années et sont généralement expliquées sur les bases des modèles d'absorption saturable standard. Un régime oscilatoire ne s'installe que si l'absorption de l'électrode de commande sature plus rapidement que le gain de l'électrode de commande. Le laser emet alors une impulsion "géante" qui fait chuter la densité de porteur sous le seuil. Le temps de recouvrement du gain est alors de l'ordre de l'inverse de la fréquence de relaxation du laser, il émet alors une nouvelle impulsion.[18] L'origine de ces auto-oscillations a en fait été discutée par de nombreux auteurs. Ueno [19] met en évidence l'importance du rapport entre le gain différentiel (g1/g2) dans les zones de gain et d'absorption, ainsi que le rapport de la durée de vie des porteurs ($\tau 1/\tau 2$). Il détermine quatre comportements différents: stabilité, bistabilité et deux régimes d'oscillations. Il remarque que le comportement bistable est surtout rencontré sur les lasers InP/GaInAsP alors que le comportement oscillatoire se rencontre souvent sur laser GaAs/AlGaAs. En effet le rapport de gain différentiel sera moins important dans le premier cas du fait des recombinaisons de type Auger. D'autre part, le comportement oscillatoire se rencontre dans ce cas le rapport $\tau 1/\tau 2$ augmente et l'on peut passer d'un comportement bistable à un comportement oscillatoire.

Dans une autre approche Lau [8] propose d'expliquer ce comportement oscillatoire par l'existence d'une résistance différentielle négative dans la caractéristique courant-tension de ce que nous appelons l'électrode de contrôle. Il met en évidence l'importance de la résistance de charge du laser. Imposant deux points de fonctionnements possibles dans le cas d'une résistance de charge élevée ($60k\Omega$), on a alors un comportement bistable avec une large hystérésis. Dans le cas d'une faible résistance de charge (250Ω), le laser est polarisé dans une zone de résistance différentielle négative; il oscille donc et ne montre quasiment pas d'hystérésis. La résistance de charge étant essentiellement imposée par la résistance interélectrode, il semble que nous nous situions plutôt dans le second cas.

L'origine de cet effet est encore débattue. En effet, pour s'affranchir de l'influence du circuit externe, Farell [20] a utilisé une charge active qui permet de contrôler la tension de l'absorbeur tout en diminuant l'effet de la résistance interélectrode. Il a ainsi montré l'existence d'autooscillations indépendamment de la résistance de charge du composant.

2-Synchronisation des auto-oscillations par un signal externe

Bien que ce signal ne soit pas "propre", il est possible d'affiner la caractéristique des oscillations par synchronisation avec un signal externe que nous appliquons sur l'électrode de commande (fig.25).



fig. 25 Synchronisation des auto-oscillations à l'aide d'un signal hyperfréquence de faible puissance (P=-20dBm).

Ce type de comportement donne lieu a de nombreuses applications dans les systèmes de communications, sous le terme de synchronisation electro-optique. Dans les méthodes de transmissions digitale, il est en effet indispensable de disposer d'éléments permettant la synchronisation pour réaliser l'extraction de certaines données optiques. La méthode couramment employée est l'injection d'une horloge dans une fonction "et". Bien que des démonstrations existent montrant un recouvrement par le biais d'horloge électronique [21], de telles techniques exigent l'utilisation d'une horloge optique. Dans ce cas de figure on voit que les lasers oscillant sont des candidats de choix pour des applications de quelques Gbits. Il est également possible de synchroniser ces oscillations par l'injection d'impulsions optiques [22].

d-Caractérisations dynamiques

1-Injection homogène

La figure .26 montre la réponse dynamique d'un laser sous injection homogène. (les deux électrodes sont en court-circuit). La fréquence de coupure à -3dB atteinte est de 2.5GHz à 45 mA.



fig. 26: Modulation par injection homogène.

2-modulation par l'électrode de contrôle

Lorsque l'électrode de contrôle n'est pas raccordée au circuit extérieur, les porteurs ne peuvent être évacués. Une fois l'absorption saturée, la densité de porteurs est fixe et ne peut plus évoluer. L'électrode est alors verrouillée au potentiel de built-in et il ne peut y avoir modulation de l'absorption saturable.



fig.27 Polarisation de l'électrode de contrôle.

D'autre part, nous avons vu que le régime oscillatoire persiste tant que l'électrode de contrôle ne subit pas d'injection (fig.27). Par conséquent, nous ne pouvons moduler que l'injection de l'électrode de contrôle. Nous ne pourrons donc pas agir sur l'effet de modulation de l'absorption saturable discuté par Hatem Elkadi.

En résumé, nous sommes dans la situation où le laser oscille lorsque la petite électrode est polarisée négativement, et lorsque l'électrode est polarisée positivement il nous est impossible d'imposer la tension de l'électrode de contrôle pour des valeurs comprises entre 0 et environ 0,9V, cette dernière étant fonction de la résistance interélectrode et de la polarisation de l'électrode de pompe.

La figure 28 montre la comparaison d'un laser modulé de façon homogène et par l'électrode de commande pour une tension appliquée de 1,7V. Bien que l'on ne soit pas dans les conditions discutées par H. Elkadi, nous pouvons observer une nette amélioration du comportement fréquentiel du composant.



fig.28: Comparaison de la modulation homogène et de la modulation par l'électrode de contrôle. courant de gain: 40 mA tension de l'électrode 1,7V.

Il faut également noter l'importance de l'impédance de l'électrode subissant la modulation, ce qui pourrait également avoir un effet non négligeable sur le comportement dynamique du laser. Vue de l'électrode de gain, lorsque l'injection est suffisante pour obtenir l'effet laser, l'impédance du composant est très faible. Comme le montre la représentation sur abaque de Smith du paramètre S11 mesuré entre 100MHz et 4.4GHz sur l'électrode de gain (I=40mA), la diode passante a un comportement proche du court-circuit (fig.29). Par contre la mesure du paramètre S11 sur l'électrode de contrôle à une tension de 1,7V, montre bien l'amélioration que peut apporter une telle méthode de modulation. En effet, à cette valeur de tension la résistance différentielle que nous mesurons est beaucoup plus élevée et plus proche de 50 Ohms. La réflexion de l'onde hyperfréquence sera donc moins importante.



fig.29: Mesure du paramètre S11 sur l'électrode de gain I=50mA (Ith=40mA)

Par l'utilisation de lasers multiélectrodes, il est donc possible de dissocier les fonctions de gain et de modulation permettant ainsi d'optimiser séparément les paramètres. En effet, la fig.30 montre l'influence, sur le paramètre S11, de la tension appliquée sur l'électrode de contrôle. On constate un optimum pour la valeur de 1.7V. Pour cette tension, nous nous situons en fait au coude de la caractéristique courant-tension de l'électrode de contrôle.



fig. 30: Paramètre S11 mesuré sur l'électrode de commande entre 100MHz et 4.4GHz pour la tension d'auto-polarisation (a: 0.9 V) et une tension appliquée de 1.7V (b)

En conclusion, pour moduler l'absorption saturable d'un laser pompé de façon inhomogène, il est nécessaire de pouvoir évacuer les porteurs absorbés dans le circuit extérieur, sans pour cela qu'un régime oscillatoire ne s'amorce. Il faut par conséquent que la saturation de l'absorption soit plus lente ou du même ordre de grandeur que la saturation du gain. Pour parvenir à cette

fin, il est possible de modifier les rapports de longueurs des électrodes, mais ceci est avant tout fonction des propriétés du matériau

e-Utilisation de lasers multiélectrodes en tant que mélangeur hyperfréquence

Disposant de deux accés hyperfréquences, il était tout naturel d'analyser le comportement d'un tel dispositif pour des applications inhabituelles, telles que le mélange lorsque les signaux appliqués sont de fréquences voisines, ou la transmission d'un signal digital bas débit sur une sous-porteuse hyperfréquence.

1-Principe de base

Dans cette démonstration nous avons adopté la configuration suivante représentée figure 31. Comme précédemment, l'éléctrode de contrôle est polarisée au point optimum de transfert hyperfréquence.



fig.31: Principe d'utilisation du laser multiélectrode en tant que mélangeur hyperfréquence

Deux signaux S1 et S2 de pulsation ω_1 et ω_2 sont appliqués respectivement sur l'électrode de gain et de contrôle par le biais de T de polarisation. Puisque l'intensité du signal optique émis est fonction à la fois de l'amplitude du signal S1 et de celle du signal S2, ils se modulent ensuite mutuellement (signal S3). On retrouve ainsi les signaux de fréquence 1 et 2, ainsi que leur différence et leur somme. D'autres termes d'ordres supérieures existent également mais, comme nous le verrons, leur amplitude est négligeable.

 $S1 = A \sin(\omega t)$ $S2 = B \sin(\omega 2t)$ $S3 \propto \sin(\omega tt) \sin(\omega 2t)$ $S3 \propto \cos[(\omega t + \omega 2)t + \pi / 2] + \cos[(\omega t - \omega 2)t + \pi / 2]$

Ainsi lorsque les signaux sont de fréquences voisines, on peut s'attendre à un comportement de mélangeur hyperfréquence. Lorsque l'une des fréquences est nettement plus basse que l'autre, nous pourrons réaliser aisément une modulation d'amplitude sur sous-porteuse hyperfréquence.

(27)

2-Expérimentation

Nous représentons figure 32, le rendement de conversion d'un tel mélangeur. Il est évident que l'allure de cette courbe est corrélée à la réponse en fréquence du composant, et nous serons bien entendu limité par sa fréquence de coupure.



fig. 32: Rendement de conversion d'un laser multiélectrode utilisé en tant que mélangeur hyperfréquence.

3-Modulation d'amplitude

 α -Transmission d'un signal harmonique basse fréquence par une sous-porteuse hyperfréquence Lorsque les fréquences mises en jeu sont éloignées, le dispositif peut être utilisé pour la modulation d'amplitude d'une sous-porteuse hyperfréquence. Comme première expérience, nous avons appliqué un signal basse fréquence (qq 10MHz) sur l'électrode de gain, et un signal hyperfréquence sur l'électrode de contrôle. Rappelons que nous avons vu que l'électrode de contrôle est mieux adaptées à la transmission d'un signal rapide. La figure 33 illustre le cas d'un signal à f=40 MHz et F=1 GHz. Nous pouvons remarquer notamment l'existence des signaux symétriques aux fréquences F-f et F+f, caractéristiques d'une modulation d'amplitude. Nous réalisons en fait une modulation d'amplitude d'une sous porteuse hyperfréquence par un

signal basse fréquence.



fig.33: Modulation d'amplitude d'une sous porteuse hyperfréquence par un signal basse fréquence

 β - Cas d'un signal digital bas débit. Cette méthode peut-être également être appliquée à la transmission d'un signal digital bas débit par une sous-porteuse hyperfréquences. Comme dans l'expérience précédente, l'intérêt est que cette méthode ne nécessite pas l'aide d'un circuit extérieur en amont du laser pour réaliser l'opération (fig.34) [23].



fig.34: Transmission d'un signal analogique bas débit par une sous-porteuse hyperfréquence

Conclusion:

Cette réalisation de lasers multiélectrodes représente la première étude technologique réalisée à l'IEMN sur émetteurs optiques. Nous avons mis au point une méthode de fabrication simple, n'utilisant que des méthodes de lithographie optique, et limitant à 2 le nombre d'étapes de masquage. Ces composants se sont montrés compatibles avec des applications hyperfréquences à quelques GigaHerz, et nous avons également proposé une utilisation originale de ce composant en tant que mélangeur.

En ce qui concerne l'amélioration des performances dynamiques du laser par modulation paramétrique, il ne nous a pas été possible de se placer dans des conditions d'absorption non saturée. Cette étude est actuellement poursuivie par Eric Goutain au Laboratoire Central de Recherches de Thomson avec des lasers de la filière InP. En outre, l'utilisation de ces matériaux permet de s'affranchir des phénomènes d'auto-oscillation que l'on rencontre essentiellement sur GaAs. L'optimisation de la zone active du laser pour cette application permettra alors de contrôler les rapports de gain différentiels dans les deux électrodes et peutêtre de se trouver dans les conditions expérimentales proches de celles étudiées théoriquement par H. Elkadi.

II-5 Intégration monolithique d'un laser et d'un mélangeur hyperfréquence.

a-Introduction

Pour transmettre une information sur porteuse hyperfréquence par voie optique, le moyen le plus simple est bien évidemment d'appliquer ce signal en modulation directe sur le laser. Ces derniers étant limités en fréquence par tous les phénomènes physiques et parasites dont nous avons parlé dans les chapitres précédents, on est amené à penser que pour certaines applications, il pourrait être intéressant de changer d'approche par rapport à ce problème. En effet, s'il est difficile de moduler un laser à très haute fréquence, il peut sembler plus aisé de modifier le signal en amont pour qu'il demeure dans une bande de fréquence admise par un composant dont la fréquence de coupure reste plus modeste. Nous nous proposons donc d'adjoindre au laser un mélangeur hyperfréquence.

En utilisant ce même principe, il devient possible d'utiliser une liaison de longueur d'onde 0.8μ m sur une distance qui s'affranchit alors des limitations dues à la dispersion des fibres optiques.

Le transistor à effet de champ de type MESFET bigrille GaAs est connu pour son excellent comportement en tant que mélangeur hyperfréquence [24], et devient donc un candidat de choix dans ce dispositif. Un montage hybride est utilisé la plupart du temps. En ce qui nous concerne, le laser étant fabriqué à base de matériaux de la filière GaAs, étant donné la compatibilité des filières, l'intégration sur un même substrat du mélangeur est envisageable sans développer pour cela des techniques épitaxiales complexes [25]. C'est ainsi que nous nous sommes proposés d'illustrer ce nouveau concept de transmission d'un signal hyperfréquence par voie optique, en intégrant monolithiquement un laser et un transistor bigrille.

On peut pousser l'idée plus loin en imaginant le composant récepteur effectuant la transformation inverse. Un photodétecteur reçoit un signal optique basse fréquence et un transistor bigrille réalise la transformation vers les hautes fréquences. Ce composant a déjà vu le jour dans notre laboratoire (fig.35). On a intégré ici un transistor bigrille et un photodétecteur MSM interdigité. On voit qu'il est alors possible de réaliser une liaison complète avec la transformation descendante sur le laser et montante sur le photodétecteur.





fig. 35: Intégration monolithique sur GaAs d'un MSM et d'un transistor bigrille (étude réalisée par Jérôme Van De Casteele)

Malheureusement, essentiellement par manque de temps, la réalisation complète du composant n'a pu être menée à bout au moment de la rédaction de ce mémoire. Néanmoins, la mise au point du procédé de fabrication ayant demandé un effort non négligeable, nous avons voulu faire figurer ici le degré d'avancement des travaux.

Les lasers à semi-conducteur ont souvent été intégrés aux transistors afin d'améliorer le transfert en puissance du signal à transmettre. Dans notre cas, le schéma de l'intégration est représenté figure 36. L'oscillateur local générant un signal à la fréquence f_2 est connecté à l'une des grilles et le signal à transmettre à la fréquence f_1 est appliqué sur la seconde grille. Le transistor bigrille polarisé dans une région non-linéaire de sa caractéristique I(V) va générer les signaux aux fréquences f_1+f_2 ; f_1-f_2 ; ainsi que les signaux du second ordre $2f_1-f_2$; $2f_1+f_2$... Les signaux de haute fréquence seront naturellement filtrés par le laser qui ne transmettra que ce qui est compris dans sa bande passante soit le signal à la fréquence (f_1-f_2).



fig. 36: Schéma d'intégration monolithique laser-transistor bigrille.

Nous avons besoin pour cela d'une épitaxie spécialement conçue pour le composant. Nous avons donc réalisé la structure épitaxiale du transistor à l'IEMN, puis une reprise d'épitaxie a été opérée au laboratoire de Thomson-TCS afin de déposer la structure du laser au-dessus. Dans cette configuration, on voit qu'il sera nécessaire de fabriquer le guide d'onde du laser, et seulement ensuite de réaliser le transistor. Il faut pour cela être capable de retirer l'édifice laser en s'arrêtant précisément sur la couche de contact du transistor. C'est pourquoi nous avons inséré un marqueur constitué de quelques monocouches d'AlAs afin de stopper chimiquement la gravure.

b-Croissance

La croissance des couches "transistor" a été opérée en épitaxie par jet moléculaire conventionnelle. Les contacts ohmiques (n) du transistor seront déposés sur la couche d'arrêt d'AlAs; l'épaisseur en étant faible, les porteurs passeront aisément par effet tunnel. Néanmoins nous avons pris soin de doper en excès cette couche, afin de faciliter l'effet tunnel par la courbure de bande résultante.

La reprise de croissance a été opérée par LP-MOCVD, selon les procédés de croissance standard de Thomson-TCS.

L'édifice épitaxial final est le suivant:

matériau	type	dopage	épaisseur
n an traite			
substrat GaAs		Semi-isolant	
buffer		n.i.d	0,8µm
GaAs	n	6.10^{17}cm^{-3}	800Å
GaAs	n++	3.10^{18}cm^{-3}	700Å
AlAs	n++		50Å
GaAs	n++	3.10^{18}cm^{-3}	100Å
	19 Jan 19 10 10 10 10		
GaAs-AlGaAs	n++	$1,5.10^{18}$ cm ⁻³	1 μm
$\frac{1}{\text{AlGaAs x=0.55}}$	n++	1.5.1018 cm ⁻³	17 um
AlGaAs graduel x=0.55×0.28	n.i.d	1,5.10 M	0,13µm
AlGaAs x=0.12	n.i.d		120Å
AlGaAs graduel x=0.28×0.55	n.i.d		0.13µm
AlGaAs x=0.55	p+	1,5.10 ¹⁸ cm ⁻³	1.6 µm
AlGaAs graduel x=0.55×0	p+	*	0,17µm
GaAs	p++	3.10 ¹⁹ cm ⁻³	0.5 µm

fig. 37: Edifice épitaxial pour l'intégration d'un MESFET bigrille et d'un laser.

c-Gravure sélective

La principale difficulté de cette réalisation est le contrôle de la gravure. Il existe des solutions de gravure chimique dont la sélectivité est telle qu'elles permettent ce type de contrôle. L'acide citrique a déjà été utilisé dans notre laboratoire pour certaines réalisations [26]. La vitesse de gravure de cette solution décroît avec le taux d'aluminium. Cette décroissance commence à se faire sentir à partir d'un taux d'aluminium de 20% pour atteindre une vitesse quasi-nulle sur l'AlAs (100% d'aluminium). Nous devons donc effectuer une première gravure par RIE qui définira le corps du laser. Nous prendrons le relais par voie humide lorsque le taux d'aluminium dans la couche graduelle sera inférieur à 20%. Nous supposerons un taux d'aluminium suivant une variation linéaire en fonction de l'épaisseur déposée. La description du procédé de gravure sèche est développée dans le chapitre suivant. Cette méthode s'impose ici pour la précision qu'elle apporte dans les dimensions des motifs gravés.

Le marqueur est visible sur la fig.38 a. Sa position est révélée par l'oxydation qui suit après quelques secondes dans la solution d'acide citrique. La fig.38 b montre la révélation du marqueur après gravure sèche d'un ruban de $3\mu m$ de large. La gravure a été arrêtée $0,5\mu m$ avant le marqueur.



fig. 38: Photo de la position du marqueur avant (a) et après gravure sèche (b)

Nous voyons donc que la RIE nous permet de contrôler, avec une précision correcte, la profondeur gravée. Suite à cette gravure, il est nécessaire de passiver les flancs du mesa. Le polyimide jouera parfaitement le rôle de passivant, tout en permettant la planarisation du composant comme nous l'avons fait précédemment. Le composant étant protégé de l'acide citrique, il sera alors possible d'opérer par voie chimique sans détériorer le laser.



fig. 39: Essai de gravure avec acide citrique sur la structure de la figure 37, marque d'alignement $8x8\mu m^2$

La photo de la figure 39 témoigne d'un premier essai réalisé. Comme nous l'avons déjà mentionné, la solution d'acide citrique réagit avec les alliages AlGaAs dont le taux d'aluminium est inférieur à 20%. On peut donc aisément deviner la zone de confinement graduelle et du puits quantique. La sélectivité n'a pas été efficace sur cet essai, la couche d'arrêt ayant été dépassée de plusieurs microns sans que l'on puisse ressentir un ralentissement dans la vitesse de gravure. La solution a en réalité été utilisée trop rapidement après dilution. Comme nous l'avons mentionné plus haut, il est souvent nécessaire de laisser une solution de gravure se stabiliser avant son utilisation. Une heure d'attente est habituellement suffisante. Dans notre cas, il nous faudra patienter environ 24 heures.



fig. 40: Solution préparée 24 heures à l'avance

La photo de la figure 40 montre le cas plus favorable où la solution est stabilisée, et la sélectivité a donc pu jouer correctement. On peut imaginer utiliser l'effet de constriction du mesa pour obtenir des composants de très faible volume de zone active. Cette méthode est largement utilisée sur les composants de la filière InP, de par l'existence de fortes sélectivités d'attaque par voie humide [7]. La photo de la figure 41 montre une vue générale d'un ruban de $3\mu m$ de large. La sélectivité permet de s'arrêter sur la couche d'AlAs et d'opérer une légère attaque de la zone active.



fig. 41: Arrêt de la gravure sur la couche d'AlAs. Ruban de 3µm gravé par voie sèche

Néanmoins nous n'essaierons pas d'utiliser cet effet dans un premier temps, et nous réaliserons la passivation du composant avant l'utilisation de la solution d'acide citrique. Dans le cas où la gravure est trop prolongée, la couche d'AlAs est percée à la base du motif mettant en évidence l'effet de tranchée que nous avons mentionné plus haut. Le laser serait dans ce cas isolé du transistor et l'intégration n'est plus possible.

d-Procédé de fabrication envisagé:



fig. 42: Superposition des 7 niveaux de masquage.

Cette réalisation nécessite une très grande précision d'alignement, c'est pourquoi nous utiliserons la lithographie électronique (fig.42). Chaque niveau de métallisation détruit les marques qui ont servi à l'aligner c'est pourquoi nous aurons besoin de plusieurs jeux de marques (1 jeu= 4 marques).

1- contacts ohmiques

Le premier niveau est le niveau de contact ohmique de type p du laser. Nous nous servirons de cette métallisation en tant que masque pour la gravure du ruban. Ce dernier aura une largeur de $3\mu m$, cette dimension ne nécessite pas en soi l'utilisation du masqueur électronique, néanmoins il est difficile d'obtenir un tel motif de façon régulière sur plusieurs centimètres de long par voie optique.

Il s'ensuit le dépôt du contact par évaporation de la séquence habituelle. Après lift-off nous devons effectuer la gravure du ruban qui définira le guide d'onde, nous arrêterons la gravure dans la couche d'alliage à composition graduelle où le taux d'aluminium sera inférieur à 20%. Soit un mesa de plus de 5 μ m. (le détail des conditions de gravure est détaillé dans le chapitre suivant)

Un dépôt de diélectrique, tel que le polyimide ou le BCB (polymères), permettra de passiver et de planariser la structure.

2- épaississement

Le deuxième niveau de masquage est simplement un niveau d'épaississement qui permettra de définir les plots de contacts du ruban. La destruction des marques impose la définition d'un nouveau jeu.

Après évaporation de la séquence Ti/Au et le lift-off, on opère une gravure du polymère par plasma oxygène. Cette gravure auto-alignée sur les plots de contacts ne pose pas de problème particulier.

Nous devons ensuite procéder à la gravure sélective à l'acide citrique.

3- contacts ohmiques du transistor

Vient ensuite la définition des contacts ohmiques de type n. Comme nous l'avons dit plus haut la couche fine d'AlAs surdopée ne doit pas présenter une barrière trop gênante pour la qualité de ce contact. On peut donc déposer la métallisation et opérer le lift-off.

4- recess

Il s'agit uniquement ici de masquer l'espace entre le drain du transistor et la base du laser, les contacts ohmiques feront également office de masque.

5- mesa.

Cette fois-ci, on vient également protéger le canal source-drain et l'on opère la même gravure chimique.

Recuit flash des contacts ohmiques p et n.

6- dépôt des grilles

Les grilles feront chacune $0,25\mu m$ de longueur et seront déposées au tiers du canal de $2,5\mu m$. Pour éviter de compliquer le procédé nous avons placé trois transistors de $50\mu m$ de large en parallèle. En effet le laser aura besoin d'un courant important pour passer le seuil. Classiquement, pour obtenir de la puissance d'un transistor sans trop augmenter la résistance d'accès à la grille, il est plus recommandé de placer ces transistors en série à l'aide de ponts à air. Bien que ces techniques soient maîtrisées au laboratoire elles compliquent énormément le procédé et le résultat ne sera peut être pas à la hauteur de l'effort fourni. C'est pourquoi nous nous contenterons pour une première démonstration de trois transistors en parallèles dont les grilles seront en série.

L'orientation du substrat devra être choisie pour que la descente de grille se fasse sans risque de coupure. Ce choix devra être pris en compte dès le premier niveau de masquage, de façon à correctement orienter le ruban du laser.

7- Plots de contacts

Après lift-off le dernier niveau de masquage permettra de déposer les plots d'accès aux grilles et sources des transistors

Un composant optimisé nécessiterait un nombre encore plus important d'étapes, cependant par soucis de simplification nous ne passiverons pas le transistor.

e-Conclusion:

Au moment de la rédaction de ces lignes, nous testons ce procédé sur des "couches d'essais". Certains problèmes nouveaux sont apparus, tel que la planarisation qui devient difficile sur un mesa de $5\mu m$ de haut avec les produits que nous utilisons. La disposition des marques d'alignement doit être revue pour faciliter le travail au masqueur électronique. Ce composant nécessite donc des investigations supplémentaires avant sa réalisation finale mais le procédé restera dans son ensemble très proche de celui présenté ici.

Conclusion de la première partie.

Au travers de cette étude nous avons pu développer le savoir-faire technologique élémentaire nécessaire à la fabrication de lasers à semi-conducteurs. Par la réalisation de lasers multiélectrodes nous avons pu démontrer la faisabilité d'applications nouvelles dans le domaine des hyperfréquences. En effet la présence de deux accès micro-ondes a permis d'utiliser ce composant en tant que mélangeur.

D'autre part, une approche différente du problème de la transmission d'un signal hyperfréquence par voie optique a donné naissance à ce nouveau concept de circuit optoélectronique intégré: l'intégration monolithique d'un transistor bigrille et d'un laser à semiconducteur. Malgré la compatibilité des deux composants en filière GaAs, nous avons vu que la conception d'un tel circuit a demandé un travail technologique approfondi. Nous disposons aujourd'hui de tous les éléments nécessaires à sa réalisation.

Dans cet état d'esprit et compte tenu des connaissances accumulées par notre équipe dans le domaine de l'optique guidée, l'intégration photonique nous a semblé plus immédiate à mettre en oeuvre. C'est pourquoi parallèlement, nous avons entrepris d'intégrer monolithiquement un laser à semi-conducteur et un guide diélectrique passif.

Ceci fait l'objet du Chapitre III que nous allons maintenant développer.

Références bibliographiques

du chapitre II

1057

[1]"Long Wavelength semiconductor lasers" G.P. Agrawal, N.K. Dutta. Van Nostrand Reinhold, New York, 1986.

[2]"Large Signal Equivalent Circuit Model of Semiconductor lasers for CAD applications" J.P. Vilcot, H. Elkadi, R.Hamelin, S. Mezzour, D. Decoster.

X. Gagnebien, A. Duval

Proceedings of the Internationanl 1994 IEEE MTT-S Topical meeting on Microwave Interactions (Nov.21-23 1994) pp.53-56

[3]"Microwave circuit modeling for semiconductor lasers under large and small signal conditions". H. Elkadi, J.P. Vilcot, S. Maricot, D. Decoster.

Microwave and Optical Technology letters Vol.3 n°11 (1990)

[4]"An equivalent circuit model for multielectrode lasers: potential devices for millimeter wave applications"

H. Elkadi, J.P. Vilcot, D. Decoster.

Microwave and optical technology letters Vol.6 $n^{\circ}4$ 20/03/93 pp.245-249

[5] "Optimization of the optical switching charcteristics of two-section Fabry-Perot lasers" J. Hörer, K. Weich, M Môhrle, B. Sartorius, Photonics technology letters, vol.5,N°11, 11/93 pp.1273-1276

[6]"Modélisation de lasers semi-conducteurs et applications à la CAO de systèmes optomicroondes"

Hatem Elkadi;

Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I, Soutenue le 17 Novembre 1993.

[7] "Dynamic and static response of multielectrode lasers";

J. O'Gorman, A.F. Levi, R.N.Nottenburg, T.Tanbun-Ek, R.A.Logan. Appl.Phys Lett.; Vol.57 N°10,3/09/1990 pp.968-970.

[8] "Short pulse and High Frequency signal generation in semiconductor lasers K.Y. Lau,

Journ. of Light. Techn. vol.7 N°2, 02/89,pp.400-417

[9] "20 W CW surface emitting 0.8µm GaAs/GaAlAs laser diodes"

E. Vassilakis, T. Fillardet, B. Groussin, V. Cargemel, C.Carrière. Electronics letters 22/06/95 vol.31, N°13 pp.1056-

[10] "Simple reliable processing technique for lowthreshold high-power strained InGaAs-AlGaAs GRINSCH SQW lasers"

F. Vermaerke, I Moerman, G. Vermeire, L.Buydens, P. Van Daele, P. Demeester. IEE Proc.-J, Vol.140 N°1 02/93 pp.1-5.

[11] "Micro-usinage volumique et surfacique du système de matériaux GaInAs/InP"
X. Melique,
rapport de DEA session 07/95 USTL-IEMN

[12] "Recent Developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors"T.C. Shen, G.B. Gao, H. Morkoç,

J. Of Vac.Sci. Technol. B 10(5), Sep/Oct 1992 pp.2113-2132

[13]"Electrical Characteristics and reliability of Pt/Ti/Pt/Au Ohmic Contacts to p-type GaAs" H. Okada, S. Shikata, H. Hayashi,

Jap. Journ. Of Appl. Physics Vol. 30 °4A, 04/91 pp.L558-L560

[14]"High-speed, polyimide-based semi-insulating planar buried heterostructures"

J.E. Bowers, U.Koren, B.I. Miller , C. Soccolich, W.Y. Jan,

Electronics letters 19/11/87 vol.23 n°24,pp.1263-1265

[15]"Fabrication of low loss45° integrated mirrors on dielectric optical waveguides"

L. Joannes, B. Grimbert, J.P. Vilcot, W. Tchana, D. Decoster.

Microwave and optical Technology letters, Vol.9,N°6 08/95 pp.353-355.

[16]Sophie Maricot;

Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I

"Transmission d'un signal analogique par voie optique: étude et réalisation de circuits intégrés opto-hyperfréquences" Soutenue le 30 Juin 1992.

[17]"Bistabilities and nonlinearities in Laser diodes" H. Kawaguchi

Artech House Boston.London, 1994.

[18]"Conditions for self-sustained pulsation and bistability in semiconductor lasers"M. Ueno, R. Lang,J. of App. Phys. 58(4), 15/08/85 pp.1689-1692

[19] "All-optical clock extraction using two-contact devices"P.BarnsleyIEE Proc.-J,1995,140, (5), pp.325-326

[20] "Frequency dependence of phase between synchronised self-pulsating laser emission and injected periodic electrical signal"

A. Egan, J. O'Gorman, P. Rees, G. Farrell, J. Hegarty, P. Phelan.

Electronics letters 11/05/95 vol.31, N°10 pp.802-803

[21] "Self-clocking scheme for bit synchronisation in ultrafast packet switching transparent optical networks"

A. Bononi, F. Forghieri, P. R. Prucnal

Electronics letters 13/05/93 vol.29 n°10 pp.872-873

[22] "Self-pulsation and operating regime for absorber of twin section laser diode"

G. Farrel, P. Phelan, J. Hegarty,

Electronics letters 1/08/91 vol.27, N°16 pp.1403-1405.

[23] "Transmission d'un signal analogique et digital bas débit" Elhadi Dogheche;

Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I

Soutenue le 12 Février 1993.

[24] Nour-Eddine Radhy

Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I

"Etude des non-linéarités et du bruit dans les transistors bigrilles submicroniques à effet de champ. Applications en microondes: Amplification à gain contrôlé, multiplication de fréquences" Soutenue le 20 Septembre 1985.

[25] Olivier Calliger

Thèse présentée à l'Université de Paris 6, "Etude de l'intégration optoélectronique et photonique sur InP: Laser-MESFET et laserconvertisseur FM/AM".

Soutenue le 20 Octobre 1994.

[26]Patrick Mounaix

Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I

"Hétérostructure double barrière pour la réalisation de diodes et de transistors à effet tunnel résonnant" Soutenue le 7 Avril 1992.

DEUXIEME PARTIE

Chapitre III

Microcircuits photoniques intégrés:

Intégration monolithique d'un laser semi-conducteur et d'un guide diélectrique passif.

III.1 Introduction.

a-Circuits intégrés photoniques.

En dehors des liaisons longues distances où la fibre optique règne sans partage, des liaisons plus courtes sont également envisageables là où les capacités d'interconnexions électriques deviennent une limite. En effet, dans le cas d'une forte intégration, outre les difficultés induites par le nombre de fils, des problèmes thermiques entrent en ligne de compte du fait des puissances consommées. Dans ces conditions le concept d'interconnexions optiques devient intéressant, car tout en offrant les avantages des fibres optiques, elles permettent le traitement parallèle de l'information.

Pour cela il devient nécessaire de créer une nouvelle génération de microsystèmes optoélectroniques, les circuits intégrés optoélectronique ou photoniques, réunissant sur une même puce, plusieurs composants électroniques ainsi que des fonctions optiques ou optoélectronique. On peut déjà compter de nombreuses réalisations probantes [1]. La fonction de base de ce type de système est bien entendue le guide d'onde; celui-ci peut être à base de matériaux semi-conducteurs, mais ceci impose des contraintes de conception draconienne dans le cadre d'une intégration monolithique [2], imposant la fabrication sur le même plan de matériaux actifs et passifs, ce qui se traduit par une énergie de bande interdite différente. On comprend aisément la difficulté de telles réalisations.

A l'opposé, l'utilisation de guides diélectriques tels que silice ou polymères, voire mixte (polyimide nitrure), permet la complète séparation des fonctions optiques et optoélectroniques. En effet la facilité de dépôt de tels guides sur tous types de matériaux permet de concevoir le circuit électronique sans prendre en compte les contraintes optiques. Les guides ne sont alors déposés qu'en fin de réalisation.

Dans ce domaine notre laboratoire a développé une bonne connaissance théorique et technologique en démontrant la faisabilité d'intégration d'un photodétecteur MSM et d'un guide optique diélectrique $Si_3N_4/SiO_2[3]$. Nos outils de modélisation (BPM) nous ont permis de définir et de réaliser des micro-miroirs intégrés à faibles pertes sur guides diélectriques [4]. Des guides à base de SiO_2 déposé par PECVD ont récemment été réalisés présentant de faibles pertes (0.11 dB/cm) [5].

b-Intégrations laser-guide passif.

L'intégration d'un élément émetteur à un guide passif est bien évidemment un élément clé du concept de circuit intégré photonique. On compte à ce jour de nombreuses réalisations
hybrides et quelques réalisations monolithiques. Peu de résultats ont été jusqu'ici publiés relatant l'intégration d'un laser à semi-conducteur et d'un guide diélectrique.

1-Couplage par mode évanescent.

Guides actifs et passifs forment ici un coupleur directif [6]. Cette technique a été employée dans notre équipe pour le couplage d'un guide et d'un détecteur, d'abord à l'aide de matériau semi-conducteur[7], puis à l'aide de guide diélectrique déposé par PECVD [3]. La morphologie du laser de type Perot-Fabry se prêté mal à ce type de réalisation, et l'injection de la lumière directement dans le guide est une méthode plus attirante en raison de sa plus simple mise en oeuvre.

2-Couplage direct.

α-intégrations hybrides

Grâce aux bonnes propriétés thermiques et mécaniques du Silicium, il peut être envisagé d'utiliser ce support comme banc optique où viendraient se placer de façon hybride les divers éléments d'un système. Dans le cas de l'intégration d'un laser et d'un guide à base de silice, un certain nombre de réalisation sont à prendre en compte [8,9]. Un alignement de haute précision peut être atteint par les méthodes dites de Flip-Chip.

Dans une approche plus simple les deux composants comportent des motifs d'alignement qui viennent s'emboîter lorsque le laser est retourné (épitaxie vers le bas) sur le substrat de silicium [10,11]; des pertes de couplage de -14dB ont été mesurées.

β-intégrations monolithiques

Dans de nombreux cas l'intégration d'un guide passif et d'un laser à semi-conducteur fait appel à des méthodes épitaxiales où l'on cherche à faire croître sur un même plan des matériaux d'énergie de bande interdite différente. On peut y parvenir par des méthodes d'épitaxies localisées où l'on définit des fenêtres de dimensions diverses dans des masques de diélectriques. La vitesse de croissance peut varier d'un facteur 2 en fonction de la surface envisagée et l'on peut ainsi contrôler l'énergie de bande interdite du matériau déposé [12].

Les méthodes de reprises d'épitaxies permettent également de changer de matériau dans le sens de la propagation, ceci permettant par exemple d'allonger la longueur de cavité. Ainsi certains auteurs sont parvenus à démontrer la génération d'impulsions lumineuses par verrouillage de modes pour des basses fréquences (8.6 GHz) [13] ce qui habituellement ne peut s'obtenir qu'en utilisant une cavité externe.

Notons également une approche originale du problème, où l'on utilise les propriétés de croissance MOCVD sur un substrat non planaire; comme on le voit sur la figure 1, la lumière est injectée naturellement dans le guide d'onde [14].



fig. 1 Couplage direct, croissance sur substrat gravé [14]

D'autres auteurs proposent de modifier localement l'énergie de bande interdite d'un matériau semi-conducteur en y introduisant un désordre par diffusion de défauts ponctuels (impuretés ou lacunes). Ainsi ces défauts peuvent être initiés par plasma H₂ [15], et l'on peut localiser la diffusion par le choix du matériau encapsulant. En utilisant cette méthode, il a été possible de fabriquer un laser de type DBR dont le réseau est non absorbant intégré à un guide d'onde transparent [16].

Une autre solution proposée par l'IMEC de Gand repose sur une méthode d'épitaxie dite de "Shadow Masked Growth" que l'on pourrait s'aventurer à traduire par "croissance masquée par ombre" [17-18].

Ces dernières années, les polymères ont été proposés comme nouveaux matériaux pour la fabrication de guides d'ondes. Ainsi le PMMA, et plus récemment les polyimides, ont démontré des propriétés intéressantes. Dès 1982 l'intégration d'un laser et d'un guide passif à base de SiO2 et polyimide a été démontrée [19]. Plus récemment un guide polymère a été associé à une diode laser [20]. L'intérêt de ces méthodes est bien entendu la complète séparation des fonctions de guidage des éléments actifs.

c-Solution proposée.

La solution que nous avons voulu mettre en oeuvre est représentée en coupe sur la figure 2. Nous avons utilisé une épitaxie très proche de celle déjà mentionnée dans le chapitre précédent. Les guides diélectriques déposés par PECVD ont montré de très faibles pertes. De plus ces matériaux permettent des géométries de guides qui faciliteraient le couplage éventuel avec une fibre.



Substrat



Le diélectrique déposé sera de la silice (SiO_2) ou du nitrure de silicium (Si_3N_4) . L'indice de la silice peut être ajusté à n=1,45 ou n=1,47. L'indice du nitrure est de n=1,98. Le dépôt se fait en phase vapeur assisté par plasma, le terme générique anglo-saxon est Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition, d'où l'abréviation PECVD que nous utiliserons dans la suite de ce manuscrit. Une caractéristique de ce type de dépôt est son homogénéité; quel que soit le matériau $(SiO_2 \text{ ou } Si_3N_4)$ le dépôt s'effectuera à la même vitesse sur toutes les surfaces

exposées. Ainsi un plan vertical est aussi bien recouvert qu'une surface horizontale. On voit donc que pour sortir du laser la lumière va subir un certain nombre de réflexions.

La structure du laser étant fixée, nous devons par le calcul, définir un guide diélectrique compatible. Nous rechercherons également à déterminer l'influence des diverses réflexions sur le couplage laser-guide.

III.2 Simulation par la méthode du faisceau propagé.

a-Principe de la méthode.

1-Objectif

La méthode du faisceau propagé, plus connue sous son sigle anglo-saxon BPM (pour Beam Propagation Method), est un outil de modélisation qui fut développé pour la première fois en 1981 [21]. Le but est d'étudier l'évolution d'une onde électromagnétique dans un guide à géométrie variable selon l'axe de propagation. Pour cela, l'axe est découpé en tranches élémentaires Δz ; à partir d'un champ électromagnétique incident, on déduit le champ dans chaque tranche successive à l'aide des équations de propagation.

La complexité du problème que nous envisageons nous impose deux méthodes de résolution. Dans le cas le plus simple, où il ne s'agira que de propagation pure, nous utiliserons la méthode dite des "différences finies" ou FD-BPM (pour Finite Difference-BPM). Cette technique ne permet pas de prendre en compte les réflexions à 180°. Il nous faudra donc faire appel à un algorithme supplémentaire à chaque interface que nous rencontrerons. La technique de décomposition de l'onde par transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform-BPM: FFT-BPM) permet le traitement de telles réflexions; cependant le temps de calcul en est beaucoup plus important, c'est pourquoi nous ne l'utiliserons que là où elle est indispensable. Le champ initial est calculé analytiquement.

Dans un premier temps nous chercherons à définir un guide diélectrique compatible avec notre structure laser. Nous n'envisagerons donc que le confinement transversal de l'onde dans une analyse à deux dimensions. Puis nous verrons qu'une analyse en 3 dimensions se révèle indispensable pour définir quel type de confinement latéral il nous faudra adopter pour le guide diélectrique.

2-Equations de propagation

La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu est décrite par les équations de MAXWELL [22]:

$$\vec{\nabla} \vec{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$
$$\vec{\nabla} \vec{H}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \vec{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \vec{J}(\mathbf{r}, t)$$
$$\vec{\nabla} \vec{D}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t)$$
$$\vec{\nabla} \vec{B}(\mathbf{r}, t) = 0$$

(1)

 \vec{E} et \vec{H} représentent respectivement les champs électrique et magnétique, \vec{D} et \vec{B} les inductions électrique et magnétique, \vec{J} et ρ sont les densités de courant et de charge du milieu r(x,y,z) est la position dans l'espace et t le temps.

Champs et inductions sont reliés par la perméabilité magnétique $\mu(r)$ et la permittivité $\varepsilon(r)$:

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

$$\vec{D}(r,t) = \epsilon(r)\vec{E}(t)$$
(2)

Nous considérerons la propagation dans un milieu diélectrique non-magnétique $\mu(r,t)=\mu_0$ (perméabilité du vide), électriquement neutre $\rho(r,t)=0$ et isolant J(r,t)=0. Le laser sort bien entendu du cadre de ces hypothèses. Cependant nous n'étudierons pas ici le laser proprement dit, mais les mécanismes de propagation à l'interface laser-guide. C'est pourquoi nous considérerons le matériau semi-conducteur comme un guide d'onde diélectrique passif.

En séparant les dépendances spatiales et temporelles des champs électriques et magnétiques, en et considérant une onde monochromatique de pulsation ω , les équations d'ondes vectorielles deviennent:

$$\vec{\nabla}^{2}\vec{E}(\mathbf{r}) + \vec{\nabla}\left(\frac{\vec{\nabla}\varepsilon\mathbf{r}(\mathbf{r})}{\varepsilon\mathbf{r}(\mathbf{r})}\vec{E}(\mathbf{r})\right) + k0^{2}\varepsilon\mathbf{r}(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r}) = 0$$

$$\vec{\nabla}^{2}\vec{H}(\mathbf{r}) + \frac{\vec{\nabla}\varepsilon\mathbf{r}(\mathbf{r})}{\varepsilon\mathbf{r}(\mathbf{r})}\vec{\nabla}\vec{H}(\mathbf{r}) + k0^{2}\varepsilon\mathbf{r}(\mathbf{r})\vec{H}(\mathbf{r}) = 0$$
(3)

La permittivité du milieu s'exprime à l'aide de la permittivité du vide et de la permittivité relative du milieu $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\mathbf{r})$.

 k_0 est le vecteur d'onde (ou constante de propagation dans le vide) relié à la longueur d'onde de propagation dans le vide par l'expression:

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$
(4)

b- Solution initiale.

La propagation est initiée dans le matériau figurant le laser. Nous avons repris la structure épitaxiale dont nous disposons en calculant l'indice de réfraction en fonction du taux d'aluminium en présence [7].



fig.3: profil d'indice calculé pour le laser

Dans le cas de la propagation des ondes TE (Transversale Electrique, le cas des ondes TM est similaire) seules les composantes (Ey,Hx,Hz) sont non nulles, et l'équation de propagation vectorielle se résume à l'équation homogène de HELMHOLTZ:

(5)

$$\vec{\nabla}\vec{E}(r) + k0^2 ni^2 \vec{E}(r) = 0$$

L'indice de réfraction est le carré de la permittivité relative: $n_i^2 = \varepsilon_r^i$ i situe le milieu dans leguel nous résolvons l'équation.

La propagation se fait selon l'axe z et le plan du guide est perpendiculaire à la direction x. Dans

ce cas le champ électrique décrivant le mode de propagation TE s'exprime sous la forme:

$$E(\mathbf{r}) = E_{\mathbf{y}}(\mathbf{x}, \mathbf{z}) = E_{\mathbf{y}}(\mathbf{x}) \exp(-j\beta \mathbf{z})$$
(6)

et l'équation de HELMOLTZ devient:

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_1^2 - \beta^2) E_y(x) = 0$$
(7)

La résolution analytique de cette équation est le point de départ de l'analyse. Le champ obtenu est ensuite propagé dans la direction z.

c-Algorithmes.

1-Approximations

On suppose tout d'abord qu'il n'existe pas de couplage entre les différentes composantes du champ, la polarisation du champ demeurera donc constante tout au long de la propagation. Le champ peut donc être considéré comme le produit d'un scalaire et d'un vecteur pointant toujours dans la même direction. Ceci permet de réduire les équations de propagation vectorielles à des équations scalaires. Cette restriction est connue sous le nom d'approximation scalaire.

On considérera également de faibles variations d'amplitude du champ pendant la propagation; il s'agit de **l'approximation paraxiale** [23]. Cette restriction permettra de négliger les dérivées d'ordre 2 dans la direction de propagation z.

L'équation finale déduite de l'expression (7) est donc:

$$2jk_0n_0\frac{\partial E'_y}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2(n^2(x,z) - n_0^2)\right)E'_y$$
(8)

où $E_{y}(x,z) = E'_{y}(x,z) \exp(-j\beta z)$ et $E'_{y} = E'_{y}(x,z)$ (β constante de propagation).

2-Différences finies.

La méthode dite des différences finies permet d'approcher la valeur d'une dérivée première et seconde en un point, à partir des valeurs de la fonction en ce point. Le schéma est le suivant [24]:

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{f(x - \Delta x) - f(x + \Delta x)}{2\Delta x} + o(\Delta x^2)$$

$$\frac{d^2 f(x)}{dx^2} = \frac{f(x - \Delta x) - 2f(x) + f(x + \Delta x)}{\Delta x^2} + o(\Delta x^4)$$
(9)

où $o(\Delta x^4)$ représente l'erreur permise.

En discrétisant la structure à simuler selon les directions x (Ni points) et z (Nj tranches), on exprime le champ en $z+\Delta z$ en fonction de celui en z en intégrant l'équation (8). Le détail des calculs est décrit dans la référence [25].

3- Traitement des réflexions par transformée de Fourier rapide.

Pour pouvoir traiter les réflexions par le calcul, il est nécessaire de travailler à l'aide d'une onde plane. Nous ne sommes bien évidemment pas dans ce cas et nous devons obligatoirement faire appel à la transformée de Fourier. Le principe en est simple, il suffit de traduire le mode en une somme d'ondes planes en utilisant pour cela la transformée de Fourier. La première BPM proposée reposait déjà sur ce principe [21]. Plutôt que d'utiliser la transformée de Fourier classique, nous utilisons la transformée de Fourier rapide, ou FFT pour Fast Fourier Transform dans la terminologie Anglo-saxonne.

Cet algorithme permet, par une méthode récursive, de calculer en quelques secondes ce qui prendrait deux semaines par la transformée de Fourier classique, Il en résulte que l'on peut implanter un tel modèle sur un PC.

Décrire cet algorithme dans toute sa complexité sort du cadre de ce travail et sera développé ultérieurement par G.H. Jin [26] qui a développé cette méthode dans notre laboratoire.

d-Structure modélisée.

Considérons la figure 4 où nous reprenons la vue en coupe de la structure à laquelle nous nous intéressons. Nous pouvons prendre en compte 4 plans de réflexions, le premier étant bien évidemment le miroir de sortie du laser. Ensuite chaque modification de l'indice effectif lors de la propagation sous-entend la présence de réflexions. La position de ces plans dépendra de l'épaisseur des couches déposées.



fig. 4: Position des plans de réflexions pour la structure modélisée

En particulier, si nous voulons conserver un bon centrage des deux guides, il nous faudra ajuster l'épaisseur de la gaine inférieure en fonction de la profondeur gravée lors de la définition du miroir. Nous étudierons donc l'influence de l'épaisseur de la gaine inférieure sur le couplage laser-guide.

L'interface n°4 n'a qu'une influence négligeable sur le comportement optique de la structure; elle n'agira pas sur le couplage, nous la négligerons donc par la suite.

La figure 5 résume la méthode employée pour prendre en compte les trois interfaces réfléchissantes. Nous définissons le sens positif de propagation du laser vers le guide. Comme nous l'avons déjà précisé plus haut, tant qu'il ne s'agit que de propagation nous utilisons l'algorithme des différences finies. Ce dernier ne permettant pas le traitement des réflexions, nous faisons appel à l'algorithme de transformée de Fourier rapide aux interfaces.

Nous employons la symbolique suivante:

 $E_{xy}^{A,B}$ où *E* représente le champ optique A indique si le champ est transmis (T) ou réfléchis (R). B indique si le sens de propagation est positif (P) ou négatif(N). x indique le plan de réflexion 1,2 ou 3. y représente un trajet aller s'il est impair et un trajet retour s'il est pair.

Lors de la propagation n°1 les interfaces 1 et 2 génèrent les champs réfléchis $E_{1,1}^{R,N}$ et $E_{2,1}^{R,N}$. A

l'interface 3 nous calculons le champ transmis E_1^T et suivons la propagation du champ réfléchis $E_{3,2}^{R,N}$.

Dans le sens retour, nous réitérons notre démarche en calculant les différentes réflexions. Cependant le champ dont nous devons considérer la propagation après l'interface 2 résulte de la somme du champ transmis $E_{2,2}^{TN}$ et du champ réfléchi lors du premier trajet $E_{2,1}^{R,N}$, il est nécessaire alors de tenir compte de la phase.



fig.5: Traitement des réflexions à l'interface laser-guide diélectrique.

On détermine l'énergie I du champ réfléchi par la relation:

$$I = \int_{a}^{b} n. Ex. Ex^{*} dx \qquad (10)$$

où a et b sont définies par $E(a) = \frac{E_0}{e}$ (cf fig. 6)

On compare alors l'énergie en valeur relative, du mode de départ et du mode réfléchi. L'analyse prend fin lorsque: $\Delta I < 10^{-8}$



Environ 6 à 8 trajets sont nécessaires (3 ou 4 allers-retours).

Après le passage des plans de réflexions une propagation de 100µm est calculée pour vérifier si le confinement demeure correct.

Le temps de calcul en langage Fortran sur PC microprocesseur Pentium est de 20 minutes environ.

e-Modélisation en 2 dimensions.

Etant donnés les matériaux dont nous disposons, nous avons envisagé les deux cas de figure suivants: $SiO_2(1,45)/SiO_2(1,47)/SiO_2(1,45)$ et $SiO_2/Si_3N_4/SiO_2$.

1-SiO₂(1,45)/SiO₂(1,47)/SiO₂(1,45).

Ce système possède un comportement monomode pour une géométrie qui le rend intéressant pour des applications d'aide au couplage avec une fibre optique, on voit alors tout l'intérêt de l'intégration d'un tel système avec un laser.

La figure 7 reprend le résultat de simulation en deux dimensions pour un miroir gravé de 5 μ m de hauteur et un guide dont la géométrie est la suivante: SiO₂(n=1,45):environ 1,5 μ m (gaine inférieure)

SiO₂(1,47): 1,7μm SiO₂(1,45): 1μm

On voit que la diffraction à la sortie du laser est telle que la différence d'indice n'est pas suffisante pour confiner la lumière.



fig. 7: Injection dans un guide silice

En augmentant la différence d'indice, il est possible de parvenir à un confinement suffisant avec un comportement monomode qui permettrait le couplage avec une fibre. En dépôt CVD d'oxynitrure de silicium (SiON) par le contrôle de la composition , il est possible de faire varier continûment l'indice de réfraction de ce matériau entre celui de la silice et du nitrure de silicium [27]. Cette technique permettrait d'atteindre le compromis correct.

2-SiO₂/Si₃N₄/SiO₂

Dans ce cas la différence d'indice est telle que le comportement devient très rapidement multimode pour des épaisseurs de coeur faibles. Pour conserver une marge de manoeuvre suffisante d'un point de vue technologique, nous conserverons une épaisseur de couche guidante supérieure à l'épaisseur de la couche active du laser. Le système sera alors obligatoirement multimode. Les applications visées s'inscrivent alors dans un objectif de puissance, où l'on cherchera à injecter la puissance optique d'une série de lasers dans un système qui permettra de focaliser les faisceaux en un point. On peut clairement se rendre compte des différents plans de réflexions sur le résultat de simulation de la figure 8.



fig.8: modélisation en BPM inverse 2D, de l'interface laser-guide SiO₂/Si₃N₄/SiO₂

Pour une épaisseur de coeur de $1,1\mu m$, la figure 9 représente l'influence de l'épaisseur de la gaine inférieure sur la transmission ou la réflexion. On voit que cette donnée peut être importante. En effet, on voit que la transmission est de 0,8 et le coefficient de réflexion de 0,17 pour une épaisseur de gaine de 1,04 μm , et qu'une variation de 5% de l'épaisseur fait chuter cette valeur à 0,7. Une telle variation peut avoir des conséquences importantes sur le courant de seuil du laser. Rappelons que l'épaisseur de la gaine est imposée par la hauteur du mesa après gravure du miroir.



fig.9: Influence de l'épaisseur de la gaine sur les coefficients de transmission et de réflexion de l'interface semi-conducteur / diélectrique.

f-Modélisation en 3 dimensions.

La modélisation en 2 dimensions a permis de déterminer une structure de guide compatible avec la structure laser dont nous disposions. Cependant le confinement latéral des modes n'est pas pris en compte dans cette approche, et la diffraction en sortie de laser est telle qu'il est nécessaire d'étudier précisément ce problème.

1- Diverses méthodes de confinement latéral.

Tout comme dans le cas du laser, nous pouvons choisir entre un confinement faible et fort (fig.10 a et b).



fig. 10: a-confinement faible: guide en arête. b-confinement fort: guide enterré.

D'un point de vue technologique, le premier cas est le plus intéressant puisque les dépôts se font en une seule opération, la gravure de l'arête venant s'effectuer ensuite. Dans le second cas, il est nécessaire de recommencer une opération de dépôt après gravure du ruban, ce qui nous verrons complique sévèrement le procédé, tout en aggravant le bilan thermique du composant (chaque dépôt est précédé d'une montée en température à 300°C puis d'un maintient à température d'une heure).

La largeur du laser que nous envisageons est de $4\mu m$. Le guide diélectrique est centré sur le laser et sera plus large de $2\mu m$.

La solution initiale est calculée par la propagation d'un champ Gaussien dans le guide du laser.

2-Cas du guide en arête

La fig.10 représente en coupe diverses étapes de la propagation pour une arête d'une hauteur de 0,2 μ m. Le champ y est représenté après 0;2;10;60;120 et 140 μ m de propagation. Il est évident que le confinement n'est dans ce cas pas satisfaisant: les pertes sont supérieures à 60% après 100 μ m de propagation. La structure ne permet pas une différence d'indices effectifs suffisante. Une gravure plus profonde peut être envisagée pour un confinement plus fort, cependant les simulations ont montré que le cas extrême où arête est gravée sur toute l'épaisseur de la gaine supérieure, n'est pas encore capable de confiner latéralement la lumière sortant du laser.



fig 10: modélisation 3D dans un guide silice/nitrure/silice, guide en arête



fig.10 bis: Positions des plans de coupe

3-Cas du guide enterré

Ce cas de figure est de loin le plus favorable car, comme nous pouvons le constater sur la fig.11 représentant les résultats de simulation pour une hauteur de ruban de 2000Å, le confinement reste excellent et n'évolue plus après 100µm de propagation.



fig. 11: modélisation 3D dans un guide silice/nitrure/silice, guide enterré

g-Conclusion

La modélisation montre que l'intégration d'un laser semi-conducteur avec un guide Silice, tel que nous l'envisagions, n'est pas possible. Il est peut-être possible d'utiliser l'oxynitrure de silicium (SiON) afin d'ajuster l'indice du coeur du guide tout en conservant un comportement monomode. Cependant, étant donnés les matériaux dont nous maîtrisons le dépôt, nous utiliserons un guide SiO₂/Si₃N₄/SiO₂ multimode à la longueur d'onde de travail. L'épaisseur de la gaine inférieure sera fixée par la profondeur gravée lors de la définition du miroir laser et ne devra pas excéder 1,7µm. Le coeur sera centré par rapport au puits quantique du laser et la gaine supérieure aura une épaisseur de 1,1µm.

Un confinement latéral en arête ne s'étant pas révélé suffisant, le confinement latéral du guide diélectrique sera défini après le dépôt du Si₃N₄. La gravure envisagée devra dépasser les 2000Å.

III.3 Réalisation technologique.

a-Eléments critiques.

Comme nous l'avons vu, chaque technique, hybride ou monolithique, visant à intégrer un laser et un guide passif, implique une maîtrise technologique particulière. La fabrication d'un laser conventionnel à ceci de particulier qu'on ne peut savoir s'il fonctionne tant que les puces n'ont pas été séparées. En effet la séparation des composants coïncide avec la création de la cavité résonante délimitée par les miroirs formés par les plans de clivage. On voit donc que cette méthode de fabrication n'est pas adaptée au concept d'intégration monolithique. Il faut donc adopter une nouvelle approche quant à la définition de ces miroirs. Nous verrons que ce problème a intéressé de nombreuses équipes, et que les solutions proposées à l'heure actuelle permettent de fabriquer des composants dont la fiabilité égale les composants conventionnels.

En dehors des aspects techniques, il y a un intérêt économique derrière ce problème de clivage. En effet, cette dernière opération peut difficilement être automatisée, et son succès relève parfois autant de l'habileté du manipulateur que du pur hasard. De plus, on voit la difficulté supplémentaire apportée pour le tri de composants séparés que l'on ne peut manipuler aisément. Le traitement des facettes après clivage est en outre extrêmement compliqué puisqu'il est fait après montage de la puce. C'est pourquoi la fabrication des miroirs permettrait un gain de temps évident, en testant les composants ou en traitant les facettes sur plaque. Cette approche est défendue par les chercheurs d'IBM [28].

Nous allons donc, avant de présenter le procédé de fabrication que nous avons mis en oeuvre, approfondir ce problème de fabrication de miroirs.

b-Réalisations de miroirs gravés-Etat de l'art. 1-Différentes méthodes physico-chimiques.

De nombreuses méthodes ont été proposées pour la réalisation de micro-miroirs:

•Gravure par voie chimique [29]

•Micro-clivage[30] •Gravure Ionique

α -Gravure par voie chimique

La gravure humide (wet etching) semble la plus aisée à mettre en oeuvre. Son principe est simple, il s'agit d'utiliser la sélectivité de certaines solutions chimique selon les plans denses (110). Cette méthode n'est pas appropriée à des structures plus modernes telles que celles que nous connaissons à l'heure actuelle (GRINSCH), avec puits quantiques et zone de confinement séparée où le taux d'aluminium est variable.

β-Micro-clivage

Le micro-clivage est beaucoup plus complexe et demande la maîtrise de l'épitaxie. Il faut inclure dans l'édifice épitaxial une couche sacrificielle de façon à fabriquer une poutre par sous-gravure, qui en se brisant sous l'effet des ultrasons, laissera la place à une facette de miroir clivée. S'agissant d'un clivage, la qualité du miroir est équivalente à celle d'un laser conventionnel. Cependant, le laser se retrouve placé sur un mesa de plusieurs microns de haut, ce qui ne facilite pas une éventuelle intégration.

y-gravure sèche

La solution la plus couramment adoptée est la gravure ionique réactive (Reactive Ionic Etching: RIE) et ses dérivées utilisant une chimie chlorée pour l'attaque de matériaux GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

Comparée aux méthodes précédentes, la gravure sèche permet de ne pas être limité par les directions cristallographiques, c'est ainsi que l'on a pu voir apparaître des composants de toutes formes: triangle, anneau, en U ou en L [31-35]

Nous avons relevé dans la littérature les méthodes suivantes:

•RIE: pour Reactive Ionic Etching (SiCl₄:[35,36], BCl₃Cl₂:[37], SiCl₄/He: [38], SiCl₄/Ar:[39])

La gravure résulte d'interactions physiques et chimiques du plasma avec la surface exposée, on peut distinguer plusieurs types d'interactions. La pulvérisation de la surface sous l'impact des ions, phénomène physique; la réaction chimique des radicaux libres qui elle-même peut être assistée par le bombardement Ionique.

Il existe actuellement deux modèles pour décrire la gravure RIE. Le premier suppose que le bombardement ionique brise les liaisons sur la couche de surface de façon à ce que les molécules puissent réagir avec les espèces chimiques en présence pour former des espèces volatiles. Le second, à l'inverse suppose que la réaction chimique se fait en premier et passive ainsi la surface. Le bombardement permet de retirer cette couche de passivation pour que la réaction puisse se poursuivre. La réalité se situera quelque part entre les deux modèles pour la majorité des cas. Ce processus peut être isotropique ou anisotropique suivant les conditions.

•IBE pour Ion Beam Etching [40], RIBE pour Reactive Ion Beam Etching [31] et FIBE pour Focused Ion Beam Etching:

dans ce cas de figure, le plasma et le substrat sont séparés par une grille. Une fois polarisée cette grille provoquera l'extraction d'un faisceau d'ions qui sera dirigé sur le substrat et provoquera la gravure. Lorsqu'on ne sélectionne que des espèces réactives nous sommes dans le cas de la RIBE. Etant donné que nous avons à faire à un faisceau de particules chargées, il est possible de modifier la direction du faisceau par un jeu de lentilles comparables à celles d'un microscope électronique à balayage. La gravure est alors très localisée grâce à la focalisation du faisceau (FIBE).

•CAIBE Cl₂/Ar Chemical Assisted Ion Beam Etching [28;32;41;42]:

par cette méthode il est possible de désolidariser les effets physiques et chimiques de la gravure. comme précédemment un faisceau d'ion non réactif (Ar+) est dirigé sur le substrat et un gaz (du chlore dans notre cas) est introduit sous forme moléculaire. La réaction est essentiellement chimique et la directivité est imposée par le faisceau d'ions, ce processus entraîne une très faible détérioration de la surface. Ce sont à l'heure actuelle les meilleurs résultats en terme de qualité de surface de gravure et de durée de vie des composants lasers.

•ECR (Electron Cyclotron Resonance):

Comme précédemment on cherchera ici à séparer les composantes physiques et chimiques de la gravure. On introduit le chlore à la surface de l'échantillon et l'on amorce le plasma à la fréquence courante de 13.56MHz. On utilisera ensuite un générateur qui permettra d'atteindre une densité de plasma supérieure d'un ordre de grandeur, par l'utilisation du phénomène de résonance cyclotron à une fréquence de 2,45GHz. On obtient ainsi un procédé créant de faibles dommages sur le matériau et conservant des vitesses de gravure élevées [44].

2-conditions de gravure-paramètres contrôlés.

Les études réalisées ont montré que lors de l'utilisation exclusive de SiCl₄ en gravure RIE, la pression de travail doit rester inférieure à 10 mT [36] pour lever la sélectivité d'attaque entre le GaAs et l'Al_xGa_(1-x)As. De plus, dans le cas du GaAs, il n'existe plus de sélectivité cristallographique. Travailler à basse pression a également l'avantage de minimiser les dommages que l'on peut apporter au matériau.

Une autre solution pour lever cette sélectivité est de réaliser la gravure par un mélange SiCl₄/Ar. Nous verrons qu'il est possible de maintenir une pression de travail élevée (>10 mTorr) et ainsi des vitesses de gravures légèrement plus élevées, en maintenant la pression partielle du SiCl₄ inférieure aux 10mT critiques.

c-Gravure RIE SiCl4/Ar

1-matériel

Nous disposons d'un bâti de gravure RIE Plasmalab 80 plus OXFORD.

L'enceinte est usinée dans un bloc d'Aluminium. Les parois internes sont anodisées et l'isolation de la chambre est assurée par un joint de type Viton.

Le générateur plasma opère a 13.56 MHz jusqu'à 300W, Des protections thermiques et électriques ont été prévue en cas d'excès de puissance réfléchie.

Le diamètre de l'électrode inférieure en aluminium anodisé est de 170 mm,

Le vide primaire est assuré par une pompe de refoulement Edwards 28 m³/h, bi-étagée chargée en huile minérale.

Le vide secondaire est obtenu à l'aide d'une pompe turbomoléculaire Balzers 330 l/sec compatible avec les gaz Chlorés.

La mesure du vide est assurée par une jauge capacitive pour la mesure de la pression de travail et une jauge Penning pour le vide limite.

Limite de vide atteint: 5.10⁻⁷mBar.

Gaz: O₂, CCl₂F₂ (Fréon 12), SiCl₄, Ar. Nous n'utiliserons que les deux derniers.

Le contrôle des débits des gaz est obtenu par un débitmètre massique Tylan FC 260

L'ensemble est contrôlé par P.C. (Techware III, microprocesseur 68000, PAL:langage d'automatisation de procédé)

Un interféromètre laser peut être adjoint au système de gravure pour le contrôle du fond d'attaque. Ne disposant pas à l'heure actuelle de ce type de matériel, nous contrôlerons la profondeur d'attaque par étalonnage de la vitesse de gravure.

2-la gravure

Avant la gravure effective du matériau, il est nécessaire de pomper suffisamment longtemps pour s'assurer de la propreté de l'enceinte de gravure; pour cela une pression de base de 4.10^{-6} mBarr est fixée. La pression de base représente le vide à partir duquel le système réalise la gravure. Les temps de gravure étant assez long dans notre cas (1 mesa de 5 µm = entre 100 et 180 minutes de gravure suivant le process), nous assurons une évacuation des espèces gravées en réalisant la gravure en cycles de 10 ou 20 minutes, où l'on redescend à la pression de base entre chaque cycle.

Nous n'avons pas fait varier la puissance appliquée entre les électrodes. L'incidence de ce paramètre est essentiel sur les dommages que l'on apporte au matériau. Ces derniers sont importants à considérer dans le cas de structures de petites dimensions (< 1 μ m); une puissance incidente inférieure à 20 W est considérée comme sans dommage sur le matériau [36], mais pour conserver des vitesses de gravure raisonnables nous avons réalisé tous les essais à une puissance de 100W.

Nous avons testé 4 types de gravure en faisant varier la pression et les espèces mise en jeu:

SiCl₄ 50 mT SiCl₄ 5mT SiCl₄/Ar 50 mT SiCl₄/Ar 5 mT

α -SiCl₄ 50 mT :

Lors de la gravure de GaAs, bien qu'aucun soin particulier n'ait été apporté dans la réalisation du masque (1400-27), une verticalité remarquable est observable sur les flancs du mesa et la base présente une inclinaison à 45° qui fait penser à une sélectivité d'ordre cristallographique (photo 12a). De plus, une pression de travail aussi élevée que les 50 mT employés ici entraîne une gravure qui présente une sélectivité non négligeable entre GaAs et AlGaAs, ce qui se caractérise par une sous-gravure des alliages a base d'aluminium comme cela est visible sur la photo 12b.



fig. 12 a

fig.12 b

fig. 12 a: Gravure AsGa par RIE SiCl₄ P=50mT fig. 12 b: Gravure d'une épitaxie AsGa/AlGaAs par RIE SiCl₄ P=50mT

β -SiCl4 5 mT

Le fait de baisser la pression au-dessous des 10mT critique entraîne la levée de la sélectivité cristallographique et chimique (photo 13). Cette fois-ci l'inclinaison présente n'est que la réplique du masque (masque Si_3N_4).



fig. 13: Gravure d'une épitaxie AsGa/AlGaAs par RIE Si $Cl_4 P=5mT$

γ -SiCl₄/Ar 50 mT

L'ajout d'Argon peut se faire en maintenant une pression de travail supérieure à 10 mT à condition que la pression partielle du SiCl₄ dans le mélange SiCl₄/Ar reste inférieure à 10 mT. En réglant les débitmètres de façon à ce que la proportion d'Ar soient 5 fois supérieure à la proportion du SiCl₄ il est possible de travailler à une pression de 50mT (photo 14). L'inclinaison qui persiste est la réplique du profil de résine qui a servi de masque (1400-27).



fig. 14: Gravure d'une épitaxie GaAs/AlGaAs par RIE SiCl₄ /Ar P=50mT

δ -SiCl₄/Ar 5 mT

L'ajout d'Ar au process à basse pression a montré une diminution du micro masquage sur les masques diélectriques (SiO₂, Si₃N₄) et les alliages Ni/Cr, sans le supprimer totalement. La composante physique de la gravure prend plus d'importance, ce qui fait chuter le contraste des vitesses de gravure. Il passe de v_{GaAs}/ v_{masque}=10 à 6 en présence d'Ar. Ceci impose de plus importantes épaisseurs de masque.

Les conditions de gravures que nous avons adoptées après différents essais sont finalement:

Pression de base 4.10⁻⁶mT Débit de SiCl₄ 5sccm Débit d'Ar 25 sccm (proportion 1:5 SiCl₄ Ar) Pression de travail 50 mT puissance 100W

3- Le masque

Le masque est un point critique, et la majorité de nos efforts se sont portés sur la recherche d'un masque de bonne qualité.

α -Qualité du masque.

Tout d'abord, il est évident qu'il est nécessaire d'obtenir des bords de masques lisses pour se rapprocher au mieux de la perfection du clivage.

Le rapport des vitesses de gravure (contraste de gravure) entre le semi-conducteur et le masque doit être maximum. Plus ce rapport est faible, plus le masque doit être épais (le semi-conducteur doit se graver beaucoup plus vite que le masque). D'autre part, la verticalité des flancs du masque doit être la meilleure possible, car le profil du masque se répercutera

systématiquement sur le profil du mesa, avec un rapport d'homothétie égal au rapport des vitesses de gravure. En conséquence, plus le contraste de gravure est faible, plus le masque doit conserver sa verticalité sur une grande épaisseur.

La forte sélectivité de gravure d'un masque peut être un désavantage lorsque les produits de réactions sont peu volatils et se redéposent ensuite à la surface du semi-conducteur. Il se forme alors ce que l'on peut appeler un micro-masque, et il en résulte en fin de process une sorte de stalagmite (photos 19 et 22).

Nous avons relevé toutes sortes de masques dans la littérature, allant de la résine optique [38,43] à la silice [33,41], en passant par des procédés multicouches plus complexes [28,32,36].

Nous avons étudié les possibilités suivantes:

•Résine 1400-27.

•Nitrure Si₃N₄

•Masque métallique Au Ni/Cr ou Ti

•Polyimide

•Masque à trois niveaux (résine/métal/résine)

•Résine AZ5214 et AZ5218.

β-Résine 1400-27.

La résine 1400-27 ne présente pas de disposition particulière pour ce type de réalisation. Les flancs ne présentent pas une verticalité suffisante à la révélation, comme le montre le résultat de la gravure photo 14. Cependant le fond d'attaque est propre.

γ -Nitrure Si $_3N_4$

Le nitrure présente une bonne résistance à l'attaque utilisée. Cependant il est nécessaire de le déposer en couche mince et d'y définir les motifs désirés ensuite. De plus, la gravure de ce diélectrique à l'aide des gaz habituels (CF_4 et SF_6) présente une sous-gravure qui fait perdre toute définition aux motifs.

δ-Masque métallique Au Ni/Cr ou Ti

Les masques métalliques par contre, peuvent être déposés avec une très grande définition grâce aux techniques d'écriture directe; cependant, le bord du dépôt forme un profil en biseau après lift-off. De plus la vitesse d'attaque des métaux au plasma n'est pas nulle. En effet, tous les métaux déposables au laboratoire sont susceptibles de réagir avec des radicaux Cl, sans compter une composante physique non négligeable. En conséquence, le biseau se déforme dans le temps et il en résulte un angle sur le flanc d'attaque du semi-conducteur (photo 15).

Un alliage comme le Ni-Cr présente un très bon contraste de gravure avec le GaAs, cependant il occasionne un micro-masquage qui le rend inutilisable dans l'optique d'une intégration éventuelle.

L'or ne présente pas de micro masquage dans les conditions de travail où l'échantillon est posé sur un substrat de GaAs. Cela rend donc possible une gravure auto-alignée sur des contacts ohmiques (photo 15).Nous discuterons de ces particularités dans les paragraphes consacrés au micromasquage.



fig.15 gravure d'un ruban laser auto-alignée sur le contact ohmique (Pt/Ti/Pt/Au) Largeur du ruban: 2µm

On peut observer sur la figure 15 le résultat de gravure sur une épitaxie laser. Le contact ohmique de type p (cf. chap.II-3 a) est utilisé comme masque. On voit qu'une telle gravure permet un contrôle précis des dimensions du ruban. Une telle structure n'est pas réalisable par voie humide.

ε-Polyimide et masque à trois niveaux (résine/métal/résine)

L'utilisation du polyimide en tant que masque de gravure revient à peu de chose près à l'utilisation d'une résine recuite au-delà des températures permises (à une température au-delà de laquelle la résine ne se dissout plus dans l'acétone). Nous préférerons le polyimide pour sa plus grande stabilité aux températures élevées (300°C). Nous utiliserons dans ce cas la technique développée au laboratoire pour la gravure de micro-miroirs dans des guides polyimides [25].

Nous pouvons également utiliser la technique à 3 niveaux [28]. L'intérêt de cette méthode est de concilier une forte épaisseur de masque et une haute définition.



fig. 16: Technique du masque à 3 niveaux

Sur un polymère, on dépose une couche mince d'un métal ou d'un diélectrique fig. 16a. Le motif est alors défini à l'aide d'une résine de haute définition (résine électronique SAL601 par exemple). Une première gravure permet de reporter le motif sur le métal ou le diélectrique (fig. 16 b). Ce dernier fait ensuite office de masque pour la gravure du polyimide par plasma oxygène (fig. 16 c.)

Il est également possible de déposer le métal par lift-off en dessinant le motif par écriture directe sur de la résine PMMA (étant donnés les recuits nécessaires pour ce type de résine, on voit qu'une résine optique classique ne supportant pas des températures

supérieures à 120 °C est peu recommandable). Ces techniques apportent la meilleure définition et la meilleure verticalité qui soit. Il est nécessaire de retirer le masque métallique avant la



fig. 17: Masque à niveaux multiples-Lift-off

gravure plasma finale. car son endommagement entraîne une déformation des flancs du polvimide. C'est ce phénomène que l'on peut observer sur la photo n°18. Nous avons déposé 500Å de titane sur 2µm de polyimide. Nous avons conservé le film de titane pendant la gravure. Une gravure plasma fluoré aurait supprimé ce film, cependant le polyimide en aurait subi les conséquences; de même les différentes attaques chimiques testées ont endommagé le polyimide (NaOH ou KOH pour un masque d'Al ; BOE ou H₃PO₄ pour un masque de Ti).

Un résidu de polyimide en fin de gravure témoigne de la déformation du masque. On peut néanmoins remarquer la faible rugosité du flanc de mesa.



fig. 18 Utilisation du masque multicouche: un résidu de masque à la surface témoigne du biseau laissé par le titane

Cependant le principal problème de l'utilisation du polyimide ne se trouve pas là; en effet, il est toujours possible de trouver un produit inerte à ces attaques chimiques (polyimide Dupont non photosensible). L'inconvénient majeur vient du fait qu'il nous est difficile d'obtenir une gravure homogène d'un diélectrique dans la configuration actuelle du bâti "GIR" (bâti de gravure ionique réactive consacré à la gravure des diélectriques: Si₃N₄, SiO₂, polyimide); il en résulte que certaines parties du substrat peuvent subir une exposition prolongée au plasma O₂ alors que d'autres zones peuvent être incomplètement découvertes. Le premier cas entraîne l'oxydation de la plaquette et la formation de silice lors de l'attaque SiCl₄; dans le second cas de figure, les résidus de polyimide agissent comme autant de micro-masques et retardent par endroits le début de gravure, ce qui génère un fond de gravure couvert de stalagmites (fig.19).



fig. 19 Présence de micro masquage en fond d'attaque dû à un retrait incomplet du polyimide avant l'attaque

Ce type de masque sera envisageable lorsqu'il sera possible de graver un diélectrique de façon suffisamment homogène, pour ne pas trop prolonger l'exposition du GaAs au plasma O_{2} , tout en assurant un retrait complet du polyimide.

φ-*Résine AZ5214 et AZ5218*.

Ces résines sont utilisées dans notre laboratoire pour leur vaste domaine d'application. Lors de l'étude qui a été nécessaire à la mise au point des procédés d'utilisation, il a été remarqué que les flancs de ce type de résine passent par une étape verticale lors de la révélation en utilisation inversée (la partie insolée reste après révélation). Comme nous l'avions vu dans la littérature, l'emploi de simples résines est possible à condition que leur définition soit suffisante. La reprise de ces paramètres particuliers nous a permis de graver une épitaxie sur 1 μ m de profondeur en conservant une verticalité acceptable (photo 20 a); cependant le contraste des vitesses de gravures est insuffisant. Lors d'une gravure plus profonde de 5 μ m (photo 20 b) nous avons observé une déformation du profil de gravure qui recopie le profil de résine avec un rapport d'homothétie correspondant au rapport des vitesses de gravure.



fig.20 a fig.20 b fig.20 Attaque 1µm (a) et 5 µm (b) de profondeur, masque résine AZ5214.

Nous avons donc poursuivi nos essais avec une résine de la même série plus épaisse dans des conditions d'utilisation analogue. Cette résine AZ5218 possède les mêmes qualités que la précédente (photo 21) et nous a permis de réaliser comme dans le cas des masques Au la gravure recherchée, à condition de déposer l'échantillon à graver sur un substrat de GaAs.



fig.21: Flanc de révélation de la résine AZ5218

4-Le micro-masquage

Ce terme rassemble tous les phénomènes pouvant entraîner l'apparition d'un masque parasite au cours de la gravure, ce qui aura pour effet la création d'irrégularités sur le fond d'attaque. Le micro-masquage peut avoir diverses origines, comme une contamination par des impuretés présentes dans le bâti. Ce problème est minimisé, car chaque gravure est précédée de plusieurs heures de pompage jusqu'au vide limite de la chambre. De plus, nous assurons des cycles de gravure de 10 à 20 minutes environ entre lesquels nous stoppons l'attaque, pour revenir à la pression de base et ainsi conserver un bâti aussi propre que possible (le temps nécessaire pour un retour à la pression de base de 4.10⁻⁶mBarr est d'environ 15 minutes). Après chaque gravure (entendre ici plus de 100 minutes d'exposition au plasma), il est nécessaire d'assurer un nettoyage poussé de la chambre (éponge abrasive et alcool), suivi d'au moins une heure de pompage, avant de recommencer un process (introduction dans la chambre, pompage à la pression de base et gravure).

Le micro-masquage peut également provenir des produits de réaction avec l'électrode se redéposant sur le substrat. Ce problème est complètement résolu par l'utilisation d'un substrat de GaAs comme support de gravure. Les espèces provenant de la platine se redéposent sur le substrat et non sur l'échantillon [36].

Par la méthode de gravure par ECR, il est possible de supprimer le micro-masquage du au dépôt du nitrure par adjonction d'hydrogène au mélange Cl₂/Ar [44].

Nous avons également remarqué qu'une trop longue exposition d'une surface à un plasma d'Oxygène (>10 min) pouvait entraîner un micro-masquage si dense que le fond de gravure en devient noir. En effet, dans le cas de masques multi-couches, nous avons prolongé le temps de gravure du polyimide afin de "nettoyer" la surface des résidus de polymères. Dans ce cas, seuls des hypothèses peuvent être faites: on peut imaginer qu'une sensibilisation de la surface à l'oxygène entraîne une formation de silice dans un plasma à forte teneur en radicaux silicium.

Une analyse en Spectrométrie Auger après plasma oxygène permettrait d'apporter quelques éléments de réponse.

Une autre origine du micro-masquage, la plus souvent rencontrée, est lorsque des éléments du masque se redéposent sur le substrat en cours de gravure; ceci se rencontre notamment avec le nitrure et les métaux comme le Ni, le Ti et le Cr pour ne citer que ceux que nous avons testés. Les espèces créées suite à l'interaction du masque avec le plasma ne sont pas suffisamment volatiles et se redéposent.

élément	composé de réaction	Température de fusion
Ga	GaCl ₃	77,9°C
As	AsCl ₃	-16°C
Au	AuCl	170°C
Ti	TiCl ₄	-25°C
Al	AlCl ₃	190°C
Ag	AgCl	455°C
Cr	CrCl ₂	814°C
Ni	NiSi	insoluble
In	InCl ₂	235°C
W	WCl ₆	275°C
Pt	PtCl ₃	435°C

Températures de fusion de divers composés de réactions

Ce dépôt se faisant de façon aléatoire dans l'espace et dans le temps, les pics résultant sont de hauteurs variables. D'une manière générale, on choisira pour masque un matériau formant des composés volatiles avec les espèces susceptibles de provoquer une réaction chimique.

Un critère souvent retenu pour la classification des éléments de réaction est la température de fusion. Lorsque cette dernière est inférieure à 200°C on considère le composé comme volatil, au-delà il occasionnera du micro-masquage.

D'après ce critère on voit que les composé de réaction du gallium et de l'arsenic sont très volatils et que l'aluminium reste classé dans les composés volatils. Ceci explique également pourquoi l'or et le titane ne forment pas de micro-masquage. L'or sera néanmoins plus résistant dans le temps. On voit que tous les autres métaux sont susceptibles de provoquer du micro-masquage, comme nous l'avons vérifié avec le chrome et le platine.

Avec les résines du type 5218 et 5214, nous avons rencontré un micro-masquage particulier où, contrairement au cas précédent, les stalagmites résultant en fin de gravure sont tous de hauteur égale (fig.22). Ceci suggère que des éléments soient présents avant même le début de gravure polluant la surface à graver.



fig.22 micro-masquage de hauteur régulière (masque 5218) (la verticalité de l'attaque est cependant satisfaisante sur les 5 µm de l'attaque)

Des préparations de surface ont été tentées pour supprimer ce problème de micro-masquage sur les résines 5214 et 5218. En effet ces résines sont utilisées sous-révélées, de plus le révélateur présente lui-même une certaine viscosité; des résidus de résine, voire de révélateur, peuvent occasionner un tel problème. Un rinçage soigné de la surface n'est pas suffisant. Nous avons également tenté de faire réagir les résidus de base (révélateur) avec des acides, ce qui aurait eu comme effet supplémentaire de désoxyder la surface à attaquer, sans succès. Tout ceci nous tend à penser que le révélateur n'est pas à l'origine du problème. En effet, nous avons obtenu une nette amélioration en passant les échantillons au plasma d'oxygène avant gravure. Les photos 23 a,b et c représentent des résultats de gravures après des temps de passage d'1 min, 1 min 30 et 2 min au plasma d'oxygène, et l'on aperçoit une nette diminution de la densité de défauts. Cependant ceci ne peut être une solution, car une trop longue exposition au plasma O_2 détériore le masque de résine, et comme nous l'avons vu plus haut, peut également avoir des effets néfastes.





fig.23 b



fig.23 Présence de micro-masquage a-1 min de plasma O2 (50mT 340V) avant attaque b-1 min 30 de plasma O2 (50mT 340V) avant attaque c-2 min de plasma O2 (50mT 340V) avant attaque

Sans pouvoir l'expliquer, ce type de micro-masquage est également totalement inhibé par l'utilisation d'un substrat de GaAs comme support de gravure.(photo 24)



fig.24 Utilisation d'un substrat GaAs comme support de l'échantillon suppression du micro-masquage

5 Conclusion

Nous rappellons les conditions de process que nous avons retenu.

 α -Gravure

Pression de base 4.10⁻⁶mT Débit de SiCl4 5sccm Débit d'Ar 25 sccm (proportion1:5 SiCl₄ Ar) Pression de travail 50 mT puissance 100W

 β -Masque:

ou

Pression de base 4 10-⁶mT Débit de SiCl₄ 1 sccm Débit d'Ar 5 sccm Pression de travail 5 mT puissance 100W

Auto-alignement sur les contacts ohmiques ou résine 5218 utilisée en procédé inversé

tournage V:3000 tr/s A:4000tr/s/s t:7s recuit sur plaque chauffante 120°C 90 s insolation (avec masque) 3s (puissance de lampe de 16mW) recuit sur plaque chauffante 120°C 90s exposition totale du substrat 30 s révélation dans le développeur AZ524 pur 25s environ

Utilisation d'un substrat de GaAs comme support de gravure.

Remarques:

•Les essais ont été menés sur des échantillons de petites tailles. La gravure de substrats deux pouces sous-entend l'utilisation de substrats trois pouces comme support, avec sans doute la modification des vitesses de gravure du fait de l'importance des éspèces à évacuer. Nous n'avons pas testé ce cas de figure.

•Récemment des essais de gravure de GaInAs ont été entrepris avec ces paramètres, mais la présence d'indium semble provoquer un micro-masquage pour lequel les précautions que nous utilisons ne sont pas suffisantes (cf. température de fusion de InCl₂). La gravure Méthane/Hydrogène est mieux adaptée à ce problème.

χ -Anisotropie de gravure

Pour conclure sur la réelle efficacité de l'anisotropie de la gravure nous pouvons montrer en exemple le résultat de la gravure d'un super réseau GaAs/AlAs utilisé en tant que réflecteur de Bragg dans une structure laser à émission par la surface (structure épitaxiée au LETI: fig.25 a,b,c). Le masque utilisé est de la résine 5218 sur un motif circulaire. On peut remarquer une sur-gravure à la base du mesa (effet de tranchée). Ceci se rencontre essentiellement dans le cas de procédé de gravure physique (usinage ionique), où un double bombardement est souvent à l'origine de ce type de problème. Cependant, la géométrie du masque semble avoir son importance car, comme le montre la figure 25 c, l'effet de tranchée disparait pour un rayon de courbure plus faible (R=30µm dans le premier cas, et quelques µm dans le second).



fig.25 a

fig. 25 b

fig.25 a et b: Gravure d'une structure super-réseau GaAs/AlAs (Epitaxié au LETI) présence de sur-gravure à la base du mesa (rayon de courbure de 30µm).



fig.25 c: Gravure d'une structure super-réseau GaAs/AlAs (épitaxiée au LETI) Rayon de courbure du masque: quelques µm

masque	gravure	rapport des vitesses de gravures vGaAs ^{/v} masque
résine 5218 ou résine 5214	SiCl4/Ar 50mT SiCl4 5mT	4 5
polyimide	SiCl4/Ar 50mT	5
1400-27	SiCl4/Ar 50mT SiCl4 5mT	6 60
Si ₃ N ₄	SiCl4/Ar 50mT SiCl4 5mT	6 11
Ni/Cr	SiCl4/Ar 50mT SiCl4 5mT	>20 mais très mauvais état de surface

Enfin nous résumons dans ce tableau quelques contrastes de vitesses de gravure.

III-4-Fabrication et caractérisation

a-Choix technologiques.

Nous avons mis au point deux méthodes susceptibles de permettre la fabrication de miroirs. La première faisant appel à un masque de résine optique inversible et la seconde à un masque métallique (le contact ohmique de type p). La résine a présenté une bonne verticalité de gravure et une rugosité faible des flancs. Cependant cette technique nécessite la fabrication d'un masque optique de très haute résolution. Il est possible d'atteindre une très bonne qualité de masque par écriture électronique du motif sur un masque au chrome: nous disposons au laboratoire du savoir-faire et du matériel nécessaire à ce type de réalisation. Nous avons vu également que la réalisation d'un masque métallique de haute définition est également possible par écriture directe du motif sur résine PMMA. Le masque n'ayant pas d'existence physique, cette technique apporte une très grande souplesse d'utilisation. En effet, une modification du masque est toujours possible par une simple manipulation de fichier informatique. C'est pourquoi cette méthode, bien que ne semblant pas apporter d'aussi bons résultats que sa concurrente a été préférée en raison de sa rapidité de mise en oeuvre et sa versatilité. Les bons résultats nous ont entraînés à poursuivre dans cette voie, sans explorer les possibilités offertes par la résine AZ5218.

Cependant, l'effort pour l'optimisation de ce procédé de gravure de miroir, doit être porté sur la technique de masque à trois niveau. Le principal problème de cette méthode est, nous l'avons vu, la présence de polyimide résiduel après plasma O₂. La verticalité et la faible rugosité du flanc de gravure du polyimide en fait un masque idéal.

b-Mise à l'épreuve de la technique choisie: fabrication de lasers à facettes gravées. 1-Procédé de fabrication

La méthode choisie permet une technologie de mise en oeuvre des plus simples:

-enduction de résine PMMA sensible aux électrons

-écriture directe du motif

-révélation

-dépôt de contacts ohmiques de type p (cf. chap II.2)

-lift-off

-gravure SiCl₄/Ar 5mTorr 180 minutes. Plaquette posée sur substrat GaAs.

-amincissement.

-dépôt des contacts ohmiques face arrière.



fig. 26 a et b: Gravure de facettes lasers auto-alignées sur les contacts ohmiques.

Les figures 26 a et b illustrent la qualité de la gravure. Les lasers ont été élargis avant le miroir, nous avons en effet remarqué au cours des essais que les points d'angles peuvent être moins bien défini que le reste du motif. Nous avons donc voulu éloigner ces angles de l'axe de propagation. Comme nous l'avons dit précédemment, on peut percevoir une certaine inclinaison des miroirs par rapport à la normale au plan du substrat, dû au profil en biseau du dépôt métallique. Cependant, les résultats montrent que nous restons dans les tolérances de la structure du laser dans son aptitude à reconfiner la lumière après réflexion. De même la rugosité du miroir sans être excellente, est suffisamment faible pour permettre l'effet laser.

La dimension des rubans est de 20µm de largeur et les longueurs étaient fixées à 600µm. En fonction de la position du clivage, nous comparons les cas:

facette clivée-facette gravée deux facettes gravées deux facettes clivées.



fig. 27 Vue après gravure au microscope optique du motif utilisé

Remarque: le masque que nous avons dessiné (fig.27) comprenait également des motifs de lasers conventionnels de faibles largeurs de rubans. En effet l'absence de sous-gravure permet des dimensions rigoureusement contrôlées. Ces motifs avaient pour but d'étudier l'influence de la capacité parasite de la jonction sur les performances dynamiques des composants. Cependant la forte hauteur du mesa (5µm) nous a posé problème en ce qui concerne la planarisation. Les composants, bien que présentant des caractéristiques statiques correctes, n'ont pu être montés pour tests dynamiques.

Les longueurs de cavité n'étant pas identiques, nous ne pouvons pas rigoureusement comparer leur comportement. Cependant nous avons obtenu l'effet laser dans les trois cas. Figure 28 nous comparons la caractéristique P(I) d'un laser ayant un miroir clivé et l'autre gravé avec un laser conventionnel:



fig. 28: Comparaison des caractéristiques P(I) de lasers conventionnels et clivé-gravé

Le courant de seuil est de 40mA et l'efficacité est de 0.45 W/A, pour un composant d'environ 600 μ m de longueur. Les caractéristiques des composants comportant une face gravée sont très proches de celles des lasers clivés. On peut néanmoins remarquer la quantité non négligeable d'émission spontanée. On mesure déjà ici l'influence de la qualité des miroirs.

2-Test sur substrat.

Comme nous l'avons déjà mentionné en introduction, l'un des enjeux important de la fabrication de lasers à miroirs gravés est la possibilité de sélectionner les composants sur plaque. En effet, le clivage n'est plus nécessaire à la caractérisation. Ainsi pour savoir si les diodes comportant deux facettes gravées fonctionnent, nous avons procédé aux mesures sans cliver le substrat (fig.29).



fig. 29: Rendement quantique: Puissance -photocourant

Les lasers étant disposés en ligne (fig 27), il nous a été possible d'utiliser l'un en tant qu'émetteur et les autres en tant que photorécepteur de type PIN-guide en les polarisant en inverse. Nous avons, dans un premier temps, mesuré la puissance émise par la face clivée et le photocourant recueilli par le laser en vis à vis. L'espace entre les deux composants est de $20\mu m$. Le courant est donc faible, on peut néanmoins estimer un rendement de 0.02A/W en considérant que la puissance émise par les deux faces est la même.

La linéarité de la réponse obtenue permet de tester les composants sur le substrat sans clivage préliminaire (fig.29). Nous avons testé cette possibilité en polarisant négativement les deux lasers d'extrémité et en mesurant le photocourant. Nous avons pu vérifier ainsi l'existence de l'effet laser sur des composants ayant les deux miroirs gravés (fig.30).



fig. 30: Mesures sur substrat de lasers aux deux miroirs gravés. 1 et 2 sont les lasers utilisés en tant que détecteurs

Pour des lasers de cavité de 600μ m on voit qu'il n'y a pas d'effet notable de l'imperfection des miroirs sur le courant de seuil. Sur une telle longueur, le gain est suffisant pour qu'il n'y ait pas d'influence importante des imperfections de gravure sur les pertes aux miroirs.

c-Intégration laser-guide plan

1-Utilisation de miroirs à réflectivité totale interne

La modification de l'indice du milieu de sortie du laser entraîne une variation dans la réflectivité des miroirs, qui sans compter les pertes supplémentaires dues aux imperfections de la gravure fera augmenter le courant de seuil du laser intégré. La solution pour remédier à ce problème est de compenser cette chute de réflectivité par une modification de l'autre miroir. Il est possible de traiter le miroir par une succession de dépôts (Al₂O₃/SiO₂) cette technique largement utilisée sur les lasers de type DFB permet d'atteindre des réflectivités de 90% [47]. Une autre solution tout à fait appropriée à notre cas est l'utilisation de miroirs à réflexion totale interne [48-50]. En effet il est bien connu qu'une onde se réfléchit sur une surface de façon totale si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle limite. Dans notre cas la définition de deux surfaces perpendiculaires placées avec un angle de 45° par rapport à la direction de propagation, permet la réflexion totale de l'onde. Cette idée a été proposée dès 1964, la forme particulière des composants rappelant les cabines de plages, leur valu l'appellation de "cabin-like laser". La définition des miroirs à 90° se faisant alors par polissage, l'idée ne fut reprise que plus tard lorsque la gravure ionique réactive a apporté une plus grande facilité de fabrication.



fig.31: Vue au microscope électronique d'une facette de miroir à réflexion totale interne

Dans une application en puissance, on peut imaginer la fabrication d'un système optique qui permettrait de focaliser l'émission d'une série de laser. Dans ce cas, l'utilisation de telles facettes est alors une possibilité très intéressante.

2-Mise au point du procédé de fabrication

La fabrication du laser restera sensiblement la même. La question est maintenant d'y adjoindre un guide diélectrique dont le dépôt se fera par PECVD.

Il est évident qu'il nous faudra dégager le corps du laser pour la prise de contact. Pour cela, deux possibilités s'offrent à nous: l'attaque par voie chimique du diélectrique ou par voie sèche.

La solution d'attaque capable de graver la silice et le nitrure est le BOE (pour Buffered Oxyde Etchant) qui est une solution commerciale à base d'acide fluorhydrique HF couramment utilisée en technologie silicium pour l'attaque des oxydes natifs. Cette solution est également réactive de façon sélective avec l'AlGaAs, et est d'ailleurs utilisée dans les techniques de lift-off épitaxial [49]. On voit quels dommages pourraient être provoqués sur les miroirs exposés. Par conséquent, il faut prévoir entre le laser et le guide une couche d'arrêt. Certains auteurs utilisent une fine couche de polysilicium déposé par PECVD [31]. En effet, le silicium est inerte face au BOE; cependant déposer du silicium à même le semi-conducteur pourrait avoir comme effet néfaste de doper superficiellement les flancs du composant, ce qui risquerait de créer des courants de fuite, voire un court-circuit. En conséquence, il faut une couche de protection entre le semi-conducteur et la couche d'arrêt. Après gravure des miroirs un dépôt de nitrure de silicium passive la structure sans trop modifier la reflectivité des miroirs (qq 100Å), puis une couche de polysilicium est déposée en tant que couche d'arrêt et enfin le guide de silice peut être déposé. Ne maîtrisant pas le dépôt de polysilicium, nous avons opté pour le polyimide en tant que couche d'arrêt à la gravure. L'épaisseur de ce matériau déposé à la tournette étant trop importante, il nous faut dégager les miroirs du laser par plasma oxygène. C'est pourquoi le nitrure reste indispensable en tant que protection contre l'oxydation.

L'autre problème causé par la gravure du guide au BOE est la sous-gravure. Des essais nous ont montré que la gravure de 4 μ m de silice pouvait entraîner une sous-gravure comprise entre 20 et 25 μ m. Nous devons donc prévoir le masque en conséquence.



Remarque:

Nous tenons également à souligner le danger que peut représenter l'utilisation de ce produit. La manipulation ne doit se faire que ganté (latex), sous hotte aspirante et les yeux protégés.

Le retrait de la silice peut également se faire par gravure ionique réactive à l'aide d'un gaz fluoré (CF₄ ou SF₆). Dans ce cas il n'y a plus de sélectivité par rapport au polyimide, et le contrôle du temps de gravure doit être rigoureux. Nous verrons malheureusement que la sous-gravure est telle que la gravure ionique réactive s'imposera comme la seule méthode possible; le polyimide apportera dans ce cas une certaine tolérance sur le temps de gravure du guide.



fig. 32: Procédé de fabrication du monolithe: laser-guide-plan

- a: Gravure des miroirs
- c: Dépôt de polyimide
- e: Dépôt PECVD du guide
- g: Ouverture du polyimide

b:Passivation Si_3N_4 d:Plasma O_2 f:Ouverture du guide (BOE) h: Ouverture du Si_3N_4 sur les plots de contacts

Le procédé de fabrication se décompose donc de la manière suivante:

-écriture directe du motif des contacts ohmiques (niveau de masque 1 électronique)

- -dépôt des contacts ohmiques de type p
- -gravure SiCl₄/Ar (fig.32 a).
- -passivation par dépôt de Si_3N_4 (fig.32 b)
- -dépôt de polyimide.(fig.32 c)
- -masque de résine inverse AZ5218 (niveau de masque 2 optique).
- -gravure plasma O₂ (fig.32 d).
- -dépôt du guide plan (fig.32 e).

-masque de résine 1400-37 (niveau de masque 2 décalé de 25 µm)

-attaque chimique BOE de la totalité du guide (fig.32 f)

-masque de résine PMMA (masque niveau 3 électronique) -ouverture du nitrure de Silicium par plasma CF₄

En plus des essais de gravure, la mise au point de ce procédé de fabrication a demandé quelques investigations supplémentaires.

Le dépôt par PECVD du guide passif sous-entend un traitement à des températures avoisinant les 300 à 350 °C. Le dépôt du guide $SiO_2/Si_3N_4/SiO_2$ nécessite environ 5 heures de dépôt. En effet les cinétiques de réactions en jeu sont faibles. De plus, tout dépôt est précédé d'un maintient à température de travail sous vide pendant une heure, ceci pour assurer la propreté et la stabilité thermiques de l'enceinte. Nous devons donc nous assurer de la tenue à ce traitement du contact ohmique et du polyimide.

La température critique du polyimide utilisé (Amoco 3112) est de 400°C, température à partir de laquelle le polymère se dégrade et peut devenir semi-cristalin; dans de tels cas le matériau peut devenir difficile à enlever au plasma Oxygène. Cependant le maintient d'un échantillon pendant plus de dix heures à 350°C n'a altéré ni l'aspect ni la vitesse de gravure au plasma. L'utilisation normale du polyimide prévoit un premier recuit sur plaque à 100°C pendant 1 minute, suivi d'un recuit à 300°C pendant une heure. Ce dernier peut être supprimé, étant donné la période de maintient en température avant dépôt; ceci peut améliorer quelques peu le bilan thermique du polymère. Le même traitement opéré sur des échelles de résistance n'a pas montré de variations de la qualité du contact.

Comme nous l'avons vu, le choix du BOE en tant que solution d'attaque du guide impose quelques essais préliminaires pour estimer la sous-gravure. Lors du dépôt, nous avons disposé un échantillon témoin qui nous a permis de mesurer une sous-gravure d'environ 20 μ m pour la gravure de la totalité du guide (4 μ m). Nous devons tenir compte de ce problème lors de l'alignement du masque.

Nous utiliserons deux fois le même motif de masque, la première fois pour la gravure de la zone de protection en polyimide (fig.35 a) en utilisant pour cela une résine inversée épaisse (AZ5218). Une forte épaisseur de résine est à prévoir. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les polymères ont tendance à aplanir la structure et, contrairement au cas des lasers multiélectrodes, il ne faudrait pas ouvrir le polyimide au sommet du mesa lors de cette étape qui nécessite le retrait total du polyimide déposé le long du miroir. Pour cela, nous utiliserons une épaisseur de polyimide inférieure à l'épaisseur de résine. $(1,5\mu m pour le polyimide et plus de 2\mu m pour la résine). Notons également qu'après un tel traitement thermique le polyimide n'a pas montré de réactivité face au BOE.$

La seconde utilisation de ce motif a pour but de dégager le corps du laser (fig.35 b et fig.36). Nous utiliserons pour cela une résine dans un procédé classique (1400 27 non réactif au BOE). Nous alignerons les motifs gravés dans le polyimide, puis nous décalerons le masque de $30\mu m$ avant insolation de la résine.

Malgré les précautions prises quant à l'évaluation des risques de l'utilisation du BOE, nous avons rencontré un problème lors de l'ouverture du guide, sans conséquence sur le fonctionnement du dispositif, mais gênant quant à la propreté de l'échantillon, ce qui pose problème pour les étapes suivantes (détection des marques d'alignement au masqueur électronique). Les essais de gravure ont été fait sur un échantillon plan: le dépôt sur le mesa impose la prise en compte des contraintes résiduelles dans le nitrure. En effet, le nitrure tel que nous le déposons présente une forte contrainte en tension. Suite à la fragilisation du film lors de la gravure, la relaxation de l'énergie élastique emmagasinée aux points de forte concentration de contraintes (arêtes) a entraîné la fracture du film. Ceci explique que pour les réalisations suivantes on préférera ouvrir le guide par procédé de gravure sèche.



fig.33:Vue générale du premier niveau de masquage (écriture directe)

Masque utilisé (fig.33 et 34): Ce masque doit permettre de tester plusieurs cas de figures: laser gravé-gravé laser clivé-gravé laser clivé-clivé laser gravé-miroir coin gravé Toutes ces possibilités sont représentées dans la partie inférieure du motif. Nous avons réuni les possibilités suivantes en ce qui concerne l'intégration du guide: laser gravé-gravé laser clivé-gravé laser gravé-miroir coin gravé

Nous avons prévu deux dimensions possibles de rubans de laser: 3 et 20 μ m. Nous savons que les composants larges fonctionnent mais nous ne savons pas si des lasers plus fins possèdent suffisamment de gain pour contrer toutes les pertes supplémentaires apportées par l'imperfection des facettes et la diminution de leur réfléctivité. C'est pourquoi les miroirs à réflexion totale ne sont expérimentés que sur les composants larges. Récemment de telles facettes ont été réalisées sur des rubans de 3 μ m de large [48].

La puce finale mesure 4mm x 1mm et permet de tester plusieurs longueurs de guides: 3; 2 et 1mm. Un guide diélectrique non intégré est également prévu sur le masque de définition du confinement.

Les carrés présents au milieu du dessin dans la partie inférieure, sont les marques d'alignement. Un seul jeu de 4 marques (8x8µm2) sont suffisantes, nous avons néanmoins placé un jeu de marque de "secours".



fig. 34: Vue générale des composants après gravure ionique réactive.


fig.35 a: Ouverture du polyimide aux miroirs après dépôt du guide b: Ouverture au-dessus du polyimide



fig. 36 : Détail du décalage du masque.

3-Résultat.

105 mA ont été nécessaires pour parvenir au seuil sur des lasers ayant une face gravée et l'autre clivée. Nous n'avons pas obtenu l'effet laser dans d'autres conditions, la chute du pouvoir de réflexion des miroirs est une des raisons de l'augmentation du courant de seuil. De plus on peut penser que l'interface laser-guide peut être à la source de beaucoup de défauts. Néanmoins une observation à la caméra infrarouge nous a permis de dénombrer environ 15 modes en sortie de guide plan.

Nous donnons figure 37 la caractéristique P(I) du monolithe pour une puissance optique recueillie du coté miroir clivé ou du coté guide.



fig.37 Comparaison de la puissance collectée coté miroir clivé et coté guide.

Sur certains échantillons, nous avons tenté d'opérer une gravure de confinement latéral dans la gaine de confinement supérieure du guide, comme le montre la fig.38. cette gravure n'a cependant été d'aucun effet et aucun confinement latéral n'a pu être observé comme cela avait été prévu par la modélisation BPM en 3 dimensions.



fig.38: Intégration laser-guide plan une gravure de confinement latéral a été opérée sur la gaine supérieure du guide

d-Modification du procédé de fabrication

Le procédé ne change pas jusqu'au dépôt du guide. On ne dépose tout d'abord que la gaine inférieure et le coeur du guide. Ensuite pour aligner le motif de confinement latéral du guide passif avec le ruban du laser nous utilisons le masqueur électronique. Cette technique permet un alignement parfait des deux guides, cependant il est impossible de repérer les marques alignement au travers de la silice et du nitrure, en effet le diélectrique a tendance à se charger lorsqu'il est balayé par le faisceau d'électron. C'est pourquoi nous devons pratiquer une première ouverture au dessus des marques d'alignements (fig.39a). Il n'est pas nécessaire de graver le polyimide au-dessus des marques, le phénomène de charge étant tolérable sur ce matériau. Les vitesses de gravure de la résine inversible SAL 601 étant trop important comparée à celle du nitrure, nous devons utiliser un masque métallique d'Aluminium. Après gravure (plasma SF₆) du confinement latéral l'aluminium est retirée dans une solution molaire de KOH. La gaine supérieure du guide est alors déposée, puis s'ensuivent les opérations d'ouverture du contact.



fig. 39: Modification du procédé de fabrication pour l'introduction d'un confinement latéral a:Dépôt de la gaine inférieure et du coeur c:Dépôt de la gaine supérieure du coeur d:Ouverture du corps du laser.

Conclusion du chapitre III (seconde partie).

Au cours de ce chapitre, nous avons montré théoriquement et expérimentalement l'intégration monolithique d'un laser à semi-conducteur et d'un guide diélectrique passif. L'utilisation de la méthode du faisceau propagé nous a permis de définir le guide plan compatible avec la structure laser dont nous disposions. Nous avons tenu compte des réflexions en utilisant l'algorithme de transformée de Fourier rapide aux interfaces. La diffraction à la sortie du laser est telle qu'il est nécessaire d'avoir une différence d'indice importante entre le coeur et la gaine du guide. Ainsi nous avons choisi un guide SiO₂/Si₃N₄/SiO₂.

Une analyse en 3 dimensions a permis de montrer quel type de confinement il faut adopter afin de confiner latéralement la lumière. Seul un confinement fort par un guide enterré permet de réaliser cela.

Nous avons développé une technique de gravure ionique réactive afin d'usiner les miroirs des cavités lasers. Une très bonne résolution du masque est exigée. Ainsi, deux solutions ont été retenues: une résine optique combinée à un masque chrome de haute résolution, ou une gravure auto-alignée sur les contacts ohmiques de type p. Afin d'éviter tout micromasquage, il est nécessaire d'utiliser un substrat de GaAs en tant que support de gravure. Afin de tester la qualité de la gravure, nous avons utilisé cette dernière méthode pour la fabrication de composants. Le motif de masque a permis de mettre en évidence l'effet laser sur des composants ayant deux miroirs gravés. Ainsi l'intégration d'un laser et d'un guide diélectrique a été réalisée. L'optimisation du procédé par l'utilisation de masque à 3 niveaux devra permettre d'optimiser ce premier résultat. Dans une application en puissance, nous envisageons l'intégration d'un système optique de couplage à une série de lasers, afin de focaliser toute la puissance optique émise en un point. L'utilisation de miroirs à reflexion totale interne semble être une solution intéressante par rapport à cette application.

Cette étude a débuté lors de la mise en service de la salle blanche du LCI (Laboratoire Central de l'Institut). Parallèlement, un bâti d'épitaxie par jets moléculaires à source gaz a été installé. La nécessité de valider la qualité des matériaux fabriqués nous a donné l'opportunité de fabriquer nos premiers lasers InP. Nous avons voulu mettre à profit l'expérience acquise pour tester la qualité des épitaxies par la fabrication de lasers larges contacts sur InP. Ceci fera l'objet du chapitre IV.

Références Bibliographiques

CHAPITRE III

[1]"AlGaAs OEIC transmitters",

H. Matsueda,

Journ. of lightwave tech. vol L.T.-5,pp. 1382-1390 ou

"GaAs/AlGaAs photonic integrated circuits fabricated using chemically assisted ion beam etching"

W.J. Grande, J.E. Johnson et C.L. Tang

Appl. Phys.Lett. 57(24), 10/12/90 pp.2537-2539.

[2]"III-V monolithic resonant photoreceiver using local epitaxy and large lattice mismatch material" Abouloudha S., Vilcot J.P., Razheghi M., Decoster D, François M., Maricot S., Aboudou A., Micro. Opt. Tech. Lett., 4(6),pp. 217-219 (1991)

[3]"Monolithic integration of GaAs MSM photodetector and $SiO_2/Si3N_4$ dielectric optical waveguide".

Aboudou A., Goutain E., Vilcot J.P., François M., Joannes L., Decoster D., , Elect. Lett., 28(1), pp.52-53 (1992).

[4]"Analysis on intrinsic losses of 45° self-aligned integrated mirror on polyimide monomode waveguide"

Joannes L., Harari J., Vilcot J.P. et Decoster D. Microwave and Optical Tech. letters Vol.9 N°6, 20/08/95 pp.353-355.

[5] "Etude et caractérisation de guides optiques réalisés en matériaux diélectriques",W. TchanaRapport de DEA, session Juillet 1994

[6]R. K. Watts Journ. of Appl. Phys. vol.44 p.5635 (1973)

[7]"Monolithic integration of short length GaInAs photoconductor with GaAs/AlGaAs optical waveguide on GaAs semi-insulating"

F. Mallecot, J.F. Vinchant, M. Razeghi, D.

Vandermoere, J.P. Vilcot, D. Decoster.

Appl. Phys Lett.55(19), 06/11/89, pp.1966-1968. voir également:

J.F. Vinchant.

"Intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques sur matériaux III-V", Thèse de l'Université, Lille 1990

[8]"Hybrid integration of a laser diode and a high silica multimode optical channel woveguide on Si", H. Terui,

Elect. Lett. vol.21 n°15 pp.646-648, 07/85

[9]"Hybrid integration of a laser diode and a monomode high contrast slab waveguide on silicon",

J.L. Loppe , A.J.T. de Krijger, O.F.J. Noordman, Elect. Lett., Vol. 27, n°2, pp.162-163, 01/91

[10]"Hybrid integration of semiconductor lasers with Si-based single-mode ridge waveguides" E.E.L. Friedrich, M.G. Öberg, B. Broberg, S. Nilsson, S. Valette, Journ. Of Ligth. Tech., Vol.10, N°3, 03/92

[11]"Hybrid integration of a laser diode with a planar silica waveguide",
C.A. Jones, K.Cooper, N.W. Nield, J.D. Rush,
R.G. Walker, J.V. Collins, P.J. Fiddyment,
Elect. Lett., Vol. 30, n°3, pp.215-216, 02/94

[12]"DFB lasers with monolithically integrated passive waveguide", T. Tanbun-Ek, P.A. Andrekson, R.A. Logan, S.N.G. Chu, D.L. Coblentz, A.M. Sergent, K.W. Wecht, PTL vol4 n7 07/92

[13]"InGaAsP monolithic extended-cavity lasers with integrated saturable absorbers for active, passive, and hybrid mode locking at 8.6 GHz", P.B. Hansen, G. Raybon, U. Koren, P.P.Iannone, B.I. Miller, G.M. Young, M.A. Newkirk, C.A. Burrus,

App. Phys. Lett. 62(13) pp. 1445-47, 03/93

[14]"Simple approach for monolithic integration of DFB laser and passive waveguide",V. Hornung, D. Remiens, D. Robein, A. Gloukhian, M. Carre,

Elect. Lett., vol 27, n°18, pp.1683-1685, 08/91

[15]"Integration process for photonic integrated circuits using plasma damage induced layer intermixing",B.S. Ooi, A.C. Bryce, J.H. Marsh,

Elect. Lett. vol 31 n°6, pp.449-451,16/03/95.

[16]"Ridge waveguide DBR laser with nonabsorbing grating and transparent integrated waveguide", D.Hoffstetter, H.P. Zappe, J.E. Epler,

Elect Lett. vol 31 n°12, pp.980-982,08/06/95

[17]"InGaAsP/InP Strained MQW laser with integrated mode size converter using the shadow masked growth technique",

I. Moerman, M. D'hondt, W. Vanderbauwhede, P. Van Daele, P. Demeester, W. Hunziker. Elect Lett. vol 31 n°6, pp.452-454,16/03/95

[18]"Monolithic integration of a spot-size transformer with a planar buried heterostructureInGaAsP/InP-laser using the shadow-masked growth technique",

I. Moerman, M. D'hondt, W. Vanderbauwhede, G.Coudenys, J.Haes, P.De Dobbelaere, R. Baets, Van Daele.

IEEE Phot. Tech Letters 1994, 6(8), pp.888-890

[19]"Novel deposit/spin waveguide interconnection DSWI technique for semiconductor integrated 'optics"

Furuya K. Miller B. I., Coldren L.A., Howard R.E., Elect Lett. vol 18 n°5, pp.204-205,1982

[20]"Integration of a laser diode with a polymerbased waveguide for photonic integrated circuit", N. Bouadma, J. Liang, R. Levenson, S. Grosmaire, P. Boulet, S. Sainson,
IEEE Phot. Tech. Lett. Vol. 6 N°10, 10/94

[21]"Beam Propagation Method, Analysis and assessment", Van Roey J., Van Der Donk J., P. Lagasse,

Journ. Opt. Soc. Amer., 71(7), pp. 803-810, 1981

[22]"Principes of Physics", Born M., Wolf E., Pregamon Press, New-York (1959).

[23]"Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated optics structures", Yevick D.,M. Glasner. Elect. Lett. 25(23), pp.1611-1613 (1989 Erratum

25(5) p.1747.

[24]"Méthodes de calcul numériques", Nougier, Masson, Paris

[25]"Etude et réalisation de circuits optiques avec micromiroirs intégrés, sur matériaux diélectriques." Luc Joannes:

Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I

Soutenue le 19 Septembre 1994.

[26]G.H. Jin, Thèse de Doctorat Université de Lille I, à paraitre

[27]"Silicon oxybitride a material for GRIN optics",

Baak T.

Appl. Opt., 21(6), pp.1069-1072 (1982) ou

"Elastooptical properties of SiON layers in an integrated optical interferometer used as a pressure sensor"

K. Fischer, J.Müller, R. Hoffmann, F.Wasse, D. Salle,

J. of light. technology, vol.12, $n^{\circ}1$, 01/94,pp.163-169.

[28]"Full-wafer technology- A new approach to large -scale Laser Fabrication and Integration",
P. Vettiger, M. K. Benedict, G-L. Bona, P.
Buchmann, E.C. Cahoon, K. Dätwiller, H.P.
Dietrich, A. Moser, H.K. Seitz, O. Voegeli, D. J.
Webb, P. Wolf.,
IEEE J. of Quantum Electronics, Vol 27 n°06
Juin/1991 pp 1319-30

[29]"New Chemical Etching Technique for Formation of Cavity Facets of (GaAl)As Lasers", M. Wada, K. Hamada, T. Shibutani, H. Shimizu, M. Kume,
IEEE J. of Quantum Electronics, Vol 24 n°11

Nov/1988 pp 658-61.

[30]"AlGaAs lasers with microcleaved mirrors suitable for monolithic integration.",L.Blauvett,N. Bar-Chaim, D. Fekete, S. Margalit,A. Yariv,Applied Physics Letters 40,82 pp.289-290.

Applieu Physics Letters 40,82 pp.289-290.

[31]"Continuous-wave operation and mirror loss of a U-shaped GaAs/AlGaAs laser diode with two totally reflecting mirrors.",F. Shimokawa, H. Tanaka, R. Sawada, S. Hara, Applied Physics Letters 56 (17), 23/04/90 pp.1617-19.

[32]"AlGaAs/GaAs based triangular-shaped ring ridge lasers",

A.Behfar-Rad, J.M.Ballantyne, S.S. Wong, Applied Physics Letters 60 (14), 06/04/92 pp.1658-60.

[33]"Rectangular ad L-shaped GaAs/AlGaAs lasers with very high quality etched facets.", A.Behfar-Rad, J.M.Ballantyne, S.S. Wong, Applied Physics Letters 54 (6), 06/02/89 pp.493-5

[34]"Etched-facet AlGaAs triangular-shaped ring lasers with output coupling."
A.Behfar-Rad, J.M.Ballantyne, S.S. Wong, Applied Physics Letters 59 (12), 16/09/91 pp.1395-97

[35]"CW Operation of semiconductor ring lasers",

T.Krauss, P.J.R. Laybourn, Electronics letters 06/12/90 vol.26 n°25 pp.2095-97.

[36]"Very low damage etching of GaAs",
S.K. Murad, C.D.W. Wilkinson, P.D. Wang, W.
Parkes, C.M. Sotomayor-Torres, N.Cameron,
J. Vac Sci Technlology B 11(6) Nov/Dec 1993
pp.2237-43.

[37]"AlGaAs/GaAs buried Multiquantum Well Lasers with a reactive Ion Etched Window Facet",
S. Semura, T. Ohta, T. Kuroda, H. Nakashima.
Japanese Journal Of Applied Physics. Vol 24 n°6 Juin 85 pp L463-465

[38]"Gain Guided laser diode having a curvedmirror-cavity with a low astigmatism.", A.Toda, T Kobayashi, M. Dohsen, Y.Mori. Applied Physics Letters 63 (06), 09/08/93 pp.726-728

[39]"SiCl₄ RIE for GaAs Optical Waveguides." G.J. Sonek, L. Jian-Zhong, E.D. Wolf, J.M. Ballantyne. Journal of Lightwave Technlogy, Vol L.T-3 n°5 Oct 85 pp 1147-1150

[40]"An AlGaAs Laser with High-Quality Dry Etched Mirrors Fabricated Using an Ultrahigh Vacuum In Situ Dry Etching and Deposition Processing System.", M. Uchida, S. Ishikawa, N. Takado, K. Asakawa.

IEEE J. of Quantum Electronics, Vol 24 n°11 Nov/1988 pp 2170-2177.

[41]"One-step two-level etching technique for monolithic integrated optics.", W.J. Grande, W.D. Braddock, J.R. Shealy, C.L. Tang.

Applied Physics Letters 51 (26), 28/12/87 pp.2189-91

[42]"Single-ended output GaAs AlGaAs Single quantum well laser with a dry-etched corner reflector.",

M. Hagberg, A. Larsson, S.T. Eng

Applied Physics Letters 56 (20), 14/05/90 pp.1934-36 [43]"5W GaAs/AlGaAs laser diodes with a reactive ion etched facet.",

S.S. Ou, J.J. Yang, M. Jansen,

Applied Physics Letters 67 (18), 29/10/90 pp.1861-63.

[44]"Dry etching of III/V semiconductors: fine tuning of pattern transfer and process control" J. Kaindl,S.Sotier, G. Franz J. of Electrochem. Soc. Vol.142,n°7,07/95 pp.2148-2424.

[45] "Stepwise-graded index multilayer broadband low-reflectivity coating for AlGaAs/GaAs power lasers"E. Marclay, D.J. Webb, P. Buchmann, P. Vettiger.

Appl.Phys. Lett.55(10),4/09/89 pp.942-944.

[46]"Optical Properties of RIE Corner Reflector Strained-Layer InGaAs-GaAs-AlGaAs Quantum-Well Lasers." G.M. Smith, D.V.Forbes, J.J. Coleman, J.T. Verdeyen. IEEE Photonics Technology Letters, Vol 5,n°8 Août 1993 pp 873-875

[47]"CW Operation of Corner Cavity Semiconductor Lasers."
S.D. Smith, J.L. Fitz, J.K. Whisnant. IEEE Photonics Technology Letters, Vol 5,n°8 Août 1993 pp 876-879

[48] "Microwave characterization of corner reflector p-doped multiple quantum-well lasers."
R.M. Spencer,S.S. O'Keefe, G.H. Martin, W.J. Schaff, L.F. Eastmann.
IEEE Photonics technology letters vol.7 N°1 01/95 pp.20-22

[49] "Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films."E. Yablonovitch, T. Gmitter, J.B. Harbison, R.

Bhat.

Appl. Phys. Lett.51(26) p.2222 (1987)

CHAPITRE IV

Réalisation de lasers à multipuits quantiques larges contacts sur matériau InP

IV-1 Introduction

En entrant dans ses nouveaux locaux, l'institut s'est doté d'un second bâti d'épitaxie par jets moléculaires alliant à la fois sources solides et gazeuses. Contrairement aux méthodes apparentées à la MOCVD où le craquage des molécules se fait à la surface du substrat, les molécules sont décomposées par chocs contre les parois d' une cellule portée à haute température. Les mécanismes de formation des couches épitaxiales sont donc ceux de l'épitaxie par jet moléculaire.

Ce type de bâti trouve tout son intérêt pour l'élaboration d'alliages contenant du phosphore, et ceci pour deux raisons. Premièrement, la volatilité du phosphore impose un surdosage de l'élément V; une source solide serait alors consommée en quelques heures. Une source gaz possède donc l'avantage de ne pas imposer l'ouverture de l'enceinte pour son remplacement. D'autre part, le radical phosphore obtenu par craquage de la molécule PH₃ a un coefficient de collage plus important que celui dégagé par une source solide. On peut alors, pour un même alliage, moins surdoser l'élément V. A titre d'illustration, la figure 1 décrit le taux d'incorporation en élément V dans un quaternaire du type $Ga_{(1-x)}In_xAs_{(1-y)}P_y$, en fonction du rapport en éléments V dans les flux. On voit que pour un alliage riche en arsenic (y < 0,2), l'incorporation relative en As et P dans le matériau est équivalente au taux As/P dans les flux; au-delà, ce dernier doit être nettement plus élevé.



fig. 1: Taux d'incorporation du phosphore dans l'alliage $Ga_{(1-x)}In_xAs_{(1-y)}P_y$ en fonction de la quantité relative de phosphine dans les flux .D'après [1]

On voit donc que cette méthode d'épitaxie est particulièrement bien adaptée aux nécessités des structure lasers de la filière InP. Lors de la mise en place de ce bâti, il a semblé donc naturel de valider la qualité du matériau par la fabrication de lasers larges contacts La configuration du bâti est la suivante :

sources solides: -deux cellules d'indium. -une cellule de Ga. -une cellule d' Al.

dopants:

p: Berrylium (solide).

n: Silicium .

sources gazeuse:

-une cellule de Phosphine. -une cellule d'Arsine.

Cette configuration permet de réaliser tous les types d'alliages allant de la filière GaAs à l'InP. L'existence de plusieurs cellules d'Indium en fait un outil de choix pour la fabrication de structures lasers. En effet, il est possible de commuter rapidement d'une composition à une autre. On peut alors faire croitre un quaternaire $Ga_XIn(1-x)As_yP(1-y)$ suivi d'un ternaire $Ga_XIn(1-x)As$ et ainsi constituer la zone active d'un laser à puits quantiques. Toute l'élaboration des différentes "briques" de la structure a été mise en oeuvre par Francis Mollot et Jean-Philippe Gouy.

IV-2 Structure

La structure laser que nous avons voulu réaliser dans un premier temps est une structure classique [2]:

matériau	type	dopage	épaisseur
substrat InP	n+		400µm
buffer InP	n+	n.i.d	0,5µm
Quaternaire	n.i.d		0,16µm
GaInAsP			
5 Puits quantique de	n.i.d		70Å
GaInAs en accord de			
maille			
4 Barrières de	n.i.d		80Å
Quaternaire GaInAsP			
Quaternaire	n.i.d		0,16µm
GaInAsP			
InP	p+(Be)	7	1,5µm
GaInAs	p++ (Be)	1.10^{19} cm ⁻³	500Å

fig.2: Structure laser envisagée

Le matériau de confinement transversal est un quaternaire du type $Ga_XIn_{(1-x)}As_yP_{(1-y)}$. L'accord de maille est assuré sur InP lorsque x=0,47y. L'épaisseur des puits et des barrières est calculé pour que la structure émette à la longueur d'onde de $1,55\mu$ m [2]

La croissance se termine par une couche de contact de GaInAs. Ce matériau de faible énergie de bande interdite permet d'améliorer la qualité des contacts ohmiques.

IV-3 Croissance par épitaxie par jets moleculaire à sources gaz.

1-Elaboration de l'alliage ternaire GaInAs en accord de maille sur InP.

La difficulté est ici de maintenir l'accord de maille sur InP. Le coefficient de collage des éléments III est quasiment égal à 1 pour des températures inférieures à 540°C [1]. En conséquence, on retrouve dans la composition de l'alliage le même ratio Gallium/Indium que dans les flux des cellules. Comme l'on ne fait intervenir qu'un élément V, la croissance est facilitée. L'incorporation d'éléments V est influencée par le recouvrement de la surface en éléments III, et les éléments V en excés s'évaporent. Le réglage des flux de Gallium et d'Indium se fait à l'aide des oscillations de RHEED.

Chaque étape de mise au point des différents alliages a été validée par des mesures par photoluminescence à température ambiante, ainsi que par double diffraction aux rayons X (DDX).



Le maximum du pic de photoluminescence mesurée à 300K (fig.3) est à la longueur d'onde de $1,65\mu$ m, la raie à 1.47μ m provient du laser Argon et sert de référence. Un désaccord de maille inférieur à 4.10^{-4} a été mesurée par DDX.

2-Elaboration de l'alliage quaternaire GaInAsP

Nous avons cherché à élaborer un quaternaire dont la longueur d'onde serait proche de $1,15\mu$ m.Ceci correspond aux valeurs théoriques de x=0,15 et y=0,34. Cette composition est en réalité proche de l'InP. Il a alors été choisi de conserver les conditions de croissance du binaire. Etant donnée la volatilité du phosphore, un surdosage intense est nécessaire; en

effet le quaternaire ($\lambda = 1, 15\mu m$) comprend deux fois plus de phosphore que d'arsenic; mais dans le bâti, la quantité de phosphore est 20 fois supérieure à celle de l'arsenic.



fig.4: Photoluminescence à température ambiante du quaternaire $1,13\mu m$

Trois essais ont été réalisés. Les matériaux ont présentés des luminescences aux longueurs d'onde de 1,075 μ m, 1,027 μ m et 1,13 μ m (fig.4). Ce dernier possède un désaccord de maille de 4.10⁻⁴ par rapport à l'InP.

Ce matériau très proche de celui recherché convient pour la démonstration visée.

3-réalisation de structures multipuits

Il s'agit ici de réussir la commutation d'une composition à l'autre. Ceci est critique dans la qualité des interfaces. Dans un premier temps, 4 puits de GaInAs ont été réalisés dans l'InP avec des épaisseurs croissantes de 3, 6, 9 et 18 monocouches. 500Å de GaInAs ont été déposés en surface en tant que référence.



fig.5: Photoluminescence d'une série de puits de GaInAs dans InP

La finesse des raies mesurées par photoluminescence à l'ambiante témoigne de la qualité des interfaces GaInAs/InP (fig.5).

Pour la réalisation de la couche active du laser, il est nécessaire de maîtriser la commutation entre les compositions du ternaire et du quaternaire. L'élargissement des raies à la photoluminescence montre une diminution de la qualité des interfaces (fig.6). La mesure par photoluminescence à basse température (disponible depuis peu) permettra d'apporter plus d'information pour une optimisation éventuelle.



fig. 6: Photoluminescence d'une série de puits dans le quaternaire $1,13\mu m$

Suite à ces résultats la structure laser pouvaient être épitaxiées. Les différentes étapes décrites ci-dessus ont été réaliséesur une période de 3 mois. Parallèlement des échantillons ont été fabriqués en vue des essais technologiques que nous allons décrire maintenant.

IV-4 Réalisation de lasers larges contacts sur InP

1-Gravure chimique et gravure sèche.

Comme l'on peut s'y attendre la nature des solutions d'attaque seront différentes. Elles le seront donc également dans la morphologie des mésas obtenus.

Une solution d'attaque du GaInAs est: $H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$ (3/1/20), cependant avec cette solution, l'attaque s'arrète sur l'InP; et il est impossible d'attaquer l'InP chimiquement par la suite . L'ajout d'eau oxygénée à cette solution permet la traversée de cette interface, la solution est alors non-sélective et possède les désavantages de la sous-gravure que nous avons décrit précédemment.

Une solution d'attaque de l'InP est: HCl/H₃PO₄ (1/4). Une "bizarrerie" de cette attaque InP est qu'elle ne présente aucune sous-gravure lorsqu'une couche de GaInAs lui est superposée. La couche de contact joue alors le rôle de masque épitaxial [3].



fig.7 :Vue au microscope optique d'une structure InP/GaInAs gravée par voie humide

Nous avons donc traversé l'interface InP/GaInAs par une attaque RIE $CH_4/H_2/Ar$, et ensuite procédé à l'attaque chimique d'InP. La sélectivité est totale sur le quaternaire. Cette méthode permet de réaliser très facilement des guides très fin, contrairement au GaAs. On peut identifier ce comportement sur les photos des figures 7 et 8 a et b.



a: [0;1;1] parallèle au petit méplat fig.8 : Photos de gravures suivant deux directions cristallographiques orthogonale par la méthode du masque épitaxial

Il n'y a de sous-gravure que dans le cas où l'orientation du motif est à 45° d'un des méplats, sur la photo de la figure 8, la couche de GaInAs ne mesurant que 500 Å d'épaisseur, on peut discerner cette sous-gravure par la transparence qu'il en résulte.

2-Amincissement.

La méthode éprouvée sur le GaAs s'est révélée satisfaisante pour l'InP sauf pour la phase de finition où le polissage mécanochimique n'est plus applicable. L'utilisation de

brométhanol nécessitant beaucoup de précautions de par sa nocivité, nous préfèrerons une méthode totalement mécanique sur un tissu encore plus fin que celui utilisé jusqu'ici. Le dégagement d'hydrure est nettement plus important sur ce type de matériau. Il est donc impératif d'opérer sous hotte aspirante.

3-Contacts ohmiques de type p

Nous avons testé sur GaInAs le contact ohmique utilisé précédemment sur GaAs. Bien que supérieure à celle mesurée précédemment avec le GaAs (voir chapitre 2) la résistivité du contact reste inférieure à 10^{-6} Ohm.cm². Les résultats restent donc excellents, notamment si nous considérons le dopage qui est plus faible dans ce cas que dans le précédent, cependant nous entreprendrons une série d'éssais afin d'optimiser ce contact.

Rc (Ohm.mm)	ρc (Ohm.cm ²)	Résistance carre Ω/\Box
0,104	9,27E-07	117,83
écart type	écart type	
0,012	1,05E-07	



Des expérimentations récentes ont montré qu'un recuit rapide peut faire diffuser la métallisation au delà des 500Å de la couche supérieure. Ceci est à prendre en compte par rapport à l'application envisagée.

4-Procédé de fabrication.

Le process est des plus simple et se résume en ces termes:

- Résinage et insolation du motif (ligne de $40\mu m$ de largeur).
- Alignement sur les plans de clivage.
- Révélation en casquette.
- Dépôt des contacts ohmiques de type p.

- Gravure RIE du GaInAs et traversée de l'interface GaInAs/InP.
- Gravure Chimique sélective autoalignée sur les contacts ohmiques.
- Collage à la cire et amincissement.
- Clivage.

IV-5 Caractérisation 1-Caractéristique P(I)

Les effets thermiques sont tels sur ce type de composant qu'il est impossible d'obtenir l'effet laser en courant continu. La caractérisation statique a donc été entreprise en régime d'injection impulsionnel. La durée de l'impulsion est de $0.1\mu s$ pour une période de $100\mu s$, le courant injécté est mesuré à l'oscilloscope à l'aide d'une sonde de courant. Le schéma de montage mis en oeuvre est représenté figure 10.



fig. 10: Schéma de montage pour la caractérisation en régime impulsionnel.

La cellule de détection dont nous disposons pour cette longueur d'onde étant de dimension plus réduite que celle utilisée dans les chapitres précédents, nous ne collectons pas la totalité de la puissance émise par le laser. Le résultat présenté figure 11 est donc sous-estimé; ne disposant pas d'une valeur fiable de l'efficacité quantique, il nous sera donc impossible d'extraire les pertes internes par la méthode classique reliant le rendement quantique interne à la longueur de la cavité selon la relation (2). L'acquisition d'une sphère intégratrice adjointe au matériel de détection, nous permettra de parfaire la mesure.

$$\frac{1}{\eta_{diff}} = \frac{1}{\eta_{int}} \left(\frac{2L\alpha_{int}}{\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)} + 1 \right)$$
(2)

Le rendement quantique différentiel externe est mesuré sur la courbe P(I):

$$\eta_{\rm diff} = \frac{2.P_{\rm out}/h\nu}{(I-Ith)q}$$
(3)

Le rendement quantique interne (η_{int}) se déduit de l'ordonnée à l'origine de la courbe $\frac{1}{n} = f(L)$, et la pente permet de remonter aux pertes internes.

Une méthode basée sur la mesure du gain par les oscillations de la cavité Perot-Fabry [3,4] permet de mesurer directement les pertes internes. Il est pour cela nécéssaire de tracer les spectres d'émission du composant pour des courants inférieurs au courant de seuil.

L'acquisition prochaine d'un monochromateur supplémentaire permettra d'améliorer la résolution du matériel actuel et ainsi d'approfondir ces mesures.

Le tracé de la densité de courant de seuil en fonction de la longueur de la cavité montre une décroissance (fig.10) et il existe un minimum du courant de seuil pour une longueur donnée (fig.11). Ce comportement est caractéristique des lasers à puits quantiques. On le modélise en exprimant le gain au seuil de la façon suivante:

$$g = a(J - J_0)$$
or
(4)

$$\Gamma g_{th} = \alpha_{int} + \frac{1}{L} \ln(R)$$
(5)

D'où la dépendance en 1/L de la densité de courant de seuil:

$$J_{th} = J_0 + \left[\alpha + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)\right] / a\Gamma$$
(6)



fig.11: Evolution de la densité de courant de seuil avec la longueur de cavité



fig. 12: Evolution du courant de seuil avec la longueur de cavité.



fig. 13 Evolution du courant de seuil en fonction de la longueur de cavité (d'après [1])

La figure 13 montre que nos résultats sont tout à fait comparables à ceux publiés dans la littérature pour des structures semblables [1].



2-Spectre optique

fig. 14: Mesure du spectre de 10000 à 16000Å

La figure 14 est un spectre d'émission d'un laser large contact. La mesure a été effectuée sur une large plage de longueur d'onde afin de vérifier que l'effet laser a bien lieu dans la zone active et non dans les matériaux de confinement. L'effet laser est observé pour une longueur d'onde de 1,51 μ m. Sur la figure 15 il est possible de discerner les modes longitudinaux.



fig. 15: Spectre obtenu sur laser large contact $L = \mu m I = A$

Conclusion:

Au cours de ce chapitre nous avons voulu résumer les principaux résultats d'une étude d'une durée de 3 mois pour la validation du matériau fabriqué dans le bâti d'épitaxie à source gaz. Nous avons obtenu l'effet laser à $1,51\mu m$ sur une structure multipuits quantiques en accord de maille sur InP. Le courant de seuil varie de 400 à 600mA pour des longueurs de cavités variant de 200 à 1200 μm . Les techniques de gravures citées permettront la fabrication de composants à structures plus fines.

Références bibliographiques du chapitre IV

[1] Indium Phosphide and related materials Processing, Technology and devices. Avishay Katz Editor, Artech House London.1992.

[2]"Etude expérimentale de diodes laser à vocation hyperfréquences" Vincent Magnin Rapport de DEA, Session de Juillet 94.

[3]Patrick Mounaix Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I

"Hétérostructure double barrière pour la réalisation de diodes et de transistors à effet tunnel résonnant" Soutenue le 7 Avril 1992.

[4]"Simple technique for measuring cavity loss in semiconductor lasers"

L.J.P. Ketelsen. Elect. letters 18/08/94 vol.30 N°17 pp.1422-1424 [5]"Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers"B.W. Hakki, T. L. Paoli.Journ. of Applied Physics, vol.46 N°3 03/75.

[6]Caractérisation et modélisation de diodes laser à puits quantiques dans le système GaInAs/GaInAsP. Jean-Marie Jolet Rapport de fin d'étude en vue de l'obtention du grade de maître en optoélectronique. Université de Liège, Année académique 1994/95

[7]"Anomalous length dependence of threshold for thin quantum well AlGaAs diode lasers"
P.S. Zory, A.R. Reisinger.
Electronics letters 24/04/86 vol.22 N°29 pp.475-477

[8] "InGaAs/InP graded-index quantum well lasers with nearly ideal static characteristics"
H.Temkin, T.Tanbun-Ek, R.A. Logan, J.A. Lewis, N.K. Dutta.
Appl.Phys. Lett. 56(13), 26/03/90 p. 1222-1225.



Conclusion Générale.

Le point de départ de cette étude est une analyse théorique des possibilités que peuvent offrir les lasers multiélectrodes pour des applications hyperfréquences. Une amélioration sensible de la fréquence de coupure d'un laser doit être obtenue par l'utilisation de l'effet d'absorption saturable. Nous avons cherché à mettre au point une technologie pour valider ce concept. Etant donné l'expérience de notre laboratoire sur les matériaux GaAs et pour faciliter cette première approche, nous sommes partis d'épitaxies réalisés dans les laboratoires de Thomson TCS.

Nous avons noté une amélioration de la fréquence de coupure; mais nous avons surtout voulu tirer parti de l'existence de deux accès hyperfréquences pour de nouvelles applications, notamment en tant que mélangeur hyperfréquence. Les études sur lasers multiélectrodes sont actuellement poursuivies sur des structures InP plus sophistiquées au Laboratoire Central de Recherche de Thomson.

La notion de mélange nous a conduit à proposer une autre solution pour la transmission optique d'un signal de fréquence élevée. Cette méthode présente l'avantage d'utiliser des lasers de performances dynamiques modestes. Il s'agit d'associer au laser un mélangeur hyperfréquence.

Etant donné la compatibilité en terme de matériaux d'un laser GaAs et d'un MESFET bigrille, nous avons cherché une solution sous forme monolithique. Cependant, la complexité de la réalisation ne nous a pas permis d'aboutir au monolithe complet et nous avons présenté les différentes étapes critiques du process envisagé.

L'intégration optoélectronique nous a semblé difficile à mettre en oeuvre et une intégration photonique plus immédiate. C'est pourquoi, parallèlement à ce travail, nous avons étudié la possibilité d'intégrer un laser GaAs avec un guide diélectrique constitué de silice et de nitrure. Les applications possibles visent cette fois-ci les sources optiques de puissance. En effet, on peut imaginer de cette façon, faire converger en un point la lumière émise par une série de lasers. La difficulté est de savoir usiner les miroirs et de réaliser l'interface laser/guide diélectrique.

Les études ont été menées théoriquement pour définir les meilleurs conditions de couplage, et expérimentalement pour définir des conditions optimales de gravure. Cette fois-ci, le monolithe a été réalisé avec succès et nous avons pu vérifier la validité de ce concept.

Tous les monolithes ont été réalisés sur épitaxies Thomson TCS. Cependant, depuis peu, un nouveau bâti d'épitaxie par jets moléculaires à sources gaz a été mis en fonctionnement, et nous avons voulu tester la possibilité de fabriquer des lasers larges contacts sur InP entièrement réalisé à l'IEMN.

Riche de l'expérience sur GaAs, nous avons processé des structures à multipuits quantiques GaInAs/GaInAsP qui ont montré des caractéristiques comparables à ce qui est publié dans la littérature. Nous pensons ainsi avoir démontré la qualité du matériau produit par ce bâti.