

N° d'ordre : 1803

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : **ELECTRONIQUE**

par

Eric GOUTAIN



SUJET :

"Etude et développement de diodes lasers sur InP pour la génération de signaux millimétriques"

Soutenue le 25 septembre 1996 devant la commission d'examen :

Mr. G. SALMER	Président (Lille I)
Mr. J.C. RENAUD	Directeur de Thèse (THOMSON-CSF/LCR, Orsay)
Mr. D. DECOSTER	Co-directeur de Thèse (Lille I)
Mr. E. PIC	Rapporteur (ENSERG-INPG, Grenoble)
Mr. M. GOLOUBKOFF	Rapporteur (CNET Lannion)
Mr. I. MONTROSSET	Examineur (Ecole Polytechnique de Turin)
Mr. L. CHUSSEAU	Examineur (Montpellier I)

A Gaëlle

A ma mère, à mon frère et sa petite famille

REMERCIEMENTS

Je remercie Messieurs Jean-Pierre D'Haenens, Jean-Pascal Duchemin, Georges Salmer et Edouard Constant qui m'ont permis de réaliser cette thèse dans le cadre d'une collaboration entre le Laboratoire Central de Recherche de THOMSON-CSF et l'Institut d'électronique et de Microélectronique du Nord.

Je voudrais remercier Monsieur Robert Blondeau pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire "Matériaux et Technologies pour l'Optoélectronique" dont il a la direction.

Je tiens à exprimer ici ma plus profonde et amicale reconnaissance à Jean-Charles RENAUD qui a dirigé cette thèse. Sa patience, ses compétences scientifiques dont il m'a fait profiter et le temps qu'il m'a consacré, m'ont grandement aidé tout au long de ce travail.

Je désire aussi adresser ma plus profonde gratitude et mon amitié à Didier Decoster qui m'a soutenu et aidé tout au long de mon cursus, pour sa grande disponibilité et pour ses qualités humaines.

Messieurs Etienne Pic et Michel Goloubkoff m'ont fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur, je les en remercie.

J'adresse mes remerciements à Messieurs Ivo Montrosset et Laurent Chusseau qui ont bien voulu me faire l'honneur de participer au jury de cette thèse.

Je remercie aussi Messieurs Michel Krakowski et François Deborgies pour l'aide importante qu'ils m'ont apportée au travers des longues discussions que j'ai eu le plaisir et l'honneur d'avoir avec eux, au cours desquelles ils m'ont fait profité de leurs connaissances et de leur expérience.

Je n'oublie pas non plus Geneviève Glastre, Daniel Rondi, Jean Ricciardi, Mélita Oyen, Simone Brillat et tous les membres du laboratoire de "Matériaux et Technologies pour l'Optoélectronique" qui ont facilité mon travail de diverses manières durant ces trois années.

J'aimerais remercier aussi Madame Annette Coquet ainsi que toutes les personnes que j'ai eu le plaisir de rencontrer au laboratoire central ainsi qu'à l'IEMN et dont le contact m'a beaucoup enrichi.

INTRODUCTION GENERALE

Chapitre 1. LES LASERS EN GENERAL LE LASER BI-ELECTRODE EN PARTICULIER

- I. Le laser monoélectrode
- II. Modulation d'un signal optique
- III. Les lasers multisections :
- IV. Le laser bi-électrode et la bistabilité contrôlée par tension
- V. La modélisation
- VI. Conclusion

Chapitre 2. FABRICATION ET COMPORTEMENT STATIQUE DES LASERS A DEUX ELECTRODES

- I. Technologie des diodes laser
- II. Analyse statique des lasers bi-électrodes
- III. Conclusion

Chapitre 3. GENERATION D'IMPULSIONS COURTES A HAUTES FREQUENCES

- I. Introduction : Les transmissions optiques numériques
- II. La génération d'impulsions courtes et de solitons : Etude comparative de différentes méthodes.
- III. Principe utilisé : la commutation de pertes (Q-Switching)
- IV. Méthodes de mesure d'un train d'impulsions
- V. Résultats expérimentaux
- VI. Conclusions et perspectives

Chapitre 4. GENERATION DE SIGNAUX HYPERFREQUENCES

- I. Introduction
- II. Génération d'ondes millimétriques : de la modulation directe à la modulation paramétrique
- III. Modulation directe d'un laser monoélectrode
- IV. Modulation d'absorption : cas du laser bi-électrode
- V. Conclusion

CONCLUSION GENERALE

ANNEXE I : CALCUL DES PARAMETRES POUR LA MODELISATION TYPE CIRCUIT

ANNEXE II : ETAT DE L'ART EN MATIERE DE GENERATION D'IMPULSIONS

ANNEXE III : BIBLIOGRAPHIE



Introduction générale

INTRODUCTION GENERALE

L'optoélectronique a connu un développement très important au cours de ces 30 dernières années. Avec l'amélioration des composants actifs tels que le laser et la photodiode il est devenu possible d'utiliser la fibre optique comme milieu de propagation de l'information. Ses nombreux avantages en termes de large bande passante, faibles pertes, légèreté, encombrement réduit et insensibilité aux champs électromagnétiques en font un excellent vecteur de communication. Grâce aux développements récents des composants émetteurs et récepteurs, les communications par fibre optique ont pu venir prendre place dans de nombreuses applications et permettre d'améliorer très largement les performances de ces systèmes.

Ainsi dans le domaine des antennes déportées, une antenne micro-onde doit pouvoir être la plus éloignée possible du centre d'exploitation équipé d'importants systèmes électroniques. Alors qu'avec une liaison utilisant des câbles coaxiaux ou des guides d'ondes, à cause de l'importante atténuation, il n'était pas possible d'éloigner l'antenne de plus de quelques centaines de mètres, avec de la fibre optique cette distance a pu être augmentée jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres sans perturber le champ de l'antenne.

Dans les systèmes radars, il est devenu possible de concevoir des dispositifs de tests d'antennes radars, notamment dans des milieux peu propices tel que le radôme d'un avion. L'utilisation d'une liaison par fibre permet de piloter un dipôle émetteur d'un signal référence placé devant l'antenne réceptrice à tester, et ceci sans perturber son diagramme de rayonnement [Newberg MTT89].

Dans le domaine du traitement du signal hyperfréquences, la fibre optique est apparue comme pouvant apporter une amélioration importante. Grâce à sa faible atténuation et à sa large bande passante, il est possible de l'utiliser comme ligne à retard avec un produit bande passante - retard supérieur à 10^6 et des pertes inférieures à $0,1 \text{ dB}/\mu\text{s}$, et ceci indépendamment de la fréquence. Ainsi le LCR a réalisé une ligne à retard de $50 \mu\text{s}$ avec une bande de 10 GHz , à conception modulaire [d'Auria Comm.].



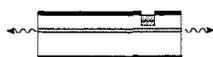


De nombreuses autres applications ont pu tirer avantage de l'utilisation des transmissions optoélectroniques et tout particulièrement les systèmes nécessitant des vitesses de transmissions de plus en plus élevées comme les systèmes mobiles larges bandes, les interfaces informatiques ou bien l'ensemble des réseaux de télécommunications.

Devant la demande grandissante de ces systèmes hyperfréquences, les composants optoélectroniques ont connu un effort de développement tout particulier. En effet, bien que la fibre possède de grandes qualités en terme de pertes et de bande passante, la propagation dans les fibres standards est limitée par une dispersion chromatique ; mais la principale limitation provient des composants d'extrémités et en premier lieu des lasers. Ceci explique l'important effort qui a été fourni afin de répondre aux spécifications imposées par les systèmes et l'utilisation de la fibre optique.

L'ensemble des systèmes présentés plus haut peuvent être regroupés en deux grandes familles que sont les applications de type analogique consistant à moduler l'amplitude, la fréquence ou la phase du signal pour véhiculer l'information, et les systèmes de transmissions numériques qui eux, utilisent le codage en "zéro" et en "1" sous la forme d'impulsions lumineuses. Pour chacune de ces familles, les spécifications sont quelque peu différentes. Ainsi, pour l'analogique, il sera important d'utiliser un composant possédant une très large bande passante et de présenter un rapport signal sur bruit très important (~50 dB). Alors que pour des systèmes numériques, le signal sur bruit ne devra être supérieur qu'à environ 20 dB et la bande passante nécessairement très large ; par contre l'émission du laser doit être très stable en longueur d'onde, dans le temps et en fréquence simultanément.

De nos jours, pour toutes ces applications, les maîtres mots sont devenus "performance" et "rentabilité". Aussi est-il indispensable de tenir compte du coût dans les choix à faire en terme de composants. Ainsi préférera-t-on la modulation directe de l'émission optique d'un laser plutôt que l'utilisation d'un modulateur externe, même si ce dernier présente plusieurs avantages en terme de performances. De même, les sources émettrices doivent être conçues de manière à pouvoir être utilisées adaptées avec les éléments existant tels que les fibres standards et leur dispersion chromatique, mais aussi qu'elles soient compatibles avec les





systèmes courants tel que la division par multiplexage temporel (Optical Time Division Multiplexing , OTDM en terminologie anglo-saxonne).

D'une manière générale, les sources lasers émettant aux longueurs d'ondes 1,3 μm et surtout 1,55 μm ont pris une importante place dans le développement des systèmes optoélectroniques hyperfréquences. Afin de pallier le problème de dispersion chromatique dans les fibres, des sources (lasers D.F.B. (Distributed Feedback), D.B.R. (Distributed Bragg Reflector)) possédant des spectres optiques d'émission très étroits ont été développées. Depuis plusieurs années, d'importantes recherches ont été menées afin de comprendre et améliorer les performances de ces lasers et tout particulièrement leurs performances dynamiques [Lau JQE85, Fukushima JJAP93, Ralston JQE93].

Grâce à l'utilisation des puits quantiques, d'importantes améliorations ont pu être apportées aux performances statiques et donc à de nombreux paramètres importants tels que le courant de seuil, le bruit d'intensité relative (R.I.N.), la largeur de raie d'émission. En terme de performances hyperfréquences, les améliorations, par rapport au matériau massif, ne sont apparues que beaucoup plus récemment [Morton EL92], et ceci grâce à une meilleure compréhension des propriétés de transport dans ces nouveaux matériaux. Malgré tout, même avec ces structures améliorées, la modulation directe reste limitée notamment par la présence d'importants éléments parasites ; aussi pour atteindre des fréquences de coupure appartenant au domaine millimétrique, il est nécessaire d'imaginer de nouveaux concepts de modulation surmontant les limitations classiques, mais bien sûr sans augmenter la complexité de la technologie.

A cette fin, diverses solutions ont été proposées ces dernières années. Nous avons développé l'une d'entre elles, basée sur l'utilisation d'un laser bi-électrode. Ces structures ont la particularité de pouvoir présenter de la bistabilité, de l'autopulsation et du blocage de modes juste en modifiant les conditions d'alimentation des électrodes. Si, jusqu'à présent, les phénomènes non linéaires paraissaient souvent indésirables dans les systèmes, ils pourront certainement être mis à profit dans les systèmes futurs grâce à l'utilisation de lasers multisections et tout particulièrement du laser bi-électrode.





En effet, en mettant à profit certains modes de fonctionnement, le laser bi-électrode va pouvoir être intégré dans des modules émetteurs tout optique à des fréquences qui devraient atteindre les 100 GHz.

L'objectif de ce travail a été d'étudier puis d'exploiter le comportement de ces structures bi-électrodes, tant pour une application de type numérique (génération d'impulsions) qu'analogique (large bande passante). En particulier, cette étude doit valider un nouveau concept proposé par l'IEMN (Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord), qui consiste à moduler l'absorption d'une cavité laser comprenant deux sections.

Afin de présenter le travail effectué durant cette thèse, le manuscrit a été divisé en quatre chapitres.

Chapitre 1 :

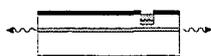
Ce chapitre est consacré à un rappel sur les différentes structures lasers et leur fonctionnement. Cela nous conduira à exposer particulièrement les caractéristiques plus spécifiques du laser bi-électrode, afin de pouvoir exploiter cette structure.

Chapitre 2 : Technologie et étude statique

Une première partie sera consacrée à la technologie utilisée pour la fabrication des composants bi-électrodes. Nous verrons notamment que le processus de fabrication a pu être conçu à partir de celui d'un laser monoélectrode par l'ajout de quelques étapes spécifiques.

Dans la seconde moitié de ce chapitre, nous aborderons l'étude effectuée sur le fonctionnement statique de ces composants et nous décrirons les méthodes de caractérisations particulières qui ont été développées et mises en place afin de permettre une détermination rapide de la qualité des composants pour les applications hyperfréquences. Le lecteur pourra trouver, dans cette partie, une description des différents comportements observés et l'analyse qui en a été faite.

Chapitre 3 : Génération d'impulsions





Ce chapitre concerne la première application dans laquelle peut intervenir le laser bi-électrode. Après une description des différentes techniques développées pour la génération d'impulsions, nous présenterons l'approche que nous avons privilégiée afin de pouvoir travailler à hauts débits : le "Q-Switching". Nous démontrerons également que ce type de composants répond parfaitement aux exigences requises pour la génération d'impulsions de type solitoniques qui sont nécessaires à l'intégration des systèmes de transmission longue distance numériques. Cette démonstration sera accompagnée du processus d'étude qui a été suivi pour atteindre cet objectif. A cette fin nous décrirons comment les divers résultats de mesures ont été exploités afin de développer une structure nous permettant d'obtenir ces performances.

Chapitre 4 : Génération hyperfréquence

Dans cette dernière partie, l'objectif sera d'étudier et de démontrer expérimentalement les améliorations apportées par la modulation d'absorption d'un laser bi-électrode. Dans un premier temps, une analyse des paramètres importants (gain différentiel, pertes internes...) sera décrite ; puis les différents résultats expérimentaux seront présentés.

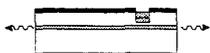
Ce manuscrit sera conclu enfin par un rappel des résultats importants obtenus, ainsi que par une discussion. Des études complémentaires pourront être menées afin d'améliorer encore les performances.





REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références	Articles
[d'Auria Comm.]	L. d'Auria Communication privée
[Fukushima JJAP93]	T. Fukushima, R. Nagarajan, M. Ishikawa et J.E. Bowers, "High speed dynamics in InP-based Multiple Quantum well lasers", Japanese Journal Of Applied Physics, Vol 32 93 pp 70-83
[Lau JQE85]	K.Y. Lau, A. Yariv, 'Ultra-high speed semiconductor lasers', IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol QE-21, N° 2, 1/2/1985, pp. 121-138
[Morton EL92]	P.A.Morton, R.A.Logan, T.Tanbun-EK, P.F.Sciortino JR., A.M.Sergent, R.K.Montgomery and B.T.Lee, "25 GHz bandwidth 1.55mm GaInAsP p-doped strained multiquantum~well lasers", Electronics Letters, Vol.28, No.23, 5th November 92, pp. 2156-2157.
[Newberg MTT89]	I.L. Newberg, C.M. Gee, G.D. Thurmond, H.W. Yen, "Long microwave delay fiber optic link for radar testing", IEEE MTT-S Digest, 1989, U-3
[Ralston JQE93]	J.D.Ralston, S. Weisser, I. Esquivias, E.C. Larkins, J. Rozensweig, P.J. Tasker, J. FJeissner, "Control of differential gain, nonlinear gain, and damping factor for high-speed application of GaAs-Based MQW lasers", Journal of Quantum Electronics, Vol.29, n°6, 06/93, pp. 1648-59



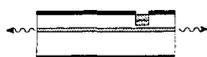


Table des matières

CHAPITRE 1.
LES LASERS EN GENERAL
LE LASER BI-ELECTRODE EN PARTICULIER

I. LE LASER MONOELECTRODE	1
A. HISTORIQUE	3
B. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT	3
C. STRUCTURES LASERS	7
1) Structures verticales.	7
a) Laser " Bulk "	7
b) Laser à puits quantiques.	7
2) Structures transverses	11
a) Le guidage par le gain	11
b) Le guidage par l'indice	13
3) Structures longitudinales	13
D. EMISSION LASER.	15
1) La distribution spatiale	15
2) La distribution spectrale	15
E. ETUDE DU FONCTIONNEMENT D'UN LASER : LES EQUATIONS DE CONTINUTE	21
1) Expression du Gain optique	23
2) Les différents types de recombinaisons	25
a) Les recombinaisons radiatives	25
b) Les recombinaisons non radiatives	27
3) Les pertes dans la cavité	29
F. COMPORTEMENT STATIQUE :	31
G. COMPORTEMENT SEMI-STATIQUE : LE R.I.N.	37
H. COMPORTEMENT DYNAMIQUE	39
II. MODULATION D'UN SIGNAL OPTIQUE	41
A. LA MODULATION DIRECTE : LE LASER CONVENTIONNEL	41
B. LA MODULATION EXTERNE : LES MODULATEURS	41
1) modification de la phase	43
a) Effet électro-optique	43
b) Effet de porteurs libres et de remplissage de bande (Bandfilling)	45





2) modification de l'amplitude : l'électroabsorption	45
III. LES LASERS MULTISECTIONS :	47
A. LA GENERATION D'IMPULSIONS	49
1) Le verrouillage de mode ("mode locking")	49
2) Le "Q-Switching"	51
B. L'EXTRACTION D'HORLOGE	53
C. L'ACCORDABILITE EN LONGUEUR D'ONDE	53
D. AMELIORATION DE LA REPONSE HYPERFREQUENCE	53
1) Le levier de gain (Gain levering)	53
2) La modulation paramétrique	55
IV. LE LASER BI-ELECTRODE ET LA BISTABILITE CONTROLEE PAR TENSION	55
1) L'absorption saturable	57
2) La bistabilité	57
3) Expression analytique de l'absorbant saturable et modification des équations d'évolution	57
V. LA MODELISATION	63
VI. CONCLUSION	67





CHAPITRE 2

FABRICATION ET COMPORTEMENT STATIQUE DES LASERS A DEUX ELECTRODES I

I . TECHNOLOGIE DES DIODES LASER	1
A . PREMIERE EPITAXIE	5
B . LASERS D.F.B. : FORMATION DU RESEAU	5
C . LA STRUCTURE B.R.S.	7
1 . Gravure du ruban	7
2 . Reprise d'épitaxie	9
3 . Formation du contact ohmique.	9
4 . Implantation de protons	9
5 . Dépôt d'or	11
6 . Séparation des électrodes	11
7 . Formation des contacts	13
a) Configuration initiale	13
b) Configuration améliorée	15
8 . Amincissement .	17
9 . Métallisation face arrière	17
D . LE PROCESSUS RIDGE	19
1 . Seconde épitaxie	19
2 . Contact ohmique	19
3 . Gravure du Ridge et définition de l'inter-électrode	19
4 . Planarisation	21
5 . Métallisation - Amincissement	21
6 . Clivage	23
7 . Montage des lasers	23
II . ANALYSE STATIQUE DES LASERS BI-ELECTRODES	25
A . COMPORTEMENT MONOELECTRODE	25
1 . Analyse statique	25
a) $I(V) - P(I)$	25
b) Le spectre d'émission optique	27
2 . Analyse semi-statique	27
B . COMPORTEMENT STATIQUE D'UN BI-ELECTRODE	29





1 . Caractéristique $I(V)$ de l'électrode de contrôle	31
2 . Caractéristique $P(I_g)_{V_{abs}}$ des lasers bi-électrodes	33
a) Extraction des paramètres d'absorption :	35
3 . Influence de V_{abs}	39
a) Alimentation en tension non stabilisée	41
b) Alimentation en tension stabilisée	43
4 . Corrélation Résultats $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$ -Comportement $P(I_g)_{V_{abs}}$	43
5 . Influence de la distance inter-électrode et de sa résistance	45
6 . Influences des différentes longueurs d'électrodes	47
a) Rapport longueur d'absorbant sur longueur totale	49
b) Influence de la longueur de section de gain	49
c) Influence de la longueur de section de contrôle :	49
7 . Influence de la température	53
8 . Analyse du spectre d'émission d'un laser bi-électrode	55
a) Les lasers Pérot-Fabry	55
b) Les lasers D.F.B.	57
III . CONCLUSION	61





CHAPITRE 3.

GENERATION D'IMPULSIONS COURTES A HAUTES FREQUENCES

I . INTRODUCTION : LES TRANSMISSIONS OPTIQUES NUMERIQUES	1
II . LA GENERATION D'IMPULSIONS COURTES ET DE SOLITONS : ETUDE COMPARATIVE DE DIFFERENTES METHODES.	7
A . LE BLOCAGE DE MODES ("MODELOCKING")	7
1) "Modelocking" Actif	9
2) "Modelocking" Passif	11
3) "Modelocking" Hybride	13
4) La collision d'impulsions (le "colliding Pulse")	13
5) Conclusion	13
B . LA COMMUTATION DE GAIN ("GAIN-SWITCHING")	15
III . PRINCIPE UTILISE : LA COMMUTATION DE PERTES ("Q-SWITCHING")	15
A . PRINCIPE	15
B . ETUDE THEORIQUE	19
C . L'AUTOPULSATION : BENEFIQUE OU EFFET PARASITE ?	23
IV . METHODES DE MESURE D'UN TRAIN D'IMPULSIONS	25
A . L'AUTOCORRELATION OU LA GENERATION DE SECONDE HARMONIQUE	25
1) L'accord de phase	29
2) Indices de réfraction	31
3) Interprétation de la fonction d'autocorrélation	31
B . LA CAMERA A BALAYAGE DE FENTES	33
C . LA MESURE TEMPORELLE : L'OSCILLOSCOPE A ECHANTILLONNAGE	35
1) Description du banc	37
2) Limitations du banc de mesure	37
a) La photodiode	37
b) L'oscilloscope et la tête d'échantillonnage	37
c) La déconvolution	39
3) Forme de l'impulsion	41
D . LA MESURE DE LARGEUR SPECTRALE	43
V . RESULTATS EXPERIMENTAUX	45





A . GENERATIONS D'IMPULSIONS COURTES A HAUTES FREQUENCES : LASERS PEROT-FABRY	45
1) Influence des paramètres de fonctionnement	45
a) La profondeur de modulation : m	45
b) La tension continue sur l'électrode modulée : V_{abs}	47
c) Le courant sur l'électrode de gain : I_g	49
2) Influence des paramètres géométriques	51
3) Influence des paramètres intrinsèques et analyse des résultats	51
B . GENERATION DE SOLITONS AVEC LASERS D.F.B.	53
1) Etude de l'élargissement spectral provenant de la commutation de pertes	53
2) Génération de trains d'impulsions solitoniques : Performances	55
3) La gigue temporelle (le "jitter")	57
VI . CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	61





CHAPITRE 4.
GENERATION DE SIGNAUX HYPERFREQUENCES

I . INTRODUCTION	1
II . GENERATION D'ONDES MILLIMETRIQUES : DE LA MODULATION DIRECTE A LA MODULATION PARAMETRIQUE	3
III . MODULATION DIRECTE D'UN LASER MONOELECTRODE	7
A . ETUDE ANALYTIQUE DE LA MODULATION DIRECTE EN REGIME PETIT SIGNAL	7
B . LIMITATIONS	15
IV . MODULATION D'ABSORPTION : CAS DU LASER BI-ELECTRODE	21
A . MODELISATION DE TYPE CIRCUIT :	21
B . CALCUL ET ANALYSE DE LA FONCTION DE TRANSFERT	25
C . MESURES EXPERIMENTALES	27
1) Banc de mesures	29
a) Description	29
b) Bilan de liaison	29
2) Validation expérimentale du nouveau concept	31
3) Eléments parasites	35
a) Capacité de plot	37
b) Résistance série	37
c) Capacité de charge d'espace	37
4) Etude de l'évolution de la réponse hyperfréquence avec la tension V_{abs}	41
5) Performances et analyse	43
6) Evaluations pour transmissions.	45
a) Etude de la propagation dans une fibre	45
b) Evaluation de la gigue spectrale (le "chirp")	47
V . CONCLUSION	49





Chapitre I.
Les lasers en général, le laser bi-électrode
en particulier

Chapitre 1.

LES LASERS EN GENERAL

LE LASER BI-ELECTRODE EN PARTICULIER

Quelle que soit son architecture, une chaîne de transmission optique nécessite au minimum trois éléments que sont : un émetteur (le laser), un milieu de propagation (la fibre) et un récepteur (la photodiode). La qualité de la transmission dépend naturellement de la qualité de chacun de ces composants et de leur compatibilité. Aussi, pour chacun, est-il nécessaire de répondre à un certain nombre de caractéristiques et de performances.

Le sujet de cette thèse concerne l'émetteur, et plus particulièrement la diode laser. Le composant étudié a été développé afin de permettre essentiellement une amélioration des performances hyperfréquences des transmissions.

La technologie développée repose sur une connaissance des lasers en général. Le propos de ce chapitre sera donc, dans sa première partie, de rappeler le principe de fonctionnement des lasers et d'effectuer une liste des différents choix possibles de structures en justifiant les choix vis à vis des caractéristiques hyperfréquences désirées. La seconde moitié de cette partie aura pour but de mettre en place les éléments analytiques qui permettront d'étudier dans un premier temps, le comportement statique des composants. L'aspect analytique du laser conventionnel y sera abordé, et nous établirons les équations et les phénomènes décrivant le fonctionnement du laser.

La seconde partie de ce chapitre sera consacrée aux caractéristiques régissant la dynamique ; puis la troisième partie sera dédiée aux lasers multisections et tout particulièrement au laser bi-électrode. Nous présenterons en particulier les différentes applications qui ont été développées jusqu'à ce jour et nous décrirons les modifications devant être introduites aux équations des lasers conventionnels de type monoélectrode.

I. Le laser monoélectrode

Commençons par un rapide historique de l'évolution des structures lasers [Casey 78].



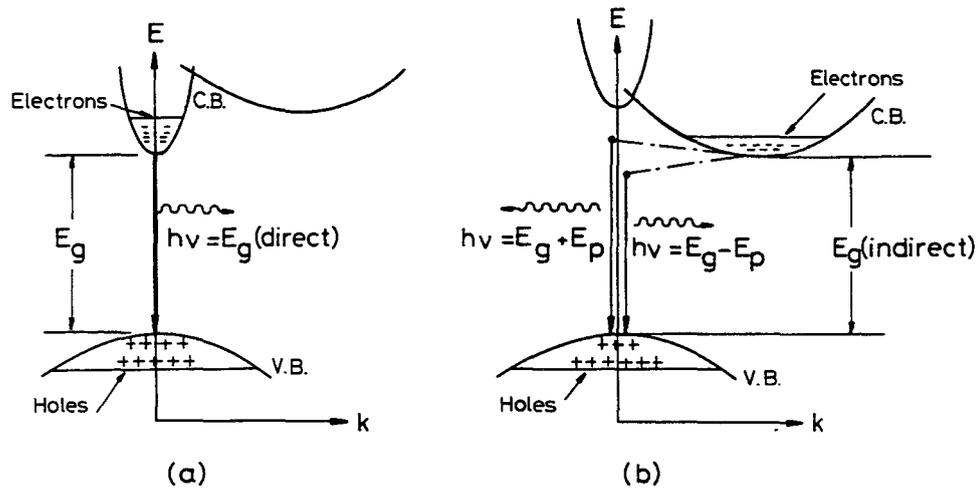


Figure 1 : Principes des transitions directes (a) et indirectes (b). [Kawaguchi Livre94]

A. Historique

- 1953 : Bardun Von Neumann suggère l'utilisation de l'émission stimulée pour amplifier de la lumière.
- 1958 : Schawlow et Townes commencent le développement des lasers.
- 1960 : Premiers lasers à rubis et à gaz.
- 1962 : Premières observations d'émissions stimulées dans une jonction p-n GaAs à 77°K.
- 1963 : Kroemer suggère l'utilisation d'hétérojonction pour les lasers à semi-conducteurs.
- 1969 : Premiers lasers à simple hétérojonction et à double hétérojonction permettant l'utilisation de ces composants à température ambiante.

Depuis lors, les lasers à semi-conducteurs ont présenté un grand intérêt pour les télécommunications. Grâce au développement en parallèle des fibres optiques comme milieu de propagation, les systèmes de transmission ont augmenté leur capacité de plusieurs ordres de grandeur. Les systèmes de télécommunications numériques par fibre optique ont alors commencé, en 1980, à remplacer les systèmes analogiques.

B. Principe de fonctionnement

L'effet LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) consiste, comme son nom l'indique, à utiliser des recombinaisons radiatives stimulées pour amplifier de la lumière.

La cavité laser est constituée d'un milieu à gain (apte à générer de la lumière) situé entre deux miroirs.

Dans les semi-conducteurs, une recombinaison radiative est stimulée si elle est provoquée par le passage d'un photon déclenchant le transfert d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence, libérant de l'énergie sous la forme d'un autre photon. Pour obtenir cela, la transition doit être directe [Kressel 77] (sans modification du vecteur d'onde). Les matériaux répondant à cette condition ont le minimum de la bande de conduction au même vecteur d'onde que le maximum de la bande de valence (cf. Figure 1). Ces semi-



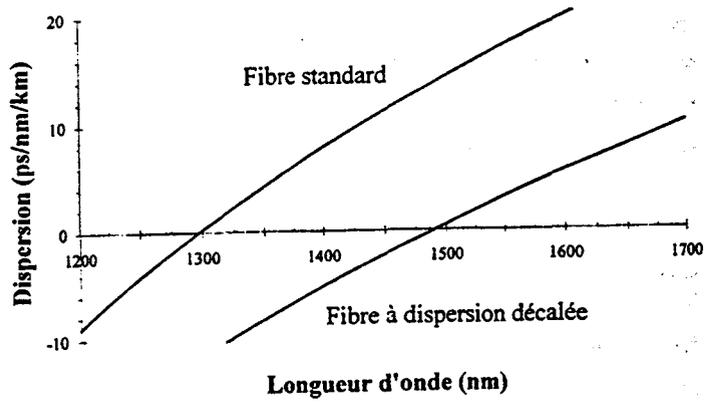
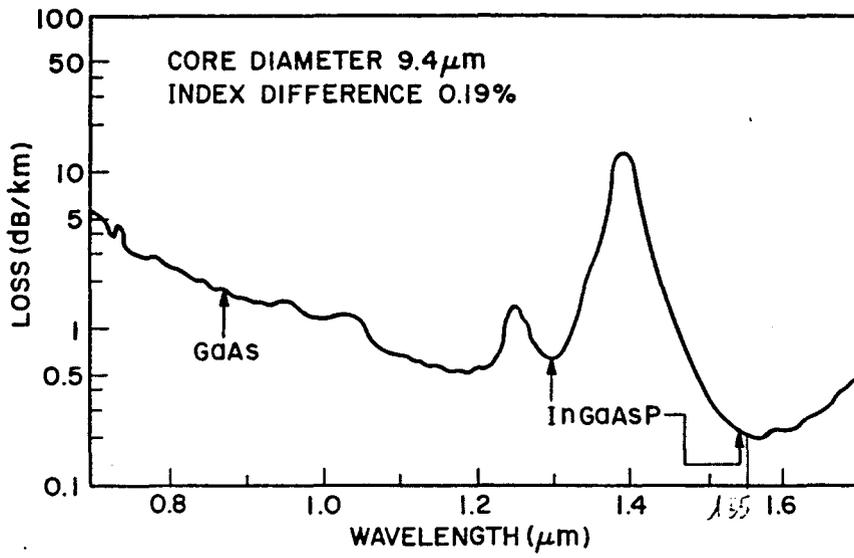


Figure 2 : Courbes d'absorption et de dispersion d'une fibre en silice

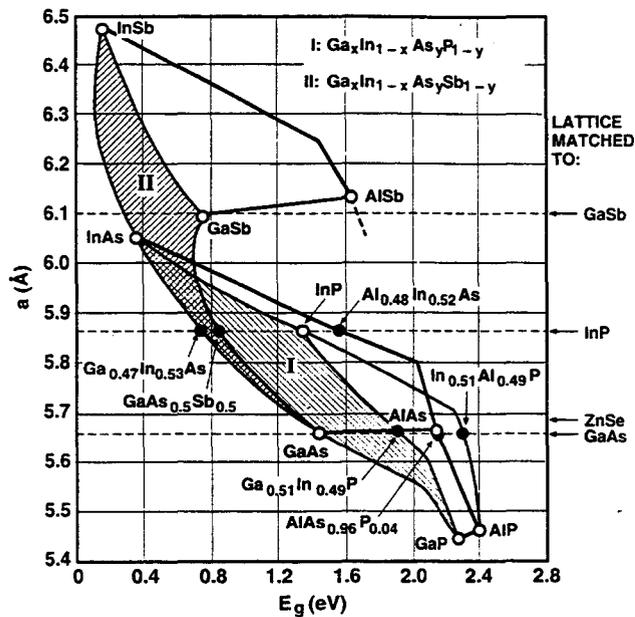
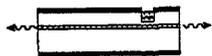


Figure 3 : Graphique de correspondance entre l'énergie de bande interdite et le paramètre de maille pour différents alliages



conducteurs sont principalement de type III-V (AsGa, InP ...) et certains autres de type II-VI, mais ceux-ci sont moins développés.

La longueur d'onde de l'émission laser obtenue avec ces matériaux dépend de la largeur de la bande interdite par la relation :

$$\lambda \cong \frac{1,24}{E_g}$$

où λ est exprimé en microns et E_g (largeur de bande interdite) en électron-volts (1)

Ce paramètre change d'un matériau à l'autre. Dans le cas d'un alliage, il est fonction de sa composition. Le GaAlAs peut ainsi couvrir le domaine [0,7 μ m ; 0,9 μ m] et le GaInAsP, le domaine [1 μ m ; 1,7 μ m].

Un autre paramètre à prendre en compte dans la réalisation d'une structure laser est l'accord de maille entre les différents matériaux superposés. Ceci explique que, pendant longtemps, les études se sont restreintes à l'AlGaAs sur GaAs, ces deux matériaux ayant un très bon accord de maille quelle que soit la concentration en Al.

Toutefois, l'émission de ces lasers peut varier de 0,7 μ m à 0,9 μ m et les fibres optiques à base de silice possèdent un minimum d'absorption et de dispersion vers 1,3 μ m et un minimum d'absorption vers 1,5 μ m (Figure 2).

Une meilleure maîtrise de la croissance épitaxiale, associée à un bon contrôle des paramètres de maille des matériaux, a permis alors d'orienter les études vers des lasers composés d'InGaAsP sur InP qui couvrent les fenêtres spectrales 1,3 μ m - 1,5 μ m (cf. Figure 3).

C'est cette filière que nous avons utilisée pour les composants étudiés au cours de cette thèse.

A partir de ces matériaux, différents types de lasers peuvent être réalisés. Ces différents types se différencient par leur structure verticale, transverse et longitudinale.



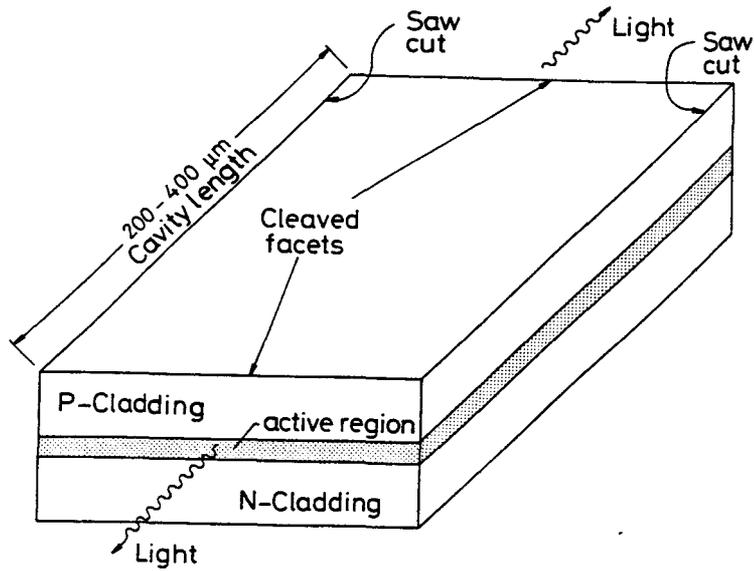


Figure 4 : Laser "Bulk"

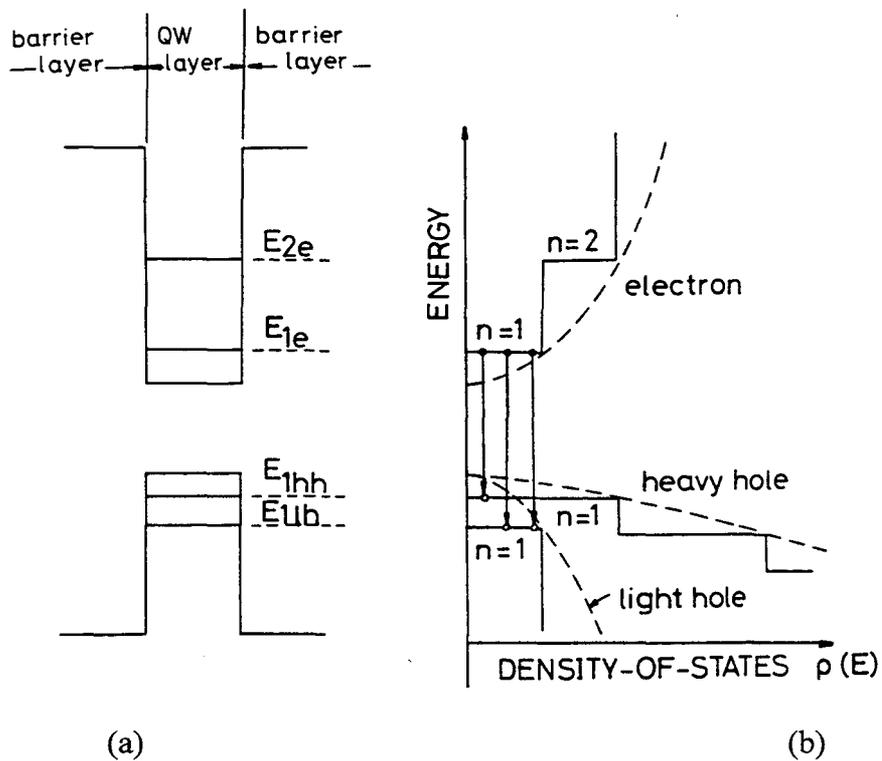


Figure 5 : - (a) Niveaux d'énergie dans un puits quantique, E_{1e} et E_{2e} sont les niveaux d'électrons à $n=1$ et $n=2$, E_{1hh} et E_{1lh} sont respectivement les niveaux de trous lourds et légers.

- (b) représente l'énergie en fonction des densités d'états (trait discontinu : matériau massif, trait continu : puits quantiques) [Westbrook IPPT86]



C. Structures Lasers

1) Structures verticales.

Les premiers lasers consistaient en une jonction p-n obtenue par diffusion. Les densités de courant au seuil étaient alors tellement élevées (50kA/cm^2) qu'ils ne fonctionnaient qu'à très basse température (77°K).

La diminution des densités de courant de seuil a été obtenue grâce à l'utilisation de simple et surtout de doubles hétérojonctions. La zone active est alors constituée, soit d'un matériau massif (les lasers « Bulk »), soit d'une succession de couches fines à puits quantiques.

a) Laser " Bulk " (Figure 4)

L'hétérojonction est constituée d'une couche de matériau massif ($> 0,1 \mu\text{m}$ d'épaisseur) intercalée entre deux couches n et p. Ce type de structure a permis de diminuer les densités de courant de seuil aux alentours de 10kA/cm^2 à température ambiante avec des pertes internes de propagation optique relativement élevées ($\sim 50 \text{ cm}^{-1}$).

Afin d'obtenir des densités de courant de seuil plus faibles encore associés à de faibles pertes de propagation nous avons choisi d'utiliser des structures à puits quantiques.

b) Laser à puits quantiques.

La zone active de ces structures est constituée d'une succession de puits quantiques (épaisseur $< 100\text{\AA}$), séparés par des barrières d'épaisseurs similaires. Ce type d'empilement de couches permet d'améliorer le confinement électrique des porteurs, d'augmenter le gain G et de diminuer les pertes internes ($< 10 \text{ cm}^{-1}$) ainsi que les densités de courant de seuil ($< 1\text{kA/cm}^2$).

La structure est conçue de manière à créer des puits de potentiel pour les porteurs ce qui réduit leurs degré de liberté à deux directions et améliore leur confinement. De ce fait, leur énergie est discrétisée. En effet, une représentation des densités d'états en fonction de l'énergie des électrons, (Figure 5), nous montre, pour un matériau massif, une évolution de forme



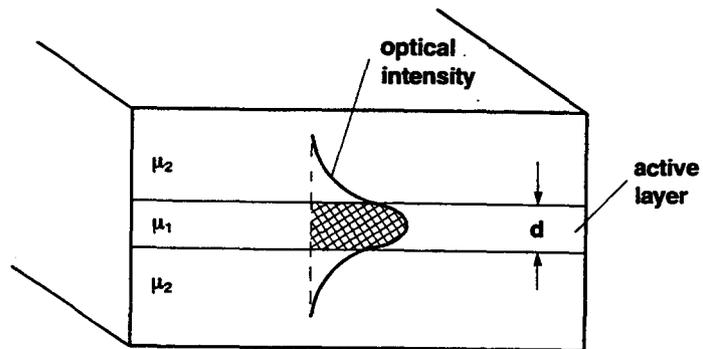


Figure 6 : Recouvrement de la zone active par le mode optique

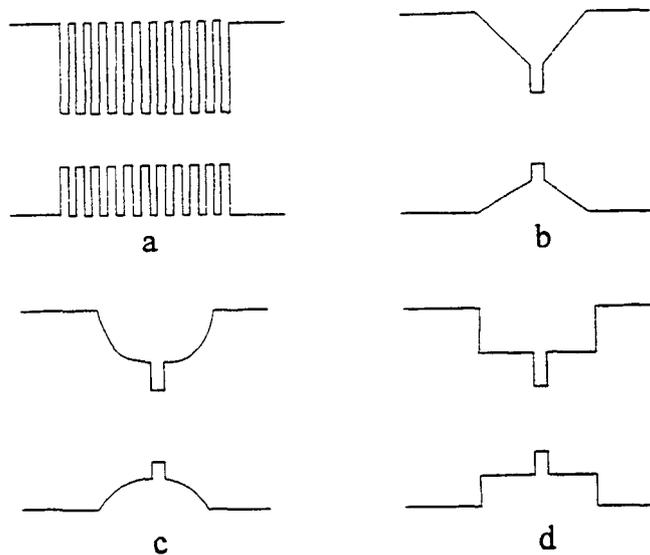


Figure 7 : Différentes structures possibles pour augmenter Γ

a : grand nombre de puits

b à d : SCH

b : confinement à indice graduel

c : confinement à indice parabolique (GaAs)

d : confinement à saut d'indice



parabolique, et pour les puits quantiques, en forme d'escalier. Il en résulte que la densité d'état est plus faible dans les puits quantiques ce qui entraîne une plus grande facilité à atteindre l'inversion de population et par voie de conséquence diminue la densité de courant de seuil.

Une autre interprétation consiste à dire que les faibles densités d'états entraînent des quasi-niveaux de Fermi plus élevés donc un niveau de gain maximum plus important. Par cette approche il est possible d'expliquer le gain différentiel plus fort observé dans ces structures.

Par contre, l'inconvénient de ce type de structure provient de la faible épaisseur de la zone active (<100Å pour 1 puits), ce qui génère un faible facteur de confinement optique.

Facteur de confinement optique (Γ):

Proportion du mode optique recouvrant la zone active (cf. Figure 6). Pour les structures à N_w puits quantiques, un facteur de confinement, Γ_w , par puits est défini et $\Gamma \approx N_w \cdot \Gamma_w$

Afin d'augmenter Γ , il est proposé soit d'augmenter le volume de la zone active soit d'améliorer le guidage de l'onde optique.

Pour épaissir la zone active, il est possible de faire croître un grand nombre de puits et augmenter ainsi le volume recouvert par le mode d'émission. Il faut toutefois noter qu'un grand nombre de puits aura d'autres conséquences. Tout d'abord cela diminue la densité de porteurs au seuil par puits et améliore ainsi les performances du laser mais aussi, dans le même temps, les pertes optiques augmentent ainsi que le temps de transport des porteurs entre les puits. Pour ces raisons, le nombre de puits maximum sera donc limité à environ une dizaine [Kazmierski ECOC95].

La seconde méthode consiste à améliorer le guidage du mode en utilisant une hétérostructure à confinements séparés (SCH) (Figure 7). Le principe est de séparer les couches de confinement électrique et optique, permettant ainsi de les optimiser séparément. Ces structures SCH, maintenant devenues classiques, ont souvent été accompagnées d'améliorations plus récentes que nous allons brièvement rappeler.



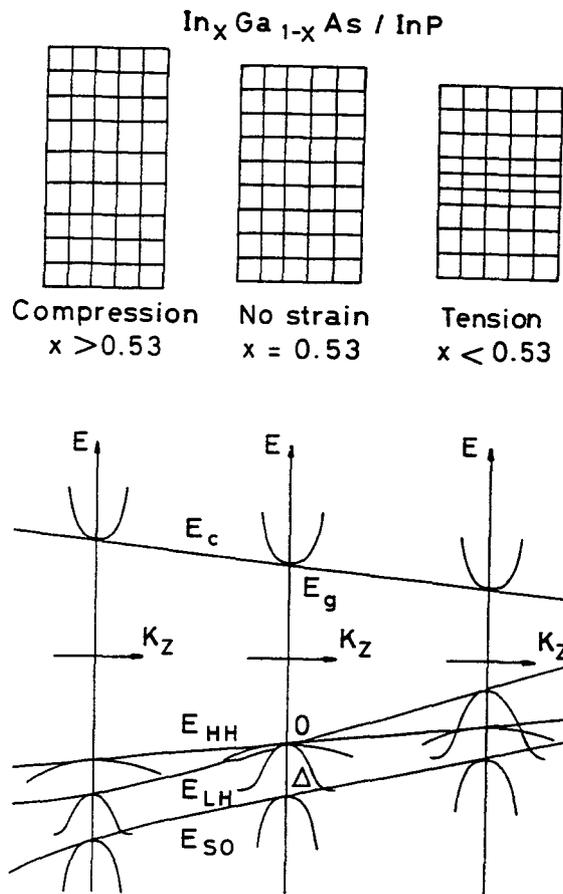


Figure 8 : Influence de contrainte dans la modification de la structure de bandes d'un puits quantique [Thijs Conf.90]

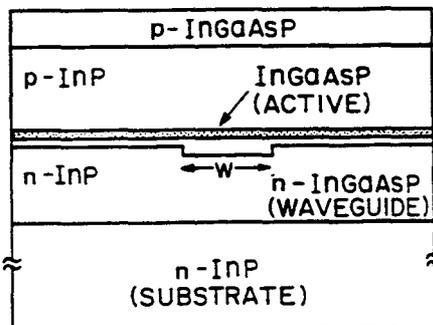


Figure 9 : Laser à guidage faible par l'indice



(1) Puits dopés

Le dopage des puits a été proposé [Fukushima JJAP93, Weisser PTL94] afin d'améliorer les performances hyperfréquences des lasers par l'intermédiaire d'une augmentation du gain différentiel.

Une des structures que nous avons utilisées comporte ce type de zone active ; mais nous verrons que cela entraîne aussi une augmentation des pertes internes, néfaste pour certaines applications.

(2) Puits contraints

Ce type de puits est obtenu par un très bon contrôle du désaccord de maille entre le matériau choisi pour les puits et le reste de la structure.

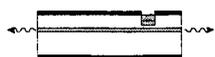
Par l'introduction d'une contrainte dans les puits, leur structure de bandes fait apparaître une levée de dégénérescence des bandes de trous légers et de trous lourds (voir Figure 8). Grâce à cela, l'utilisation de ce type de puits réduit la densité de courant de seuil et ainsi que les pertes de propagation, mais aussi elle a pour avantage notable de diminuer les recombinaisons de type Auger dans la cavité. Ainsi il est possible d'améliorer les rendements différentiels externes des lasers et surtout les valeurs de gain différentiel atteintes sont plus élevées. Grâce à cette approche, les performances dynamiques des lasers sont nettement améliorées.

2) Structures transverses :

Il existe principalement deux types de techniques pour assurer le guidage latéral des porteurs et de la lumière.

a) Le guidage par le gain (ex. Figure 9).

Dans ce type de structure, la lumière est confinée dans un milieu à gain dont la dimension est liée à celle du ruban sur lequel est injecté le courant de polarisation. Ce type de guidage conduit cependant à des fuites électriques et donc des densités de courant de seuil élevées.



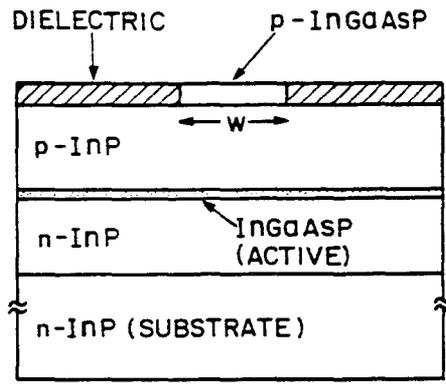


Figure 10 : Laser à guidage par le gain

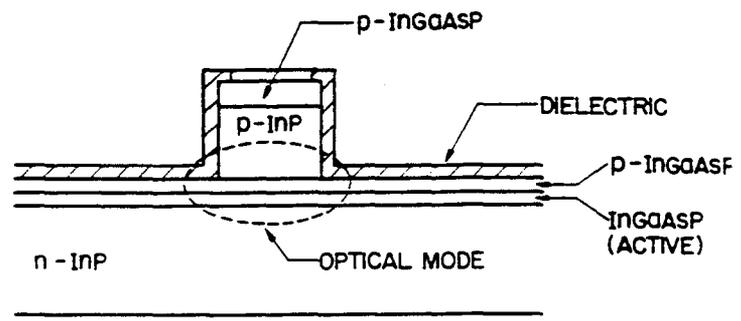


Figure 11 : Laser Ridge

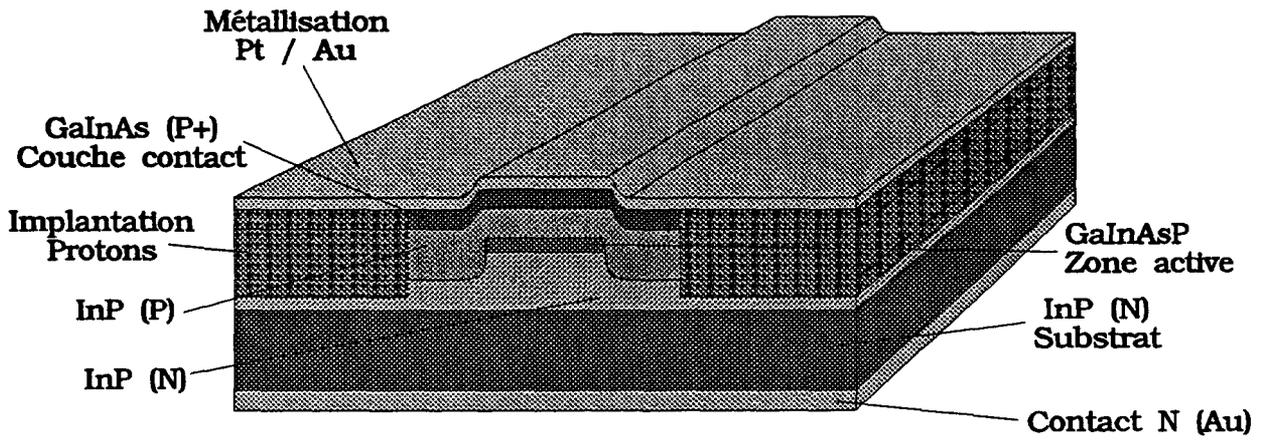


Figure 12 : Laser à ruban enterré avec implantation de protons (Structure B.R.S.)



b) Le guidage par l'indice.

La lumière est confinée dans un ruban délimité par une marche d'indice.

Différents types de guidage par l'indice existent :

- Une marche d'indice est obtenue grâce à une variation d'épaisseur d'une couche d'un matériau de confinement. Cette méthode conduit à un guidage faible, (Figure 10).

- guidage moyen, (Figure 11), la zone active est surmontée d'un ruban ou Ridge (d'où l'appellation de structure Ridge) ; ceci a pour effet d'augmenter localement l'indice effectif.

- guidage fort, (Figure 12), pour cela, la structure latérale est formée d'hétérostructures obtenues par gravure d'un ruban.

Les structures à guidage par l'indice sont sensiblement plus difficiles à fabriquer, mais les densités de courant de seuil atteintes sont plus faibles. Sur ce type de composants, il est aussi possible de minimiser les courants de fuite, notamment par une implantation de protons dans une structure à ruban enterré (Figure 12).

3) *Structures longitudinales :*

Deux familles de lasers peuvent être distinguées:

- les monoélectrodes
- les multiélectrodes ou multisections

Dans le cas d'un laser monoélectrode (que nous appelons le laser « conventionnel ») l'alimentation électrique est faite de manière homogène sur toute la longueur de cavité.

Les lasers multisections seront abordés plus loin dans ce chapitre, car ils constituent le thème de ce travail. Ils se caractérisent par une alimentation différentielle.



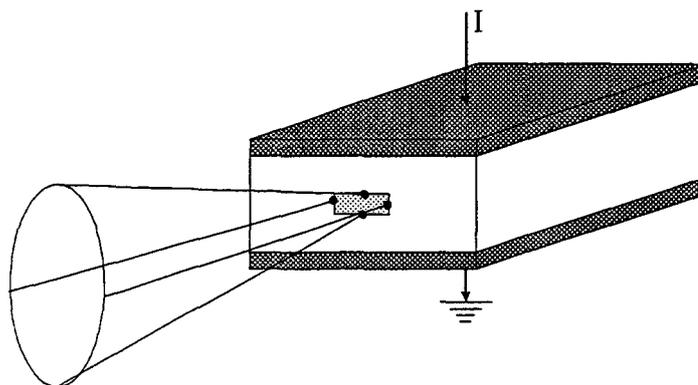


Figure 13 : Cône d'émission d'un laser

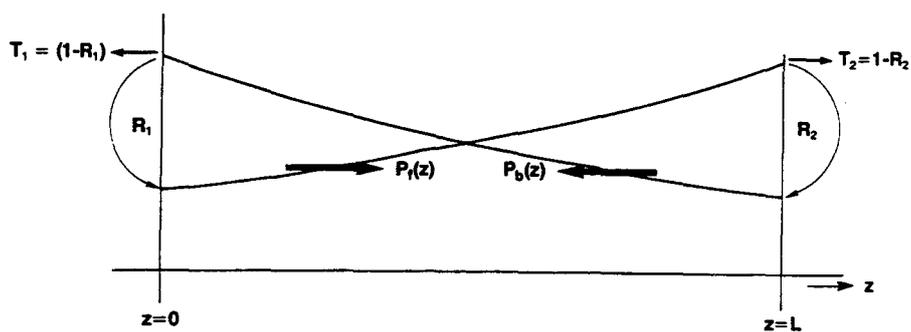


Figure 14 : Flux de puissance dans une cavité laser limitée par deux miroirs de coefficients de réflexion R_1 et R_2



L'intérêt d'un laser réside en particulier dans sa capacité à émettre une lumière cohérente. Il est donc important de pouvoir analyser la nature et les caractéristiques de cette émission.

D. Emission Laser.

L'émission du laser est caractérisée par ses distributions spatiale et spectrale.

1) *La distribution spatiale*

Pour un laser à semi-conducteur à émission latérale, le faisceau de lumière est divergent et se traduit par une forme en cône dont la base est une ellipse (Figure 13). Ce phénomène est dû aux dimensions du ruban (largeur ≈ 1 à $3 \mu\text{m}$; épaisseur $\approx 0,1$ à $0,2 \mu\text{m}$). Cette caractéristique d'émission des lasers pose donc un problème lié au couplage du faisceau lumineux dans une fibre. La structure interne du composant devra être définie afin de minimiser les pertes de puissance optique dans la fibre.

2) *La distribution spectrale*

Un laser à semi-conducteur est constitué d'une cavité à gain limitée à ses extrémités par deux miroirs (cf. Figure 14). Entre ces miroirs, ne sont réfléchies que les ondes dont la longueur d'onde répond à la condition :

$$\lambda = \frac{2n_{\text{eff}}L}{k}$$

(2)

n_{eff} = indice effectif

L = longueur de la cavité

k = nombre entier

Les ondes répondant à cette condition forment les modes de la cavité, appelés modes Pérot-Fabry.



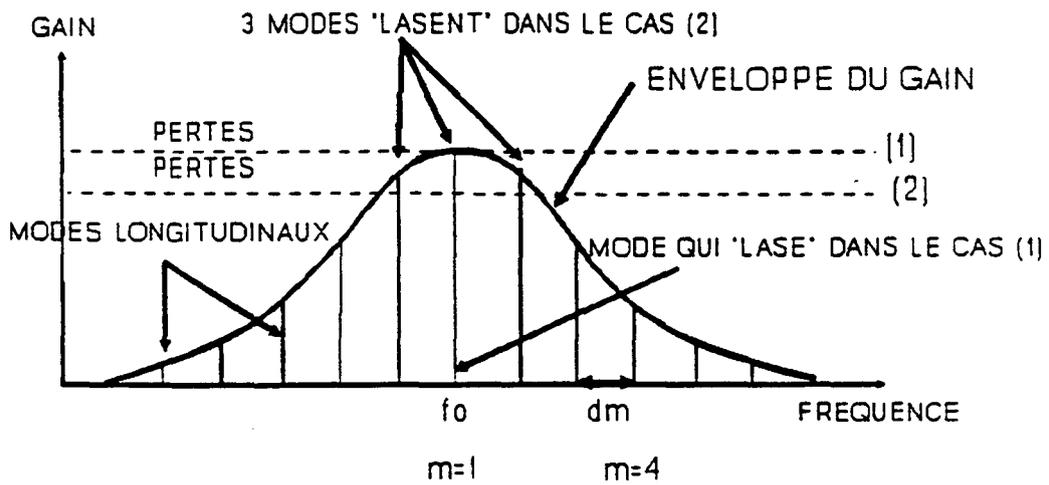


Figure 15 : Gain et modes longitudinaux d'un laser Pérot-Fabry

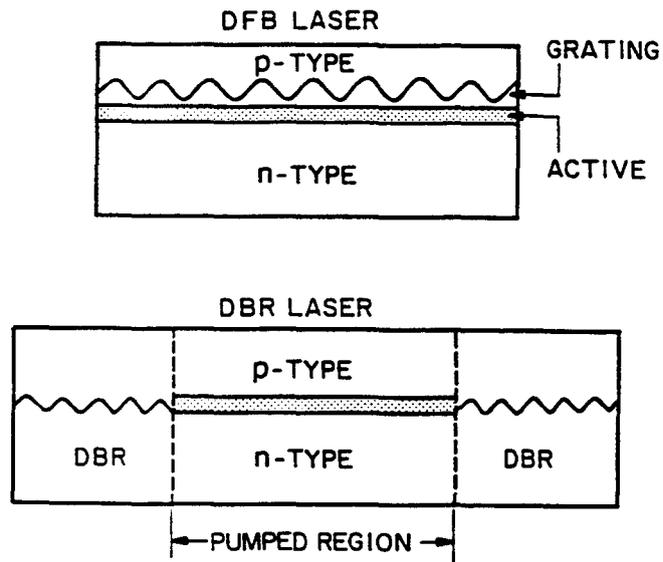


Figure 16 : Illustration des lasers D.F.B. et D.B.R.



L'émission laser est constituée de l'ensemble des modes dont le gain dépasse la valeur des pertes dans la cavité (cf. Figure 15). Elle est dite multimode longitudinale. Ce sont les lasers de type Pérot-Fabry.

L'écart entre les modes est donné par :

$$\Delta\lambda_{\text{FP}} = \frac{\lambda_{\text{FP}}^2}{2Ln_g} \quad (3)$$

n_g = indice de groupe ($= \frac{c}{v_g}$, v_g est la vitesse de groupe)

λ_{fp} : mode d'amplitude maximum du spectre Pérot-Fabry

Afin de minimiser les effets de dispersion chromatique, l'émission laser peut être rendue monomode par la mise en place d'un filtre optique sélectionnant une longueur d'onde particulière. Ce filtre est obtenu en gravant, près de la zone active, un réseau périodique entraînant une modulation de l'indice le long de la cavité. Cette modulation a pour effet de coupler les ondes se propageant dans les deux sens entre les extrémités du laser, avec un maximum pour des longueurs d'ondes proches de la longueur d'onde de Bragg λ_B . Sa valeur est reliée au pas du réseau et à l'indice effectif du guide d'onde par :

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}} \frac{\Lambda}{m} \quad (4)$$

n_{eff} = indice effectif

m = ordre du réseau (1 = 1er ordre et 2 = 2ème ordre)

Λ = pas du réseau

Le couplage est maximum pour un réseau du 1er ordre, toutefois, un réseau du 2ème ordre est souvent utilisé car il est plus simple à réaliser.



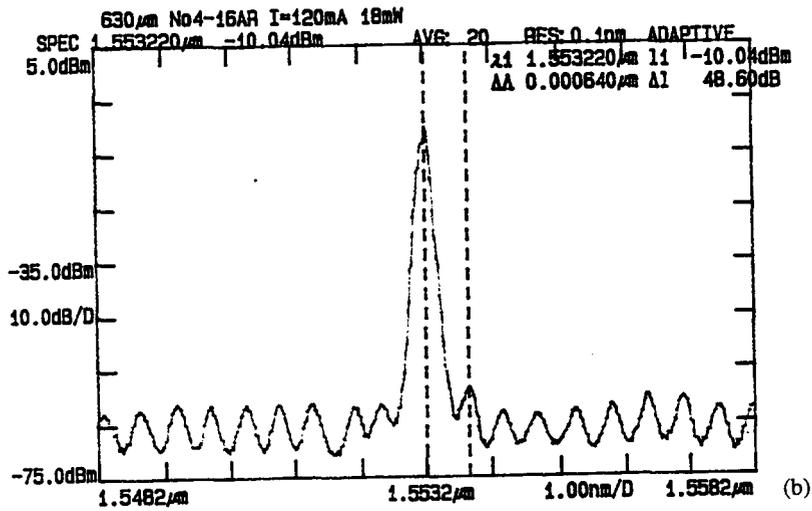


Figure 17 : Spectre d'émission monomode d'un laser D.F.B.

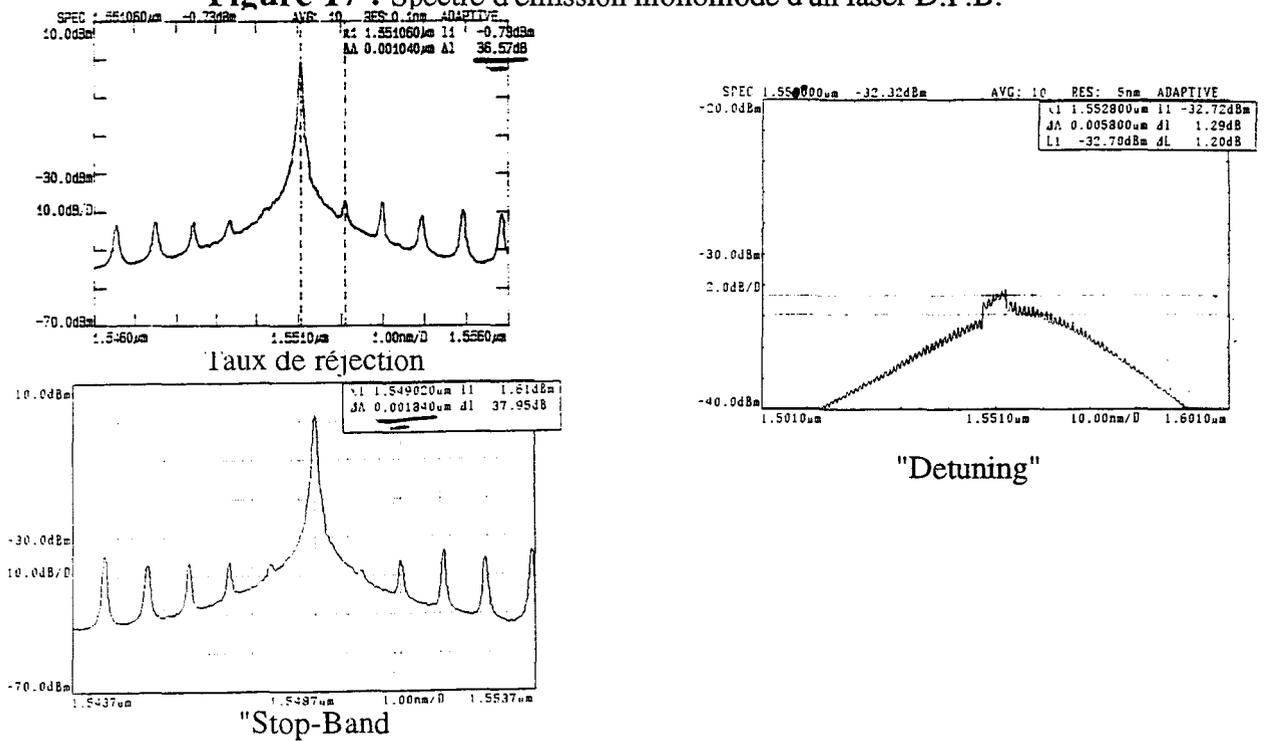


Figure 18 : Caractéristiques de l'émission d'un laser monomode longitudinal.



Ce réseau peut être disposé de différentes manières (Figure 16). Les lasers utilisés dans cette thèse sont de type DFB (Distributed Feed-Back).

Un laser DFB peut fonctionner sans miroir aux extrémités, les réflexions nécessaires à l'alimentation de l'effet laser étant assurées par le réseau. L'émission sera alors bimode (ces modes entourant la longueur d'onde de Bragg). Ce même comportement est obtenu si les miroirs sont positionnés symétriquement par rapport au réseau [Agrawal Livre86]. Cependant, dans la pratique, les miroirs sont asymétriques et un des deux modes prédomine (Figure 17).

Le mode sur lequel va émettre le laser est caractérisé par plusieurs paramètres (cf. Figure 18):

- Sa longueur d'onde déterminée par le pas du réseau.
- Le rapport d'amplitude entre le mode principal et le mode secondaire (SMSR "Side Mode Suppression Ratio" appelé aussi taux de réjection).
- La distance entre les deux modes ("Stop-band") qui permet d'évaluer la "force" du réseau sous la forme de son coefficient de couplage k obtenu par :

$$k = \frac{1}{L} \frac{\pi \cdot \Delta\lambda_{\text{stop band}}}{2 \cdot \Delta\lambda_{\text{FP}}} \quad (5)$$

$\Delta\lambda_{\text{stop band}}$ = largeur de la stop-band

$\Delta\lambda_{\text{FP}}$ = écart entre les modes Pérot-Fabry

L = longueur de la cavité

- La position du mode principal par rapport au maximum de la courbe de gain. Ce paramètre, appelé « detuning », est égal à la différence ($\lambda_B - \lambda_{g\text{max}}$) (cf. Figure 18).

Une étude de l'influence de ce paramètre sur le comportement dynamique des lasers [Nishimoto JLT87] montre qu'un décalage de la longueur d'onde de Bragg vers des longueurs d'ondes plus courtes augmente le gain différentiel et donc la bande passante des lasers (cf. Figure 19).



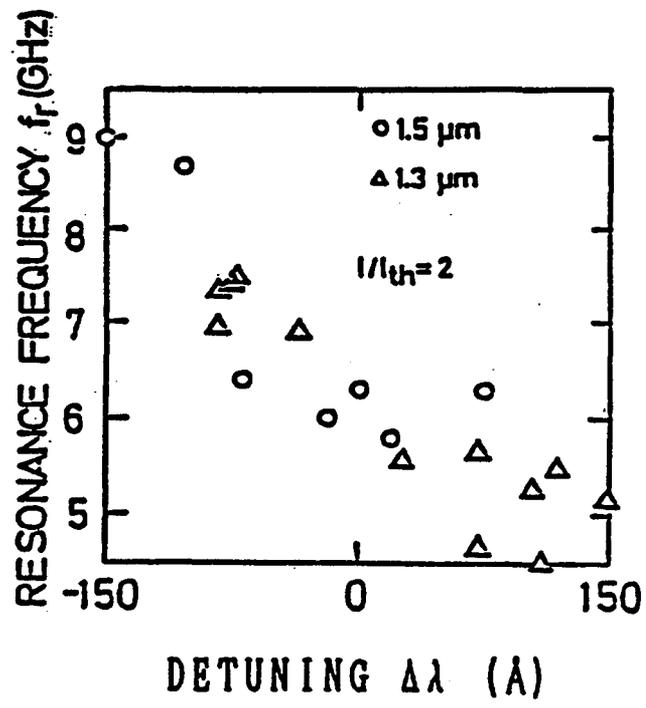
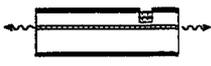


Figure 19 : Influence du "detuning" sur les performances dynamiques d'un laser D.F.B.
 [Nishimoto JLT87]



Comme pour tous les composants à semi-conducteurs, le fonctionnement d'un laser peut être décrit par l'ensemble des équations de conservation (aussi appelées équations de continuité).

E. Etude du fonctionnement d'un laser : les équations de continuité

Ces équations sont les suivantes :

L'équation de conservation des porteurs :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q \cdot V} - G(N,S) - R(N) \quad (6)$$

N = densité volumique de porteurs

I = courant injecté

q = charge de l'électron (=1,6.10⁻¹⁹)

V = volume actif de la cavité

G (N,S) = expression du gain optique

R(N) = expression relatant les phénomènes de recombinaison ne participant pas à l'émission stimulée

L'équation de conservation des photons :

$$\frac{dS}{dt} = (G_{st}(N,S) - \alpha) \cdot S + \beta \cdot R_{sp}(N) \quad (7)$$

S = densité volumique de photons

G_{st} (N,S) = gain optique provenant de l'émission stimulée dans la zone active

α = ensemble des pertes optiques dans la cavité



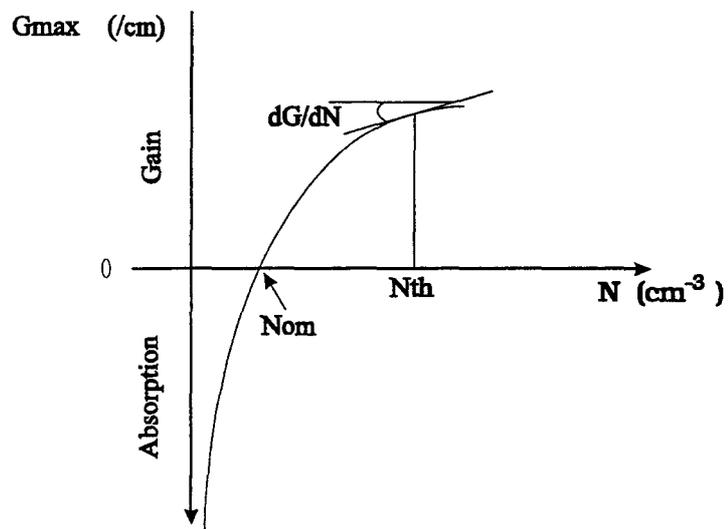


Figure 20 : Définition du gain différentiel



$\beta R_{SP}(N)$ = terme prenant en compte la part des recombinaisons spontanées participant à l'émission laser

Ces équations reflètent le comportement électro-optique d'un laser quelle que soit sa structure. Les différences vont résider dans les expressions des éléments intervenant dans ces équations.

1) Expression du Gain optique

Dans la littérature [Frankenberger APL92, Choa PTL91, Bowers SSE87], cette expression peut être trouvée sous différentes formes :

$$G_{st}(N, S) = \begin{cases} a \cdot (N - N_{om}) \cdot (1 - \epsilon \cdot S) \\ a \cdot \frac{(N - N_{om})}{(1 + \epsilon \cdot S)} \\ a \cdot \frac{(N - N_{om})}{\sqrt{(1 + \epsilon \cdot S)}} \end{cases} \quad (8)$$

Pour les diodes lasers " Bulk " .

$$G_{st}(N, S) = a \cdot \left[\ln \left(\frac{J}{N_w \cdot J_0} \right) + 1 \right] \quad (9)$$

Pour les diodes lasers à N_w puits quantiques.

Dans ces expressions, apparait le paramètre a (le gain différentiel)

Gain différentiel :

Le gain maximum dans la cavité évolue avec la densité de porteurs. Une représentation de courbe $G_{max}(N)$ est donnée Figure 20. Elle est supposée de forme parabolique. Le gain différentiel est alors défini comme la pente $\frac{dG}{dN}$.

N_{om} : densité de porteurs à la transparence (voir Figure 20)





J : densité de courant total

J_0 : densité de courant au seuil

ϵ représente le facteur de compression du gain

Ce dernier paramètre permet de prendre en compte des effets de "spatial" et "spectral hole-burning" qui deviennent importants pour de fortes puissances optiques.

- le "spatial hole-burning" est lié à la nature stationnaire de l'onde optique dans la cavité du laser.

- le "spectral hole-burning" correspond à une diminution des densités d'électrons et des trous qui sont séparés par une énergie correspondant à celle des photons participant au mode principal. Les porteurs sont plus rapidement consommés à forte puissance.

Ces deux phénomènes ont pour effet une diminution du gain à forte puissance.

Pour des raisons de simplicité de calcul, l'expression du gain qui sera utilisée quelle que soit la structure est :

$$G(N, S) = a(N - N_{\text{om}})(1 - \epsilon.S) \quad (10)$$

(Cette expression ne semble pas apporter d'incohérence dans le cas de puits quantiques.)

2) *Les différents types de recombinaisons*

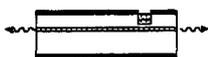
a) Les recombinaisons radiatives

Elles se traduisent par deux types de comportements :

- recombinaisons spontanées
- recombinaisons stimulées

Les recombinaisons stimulées sont prises en compte :





Pour les porteurs, par le gain tel qu'il a été exprimé plus haut.

Pour les photons, par le gain modal tel que :

$$G_{st}(N,S) = \Gamma \cdot G(N,S) \quad (11)$$

Les recombinaisons spontanées sont exprimées par :

$$R_{sp}(N) = B_{sp} \cdot N^2 \quad (12)$$

où B_{sp} reflète la probabilité de recombinaison spontanée dans le matériau actif. Sa valeur dépend du type de matériau.

Pour InGaAsP $B_{sp} \approx 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$

b) Les recombinaisons non radiatives

Elles sont regroupées en deux types :

- Type Shokley-Read-Hall (SRH) : ces recombinaisons font intervenir des défauts situés dans la bande interdite.
- Type Auger : ces recombinaisons ont lieu dans les bandes elles-mêmes.

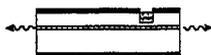
(1) *Recombinaisons SRH :*

Elles sont proportionnelles à la densité de porteurs et exprimées par la relation [Mathieu 86].

$$R_{SRH}(N) = A_{nr} N \quad (13)$$

$$A_{nr} = \frac{1}{\tau_n} \quad \tau_n \text{ Durée de vie des photons} \approx 10^{-8} \text{ s}$$





(2) Recombinaisons Auger

Elles peuvent être de plusieurs types : entre bandes de trous lourds, légers et de "split-off" ou au sein de la bande de conduction [Agrawal livre86]. Elles sont prises en compte par l'expression :

$$R_{\text{Auger}}(N) = C_{\text{Auger}} N^3 \quad (14)$$

$$\text{avec } C_{\text{Auger}} \approx 10^{-40} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$$

3) Les pertes dans la cavité

Elles sont regroupées sous deux formes :

- Les pertes internes qui dépendent de la nature intrinsèque du matériau actif.

Pour les lasers à puits quantiques que nous avons utilisés, elles varient de 5 à 40 cm^{-1} .

- Les pertes aux miroirs représentent la proportion de lumière qui n'est pas réfléchi dans la cavité. Elles dépendent de la longueur de la cavité, L , et des coefficients de réflexion R_1 , R_2 des miroirs par :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right) \quad (15)$$

Dans le cas particulier de lasers DFB, la présence du réseau introduit de nouvelles pertes. Nous parlerons alors de pertes internes équivalentes α_i' , qui tiennent compte de la proportion du mode principal non réfléchi par les miroirs du réseau. De même pour les pertes aux miroirs, l'expression équivalente α_m' prendra en compte des coefficients de réflexion modifiés.





En substituant $G(N)$, $R(N)$ et α par leurs expressions respectives, les Equations (6) et (7) deviennent :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q \cdot V} - v_g \frac{a}{\Gamma} (N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S - (A_{nr} \cdot N + C_{aug} \cdot N^3) - B_{sp} \cdot N^2 \quad (16)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma \cdot v_g \cdot a(N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S - v_g (\alpha_i + \alpha_m) \cdot S + \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 \quad (17)$$

Ces équations peuvent aussi être exprimées en fonction d'autres grandeurs telles que les durées de vies des porteurs et des photons.

- La durée de vie des porteurs dépend des recombinaisons ayant lieu dans la cavité ; ainsi :

$$\frac{1}{\tau_e} = (A_{nr} + B_{sp} \cdot N + C_{aug} \cdot N^2) \quad (18)$$

- la durée de vie des photons dépend, elle, des pertes optiques dans la cavité :

$$\frac{1}{\tau_p} = v_g (\alpha_i + \alpha_m) \quad (19)$$

Cette dernière relation suppose que l'on néglige les recombinaisons spontanées, ce qui sera le cas dans ce qui suit.

Les équations (16) et (17) vont alors nous permettre de décrire les comportements statiques et dynamiques de nos lasers.

F. Comportement statique :

Cela revient à étudier le cas pour lequel les dérivées en fonction du temps sont nulles

($\frac{dN}{dt} = \frac{dS}{dt} = 0$), ce qui donne :





$$\frac{I}{q \cdot V} - v_g \frac{a}{\Gamma} (N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S - (A_{nr} \cdot N + C_{aug} \cdot N^3) - B_{sp} \cdot N^2 = 0 \quad (20)$$

$$\Gamma \cdot v_g \cdot a(N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S - v_g (\alpha_i + \alpha_m) \cdot S + \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 = 0 \quad (21)$$

Nous allons nous intéresser aux différentes caractéristiques de la courbe qui décrira le comportement Puissance émise - courant injecté et pour commencer voyons comment exprimer le seuil du laser.

Conditions au seuil :

Le seuil du laser est atteint lorsque le gain modal est équivalent aux pertes dans la cavité. Si les recombinaisons spontanées sont négligées (β très faible) et que la densité de photons est supposée proche de zéro, les équation (21) et (22) donnent :

$$\frac{I_{th}}{q \cdot V} = (A_{nr} \cdot N_{th} + B_{sp} \cdot N_{th}^2 + C_{aug} \cdot N_{th}^3) \quad (22)$$

$$\Gamma \cdot v_g \cdot a(N_{th} - N_{om}) = v_g (\alpha_i + \alpha_m) \quad (23)$$

Courbes P(I) :

Supposons que la densité de porteurs n'évolue plus une fois le seuil atteint, soit $N = N_{th}$ (densité de porteurs au seuil) ; lorsque I est supérieur à I_{th} (cela revient à supposer que tous les porteurs injectés en supplément servent à alimenter l'émission stimulée), alors l'équation (20) donne :

$$S = \frac{\Gamma}{v_g \cdot a(N_{th} - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)} \frac{(I - I_{th})}{q \cdot V} \quad (24)$$

La puissance totale émise par le laser correspond à la proportion de la densité de photons qui sort de la cavité par les miroirs, multipliée par l'énergie de ces photons, soit :





$$P = q \cdot E_g \cdot \alpha_m \cdot v_g \cdot \frac{S}{\Gamma} V$$

(25)

Avec cette relation, l'équation (24) devient :

$$P = E_g \frac{\alpha_m}{(\alpha_i + \alpha_m)} (I - I_{th})$$

(26)

Une correction est toutefois à apporter à cette expression car elle suppose que chaque porteur injecté participe à la génération de photons, ce qui n'est pas réaliste. En fait, il faut introduire le rendement quantique interne, η_i , de la structure. Il représente le rapport entre les porteurs injectés et les photons générés. Dans les structures à puits quantiques, sa valeur est proche de 0,7.

D'où :

$$P = \eta_i \cdot E_g \frac{\alpha_m}{(\alpha_i + \alpha_m)} (I - I_{th})$$

(27)

La puissance qui sera mesurée est celle émise par une des facettes du laser. Si les coefficients de réflexion des deux faces sont supposés égaux, la puissance mesurée sera :

$$P = \frac{1}{2} \eta_i \cdot E_g \frac{\alpha_m}{(\alpha_i + \alpha_m)} (I - I_{th})$$

(28)

Cette équation décrit le comportement statique du laser pour $I > I_{th}$ et ceci, en négligeant les effets thermiques.

La courbe est donc, une droite d'abscisse à l'origine I_{th} et de pente :

$$\eta_d = \frac{1}{2} \cdot \eta_i \cdot E_g \frac{\alpha_m}{(\alpha_i + \alpha_m)}$$

(29)



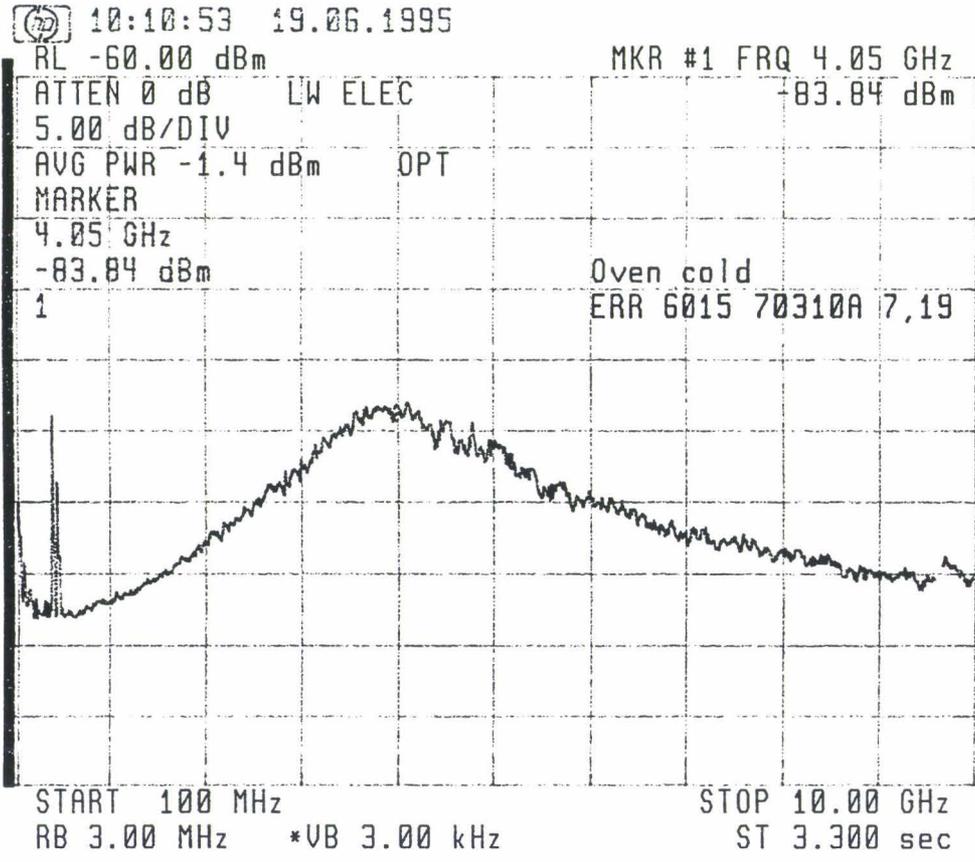


Figure 21 : Résultats de mesure typique du Bruit d'intensité relative (R.I.N.) dans la gamme de fréquences allant de 100MHz à 10 GHz.



Cette expression est appelée rendement différentiel externe du laser.

Dans les calculs qui viennent d'être présentés, nous avons négligé le terme d'émission spontanée. Cependant, il participe au bruit du laser et apparaît notamment dans le terme de bruit d'intensité relatif (R.I.N.).

G. Comportement semi-statique : le R.I.N.

L'émission spontanée du laser associée au bruit de grenaille des porteurs injectés provoque des fluctuations d'amplitude du signal optique.

A l'aide d'un banc adapté à ce type de mesure et notamment grâce à l'utilisation d'un analyseur de spectre de bruit, il est possible de faire une analyse fréquentielle du bruit du laser qui donne alors l'évolution du bruit d'intensité relative (ou Relative Intensity Noise en terminologie anglo-saxonne) (cf. exemple de mesure Figure 21).

Le R.I.N. est défini par [Kikuchi EL88] :

$$\text{RIN} = \frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \text{ (dB / Hz)} \quad (30)$$

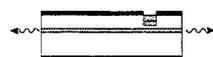
$\langle \Delta P^2 \rangle$: Densité spectrale de puissance optique

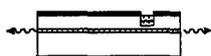
$\langle P \rangle$: Puissance optique continue moyenne.

Un calcul de cette expression donne :

$$\frac{\text{RIN}}{2 \cdot \Delta F} = k_1 \cdot \frac{\omega^2 + k_2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \cdot \gamma \cdot \omega} \quad (31)$$

avec $k_1 = \frac{2 \cdot \Gamma \cdot \beta \cdot N_{th}}{\tau_{sp} \cdot (N_{th}) \cdot S}$





$$k_2 = A_1^2 + A_2^2 \cdot \left[\left(\frac{\tau_{sp}}{\tau_{nr}} + 1 \right) \cdot \frac{1}{\Gamma \cdot \beta \cdot \bar{S}} + 1 \right] + 2 \cdot A_1 \cdot A_2$$

$$A_1 = \frac{a \cdot v_g \cdot \bar{S}}{1 + \varepsilon \cdot \bar{S}} - \frac{1}{\tau_e}$$

$$A_2 = \frac{\Gamma \cdot a \cdot v_g \cdot \bar{S}}{1 + \varepsilon \cdot \bar{S}}$$

L'intérêt de sa mesure apparaît lorsque l'on calcule $F_0 (= \omega_0/2.\pi)$, car cette fréquence s'avère être quasiment égale à la fréquence de résonance du laser F_r . Il est donc possible d'obtenir F_r en fonction du courant injecté tout en s'affranchissant des éléments électriques parasites. Cette détermination nous permet, par la suite, de déterminer des paramètres tels que le gain différentiel, a , et le facteur d'amortissement, γ , par des extractions dont la procédure va être donnée dans la partie concernant le comportement dynamique des lasers développés ci-dessous.

H. Comportement Dynamique

Le comportement dynamique des lasers constitue le sujet central de cette thèse, dans le sens où l'objectif premier est d'utiliser un nouveau concept pour améliorer les performances des lasers conventionnels. Le chapitre 4 sera consacré à ce sujet.

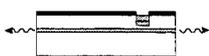
En considérant une approximation petit signal, la fonction de transfert normalisée d'un laser est donnée par :

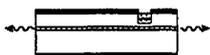
$$H(\omega) = \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + j \cdot \gamma \cdot \omega} \quad (32)$$

avec la pulsation de résonance : $\omega_r = \sqrt{\frac{v_g \cdot a \cdot \bar{S}}{(1 + \varepsilon \cdot \bar{S})\tau_p}}$

le facteur d'amortissement : $\gamma = \frac{\bar{S}}{(1 + \varepsilon \cdot \bar{S})} \left(v_g \cdot a + \frac{\varepsilon}{\tau_p} \right)$

Nous pouvons noter la similitude de cette expression avec celle du R.I.N..





Le paramètre important est le gain différentiel, a . Dans le cadre d'une utilisation dans un système de transmission, la fréquence de résonance et la bande passante à -3dB constituent des points clés.

Il est à noter que la principale limitation, autre que la fréquence de résonance, provient de la compression du gain exprimée par le paramètre ε .

II. Modulation d'un signal optique

Dans ce paragraphe, nous allons aborder les différentes méthodes qu'il est possible d'utiliser pour moduler le signal optique issu d'un laser. La première méthode consiste à agir directement sur le courant d'alimentation du laser ; c'est la modulation directe. Il est aussi possible d'injecter un faisceau lumineux constant dans un composant supplémentaire, un modulateur, c'est la modulation externe. Entre ces deux méthodes, des solutions hybrides ont été proposées dont fait partie la modulation de l'absorption, sujet de cette thèse.

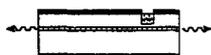
A. La modulation directe : le laser conventionnel

La modulation directe consiste à superposer, sur le courant d'alimentation du laser, un signal RF. Ainsi, par la modulation de ce courant, on agit directement sur l'amplitude de l'émission optique. Nous reviendrons plus longuement sur ce sujet au cours du chapitre 4 ; toutefois, cette technique souffre d'une limitation en terme de bande passante. Actuellement, les meilleurs performances obtenues avec des composants émettant à $1,55\mu\text{m}$ se situent aux alentours de 25GHz [Morton EL94].

B. La modulation externe : les modulateurs

La seconde méthode utilisée pour moduler une onde optique consiste à interposer dans la liaison, entre le laser et la photodiode, un modulateur. L'avantage de ce type de modulation est la possibilité d'optimiser chacun des composants de la chaîne. Ainsi, il est possible d'atteindre des modulations à hautes fréquences (Etat de l'art : modulateur à électroabsorption 50 GHz [Ido IOOC95]), tout en évitant des effets indésirables tels que le "chirp" (ou gigue spectrale) et en conservant une bonne pureté spectrale.





Le « chirp » :

Le « chirp » apparaît sous la forme d'un élargissement du spectre d'émission d'un laser monomode. Cet effet résulte de la modulation de courant qui provoque une fluctuation de la densité des porteurs et de l'indice effectif dans la cavité. La modulation externe s'affranchit de cet effet puisque la modulation n'agit pas sur le courant d'alimentation du laser.

Les inconvénients de ce type de liaison sont de deux natures :

D'ordre technologique, car il est nécessaire d'ajouter un composant. Il existe des modulateurs monolithiquement intégrés avec un laser, mais le processus de fabrication reste relativement compliqué.

D'ordre fonctionnel, car l'ajout de ce composant augmente les pertes optiques dans la liaison et donc, augmente grandement le niveau des pertes d'insertions de la chaîne.

Le principe du modulateur externe à électroabsorption consiste à appliquer une tension aux bornes du composant et à faire varier le champ électrique dans la cavité. Ce champ influe sur la phase et l'amplitude de l'onde par différents effets.

1) *modification de la phase*

a) Effet électro-optique

Cet effet provient d'une variation de la permittivité du matériau due à l'application d'un champ électrique. Il en résulte une modification de l'indice de réfraction. Deux contributions sont à l'origine de cet effet :

- Une composante non linéaire, faible, appelée effet Kerr, provoque l'apparition de produits d'intermodulation indésirables dans des liaisons hyperfréquences.

- L'effet Pockels, effet électro-optique linéaire, existe dans des matériaux dont la maille cristalline présente une asymétrie [Yariv Livre91]. En présence d'un champ électrique, l'indice de réfraction est exprimé par un tenseur électro-optique dont les paramètres





sont en majorité nuls. Il en résulte dans le cas du GaAs et de l'InP que la variation de l'indice de réfraction peut être exprimée par :

$$\delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = r_{41} \cdot E$$

r_{41} est un coefficient du tenseur électro-optique, il dépend de la longueur d'onde incidente à laquelle est soumise le matériau. Par exemple, pour GaAs et $\lambda = 1,15\mu\text{m}$, $r_{41} = 1,4 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$.

Cette variation d'indice de réfraction provoque un retard de phase qui dépend de la longueur d'interaction. Pour un retard donné, la longueur d'interaction nécessaire est d'autant plus courte que le champ appliqué est important. Les modulateurs à interférence utilisent cet effet.

C'est aussi cette variation d'indice qui a été proposée pour des modulateurs à réflexion ou à diffraction [Hunsperger Livre85] et de type Mach-Zehnder.

b) Effet de porteurs libres et de remplissage de bande (Bandfilling)

Ces deux effets ont pour conséquence la diminution de l'indice de réfraction du matériau

2) *modification de l'amplitude : l'électroabsorption*

L'influence d'un champ électrique appliqué à une jonction influe sur l'amplitude de l'onde de manière différente selon que l'on est en présence d'un matériau massif ou de puits quantiques.

(1) *Effet Franz-Keldysh*

Dans un matériau massif, l'application d'un champ électrique déplace le front d'absorption vers les longueurs d'ondes plus élevées. C'est l'effet Franz-Keldysh. Il provient d'une déformation des bandes de conduction et de valence entraînant une diminution du niveau d'énergie nécessaire à l'absorption d'un photon [Miller Livre].



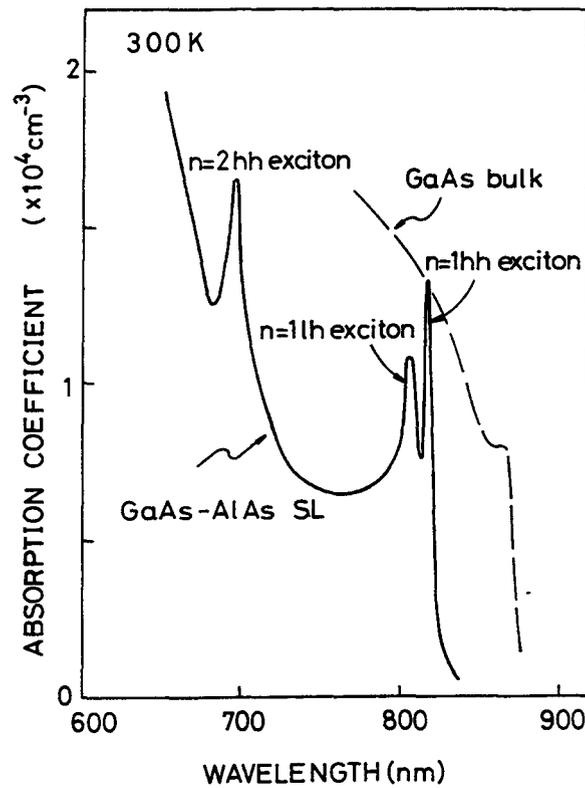


Figure 22 : (trait continu) spectre d'absorption mesuré à 300°K pour un superréseau en GaAs(8,3nm)-AlAs(9,3nm).
 (trait discontinu) spectre d'absorption pour du GaAs massif de grande pureté.
 [Okamoto JJAP87]]

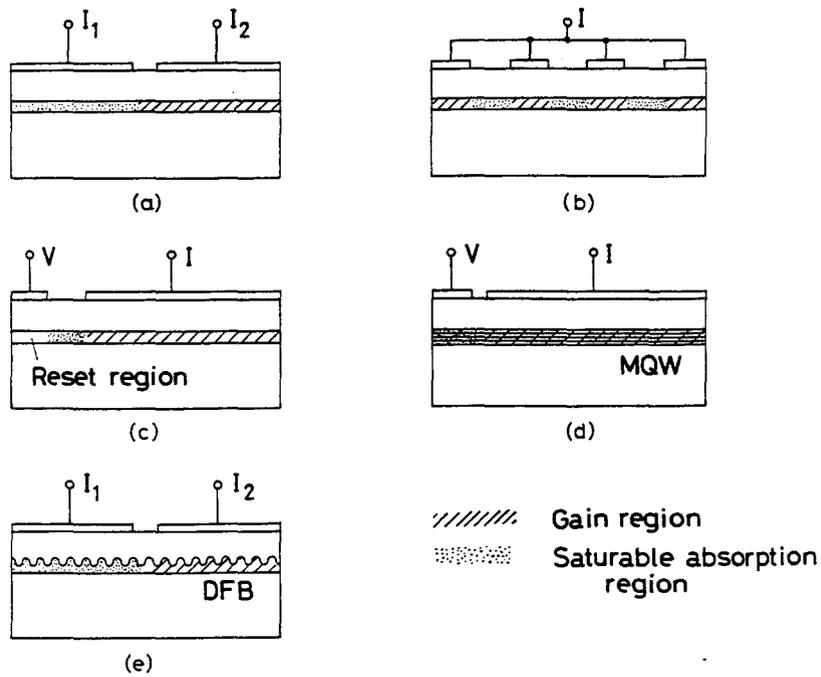


Figure 23 : Différentes possibilités de lasers multiélectrodes



Pour une structure à puits quantiques, un champ électrique appliqué parallèlement aux puits a ce même effet ; on parle alors d'effet Franz-Keldysh confiné.

Maintenant, si le champ électrique est perpendiculaire aux puits, c'est l'effet Stark qui est mis en jeu.

(2) *Effet Stark*

Dans une structure à puits quantiques, le confinement des porteurs conduit à l'apparition d'un pic excitonique (cf. Figure 22). Sous l'influence d'un champ électrique perpendiculaire, ce pic a tendance à s'élargir tout en restant apparent, ceci même pour de forts champs. Cet effet Stark confiné, ajouté au décalage du front d'absorption vers les grandes longueurs d'ondes, rend l'absorption plus efficace que dans le cas des matériaux massifs.

Ce comportement est mis à profit et est utilisé dans le cadre des applications présentées dans cette thèse. (Ceci, car nous avons choisi d'utiliser le contrôle d'absorption dans un laser multisections.)

III. Les lasers multisections :

Ils sont caractérisés par une inhomogénéité d'injection du courant d'alimentation.

Tout d'abord il faut différencier les sections dites actives et les sections dites passives. Elle se différencie par le fait qu'elles sont, ou non, alimentées. L'alimentation d'une section peut être effectuée en courant ou en tension. Il est alors possible d'imaginer un grand nombre de combinaisons dont quelques exemples sont donnés Figure 23.

Ces lasers ont été largement étudiés pour de nombreuses applications.

Dans le Tableau 1 [Kawaguchi IEEptJ93], Kawaguchi effectue une revue non exhaustive d'applications pour lesquelles il est possible d'utiliser des lasers multisections. Voyons quelques-unes de ces applications afin de cerner l'intérêt que nous avons trouvé dans l'utilisation de telles structures.



LD Structure	Phenomena	Function	Application
Inhomogeneously excited LD	Bistability	Memory	Time-division switching
Resonant-type LD amplifier	Pulsation	Logic, decision	Measurement
	Mode locking	Ultrashort pulse generation	Clock distribution
Traveling-wave LD amplifier	Thresholding	Wavelength conversion	WDM (FDM)
	Wavelength-selective amplification	Wavelength filter	Wavelength-division switching
	Four-wave mixing	Clock regeneration	All-optical repeater
		Chromatic dispersion compensation	

Tableau 1 : Principaux systèmes optiques utilisant les non linéarités de laser semiconducteur. Applications possibles. [Kawaguchi Livre94]

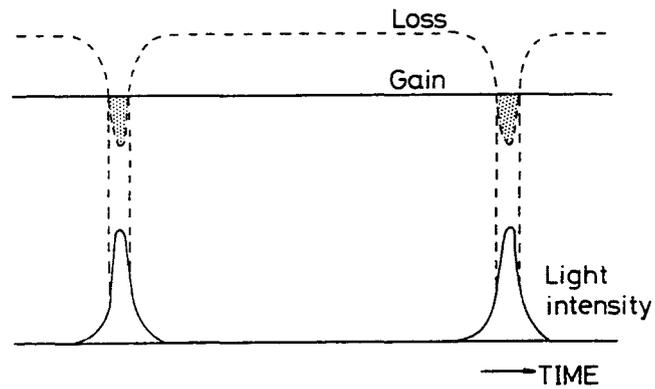


Figure 24 : Principe du blocage de mode passif avec un absorbant saturable rapide



A. La génération d'impulsions

Ce thème sera plus longuement étudié au chapitre 3.

La génération d'un train d'impulsions, à l'aide de lasers multisections, est possible de différentes manières.

1) Le verrouillage de mode ("*mode locking*") [Yariv livre91]

Cette méthode consiste à provoquer la modulation du signal d'un laser à une fréquence correspondant à l'écart entre les modes Pérot-Fabry de la cavité optique. Cette fréquence est égale à :

$$f = \frac{c}{2 \cdot n_g \cdot L}$$

(33)

(si $L = 500 \mu\text{m}$, $f \approx 300 \text{ GHz}$)

A l'aide d'un laser multisection cela peut être obtenu par :

* "mode locking" passif, cela consiste à moduler le signal optique par lui-même. Pour obtenir cela, on crée, sur l'un des miroirs, un absorbant saturable (nous reviendrons sur cette notion plus loin) qui devient transparent par intermittence (voir Figure 24) et ce, à la fréquence définie plus haut. La présence de l'absorbant saturable provoque ainsi une modulation du signal sous la forme d'une génération d'impulsions. La forme du train d'impulsions dépend de la vitesse de recouvrement de l'absorbant. En effet, si celui-ci est rapide (son temps de recouvrement est inférieur à la durée de l'impulsion), le train d'impulsions est réglé par lui-même. Si l'absorbant est lent, le train d'impulsions dépend de la vitesse de saturation du gain par rapport à celle de l'absorbant. Cette dernière doit être plus rapide.

* le "mode locking" hybride, c'est une méthode qui utilise à la fois une modulation du courant d'alimentation et la présence d'un absorbant saturable. Ainsi, une bonne synchronisation est obtenue par l'application d'un signal hyperfréquence, tout en tirant avantage de la présence d'un absorbant saturable réduisant la durée de l'impulsion.



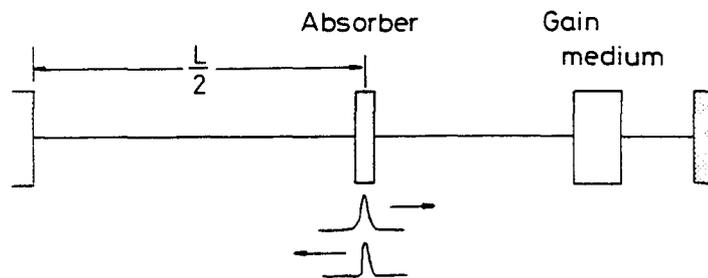


Figure 25 : Principe de la collision d'impulsions

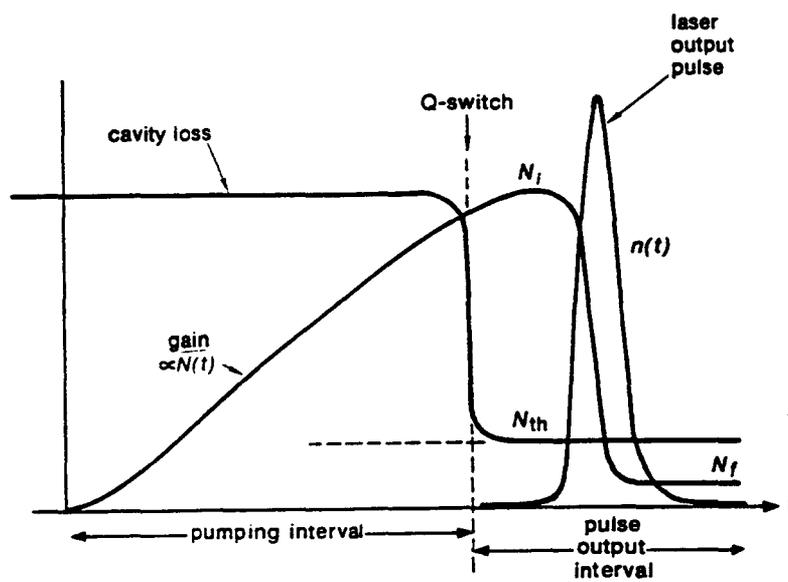


Figure 26 : Principe du "Q-Switching" [Siegman Livre86]



* le "colliding pulse", cette technique consiste à utiliser une structure tri-électrode constituée de deux électrodes d'alimentation entourant un absorbant saturable situé au milieu de la cavité. Deux impulsions générées sur les électrodes d'extrémités se rencontrent dans l'absorbant saturable (cf. Figure 25), ce qui engendre une impulsion encore plus courte. De très bons résultats ont déjà été obtenus grâce à cette méthode en terme d'impulsions de largeurs très faibles [Shank livre93].

2) *Le "Q-Switching" [Siegman livre]*

Le principe du Q-Switching est décrit Figure 26. Cela consiste à maintenir les pertes optiques dans la cavité à un fort niveau pendant le temps que l'inversion augmente et atteigne la saturation. Les pertes sont alors diminuées, ce qui a pour effet de libérer l'énergie emmagasinée sous la forme d'une impulsion courte. Ce type de comportement peut être obtenu à l'aide d'un laser bi-électrode dont une électrode est alimentée en direct (le gain), l'autre étant alimentée à une tension inférieure à la tension de barrière interne générant une zone d'absorption. Si l'absorption est modulée, il est alors possible de générer un train d'impulsion courtes à la fréquence de modulation.

Cet effet est celui qui a été choisi pour notre étude et qui sera détaillé au chapitre 3. Les raisons principales de ce choix sont les suivantes :

- Facilité de mise en oeuvre. La réalisation du composant utilisé ne nécessite que l'ajout du étape de séparation d'électrode au processus de fabrication d'un laser.
- Possibilité de choisir la fréquence de répétition du train d'impulsions.

B. L'extraction d'horloge

Une particularité du fonctionnement de lasers multisections est l'apparition, dans certains cas de figure, d'une auto-oscillation. La fréquence de ces auto-oscillations peut atteindre plusieurs Gigahertz. Ce phénomène, ainsi que nous le verrons dans les chapitres suivants, peut être gênant pour certaines applications telles que la génération d'impulsions solitoniques par "Q-Switching". En revanche, ce comportement peut être utilisé pour générer une horloge optique [Barnsley IPPt95 - Egan EL95] ou bien, il peut permettre d'obtenir une



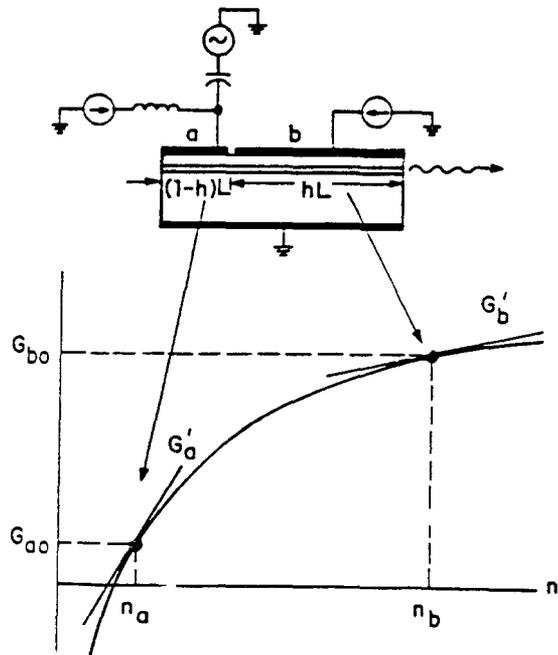


Figure 27 : Principe du levier de gain [Moore APL89]

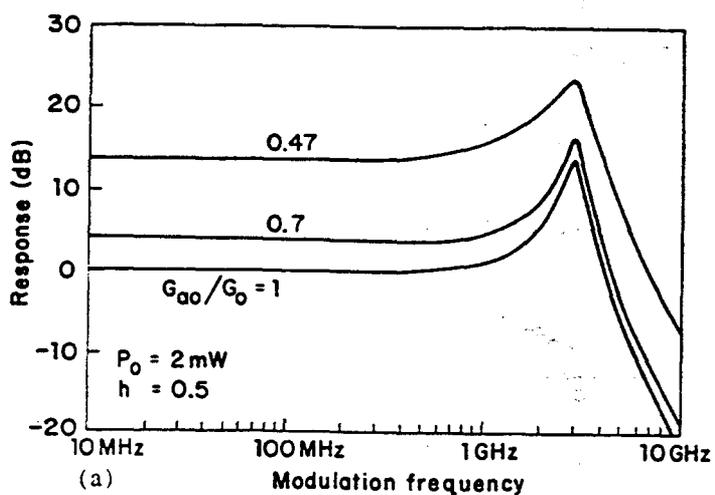


Figure 28 : Amélioration, par levier de gain, du niveau de pertes basses fréquences de la réponse dynamique d'un laser. [Moore APL89]



raie à haute fréquence, à partir d'une modulation basse fréquence à la fréquence d'autooscillation ; ceci a pour effet de générer des harmoniques de forte puissance.

C. L'accordabilité en longueur d'onde [Lau APL91]

Comme cela a été dit précédemment, les lasers multisections sont caractérisés par une inhomogénéité d'injection du courant dans la cavité.

Dans le cas de laser DFB, la longueur d'onde d'émission dépend du réseau, mais aussi de l'indice effectif dans la cavité optique. Dans un laser multisections, il est possible de modifier cet indice effectif en agissant sur le courant appliqué à une section. Il est ainsi possible de régler continûment la longueur d'onde d'émission d'un laser sur un domaine de plusieurs centaines d'Angström.

D. Amélioration de la réponse hyperfréquence

Ainsi que nous l'avons vu au cours de ce chapitre, la modulation directe souffre de certaines limitations. Pour surmonter ces problèmes, de nouvelles techniques ont été proposées :

1) Le levier de gain (Gain levering)

Si l'on observe, Figure 27, l'évolution du gain maximum d'un laser en fonction de la densité de porteurs, on observe que la pente, et donc le gain différentiel sont plus forts pour de faibles densités. Dans le cas d'un laser bi-électrode, si une des électrodes est alimentée à un niveau suffisant pour obtenir l'effet laser alors que l'autre est maintenue à un niveau de densité de porteurs faible, il devient possible d'utiliser la forte valeur de gain différentiel de cette section comme "levier" pour augmenter celui de l'autre section. Ainsi, la modulation de la section à haut gain différentiel donnera une réponse hyperfréquence améliorée.

Ce phénomène a été largement étudié et utilisé [Lau PTL91, APL91 - Seltzer EL93, JLT95]. Il apparaît possible, par ce principe, d'améliorer le niveau de signal de la réponse fréquentielle (cf. Figure 28) ; toutefois la fréquence de coupure à -3dB reste sensiblement la même.



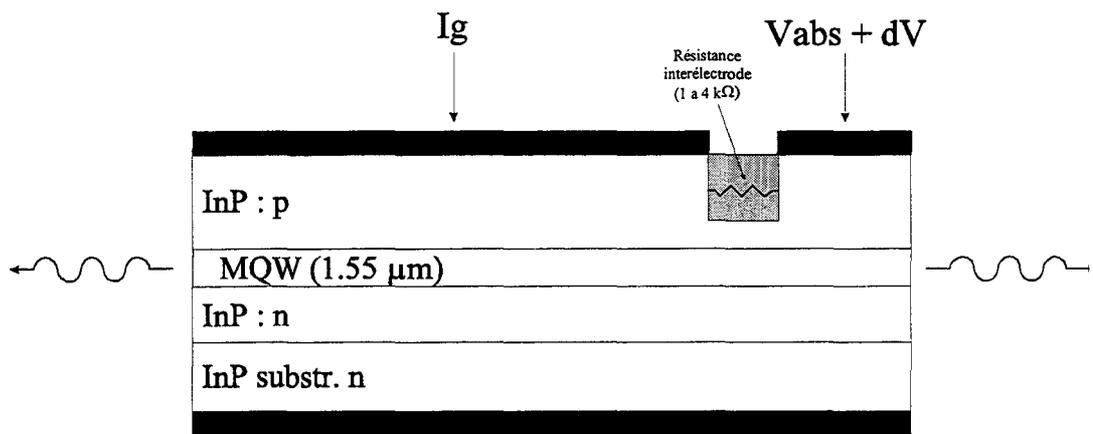


Figure 29 : Composant bi-électrode modulé par l'absorbant.



2) *La modulation paramétrique*

Ce terme regroupe les méthodes de modulation qui agissent indirectement sur l'émission du laser s'affranchissant ainsi des limitations provenant de la modulation des porteurs dans la zone de gain.

A notre connaissance, deux méthodes de ce type ont été proposées.

La première [Gorfinkel SPS90] consiste à moduler les porteurs chauds dans la cavité. Cette méthode reste, encore à ce jour, à confirmer expérimentalement.

La seconde méthode a été proposée par ELKADI [MOTL93] de l'IEMN. Elle consiste à moduler les pertes dans la cavité par la modulation petit signal d'une courte section alimentée à une tension continue inférieure à la tension de barrière interne (cf. Figure 29).

L'étude expérimentale de cette méthode constitue le sujet principal de cette thèse et sera longuement discutée au chapitre 4.

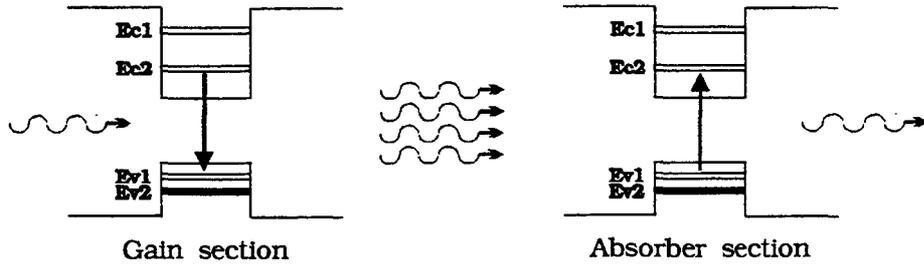
De nombreuses autres applications de différents types de lasers multisections ont été étudiées [Kawaguchi livre94] ; toutefois, nous avons concentré notre étude sur le laser bi-électrode.

IV. Le laser bi-électrode et la bistabilité contrôlée par tension

La structure que nous avons étudiée est constituée de deux électrodes (soit trois sections), dont l'une est alimentée en tension, l'autre étant alimentée en courant. La section alimentée en courant sera dite à gain, celle alimentée en tension sera appelée section absorbante ou de contrôle et celle non alimentée constituera l'interélectrode. La particularité de ce composant réside donc dans son mode d'alimentation. En effet, alors que la première section est alimentée en direct pour fournir le gain nécessaire au fonctionnement du laser, l'autre est alimentée à une tension inférieure à la tension de barrière interne, générant une zone d'absorption dite saturable.



$I_{dc} < I_{th}$



$I_{dc} > I_{th}$

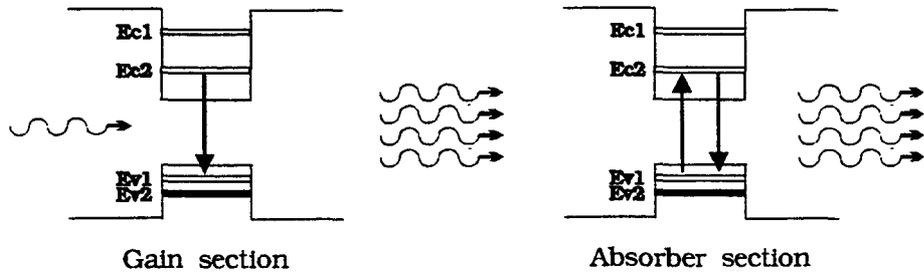


Figure 30 : Définition de la saturation d'absorption

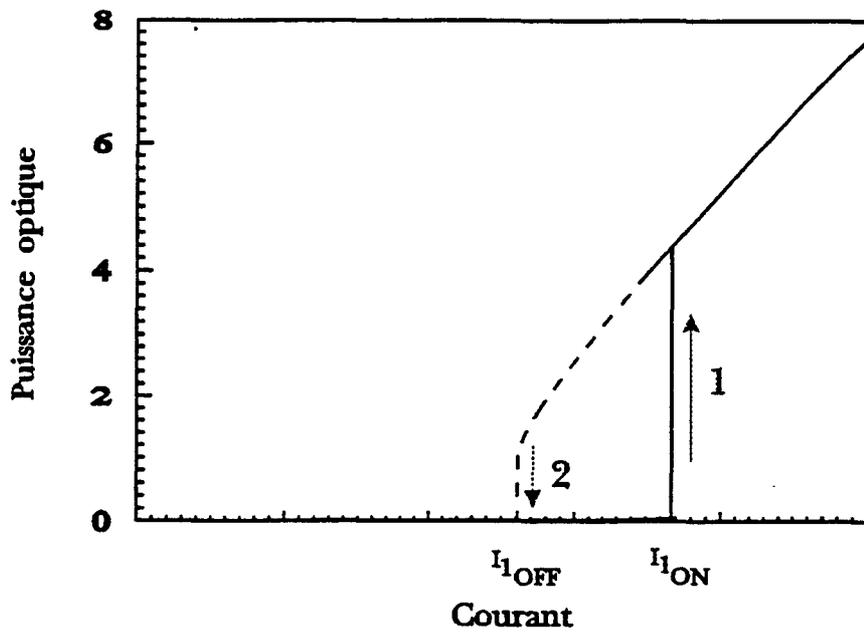


Figure 31 : Courbe $P(I)$ caractéristique d'un comportement bistable



1) L'absorption saturable

L'absorption saturable est décrite Figure 30.

Cette configuration se traduit par le fait que, tant que la densité de photons générés par la section de gain est inférieure à une certaine valeur (le seuil), ils sont absorbés. A partir de cette valeur de seuil, l'absorption est saturée et la section devient transparente.

La présence dans la cavité laser d'une zone d'absorption saturable conduit dans la plupart des cas à un comportement bistable.

2) La bistabilité

La bistabilité, ainsi que l'indique son nom, est due à la présence de deux états stables. Elle peut être observée avec un laser bi-électrode Pérot-Fabry, lorsque la tension appliquée à l'électrode de commande est inférieure au potentiel de barrière interne.

Elle est observée lors d'une mesure de la puissance émise (P) par une facette du laser, en fonction du courant injecté (I_g) dans la section de gain pour une valeur fixe de la tension (V_{abs}) appliquée à la section de contrôle. La puissance est mesurée successivement en faisant croître puis décroître le courant I_g . (cf. Figure 31).

Afin de pouvoir étudier le comportement de ces lasers à deux électrodes, nous avons intégré ce nouvel élément qu'est l'absorbant saturable dans les équations de continuité.

3) Expression analytique de l'absorbant saturable et modification des équations d'évolution

Une étude complète du comportement de ces lasers nécessite l'ajout d'une équation qui décrit la variation de la densité de porteurs dans la section de contrôle, ce qui donne le système d'équations de conservation suivant :





$$\begin{aligned}
q \cdot \phi_1 \frac{dN_1}{dt} &= I_1 - q \cdot \phi_1 G(N_1, S) S - q \cdot \phi_1 (A_{nr} \cdot N_1 + B_{sp} \cdot N_1^2 + C_{aug} \cdot N_1^3) \\
q \cdot \phi_2 \frac{dN_2}{dt} &= I_2 - q \cdot \phi_2 G(N_2, S) S - q \cdot \phi_2 (A_{nr} \cdot N_2 + B_{sp} \cdot N_2^2 + C_{aug} \cdot N_2^3) \\
\frac{q \cdot \phi_0}{\Gamma} \frac{dS}{dt} &= q \cdot \phi_1 \cdot G(N_1, S) S + q \cdot \phi_2 \cdot G(N_2, S) S - \frac{q \cdot \phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_i + \alpha_m) \cdot S + \\
&\quad \frac{q \cdot \phi_1}{\Gamma} \cdot \beta \cdot B_{sp} \cdot N_1^2 + \frac{q \cdot \phi_2}{\Gamma} \cdot \beta \cdot B_{sp} \cdot N_2^2
\end{aligned}
\tag{34}$$

Dans ces équations, les indices 1, 2, 0 représentent respectivement la section de gain, de contrôle et la cavité totale. ϕ_i représente le volume. Les expressions $G(N, S)$ peuvent représenter aussi bien un gain qu'une absorption.

Dans la littérature, il est possible de trouver des études faites à partir de ce système complet [Baoxun JQE89, Paradisi JQE91, Bonello JLT92]. Cependant, pour notre étude, nous avons choisi d'utiliser une simplification liée au fait que la tension appliquée est inférieure à la tension de barrière interne. En effet, si l'on suppose que la densité de porteurs N_2 est une fonction instantanée de la tension appliquée à la section de contrôle et que I_2 est quasiment nul, l'influence de la section d'absorption peut alors être exprimée à l'aide d'une relation dépendant de S (densité de photons) et de V_{abs} (tension appliquée à la section de contrôle) :

$$\alpha_{abs}(V_{abs}, S) = \frac{\alpha_{so}(1 - kV_{abs})}{1 + \frac{S}{S_{so}(1 - kV_{abs})}} + \alpha_{nso}(1 - kV_{abs})
\tag{35}$$

$k = 1,25 \text{ V}^{-1}$ constitue une constante de normalisation, α_{so} représente l'absorption saturable, α_{nso} est la valeur d'absorption non saturable provenant de l'écart d'indice effectif entre les deux sections et S_{so} est la densité de photons à la saturation. Les équations de continuité deviennent alors :



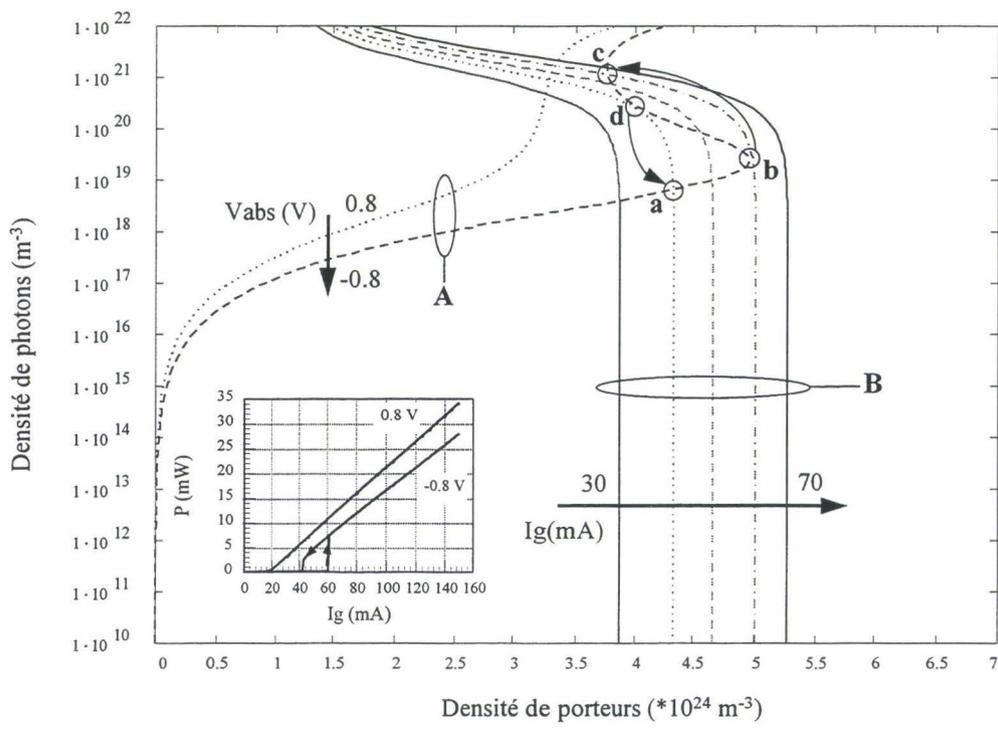


Figure 32 : Résolution graphique des équations (37) par intersection des surfaces dans un même plan.



$$\begin{aligned}
q \cdot \phi_1 \frac{dN}{dt} &= I_g - q \cdot \phi_1 \cdot a(N - N_{om})(1 - \varepsilon \cdot S)S - q \cdot \phi_1 (A_{nr} \cdot N + B_{sp} \cdot N^2 + C_{aug} \cdot N^3) \\
\frac{q \cdot \phi_0}{\Gamma} \frac{dS}{dt} &= q \cdot \phi_1 \cdot a(N - N_{om})(1 - \varepsilon \cdot S)S + \\
&\quad \frac{q \cdot \phi_1}{\Gamma} \cdot \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 - \frac{q \cdot \phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_i + \alpha_m) \cdot S - q \cdot \phi_2 \cdot v_g \cdot \alpha_{abs}(V_{abs}, S) \cdot S
\end{aligned}
\tag{36}$$

N_2 n'intervenant plus, les indices ne sont pas conservés pour les densités de porteurs. I_1 devient I_g .

Pour expliquer le comportement bistable de ces composants, considérons ces équations prises dans le cas statique ($dt = 0$) soit :

$$\begin{aligned}
I_g - q \cdot \phi_1 \cdot a(N - N_{om})(1 - \varepsilon \cdot S)S - q \cdot \phi_1 (A_{nr} \cdot N + B_{sp} \cdot N^2 + C_{aug} \cdot N^3) &= 0 \\
q \cdot \phi_1 \cdot a(N - N_{om})(1 - \varepsilon \cdot S)S + \frac{q \cdot \phi_1}{\Gamma} \cdot \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 - \\
\frac{q \cdot \phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_i + \alpha_m) \cdot S - q \cdot \phi_2 \cdot v_g \cdot \alpha_{abs}(V_{abs}, S) \cdot S &= 0
\end{aligned}
\tag{37}$$

Ces équations représentent des surfaces en fonction de S et de N . Si l'on trace l'intersection de ces surfaces avec un plan, on obtient les courbes représentées Figure 32. Elles sont paramétrées en V_{abs} pour les courbes A et en I_g pour les courbes B. On y retrouve les cas où $V_{abs} = 0,8$ V (absorption nulle) et $V_{abs} = -0,8$ V (forte absorption), ainsi que les résultats pour plusieurs valeurs de I_g .

Ces courbes vont permettre de mieux comprendre le comportement statique des lasers bi-électrodes. En effet, les points d'intersections entre les courbes A et B représentent les points des courbes $P(I_g)$.

Considérons par exemple ce qui se passe si V_{abs} est fixé à $-0,8$ V et faisons augmenter I_g .

Dans un premier temps, l'augmentation de la densité de porteurs provoque une légère augmentation de la densité de photons.





Lorsque l'on se situe au point b, une légère augmentation entraîne une très forte augmentation de S ; c'est le seuil "ON" correspondant à la saturation de l'absorption. Ensuite, S varie linéairement avec I_g , alors que N varie peu. La légère variation de N provient de la compression du gain.

Considérons maintenant le comportement lorsque I_g décroît. Avant (c), S diminue linéairement avec I_g . En (c), il n'y a aucune raison pour que l'on revienne en (b) ; aussi S continue-t-il à décroître linéairement. En revanche, en (d), l'intersection suivante entre A et B se retrouve en (a) ; c'est le seuil OFF. Cela correspond au retour à une absorption non saturée.

De façon générale, lorsque l'on applique un courant sur l'électrode de gain, des photons sont générés, puis se propagent jusqu'à la zone située sous l'électrode de contrôle pour y être absorbés. Puis, si le courant est augmenté, la densité de photons augmente elle aussi. Arrivés à une certaine densité, les photons saturent la zone d'absorption ; c'est le seuil ON. La zone, devenue alors transparente, autorise les allées et retours de photons nécessaires à l'effet laser.

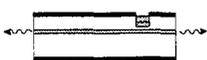
Dans le cas où le laser émet, la zone absorbante est saturée. Si le courant est diminué, la densité de photons diminue également. Dans cette situation, la densité de photons doit être suffisante seulement pour maintenir l'absorption saturée, ce qui nécessite une densité moindre. Cela explique la courbe $P(I_g)$ descendante. Toutefois, à partir d'une certaine valeur de S, cela n'est plus suffisant, même pour maintenir la saturation : c'est le seuil I_{off} .

Nous verrons par la suite que les valeurs I_{on} , I_{off} , ($I = I_{on} - I_{off}$, $P(I_{on})$, $P(I_{off})$ et $(P(I_{on} - I_{off}))$ dépendent de la structure et de paramètres tels que a (le gain différentiel) ou α_i (les pertes internes), ainsi que (et surtout) du point de polarisation V_{abs} appliqué à la section de contrôle.

V. La modélisation

Le modèle utilisé pour évaluer les comportements statique et dynamique des lasers bi-électrode a été développé par Elkadi au sein de l'ITEMN. Ce modèle, de type circuit, est construit à partir de la décomposition des équations d'évolution du laser en éléments d'un circuit électrique non linéaire.





Pour rendre cela possible, il a fallu trouver une expression donnant la densité de porteurs en fonction du potentiel appliqué aux bornes de la jonction.

La méthode est numérique. Partant de l'hypothèse de neutralité dans la zone active (densité d'électrons = densité de trous) et de la statistique de Fermi Dirac, la densité de porteurs est exprimée par un polynôme d'ordre 5 en fonction du potentiel V aux bornes de la jonction.

Ainsi, les équations (36) peuvent être réécrites de la manière suivante.

$$\begin{aligned}
 C_{in} \frac{dV_{in}}{dt} &= I_g - I_{st} - I_{nr} - I_{sp} - I_{Auger} \\
 C_{ph} \frac{dV_{out}}{dt} &= I_{st} + \beta I_{sp} - \frac{V_{out}}{R_{int}} - \frac{V_{out}}{R_m} - I_{abs} \\
 \text{avec } C_{in} &= q\phi_g f'(V) \\
 C_{ph} &= \frac{q(\phi_g + \phi_{abs})}{\Gamma P_s}
 \end{aligned}
 \tag{38}$$

Les différents phénomènes de recombinaisons sont représentés par des sources de courant non linéaires dépendantes de V_{in} pour I_{nr} , I_{sp} et I_{auger} , dépendantes de V_{in} et V_{out} pour I_{st} et de V_{out} pour I_{abs} .

Les sources sont données par :

$$\begin{aligned}
 I_{nr} &= q \cdot \phi_g \cdot A_{nr} \cdot f(V) \\
 I_{sp} &= q \cdot \phi_g \cdot B_{sp} \cdot f^2(V) \\
 I_{Auger} &= q \cdot \phi_g \cdot C_{Auger} \cdot f^3(V) \\
 I_{st} &= q \cdot \phi_g \cdot a \cdot (f(V) - N_{om}) \left(1 - \varepsilon \frac{P_{out}}{P_s}\right) \frac{P_{out}}{P_s} \\
 I_{abs} &= q \cdot \phi_{abs} \frac{\alpha_{so}(1 - kV_{abs})}{1 + \frac{P_{out}}{P_s \cdot S_{so}(1 - kV_{abs})}} + q \cdot \phi_{abs} \cdot \alpha_{nso}(1 - kV_{abs})
 \end{aligned}
 \tag{39}$$



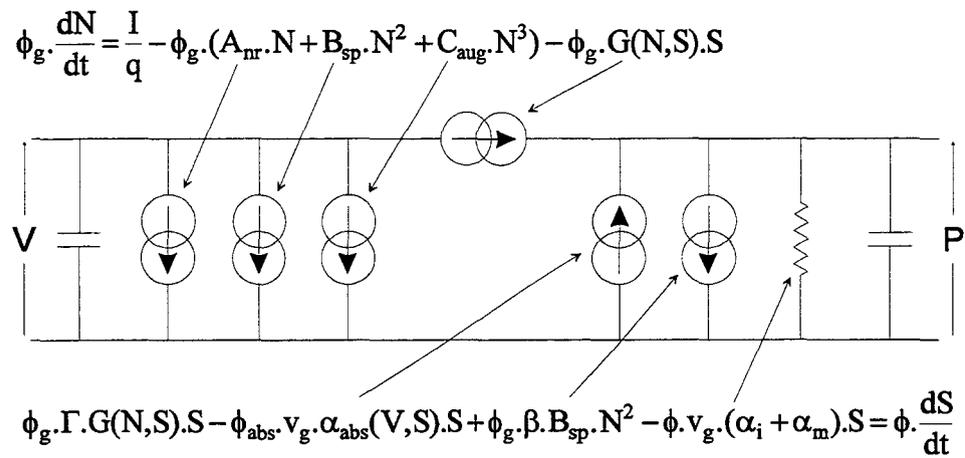
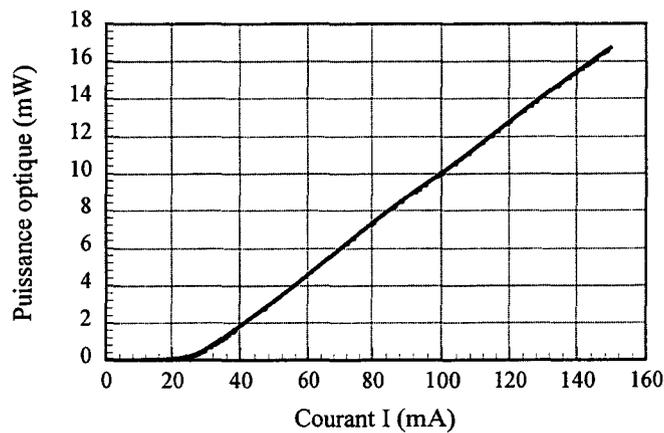
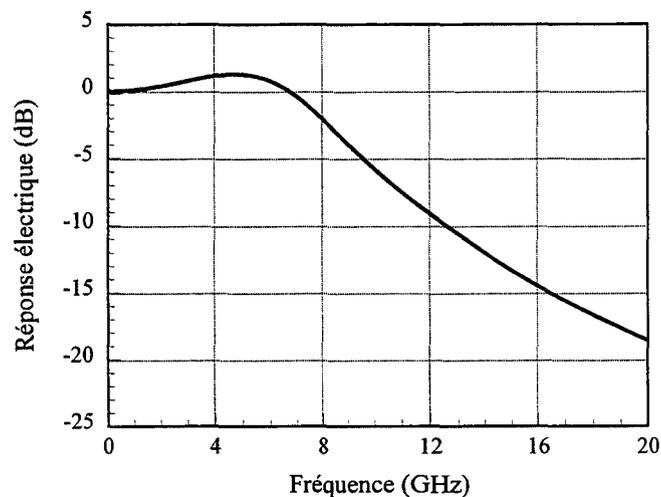


Figure 33 : Schéma équivalent développé pour la simulation d'un laser bi-électrode. [Elkadi Thèse 93]



(a)



(b)

Figure 34 : Résultats de simulation obtenus pour un laser monoélectrode dont la zone active est constituée de 5 puits quantiques dopés.

(a) Réponse statique,

(b) Réponse dynamique en régime petit signal pour I = 60 mA



Le circuit obtenu est représenté Figure 33. Il peut être intégré dans un logiciel de traitement électrique classique de type "SPICE". Ainsi, sera-t-il possible de tenir compte des éléments parasites présents dans la chaîne de transmission. Nous évaluerons l'influence de paramètres tels que l'impédance d'entrée et la capacité de la jonction.

La limitation de ce modèle est de type optique. En effet, la rétroaction répartie pour un D.F.B. n'est pas prise en compte, ce qui entraîne que les résultats apportés par le modèle peuvent s'écarter de la réalité.

Toutefois, dans le cas de lasers Pérot-Fabry, les résultats obtenus grâce à ce modèle sont tout à fait proches de la réalité. En injectant dans le modèle, les paramètres d'un laser monoélectrode connu, nous avons pu reproduire ses comportements statique et dynamique (Figure 34).

VI. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé les bases nécessaires à la compréhension et à l'étude des phénomènes mis en jeu et nous avons introduit les particularités de ce travail.

A partir de l'étude des structures laser développées au Laboratoire, nous avons choisi de n'utiliser que des structures à zone active constituée de puits quantiques. Ce choix trouve sa justification dans la possibilité d'obtenir des fonctionnements de laser avec de faibles courants de seuil, des pertes de propagation optiques faibles et des gain différentiels plus élevés. Par contre, nous avons décidé d'étudier différentes structures avec des puits de différentes natures et en quantité variable.

Pour ce qui concerne le type de structure de guidage nous avons opté pour un guidage par l'indice malgré la difficulté supplémentaire de fabrication comparée à un guidage par le gain. Les raisons à cela sont d'une part le besoin d'avoir de faible fuites de courant et d'autre part, de minimiser le plus possible les sources de résistances et de capacités parasites. Pour ces mêmes raisons après un début d'étude sur des structure de type B.R.S. nous sommes orientés vers des structures Ridge ainsi que nous le verrons au cours des chapitres suivants.





REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références	Articles
[Agrawal Livre86]	G.P. Agrawal and N.K. Dutta; "Long wavelength semiconductor lasers"; Van Nostrand Reinhold Company; 1986.
[Baoxun JQE89]	D. Baoxun, 'A theory on stability of double-section semiconductor lasers', IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 25, N° 5, 1/5/1989, pp. 847-849
[Barnsley IPPt95]	P.Barnsley, "All-optical clock extraction using two-contact devices", IEE Proc.-J, 95,140, (5) pp.325-326
[Bonello JLT92]	R. Bonello, I. Montrosset, 'Analysis of multisection and multielectrode semiconductor lasers', Journal of Lightwave Technology, Vol 10, N° 12, 1/12/1992, pp. 1890-19
[Bowers SSE87]	J.E. Bowers, "High speed semiconductor laser design and performance", Solid State Electronics, Vol.30, N°.1, 1987, pp. 1-11
[Casey 78]	H.C. Casey et M.B. Panish, "Heterostructure lasers part A", Academic press, 1978.
[Choa PTL91]	F.S. Choa, Y.H. Lee, T.L. Koch, C.A. Burrus, B. Tell, J.L. Jexell, R.E. Leibenguth, "High-speed modulation of vertical-cavity surface-emitting lasers", IEEE Photonics Technology Letters, Vol.3, N°.8, 08/92, pp.697-699.
[Egan EL95]	A. Egan, J. O'Gorman, P. Rees, G. Farrell, J. Hegarty, P. Phelan, "Frequency dependence of phase between synchronised self-pulsating laser emission and injected periodic electrical signal", Electronics letters, 11/05/95, Vol.31, N°10 pp.802-803
[Elkadi MOTL93]	H. Elkadi, J.P. Vilcot, D. Decoster. "An equivalent circuit model for multielectrode lasers: potential devices for millimeter wave applications", Microwave and optical technology letters, Vol. 6, n°4 20/03/93, pp.245-249
[Elkadi Thèse93]	H. Elkadi, "Modélisation de lasers semi-conducteurs et applications à la CAO de systèmes optomicroondes", Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I, Soutenue le 17 Novembre 93.





- [Frankenberger APL92] R. Frankenberger, R. Schimpe, "Origin of nonlinear gain saturation in index-guide InGaAsP laser diodes", Applied Physics Letters, Vol. 6, N°.3, 01/06/92, pp. 2720-2722
- [Fukushima JJAP93] T. Fukushima, R. Nagarajan, M. Ishikawa et J.E. Bowers., "High speed dynamics in InP-based Multiple Quantum well lasers", Japanese Journal Of Applied Physics, Vol 32, 1993 pp 70-83
- [GORFINKEL SPS90] V.B. Gorfinkel, I.I.Filatov, Sovietic Physics of Semiconductor, Vol.24, N°.4, 1990, pp. 466
- [Hill APL87] P. Hill, R. Olshansky, J. Schlafer, W. Powaznik, Applied Physics Letters, Vol.50, N° .20, 18/08/87, pp. 1400
- [Hunsperger Livre85] R.G. Hunsperger; "Integrated optics: Theory and technology"; Springer-Verlag; 85.
- [Ido IOOC95] T. Ido, S. Tanaka, M. Suzuki, H. Inoue, "An Ultra-High-Speed (50GHz) MQW Electro-Absorption Modulator with Waveguides for 40 Gbit/s Optical Modulation", I.O.O.C. Conf., Hong Kong, PD-1-1, 1995
- [Kawaguchi IPtJ93] H. Kawaguchi, "Progress in optical functional devices using two-section laser diodes/amplifier", IEEE Proceedings Pt. J, Vol 140, N° 1, 01/02/1993, pp. 3-15
- [Kawaguchi Livre94] H. Kawaguchi, "Bistabilities and nonlinearities in Laser diodes", Artech House Boston.London. 1994.
- [Kazmierski ECOC95] C. Kazmierski, "Very high speed laser diodes and optical pulse sources for telecommunication applications", Proc. 21st Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC'95 - Brussels), Th.A.1.1., pp. 813-820
- [Kressel 77] H. Kressel and J.K. Butler; "Semiconductor lasers and heterojunction LEDs"; Academic Press; 1977.
- [Lau APL91] Kam Y.Lau; "Narrow linewidth, continuously tunable semiconductor lasers based on quantum well gain lever", Appl. Phys. Lett.; Vol.59, No. 18, October 91, pp. 2216-2218.
- [Lau APL91] K.Y. Lau, 'Ultrahigh-efficiency optical modulation (>20 W/A) by interferometric frequency - Intensity conversion of gain-levered semiconductor lasers', Applied Physic Letters, Vol 58, N° 16, 22/4/1991, pp. 1715-1717





- [Lau PTL91] K. Y. Lau, "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.
- [Mathieu Livre86] H. Mathieu; "Physiques des semiconducteurs et des composants électroniques"; Masson; 1986.
- [Miller Livre] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, S. Schmitt-Rink, "Electric field dependence of Optical Properties of Semiconductor Quantum Wells : Physics and Applications", in *Optical Nonlinearities and Instabilities in Semiconductors*, H. Haug, ed., Academic Press.
- [Moore APL89] N. Moore, K.Y. Lau, "Ultrahigh efficiency microwave signal transmission using tandem-contact single quantum well GaAlAs lasers", Applied Physic Letters, Vol 55, N° 10, 4/9/1989, pp. 935-938
- [Morton EL94] P.A. Morton, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, N. Chand, K.W. Wecht, A.M. Sergent, P.F. Sciortino Jr., "Packaged 1.55 μ m DFB laser with 25GHz Modulation Bandwidth", Electronics letters, 24/11/94, Vol.30, n°24, pp2044-2046
- [Nishimoto JLT87] H. Nishimoto et al, Journal of Lightwave Technology, LT-5, 1987, pp. 1399
- [Okamoto JJAP87] H. Okamoto, "Semiconductor Quantum-Well Structure for Optoelectronics-Recent Advances and Future Prospects", Japanese Journal of Applied Physics, Vol.26, N°.3, 03/87, pp. 315-330
- [Paradisi JQE91] A. Paradisi, I. Montrosset, 'Numerical modeling of bistable laser diodes with saturable absorbers', IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 27, N° 3, 1/3/1991, pp. 817-823
- [Seltzer EL93] C.P. Seltzer, L.D. Westbrook, H.J. Wickes, 'Improved signal-to-noise ratio in gain-levered InGaAs/InP MQW lasers', Electronics Letters, Vol 29, N° 2, 21/1/1993, pp. 230-231
- [Seltzer JLT95] C.P. Seltzer, D. Westbrook, H.J. Wickes, 'The "gain-lever" effect in InGaAsP/InP multiple quantum well lasers', Journal of Lightwave Technology, Vol 13, N° 2, 1/2/1995, pp. 283-289





- [Shank Livre93] C.V. Shank, "Generation of Ultrashort Optical Pulses", dans Ultrashort laser Pulses : Generation and Applications, 2nd ed., W. Kaiser, ed., Berlin : Springer-Verlag, 1993
- [Siegman Livre86] A.E. Siegman, "Laser", Mill Valley, University Science Books, 86
- [Thijs Conf.90] P.J.A. Thijs, T. van Dongen, "Strained layer InGaAs Multiple Quantum Well Lasers Emitting at 1.5 μm Wavelength", Extended abstract of the 2nd Int. Conf. on Solid State Devices and Materials, Sendai, 1990, pp. 541-544
- [Weisser PTL94] S. Weisser, I. Esquivias, P.J. Tasker, J.D. Ralston, J. Rosenzweig, "Impedance, modulation response, and equivalent circuit of ultra-high-speed In_{0,35}Ga_{0,65}As/GaAs MQW lasers with p-doping", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 6, N° 7, 01/07/1994, pp. 782-785
- [Westbrook IPPt86] L.D. Westbrook, "Measurement of dg/dN and dn/dN and their dependence on Photon Energy in $\lambda=1.5 \mu\text{m}$ InGaAsP Laser Diodes", IEE Proc. Pt. J, Vol.133, N°2, April 1986, pp. 135-142.
- [Yariv Livre91] A. Yariv; "Optical electronics, 4th ed."; John Wiley & Sons; 1991.





Chapitre II.
Fabrication et comportement statique des
lasers à deux électrodes

Chapitre 2

FABRICATION ET COMPORTEMENT STATIQUE DES LASERS A DEUX ELECTRODES

Au cours du chapitre précédent, nous avons discuté des différentes structures possibles. Pour les raisons invoquées, deux ont été choisies pour la réalisation des lasers : la structure B.R.S. (à ruban enterré) et la structure Ridge.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la fabrication des composants. Nous allons suivre, étape par étape, leur réalisation et nous décrirons les quelques modifications apportées pour l'obtention de lasers à la fois D.F.B. et bi-électrodes.

Dans la seconde partie, nous aborderons la caractérisation des composants réalisés. Nous étudierons le comportement statique tout d'abord des lasers monoélectrodes, puis des bi-électrodes. Nous verrons dans quelle mesure la seconde électrode influe sur les caractéristiques de fonctionnement.

I .Technologie des diodes laser

Dans cette partie, nous allons donc décrire les différentes étapes qui permettent la réalisation de lasers bi-électrodes.

Pour cela, nous avons utilisé deux types de structures (B.R.S. et Ridge), que ce soit pour des lasers de type Pérot-Fabry ou D.F.B..

Toutes les structures ont été réalisées à partir de deux étapes d'épitaxies de type MOCVD basse pression [Rondi Conf.88].

Epitaxie MOCVD

La croissance en MOCVD (Metal Organic Chemical Vapour Deposition) de composés sur substrat d'InP est pratiquée dans un réacteur à murs froids dans lequel des composés





organiques (ex : AsH_3 , PH_3 , $\text{In}(\text{CH}_3)_3$...) sont injectés sous forme gazeuse. La réaction nécessaire à la croissance est provoquée, au niveau du substrat, par échauffement du suscepteur (aux alentours de 650°C) sur lequel il repose.

La nature du composé et sa composition dépendent des gaz injectés et des débits appliqués.

Grâce à cette technique, il est possible d'obtenir un très bon contrôle de dépôt notamment pour de fines couches (du type puits quantiques) et aussi d'introduire des dopants de type p ou n.

L'utilisation de cette technique de dépôt permet alors la formation de structures de type multipuits quantiques (MQW) qui apportent des caractéristiques de fonctionnement améliorées ainsi qu'il a été indiqué au chapitre précédent.

Les structures de zones actives composées de puits quantiques permettent d'augmenter le gain optique du laser. En augmentant de façon importante le nombre de puits, on obtient une diminution de la densité de courant de seuil par puits et corrélativement une augmentation du gain différentiel. Mais cette méthode conduit à une augmentation des pertes de propagation optiques. Un compromis est donc nécessaire.

Toujours, pour augmenter le gain différentiel, nous avons également été amenés à doper, de type p, les puits quantiques. De telles structures de zones actives avec puits dopés p ont été possibles grâce à la croissance par MOCVD. Nous verrons que les pertes de propagation sont ici aussi augmentées.

Enfin nous avons utilisé une troisième méthode pour diminuer le courant de seuil et augmenter le gain différentiel, et cette fois-ci, tout en maintenant des pertes internes de propagations faibles ; il s'agit de la croissance de puits quantiques contraints.

Dans tous les cas, quel que soit le type de zone active et quelle que soit la structure utilisée, la fabrication de lasers a nécessité deux étapes d'épitaxie.



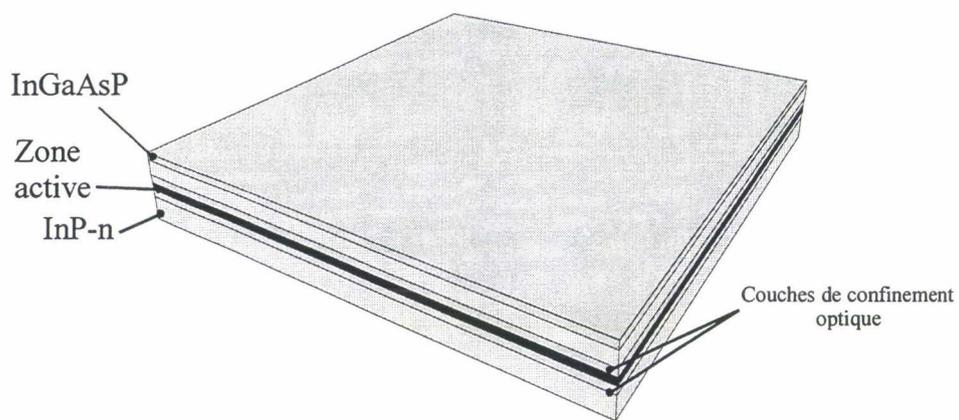


Figure 1 Première épitaxie



Figure 2 Formation du réseau



A . Première épitaxie (cf. Figure 1)

Cette étape est commune à toute les structures. Elle consiste à faire croître sur un substrat d'InP dopé n :

- Une couche tampon d'InP de type n (épaisseur de couche $\approx 1,5 \mu\text{m}$, niveau de dopage $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).
- Une couche de quaternaire GaInAsP d'épaisseur environ 1500 \AA . Sa composition est choisie de manière à ce que son indice soit inférieur à celui de la zone active servant ainsi de première couche de confinement optique.
- La zone active. Elle est constituée d'une succession de couches : les puits ($\sim 100 \text{ \AA}$), (dopés, non dopés, contraints ou non), séparés par des barrières ($\sim 100 \text{ \AA}$). La composition des puits est choisie afin de correspondre à l'émission laser désirée ($1.55 \mu\text{m}$). Le matériau utilisé pour les barrières est le même que celui des couches de confinement excepté pour les structures à puits contraints .
- Une seconde couche de confinement optique dans laquelle sera gravé le réseau de diffraction pour les lasers D.F.B..
- Une couche d'InP dopé p (épaisseur de l'ordre de 1500 \AA , niveau de dopage 10^{17} cm^{-3}).

A la suite de cette première épitaxie, les processus de fabrication de laser Pérot-Fabry et D.F.B. se différencient. En effet, pour la réalisation de lasers D.F.B., quelques étapes sont ajoutées. Elles consistent à former le réseau qui servira à la contre-réaction distribuée, nécessaire au fonctionnement monomode longitudinal.

B . Lasers D.F.B. : Formation du réseau (cf. Figure 2)

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que le réseau nécessaire à l'émission D.F.B. doit être constitué d'un motif régulier dont le pas détermine la longueur d'onde d'émission du laser.



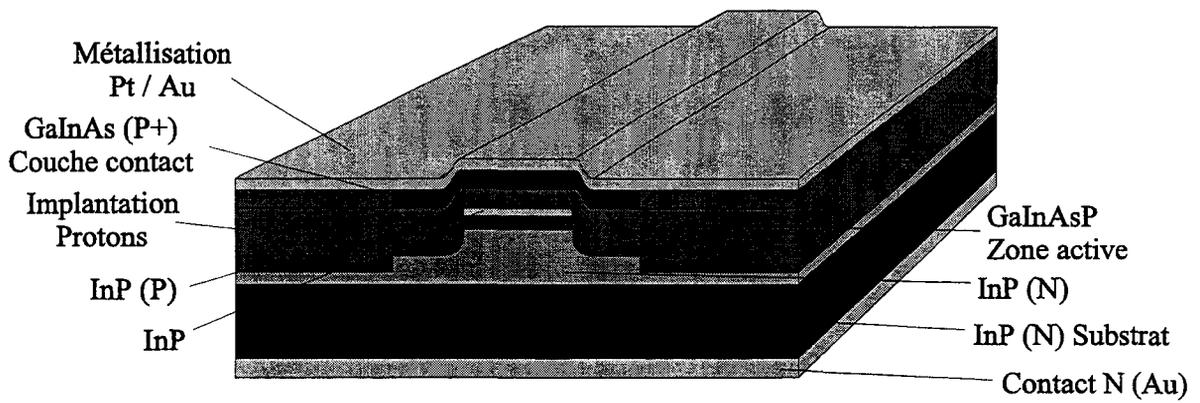


Figure 3 : Structure B.R.S. monoélectrode

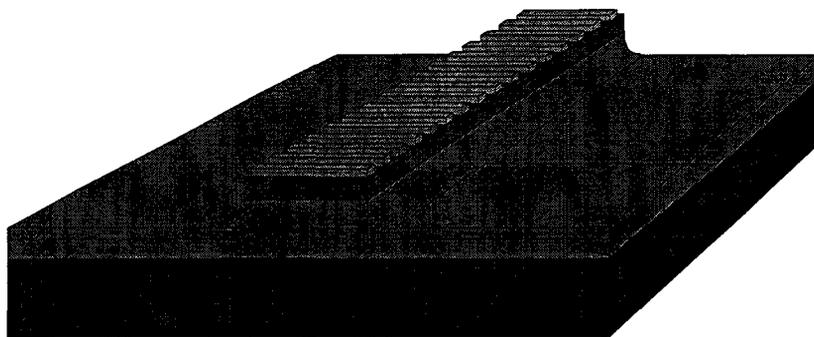


Figure 4 : Gravure du ruban

Pour cela, on procède à une étape de lithographie suivie par une gravure. Afin d'obtenir un motif régulier et de petites dimensions ($< 5000 \text{ \AA}$), la technique de lithographie utilisée est de type holographique. Elle consiste à insoler une résine positive à l'aide d'un système de franges d'interférences. Ce système est obtenu par l'interférence de deux faisceaux cohérents issus de l'émission monomode d'un laser Argon. Le pas du réseau Λ est déterminé par l'angle d'interférence θ tel que :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{\text{source}}}{2 \cdot \sin \theta} \quad (1)$$

Une fois la résine insolée puis révélée, le réseau est gravé dans la partie supérieure de la couche de confinement optique (Voir Figure 2). La gravure est faite par attaque chimique ou par gravure ionique réactive (R.I.E. en terminologie anglo-saxonne).

Les étapes suivantes sont communes aux lasers Pérot-Fabry et D.F.B., mais diffèrent en ce qui concerne les structures B.R.S. et Ridge.

C . La structure B.R.S. (cf. Figure 3)

La méthode utilisée pour confiner les porteurs et la lumière latéralement consiste à graver un ruban directement dans la zone active.

1 . Gravure du ruban (Figure 4)

Pour cela, on procède à une photolithographie, puis à une gravure de rubans séparés de 350 \mu m . La largeur des rubans est choisie de manière à permettre l'obtention d'une émission monomode transverse. Leur largeur est de l'ordre de $1,5 \text{ à } 2 \text{ \mu m}$.

La plaque est ensuite très soigneusement nettoyée. De sa propreté dépend en partie l'étape suivante : la reprise d'épitaxie.



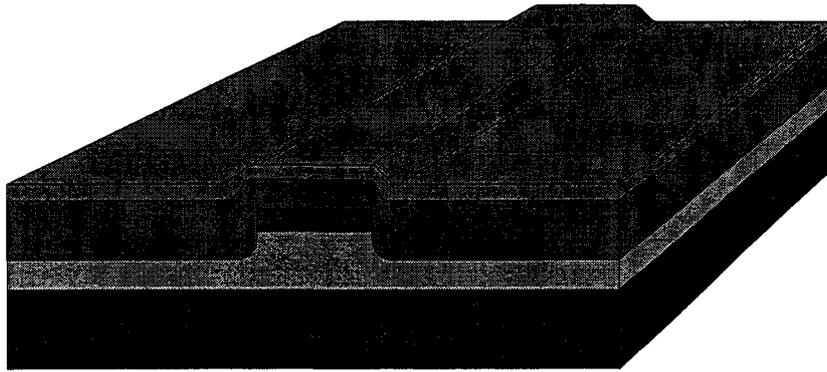


Figure 5 : Reprise d'épitaxie

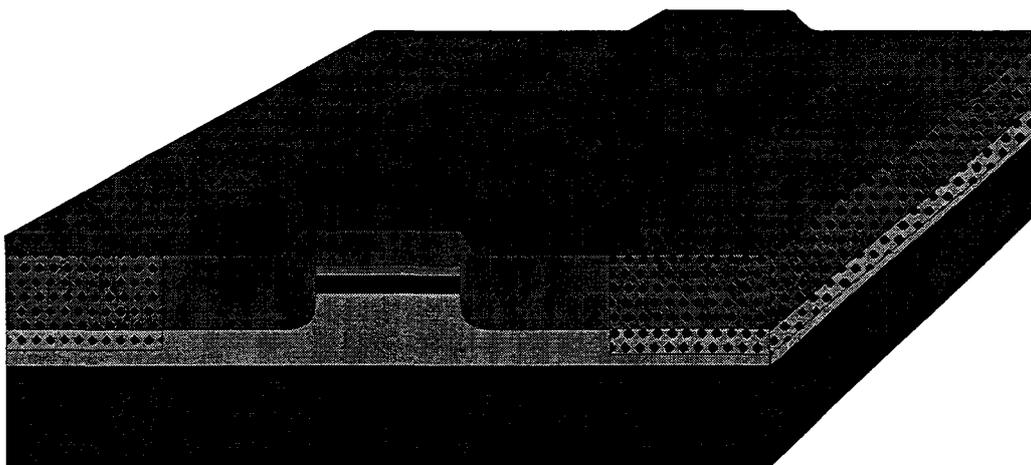


Figure 6 : Implantation de protons

2. Reprise d'épitaxie (Figure 5)

Au cours de cette seconde croissance sont déposées :

- Une couche d'InP dopée p ($1,5 \mu\text{m}$, $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), elle constitue la partie p de la jonction.
- Une couche de ternaire GaInAs très dopée p ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) qui servira pour la formation du contact ohmique.

3. Formation du contact ohmique.

Une couche métallique ($\approx 0.15 \mu\text{m}$) de platine est déposée sur toute la surface en pulvérisation par faisceau d'ions.

Pulvérisation par faisceau d'ions

Elle consiste à pulvériser, à l'aide d'un plasma d'ions, la surface d'une cible constituée du matériau à déposer. Les atomes ainsi libérés vont alors se redéposer sur le substrat placé à proximité.

La plaque est ensuite soumise à un recuit rapide permettant la formation du contact ohmique.

4. Implantation de protons (Figure 6).

Afin de limiter la zone d'injection des porteurs et de minimiser les fuites de courant, une implantation de protons est réalisée de chaque côté du ruban.

Le ruban est protégé au préalable par un masque de résine épaisse d'une largeur d'environ $8 \mu\text{m}$.

Pour l'implantation, la plaque est soumise à un bombardement d'ions H^+ . Cela a pour effet de désorganiser la structure cristalline des matériaux soumis au bombardement, les rendant ainsi isolants.



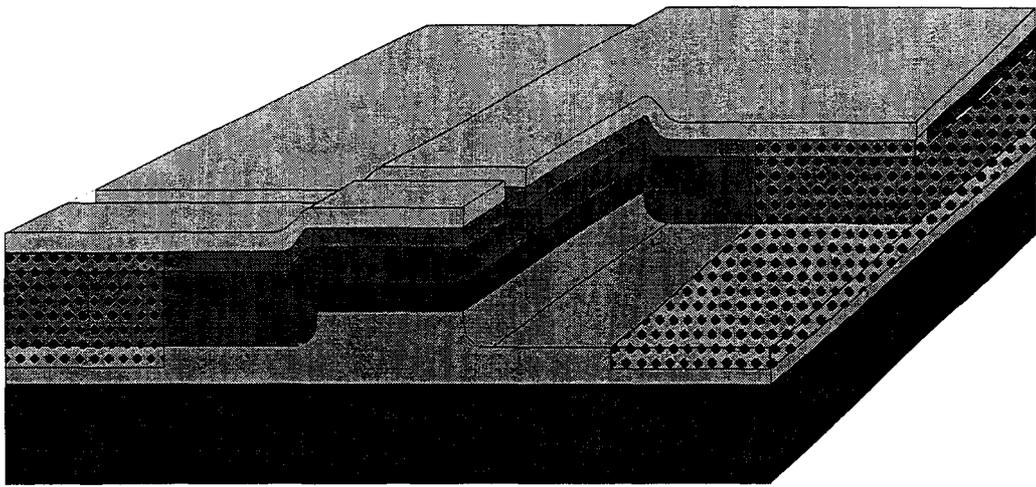


Figure 7 : Dépôt de la métallisation et gravure de l'interélectrode

Vient ensuite un premier dépôt d'or sur les rubans lasers. Il permettra par la suite de prendre les contacts pour l'alimentation des électrodes.

5 . Dépôt d'or (cf. Figure 7)

Ce dépôt est effectué « pleine plaque » en pulvérisation par faisceau d'ions. L'épaisseur déposée est de l'ordre de 5000 Å.

Pour des lasers monoélectrodes, les étapes suivantes sont un amincissement et un dépôt métallique face arrière sur lesquels nous reviendrons plus loin. Pour des lasers multiélectrodes, il faut en outre séparer les électrodes et définir les différents contacts.

6 . Séparation des électrodes (cf. Figure 7)

Après dépôt d'une résine photosensible, des motifs sont ouverts perpendiculairement aux rubans laser (la largeur des motifs définira l'espace inter-électrode).

Une première étape de gravure sèche par pulvérisation supprime le platine et le ternaire des zones non protégées.

Une attaque chimique permet ensuite de graver l'InP-p. De la profondeur de cette gravure dépend la résistance électrique de l'inter-électrode. Cependant, une attaque trop profonde, atteignant la zone active, serait néfaste au fonctionnement du laser du fait de l'interruption du guidage longitudinal.

Résistance inter-électrode

Après gravure, la résistance inter-électrode dépend de l'épaisseur d'InP-p restante et de la distance inter-électrode par :

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (2)$$

L : distance inter-électrode

S = e.W



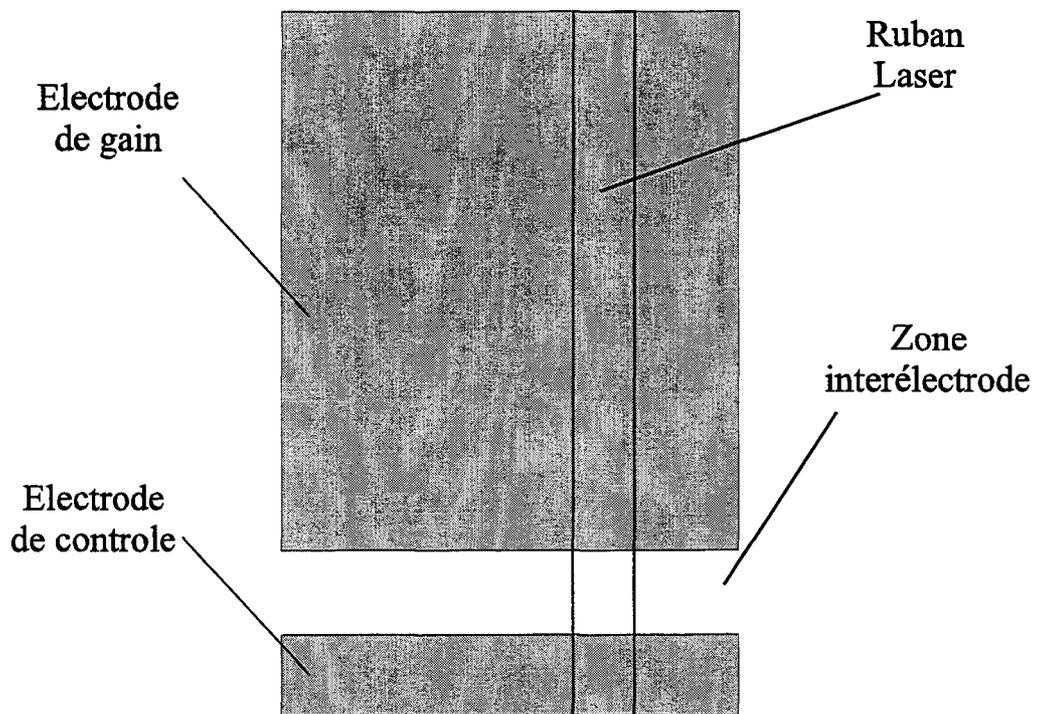
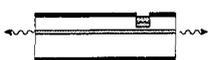


Figure 8 : Première configuration des électrodes



W : largeur du ruban, e : épaisseur de l'InP-p

ρ est la résistivité du matériau et dépend du dopage.

Pour l'InP-p (10^{18} cm^{-3}), $\rho \approx 0.07 \Omega \cdot \text{cm}$

Ainsi pour $15 \mu\text{m}$ d'inter-électrode et pour une gravure de la moitié de la couche d'InP-p ($\approx 0.8 \mu\text{m}$) et une largeur de ruban, $W = 3 \mu\text{m}$, on obtient : $R_{\text{int}} \approx 4 \text{ k}\Omega$.

Il est donc possible de modifier cette résistance en jouant sur :

- la distance inter-électrode (nous verrons plus loin dans quelle mesure cela influence le fonctionnement du laser)
- le contrôle de l'épaisseur d'InP-p restante, avec la limitation indiquée plus haut.

7 . *Formation des contacts*

La suite du processus de fabrication consiste à former les contacts qui permettront de souder les fils d'alimentation lors du montage.

Différents dessins ont été utilisés. De manière générale, pour des raisons de diminution de réduction de la capacité de plot, nous avons cherché dans un premier temps à minimiser la surface des contacts, puis à intercaler sous le contact un matériau possédant une faible permittivité.

a) Configuration initiale (cf. Figure 8)

La première méthode a simplement consisté à graver une partie de la métallisation, ne laissant en place que la surface nécessaire à la mise en place des fils d'alimentation. Pour cela, un masque de résine protégeant le ruban laser ainsi qu'un espace supplémentaire d'environ $100 \mu\text{m}$ sur un des 2 côtés est défini par photolithographie,. La gravure de l'or est obtenue par voie chimique à l'aide d'une solution à base de Iodure de Potassium (KI). Le platine est gravé par pulvérisation.

Cette approche a pour limitation la longueur de l'électrode d'absorption. En effet, la connexion des lasers pour leur alimentation est obtenue par soudure de fils d'or. La dimension



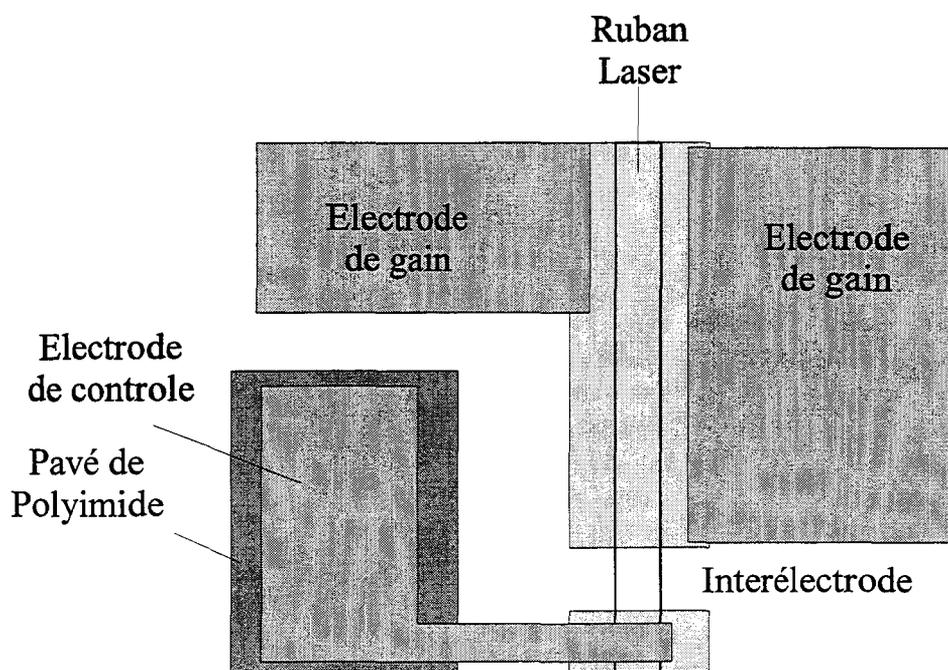


Figure 9 : Configuration améliorée du masque de report de contacts



minimale de l'électrode est alors dictée par la technique de soudure utilisée (« Ball Bounding » → $\approx 50 \mu\text{m}$, « Wedge » → $\approx 25 \mu\text{m}$).

Pour pallier ce problème, un nouveau jeu de masques a été dessiné.

b) Configuration améliorée (cf. Figure 9)

L'utilisation de ces nouveaux masques ajoute deux étapes supplémentaires. L'étape consistant à graver une partie de l'or et du platine persiste ; cependant, dans cette configuration, seul un ruban légèrement plus large que la zone active est maintenu. Les deux étapes supplémentaires sont les suivantes :

(1) *Formation d'un plot de polyimide*

Ce plot servira de support pour la métallisation de report de l'électrode d'absorption. Il a deux fonctions : la première consiste à isoler électriquement les métallisations des deux électrodes. La seconde fonction du polyimide est de réduire la capacité de plot de l'électrode d'absorption.

En effet, pour un plot de $100 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$, on peut prévoir les capacités suivantes :

sur InP-p ($2 \mu\text{m}$), $C_p \approx 0,3 \text{ pF}$

sur Polyimide ($2 \mu\text{m}$), $C_p \approx 0,1 \text{ pF}$

Le plot de polyimide est défini directement par photolithographie.

(2) *Dépôt des reports de contact*

Afin de faciliter la prise de contact de la petite électrode, des plots de reports ont été définis. Ces plots sont placés du côté de la grande électrode, laissant ainsi une totale flexibilité dans le choix de la longueur de la section courte.

Pour la définition de ces zones de métallisation une technique de « lift off » est mise en oeuvre. Elle consiste en une étape de photolithographie avec densification d'une fraction supérieure de la couche de résine par un passage dans du chlorobenzène.



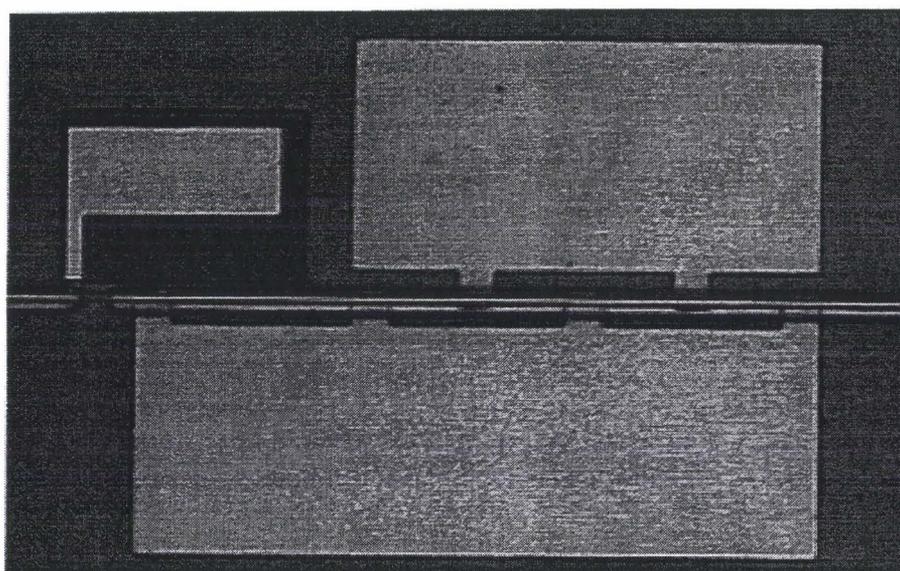
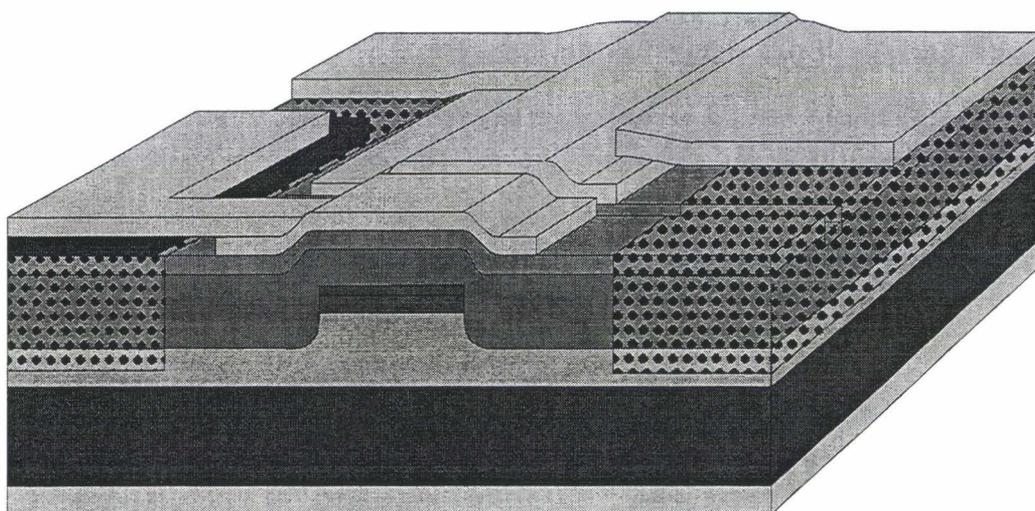


Figure 10 : Composant B.R.S. bi-électrode, schéma de principe et photographie vue du dessus d'un composant fini

Cette procédure a pour but d'obtenir, lors du développement de la résine, des flancs de résine, non pas verticaux, mais en « casquette » ce qui facilite le « lift-off ».

Les motifs étant définis, 500 Å de chrome puis 3500 Å d'or sont déposés sur la totalité de la plaque.

La plaque est alors plongée dans un bain d'acétone, ce qui a pour effet de dissoudre la résine située en dehors des zones à métalliser, entraînant le retrait de métal déposé dessus, et ne laissant ainsi que les contacts désirés.

Les étapes finales de fabrication sont les mêmes quel que soit le procédé utilisé pour les composants de cette thèse.

8 . Amincissement .

La plaque est collée sur un support de manière à n'exposer que la face arrière. Le support est alors posé sur une plaque en rotation recouverte d'un feutre qui abruse finement la plaquette et ainsi l'amincit à $\approx 100 \mu\text{m}$.

9 . Métallisation face arrière

L'étape technologique finale consiste à former le contact N en métallisant la face arrière de la plaque.

Cette métallisation consiste en un dépôt composé d'une couche d'or d'environ 5000 Å.

Une représentation finale d'un laser B.R.S. bi-électrode est donnée Figure 10.

Pour la seconde partie de notre étude, avec l'objectif d'améliorer les performances dynamiques des composants, nous avons utilisé une autre structure : le Ridge. Un certain nombre d'étapes du processus technologique a donc dû être modifié.



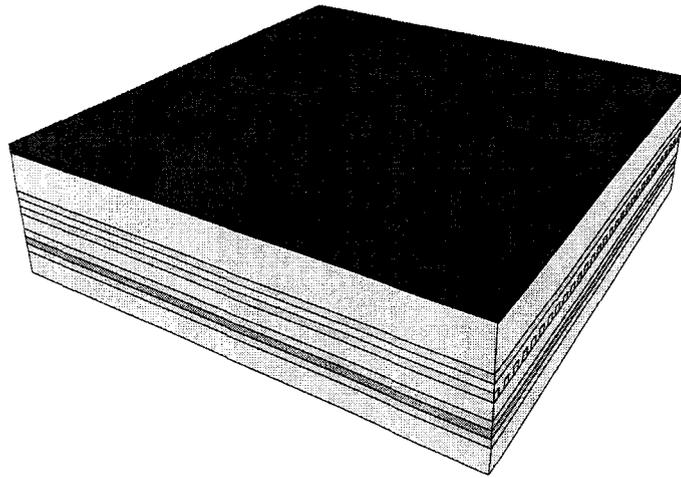


Figure 11 : Reprise d'épitaxie (Structure Ridge)

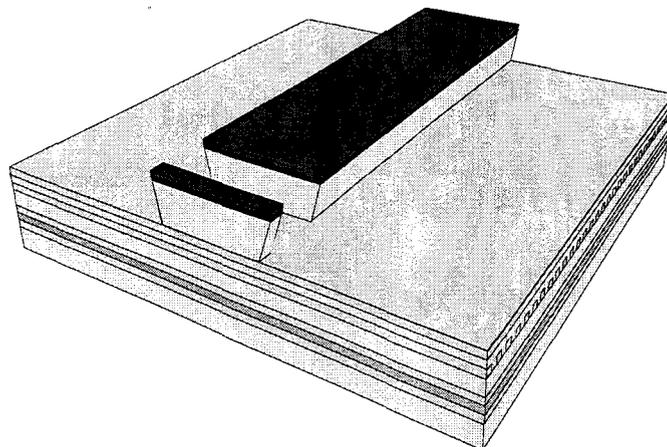
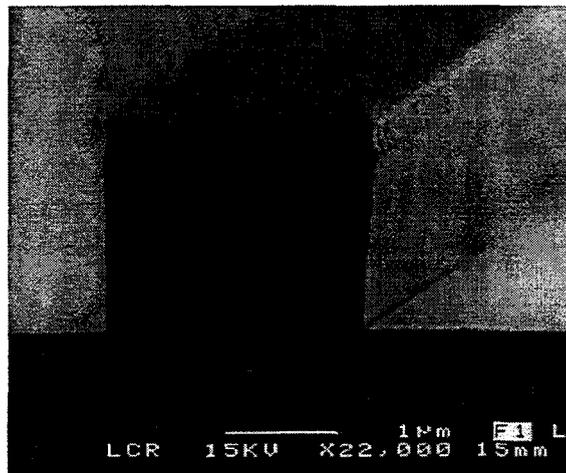
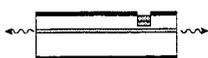


Figure 12 : Gravure du Ridge et de l'interélectrode



D . Le processus Ridge

Cette structure laser à été développée car elle permet de réduire les courants de fuites et les capacités parasites. De plus, la technologie nécessaire autorise un meilleur contrôle de la définition de la zone inter-électrode.

La structure Ridge n'a été utilisée que pour des lasers de type D.F.B.

Tout comme la structure B.R.S., à la suite de la première épitaxie, le réseau est formé dans la couche supérieure.

Mais cette fois, la seconde épitaxie est directement effectuée sur le réseau.

1 . Seconde épitaxie (cf. Figure 11)

Cette reprise concerne une couche d'InP-p ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) dans laquelle est intercalée une couche de GaInAsP ($\sim 100 \text{ \AA}$) ; cette couche servira par la suite de couche d'arrêt pour la gravure chimique du Ridge et de l'inter-électrode. Cette épitaxie se termine par le dépôt d'une couche de contact en GaInAs très dopé P ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

2 . Contact ohmique

- Dépôt d'une couche de Pt.
- Recuit pour formation du contact ohmique par alliage Pt-GaInAs

L'étape suivante consiste alors à former le Ridge et, afin de simplifier le processus, la séparation des électrodes est effectuée simultanément.

3 . Gravure du Ridge et définition de l'inter-électrode (cf. Figure 12)

Tout d'abord, les rubans lasers sont protégés par des bandes de résine définies par photolithographie. La largeur de ces bandes déterminera la largeur W du laser.



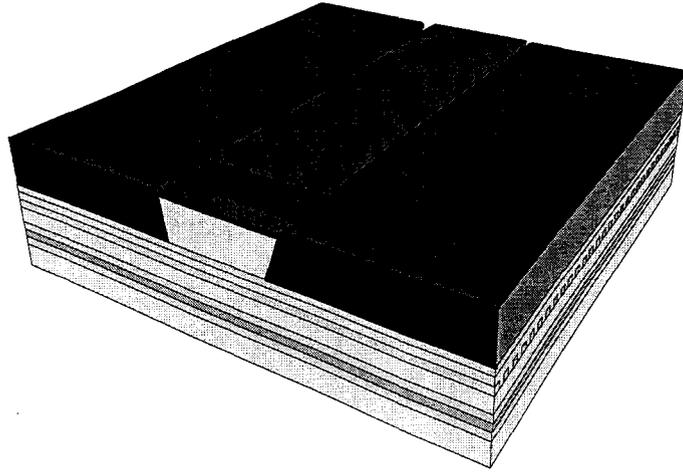


Figure 13 : Planarisation

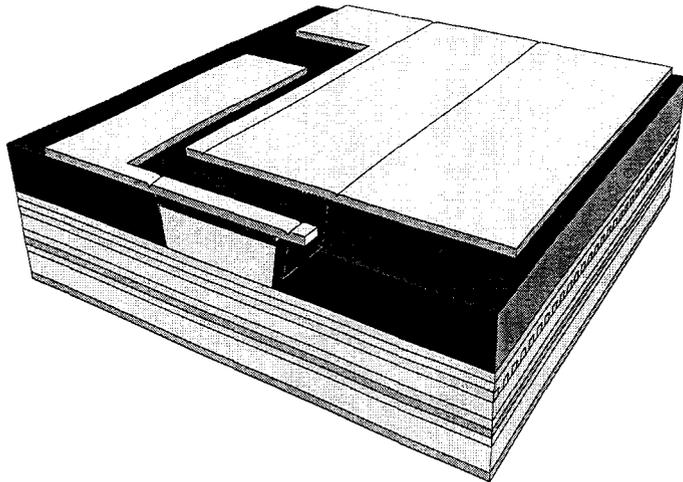


Figure 14 : Formation des contacts



A l'aide d'un autre niveau de masquage, des ouvertures sont réalisées perpendiculairement aux rubans, définissant ainsi les régions d'inter électrodes qui seront gravées en même temps que le Ridge. Dans les zones non protégées (inter électrode comprise), le platine et le ternaire (GaInAs) sont gravés par usinage ionique. Pour l'InP-p, c'est une solution chimique sélective d' $\text{H}_3\text{PO}_4 / \text{HCl}$ qui est utilisée. Cette gravure humide est contrôlée grâce à la présence de la couche de GaInAsP qui n'est pas attaquée par la solution utilisée.

A l'aide de cette couche d'arrêt, nous contrôlons aussi la profondeur d'attaque dans les régions d'inter-électrode. La résistance électrique dépend alors de la couche d'InP-p sous-jacente qui, si elle est fine, permet alors d'atteindre des valeurs élevées de résistance sans risque d'atteindre la zone active lors de la gravure. Grâce à cela, des valeurs de résistance inter électrodes de l'ordre de $60 \text{ k}\Omega$ ont pu être obtenues.

La structure est ensuite recouverte de polymère.

4. Planarisation (cf. Figure 13)

Le polymère est déposé comme une résine ; la structure est ensuite planarisée grâce à un plasma de fluor attaquant le polymère et ceci, jusqu'à libérer le sommet du Ridge pour la prise de contact. Le polymère reste partout ailleurs, notamment dans les régions inter électrodes.

La présence de ce polymère va avoir pour avantage d'éliminer les risques de fuites de courant, mais aussi celui de diminuer les capacités de contacts, nous affranchissant du niveau de dépôt polyimide présenté dans le processus précédent.

5. Métallisation - Amincissement (cf. Figure 14)

Comme pour la structure B.R.S., des reports de contact en Cr/Au sont définis par « lift-off ».

Le substrat est ensuite aminci.

Le contact N (5000 \AA d'Au), face arrière, est formé.



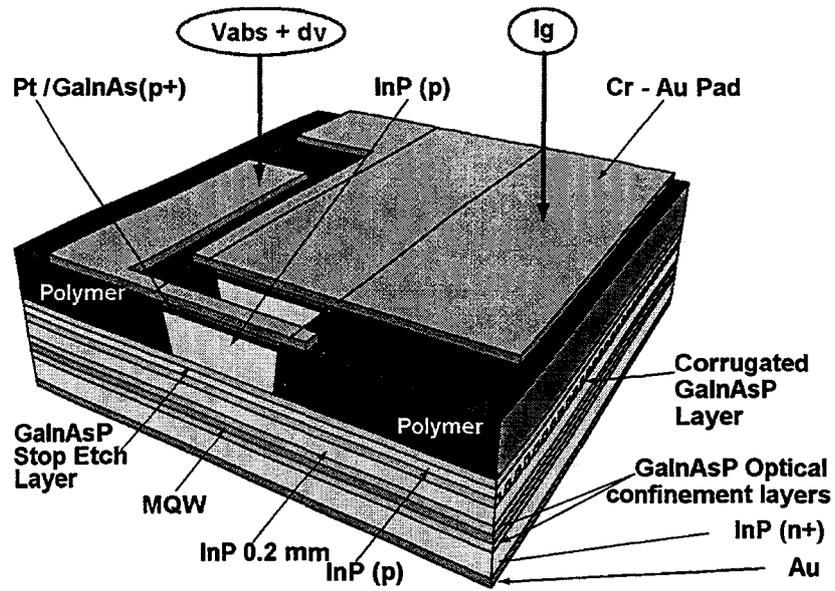


Figure 15 : Structure Ridge bi-électrode

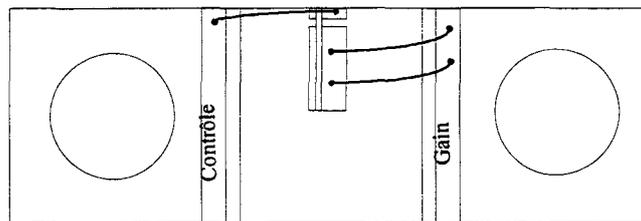


Figure 16 : Embase standard pour caractérisation statique

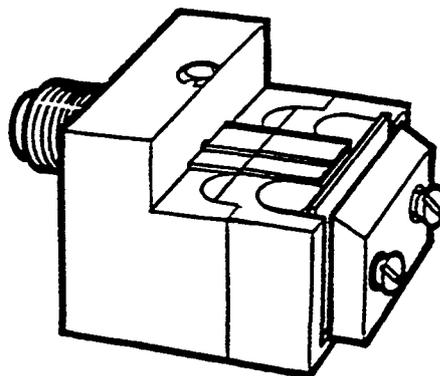


Figure 17 : Embase pour mesures hyperfréquences



Une représentation détaillée du composant de type Ridge bi-électrode est donnée Figure 15.

Le processus technologique terminé, les plaques sont clivées en barrettes, puis séparées en puces lasers.

6. Clivage

Les longueurs des différentes électrodes sont définies au cours de ce clivage. La précision d'une telle technique est normalement de l'ordre de $\pm 5 \mu\text{m}$. Pour effectuer un clivage, une amorce est définie en bordure de plaque, perpendiculairement aux rubans. Celle-ci se propage ensuite le long de la plaque, en suivant une direction cristallographique. Dans notre cas, la présence des zones d'inter-électrodes occasionne des contraintes localisées, ce qui a rendu le clivage moins « contrôlable », la propagation de l'amorce ne suivant pas toujours le chemin rectiligne désiré. Il a donc été difficile de contrôler les longueurs d'électrodes notamment pour les faibles dimensions de section absorbante. La solution à ce problème consisterait, une fois les dimensions nécessaires déterminées, à développer une technique de gravure des miroirs lasers. Des procédés existent pour les structures en GaAs [Hamelin Thèse95], mais pour les lasers InP à zone active MQW, cette technique n'est pas encore très développée.

7. Montage des lasers

Les lasers, ainsi obtenus, sont testés afin d'effectuer un tri avant montage sur embases : le montage s'effectue soit par collage, soit par soudure. Cette dernière technique est évidemment plus efficace du point de vue de l'évacuation des calories. Toutefois, pour des raisons de coût, la technique de collage a été la plus souvent utilisée lors de cette étude.

L'alimentation électrique des lasers est faite par l'intermédiaire d'alumines métallisées reliées aux contacts des lasers par des fils d'or soudés aux deux extrémités. La technique de soudure est, soit le « Ball bonding », soit le « Wedge ».



T(°C): 20
 Is(mA): 32
 R(W/A): .207
 LONGUEUR 630 (mu)
 Re(Ohm): 2.5
 LARGEUR 2.2 (mu)
 Vc(Volt): .817

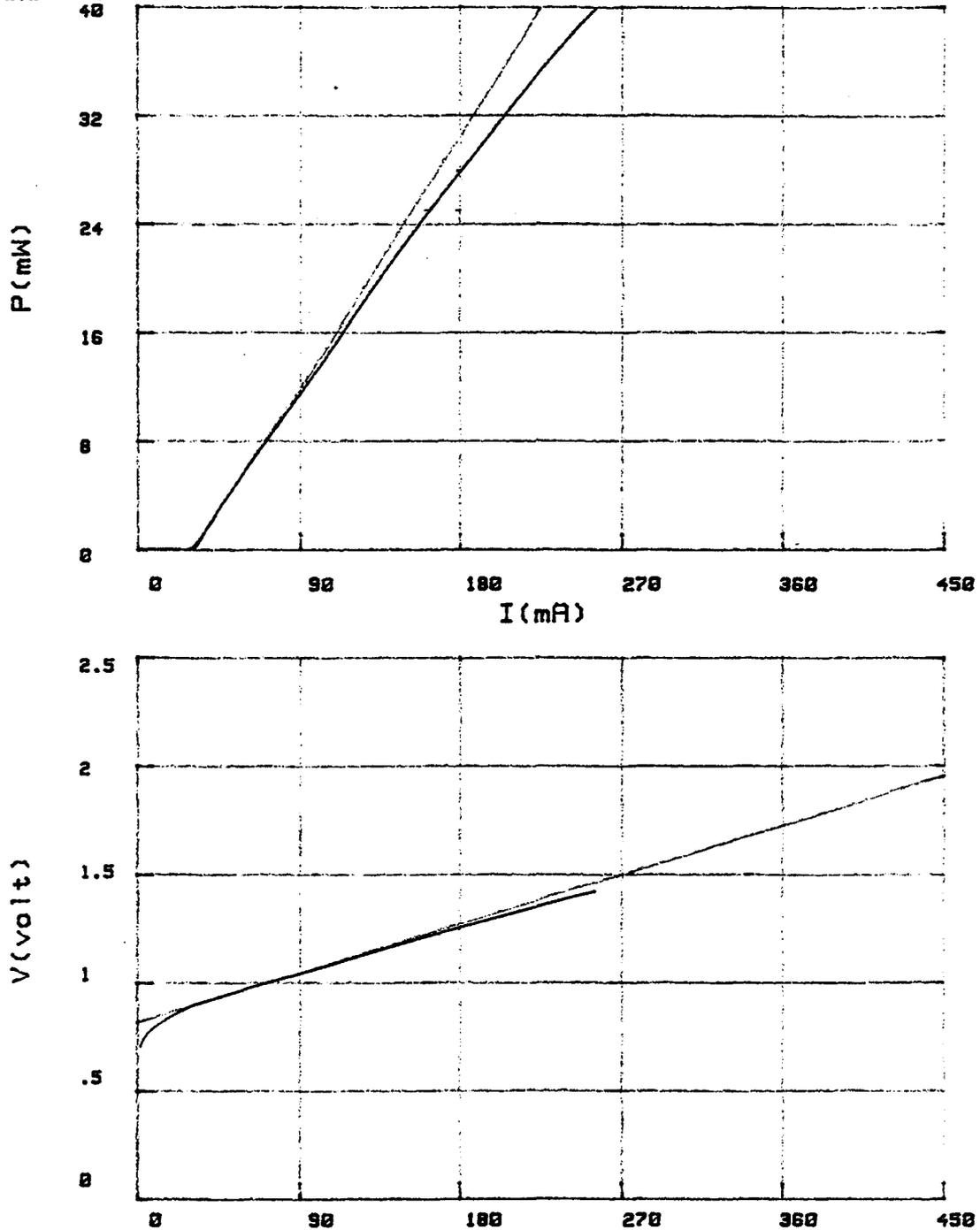
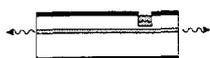


Figure 18 : Exemple de caractéristiques P(I) et V(I) pour un laser monoélectrode



Pour nos mesures, nous avons utilisé deux types d'embases.

La première (Figure 16) est principalement une embase prévue pour la caractérisation statique.

La seconde (Figure 17), plus sophistiquée et plus coûteuse, a été utilisée pour les mesures hyperfréquences permettant des mesures jusqu'à 40GHz.

II .Analyse statique des lasers bi-électrodes

Les lasers sont mesurés tout d'abord dans une configuration monoélectrode, ce qui nous a permis d'extraire les caractéristiques principales de la structure. Ensuite, le comportement avec deux électrodes séparées est étudié.

A . Comportement monoélectrode

Cette étude a pour but d'extraire les principaux paramètres qui caractérisent une structure, ces données permettant par la suite de mieux comprendre les résultats issus des composants bi-électrode.

1 . *Analyse statique*

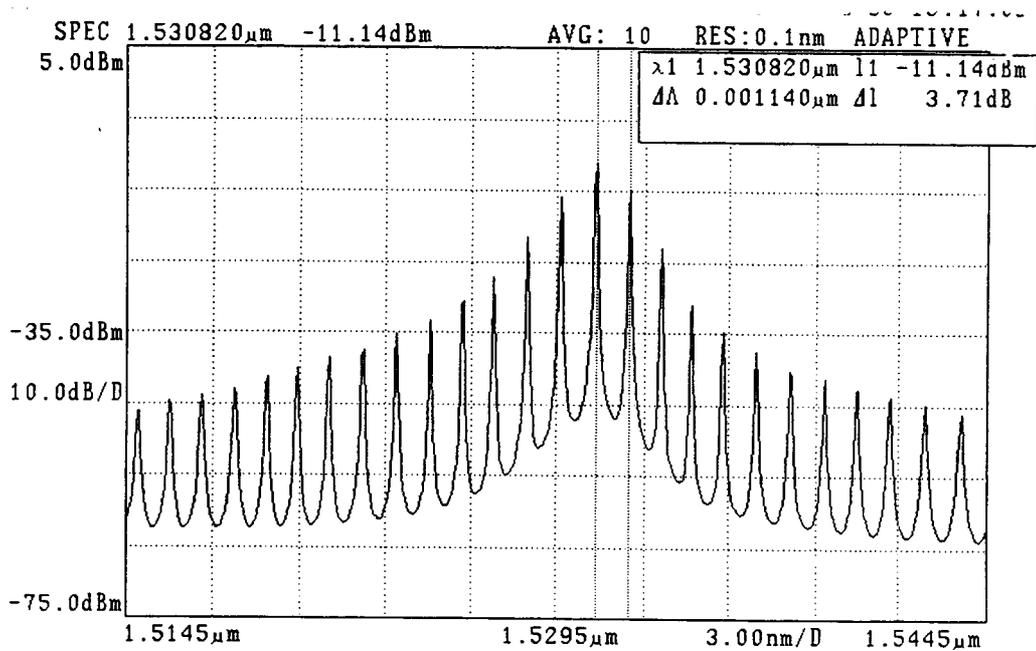
a) I(V) - P(I)

L'analyse du comportement statique d'un laser consiste, dans un premier temps, à mesurer la caractéristique courant-tension de la diode (I(V)), puis à mesurer la puissance optique émise en fonction du courant injecté (P(I)) (voir exemple Figure 18).

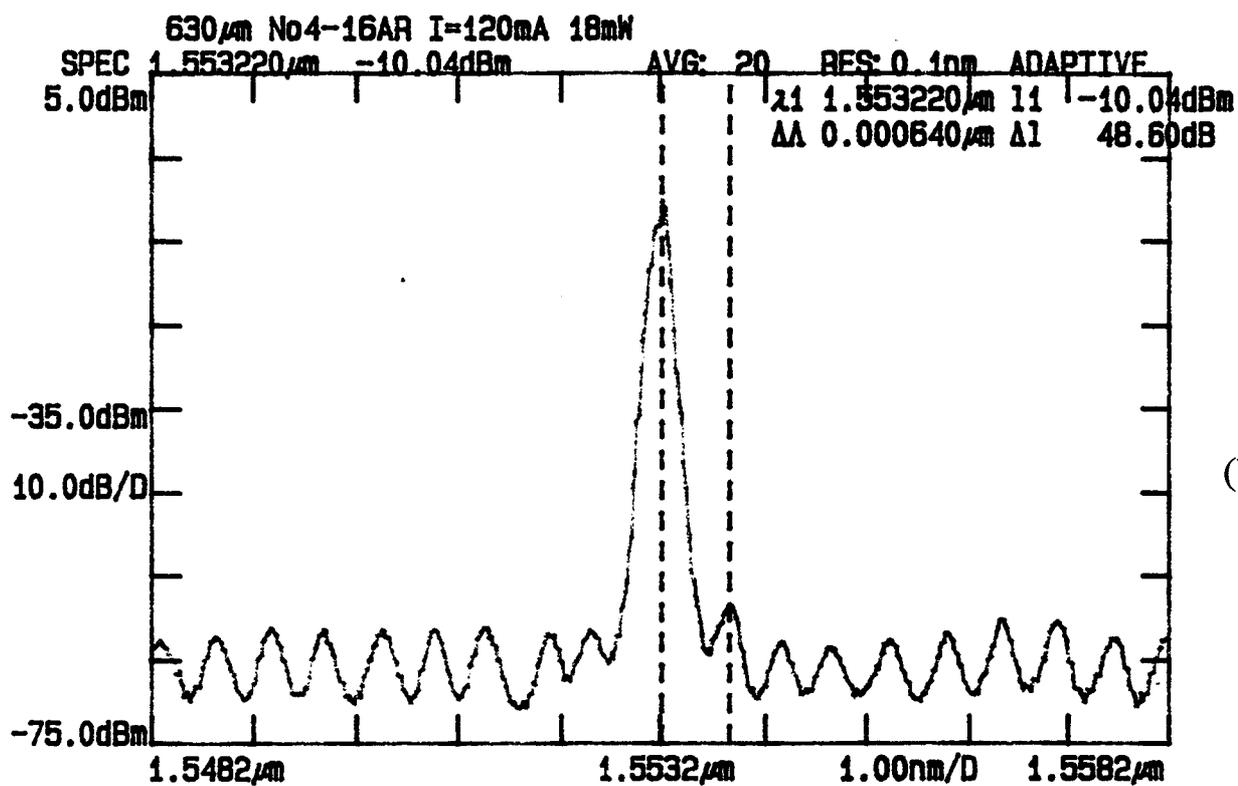
A partir de ces résultats, un certain nombre des paramètres cités au chapitre 1 sont extraits, en particulier :

- Le courant de seuil : I_{th}
- Le rendement différentiel externe (pente de la courbe P(I)) : η_d





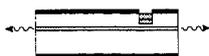
(a)



(b)

Figure 19 : Exemples de spectres optiques,

- (a) pour un laser Pérot-Fabry,
- (b) pour un laser D.F.B.



- Le potentiel de barrière interne (coude de tension de la caractéristique $I(V)$) : V_{bi}
- La résistance série du composant (pente de la courbe $I(V)$ pour $V \gg V_{bi}$) : R_s

Ensuite, à partir de la caractéristique décrivant l'évolution du rendement différentiel externe en fonction de la longueur des lasers, nous pouvons déterminer les pertes internes, α_i , et le rendement quantique interne, η_i .

b) Le spectre d'émission optique

Une analyse du spectre d'émission du laser (voir Figure 19) donne la longueur d'onde de gain maximum ainsi que l'indice de groupe de la cavité optique.

Dans le cas d'un laser D.F.B., nous pouvons vérifier la longueur d'onde de Bragg avec son taux de réjection (S.M.S.R.) et calculer le facteur de couplage du réseau, noté K qui est obtenu à partir de la mesure de l'énergie de "Stop-band" (cf. Chapitre I).

La mesure de la distance qui sépare le mode de Bragg et la longueur d'onde du gain maximum du spectre Pérot-Fabry, donne la valeur du "detuning". Ce paramètre est important en ce qui concerne le comportement dynamique des diodes lasers.

Dans le cadre des applications hyperfréquences, le paramètre le plus important est le gain différentiel. De sa valeur dépend la capacité de la structure à fonctionner à haute fréquence. Pour le mesurer, nous utilisons une analyse semi-statique.

2. *Analyse semi-statique*

Nous avons vu, au chapitre I, que le profil fréquentiel du R.I.N. est similaire à la réponse fréquentielle intrinsèque du laser. Nous pouvons donc en extraire la fréquence de résonance pour différentes valeurs de courant injecté.

La pente de la droite $f_R = f(\sqrt{I - I_{th}})$ nous donne la valeur du gain différentiel par :





Tableau 1 : Récapitulatif des structures utilisées

Label	Structure		Dimensions (μm)		Mesures							
	Puits Nb & Nature	Technologie	largeur ruban	Longueur	Ith (mA)	Rendt dif (W/A)	Gain dif (*1e-16 /cm ²)	Pertes int (/cm)	Rdt int	"Detuning " (nm)	KL	SMSR (dB)
MKL 633	5 puits	B.R.S. P.-F.	1.7	420	15	0.17	3.5	13	0.58			
MKL 745	5 Puits dopés	B.R.S. P.-F.	2	400	26	0.12	5.3	40				
MKL 738	10 puits	B.R.S. P.-F.	1.3	400	12	0.12	5.3	45	0.7			
MKL 512	5 puits	B.R.S. P.-F.	2	390	15	0.17	5.2	10	0.5			
MKL 524	3 puits	B.R.S. P.-F.	1.5	400	20	0.15	2	8	0.4			
MKL 505	7 puits	B.R.S. P.-F.	1	390	10.7	0.1	2.8	4	0.28			
MKL 1176	3 puits contraints	B.R.S. P.-F.	2	400	15	0.19	4	20	0.8			
MKL 1210	4 puits contraints	Ridge D.F.B.	2.5	380	16	0.19	6	7	0.53	-16	2	38
MKL 1258	3 puits contraints	Ridge D.F.B.	2.3	610	23	0.18	11			-5	1.8	35
TGB 88	7 puits contraints	Ridge D.F.B.	2	380	30	0.16	10	25	0.7	-6	1.7	40

$$dg = \frac{4 \cdot \pi^2 \cdot q \cdot \phi}{v_g \cdot \Gamma} \frac{F_R^2}{\sqrt{I - I_{th}}} \quad (3)$$

De plus, la mesure de la largeur à mi-hauteur du pic de résonance, multipliée par 2π , donne le facteur d'amortissement, γ [Krakowsky Comm.]. Ce facteur est tracé en fonction de f_R^2 . La pente de la droite ainsi obtenue permet de déterminer le facteur d'Olshansky, K , et ainsi la bande passante intrinsèque maximale car :

$$f_{\max-3dB} = 2\pi \frac{\sqrt{2}}{K} \quad (4)$$

Chaque structure est donc caractérisée par l'ensemble de ces paramètres. Dans le Tableau 1, sont regroupés les principaux résultats concernant les structures que nous avons utilisées au cours de cette étude.

Nous pouvons maintenant aborder la configuration bi-électrode et évaluer l'influence des paramètres dont nous venons de parler sur le comportement statique des lasers bi-électrodes.

A l'aide de caractérisations complémentaires, nous avons étudié les spécificités de ces composants afin de mieux appréhender et comprendre leur fonctionnement.

B. Comportement statique d'un bi-électrode

Dans le cas d'un laser bi-électrode, nous sommes en présence de deux diodes en parallèle (cf. Figure 20), ainsi que de plusieurs nouveaux paramètres géométriques (longueurs des électrodes, espace inter-électrode) et d'une variable ajustable supplémentaire qu'est la tension V_{abs} .

La caractérisation statique de ces lasers commence par une vérification de la qualité de chacune des diodes en présence.



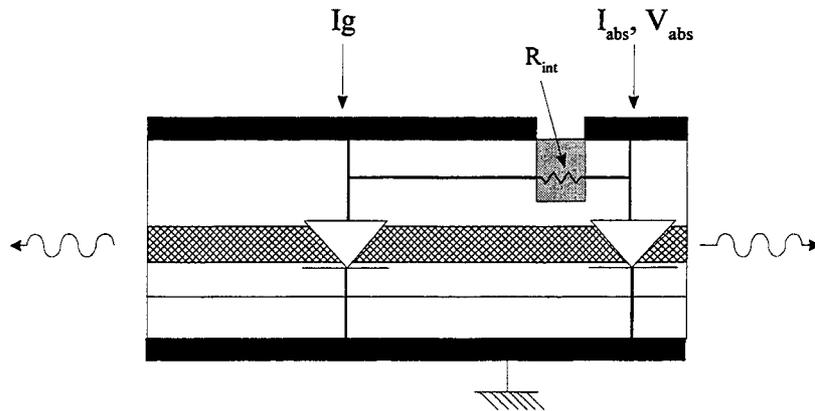


Figure 20 : Schéma équivalent simplifié d'un laser bi-électrode

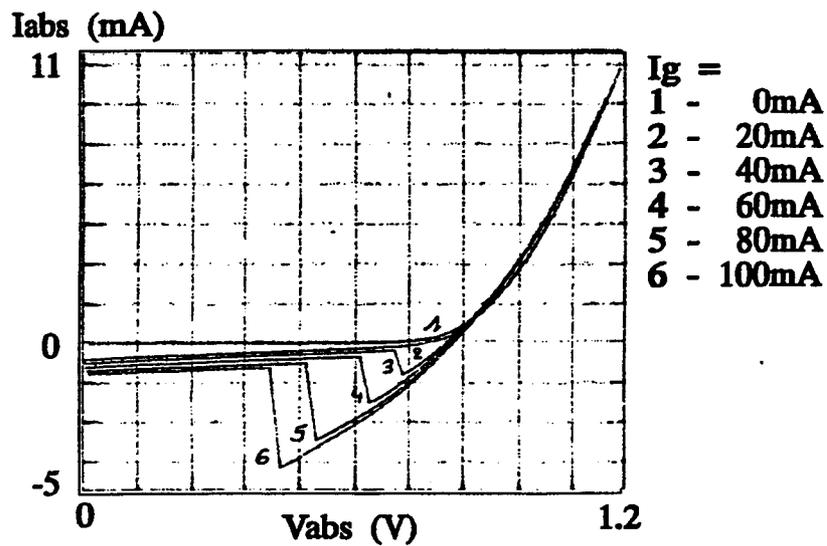


Figure 21 : Exemple de caractéristique $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$ d'un laser bi-électrode

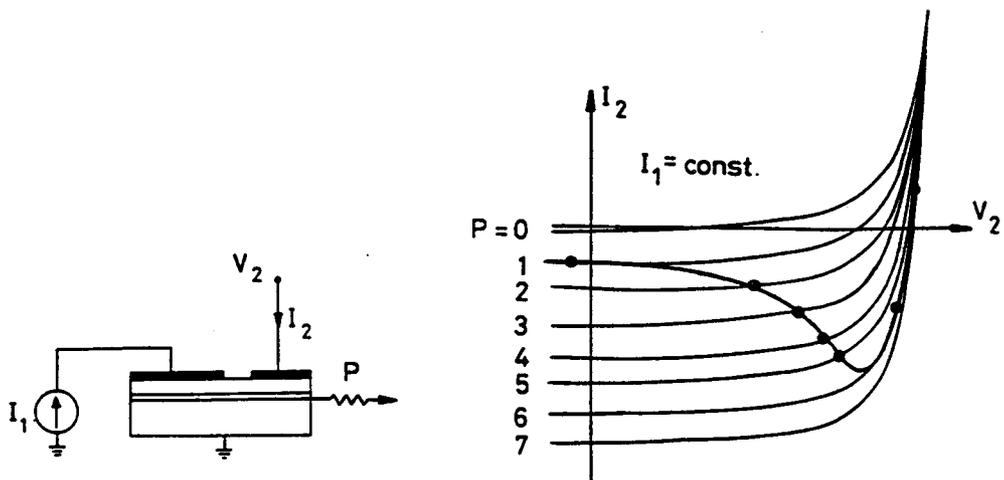


Figure 22 : Dessin de principe explicitant l'apparition d'une région de résistance négative [Harder APL82]



Pour l'électrode de gain, cette caractérisation est la même que pour un laser monoélectrode alors que l'électrode d'absorption nécessite une procédure spécifique.

1. *Caractéristique $I(V)$ de l'électrode de contrôle*

En effet, nous nous trouvons dans une configuration où la caractéristique $I_{\text{abs}}(V_{\text{abs}})_{I_g}$ de la diode de contrôle dépend aussi du courant injecté dans la section de gain. Les photons, générés dans la section de gain, sont absorbés dans la zone de contrôle, y modifiant ainsi la densité de porteurs et par conséquent le courant qui en ressort.

La procédure consiste alors à tracer la caractéristique $I_{\text{abs}}(V_{\text{abs}})$ de la diode pour différentes valeurs de courant I_g appliqué à la section de gain.

Un exemple de résultat est donné à la Figure 21.

Pour $I_g = 0$, nous obtenons une caractéristique « classique de diode » avec sa tension de coude et sa résistance série. A noter, la valeur relativement élevée de cette résistance ($\sim 40 \Omega$) qui est induite par la faible longueur de cette section ($40 \mu\text{m}$).

La particularité de cette analyse est observée pour les valeurs non nulles de I_g . La caractéristique se décale alors vers le bas. Ceci est la résultante de l'absorption des photons issus de la section de gain. De plus, à partir d'une certaine valeur de I_g , une zone de résistance négative apparaît. Elle est caractéristique de la bistabilité qui résulte de la présence d'un absorbant saturable.

Ce type de comportement a été expliqué par Harder [Harder APL92].

Le laser est divisé en deux, la section de gain d'un côté, et la section absorbante de l'autre. Cette seconde section se comporte comme une photodiode, dont la caractéristique $I(V)$ dépend de la densité de photons en présence. La Figure 22 représente cette caractéristique pour 8 densités de photons. Si cette diode se situe dans la cavité optique et que l'on applique un courant I_g constant à la section de gain, on obtient la caractéristique suivante :





- * à $V_{\text{abs}} = 0$, l'absorption (non saturée) est importante, donc les pertes totales dans la cavité sont supérieures au gain. Le laser ne génère alors que de l'émission spontanée.
- * lorsque V_{abs} augmente, l'absorption et les pertes diminuent et la densité de photons dans la cavité, provenant de l'émission spontanée, augmente. Dans le cas représenté Figure 22, à partir d'une certaine valeur de V_{abs} , les pertes sont diminuées jusqu'à être inférieures au gain, condition de seuil du laser et donc de génération d'émission stimulée. La densité de photons augmente alors rapidement ainsi que le photocourant émis par la « photodiode ». Ceci explique la région de résistance négative. La caractéristique retrouve ensuite l'évolution de la réponse d'une diode qui suit une loi exponentielle.

Pour une valeur plus importante de I_g , le gain total augmente et la résistance négative apparaît pour de plus faibles valeurs de V_{abs} .

Nous verrons plus loin que ces courbes permettent d'expliquer le comportement Puissance-Courant de ces lasers à une tension dite non stabilisée.

Grâce à ces réseaux de courbes, nous allons pouvoir prédire certains comportements des lasers.

De la caractéristique $I_{\text{abs}}(V_{\text{abs}})$ pour $I_g \neq 0$, il est possible d'extraire la résistance inter-électrode. Cette valeur peut être mesurée par la pente de la droite avant l'apparition de la région de résistance négative.

2. Caractéristique $P(I_g)_{V_{\text{abs}}}$ des lasers bi-électrodes

Si les électrodes sont court-circuitées, nous retrouvons la caractéristique connue d'un laser monoélectrode.

Le composant peut ensuite être caractérisé dans une configuration pour laquelle l'électrode d'absorption n'est pas connectée ; celle-ci se comporte alors comme une section passive.



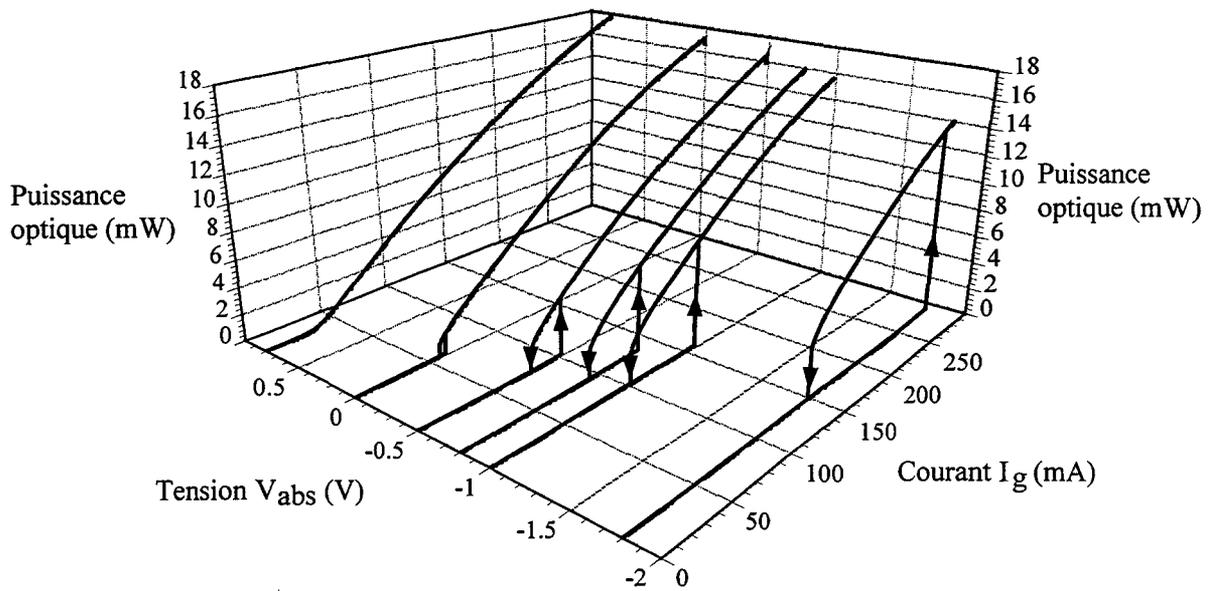


Figure 23 : Exemple d'un réseau de caractéristiques $P(I_g)_{V_{abs}}$ obtenu par calcul pour un laser bistable

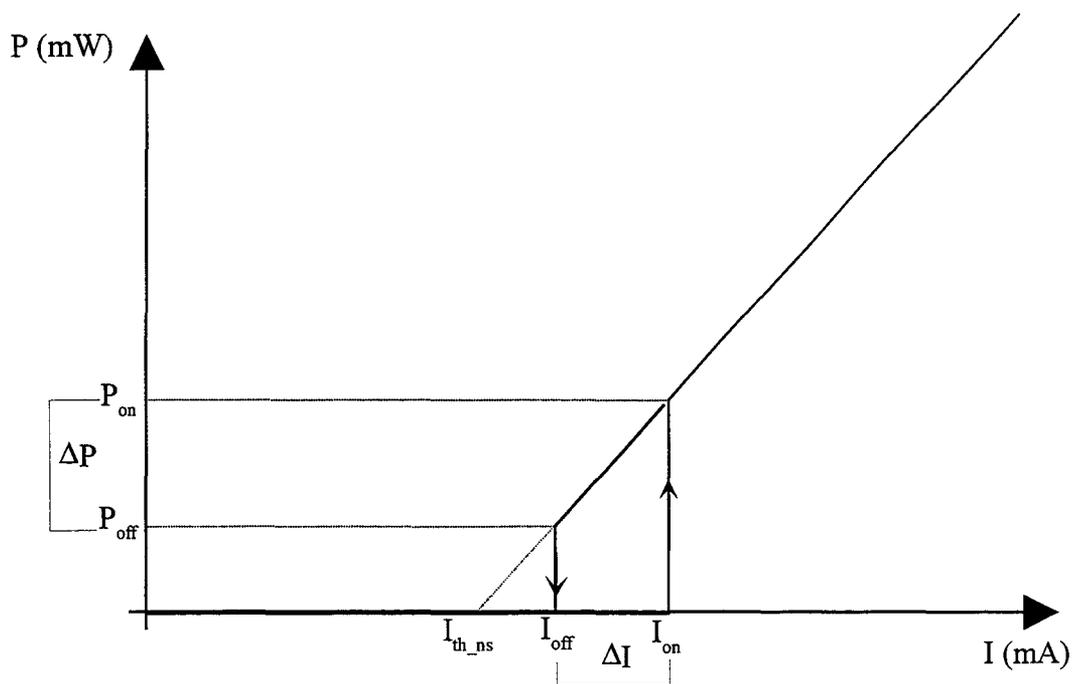


Figure 24 : Définition des paramètres décrivant une caractéristique $P(I)$ avec hystérésis



Enfin, la puissance lumineuse émise par une facette du laser peut être mesurée en fonction du courant injecté dans la section de gain, et ce pour différents points de polarisation de l'électrode de contrôle.

Un exemple de réseau de caractéristiques est donné à la Figure 23.

La présence d'un absorbant saturable engendre un processus de bistabilité apparaissant sous la forme d'un cycle d'hystérésis dans la caractéristique $P(I_g)_{V_{abs}}$. Sur une courbe $P(I_g)_{V_{abs}}$, plusieurs grandeurs peuvent être relevées (cf. Figure 24) : les seuils I_{on} et I_{off} ainsi que la largeur $\Delta I = I_{on} - I_{off}$; les puissances P_{on} et P_{off} avec $\Delta P = P_{on} - P_{off}$, la pente de la courbe (le rendement différentiel externe) et une valeur extrapolée, $I_{th,ns}$, qui correspond à la valeur de courant de seuil que l'on obtiendrait avec uniquement les pertes non saturables dans la section de contrôle.

a) Extraction des paramètres d'absorption :

(1) *L'absorption totale*

Ainsi que nous l'avons rappelé au chapitre I, le comportement des lasers bi-électrode peut être décrit à l'aide des équations d'évolution auxquelles nous avons ajouté une expression tenant compte de l'absorption saturable. Ces équations sont, dans le cas statique :

$$I_g - q \cdot \phi_1 \cdot a(N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S - q \cdot \phi_1 (A_{nr} \cdot N + B_{sp} \cdot N^2 + C_{aug} \cdot N^3) = 0$$

$$q \cdot \phi_1 \cdot a(N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S + \frac{q \cdot \phi_1}{\Gamma} \cdot \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 - \frac{q \cdot \phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_i + \alpha_m) \cdot S - q \cdot \phi_2 \cdot v_g \cdot \alpha_{abs}(V_{abs}, S) \cdot S = 0$$

(5)

avec :



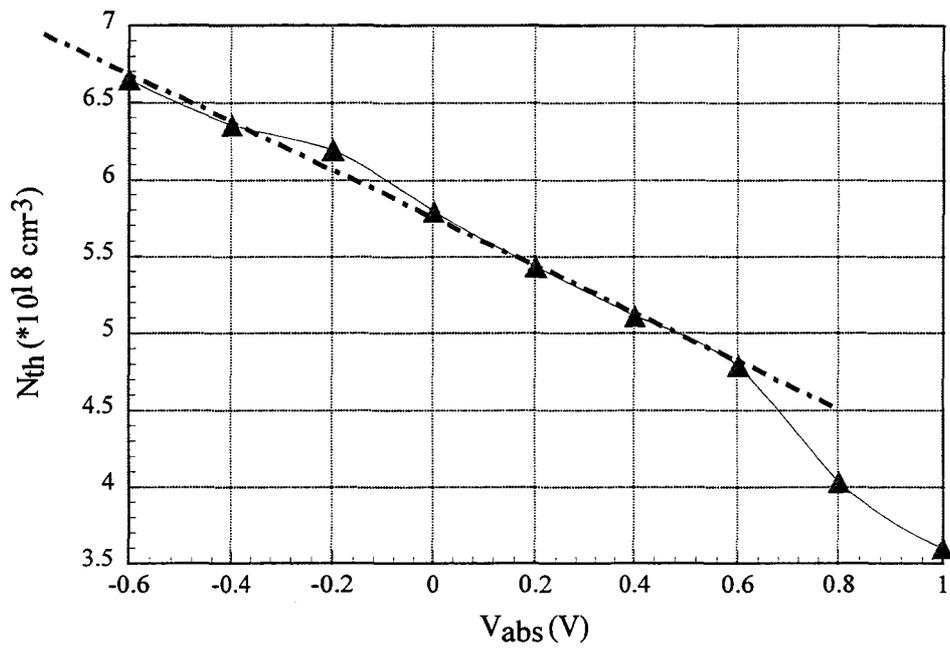


Figure 25 : Exemple de courbes donnant la densité de porteurs au seuil (N_{th}) en fonction de la tension appliquée aux bornes de la section de contrôle (V_{abs}).
(Composant issu de la plaque MKL 745 - 5 puits dopés)



$$\alpha_{abs}(V_{abs}, S) = \frac{\alpha_{so}(1 - kV_{abs})}{S} + \alpha_{nso}(1 - kV_{abs})$$

$$1 + \frac{S_{so}(1 - kV_{abs})}{S}$$
(6)

Si les recombinaisons spontanées sont négligées et que l'on se place au seuil (S=0), ces équations deviennent :

$$I_{g_{th}} = q \cdot \phi_1 (A_{nr} \cdot N_{th} + B_{sp} \cdot N_{th}^2 + C_{aug} \cdot N_{th}^3)$$

$$q \cdot \phi_1 \cdot a(N_{th} - N_{om}) + \frac{q \cdot \phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_i + \alpha_m) - q \cdot \phi_2 \cdot v_g \cdot \alpha_{abs}(V_{abs}, 0) = 0$$
(7)

De la première équation, nous en déduisons la valeur de la densité de porteurs au seuil et la seconde nous donne :

$$N_{th} = N_{om} + \frac{\phi_0 v_g}{\phi_2 \Gamma g_0} (\alpha_i + \alpha_m + \frac{\phi_2}{\phi_0} \Gamma \alpha_{abs0} (1 - kV_{abs}))$$

où $\alpha_{abs0} = \alpha_{nso} + \alpha_{so}$
 $k = 1.25 \text{ V}^{-1}$

(8)

Il suffit alors de tracer la caractéristique $N_{th} = f(V_{abs})$, dont la pente permet d'extraire la valeur globale des pertes (saturables et non saturables).

Un exemple de résultat expérimental est donné à la Figure 25. Nous pouvons vérifier que l'évolution devient bien linéaire lorsque V_{abs} est inférieure à 0,6V.

(2) Absorption saturable et non saturable :

Il est aussi possible, à partir de la relation (8), d'isoler les paramètres d'absorption saturable et non saturable. Pour cela, considérons le cas où $V_{abs}=0$. Nous avons alors :



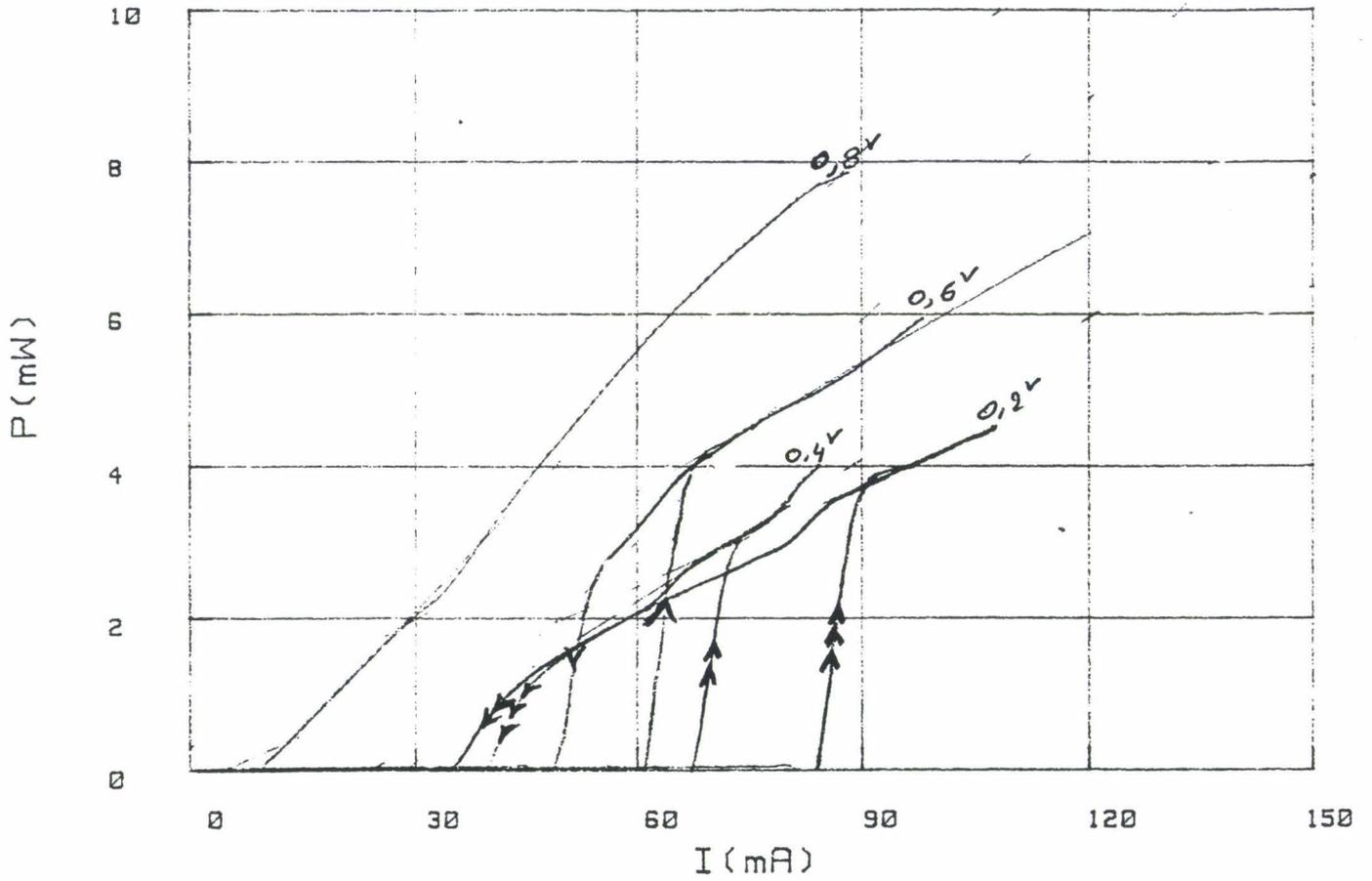


Figure 26 : Exemple de mesure de réseau de caractéristiques $P(I_g)$ pour différentes valeurs de tension V_{abs} (Composant issu de la plaque MKL 745 - 5 puits dopés)



$$N_{th} = N_{om} + \frac{\phi_0 V_g}{\phi_2 \Gamma g_0} (\alpha_i + \alpha_m + \frac{\phi_2}{\phi_0} \Gamma \alpha_{abs_0}) \quad (9)$$

Considérons maintenant le courant de seuil I_{th_ns} , à partir duquel nous pouvons calculer N_{th_ns} , et pour lequel $\alpha_{abs_0} = \alpha_{ns_0}$. La relation (9) devient :

$$N_{th_ns} = N_{om} + \frac{\phi_0 V_g}{\phi_2 \Gamma g_0} (\alpha_i + \alpha_m + \frac{\phi_2}{\phi_0} \Gamma \alpha_{ns_0}) \quad (10)$$

Il est alors possible d'extraire la valeur de l'absorption non saturable qui, déduite de la valeur de l'absorption totale, nous donne l'absorption saturable.

Les paramètres intrinsèques des composants pouvant être connus, nous allons aborder l'étude de l'influence des variables et grandeurs géométriques sur le fonctionnement des lasers.

3 . Influence de V_{abs}

Cette mesure consiste à tracer les courbes $P(I_g)$ pour différentes valeurs de V_{abs} . (Voir Figure 26)

- Lorsque $V_{abs} = 0.8$ V (tension de barrière interne), la zone d'absorption est saturée ; nous retrouvons une caractéristique similaire à celle d'un laser monoélectrode avec un seuil légèrement plus élevé et un rendement différentiel dégradé. Cela provient de pertes optiques plus importantes.
- Si $V_{abs} < 0.8$ V, apparaît alors la bistabilité avec son cycle d'hystérésis caractéristique.

Ensuite, la diminution de V_{abs} s'accompagne d'une augmentation du seuil I_{on} ainsi que de la largeur de l'hystérésis.

Enfin, lorsque V_{abs} atteint une valeur limite, le gain ne pouvant plus dépasser les pertes dans la cavité (ceci quelle que soit la valeur de courant), le laser ne fonctionne plus.



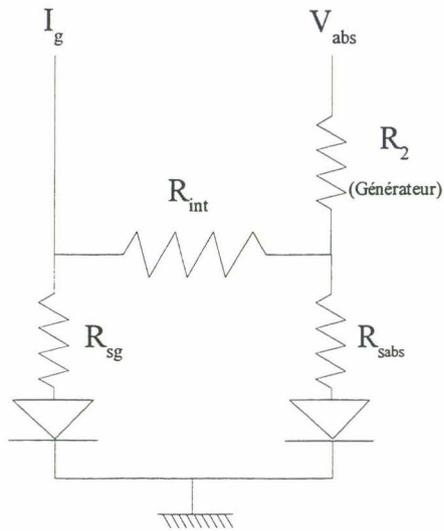


Figure 27 : Schéma de principe pour le calcul de la résistance de charge

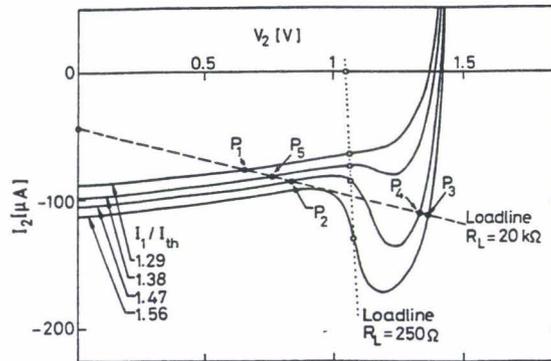


Figure 28 : Schéma explicitant l'apparition d'un hystérésis sur la caractéristique $P(I)$ d'un laser à partir du réseau de caractéristiques $I_{abs}(V_{abs})$ [Harder APL82, JQE82]



Le réseau de courbes que l'on obtient et la valeur limite de V_{abs} dépendent de la méthode utilisée pour alimenter l'électrode de contrôle. Il est possible de polariser cette section à une tension non stabilisée auquel cas le résultat dépend aussi de la résistance du circuit de charge, ou bien la tension peut-être stabilisée à l'aide d'un montage spécifique.

a) Alimentation en tension non stabilisée

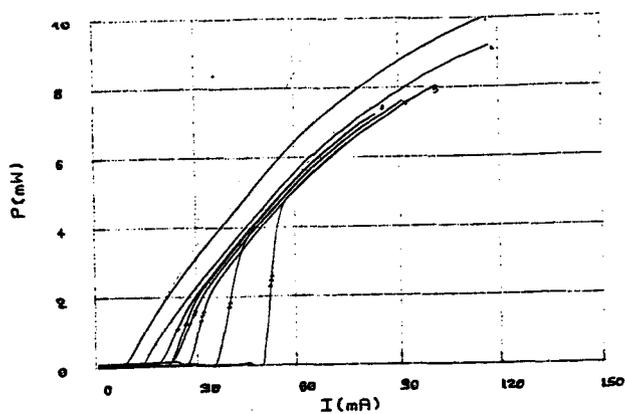
La tension est non stabilisée lorsque le circuit d'alimentation de l'électrode de contrôle n'est pas à même "d'absorber" le courant issu de cette section. C'est le cas que nous avons rencontré en alimentant directement l'électrode. La procédure consiste alors à fixer une tension de départ inférieure à 0.8 V, voire négative, puis à augmenter le courant I_g . Au cours de la montée du courant, la tension évolue pour se fixer à environ 0.8 V lorsque $I_g = I_{on}$, puis rester aux alentours de cette valeur. Lors de la « redescente » (diminution de I_g), V_{abs} reste dans un premier temps à 0.8 V, et retourne brutalement à la valeur de départ lorsque $I_g = I_{off}$. Le résultat est alors une courbe $P(I_g)_{V_{abs}}$ comportant des montée et descente très abruptes.

Ce type de comportement bistable peut être expliqué à l'aide des courbes $I_{abs}(V_{abs})$ [Lau] montrées précédemment. Le circuit d'alimentation de la section de contrôle possède une résistance de charge $R_L = \frac{R_{int}R_2}{(R_{int} + R_2)}$ (cf. Figure 27). Si l'on reporte, sur le réseau de courbes $I_{abs}(V_{abs})$, la droite représentant cette résistance de charge, il est alors possible d'expliquer électriquement le comportement du laser. Pour cela, il suffit de suivre les intersections de cette ligne de charge avec les courbes $I_{abs}(V_{abs})$ pour les valeurs de I_g croissantes (Cf. Figure 28).

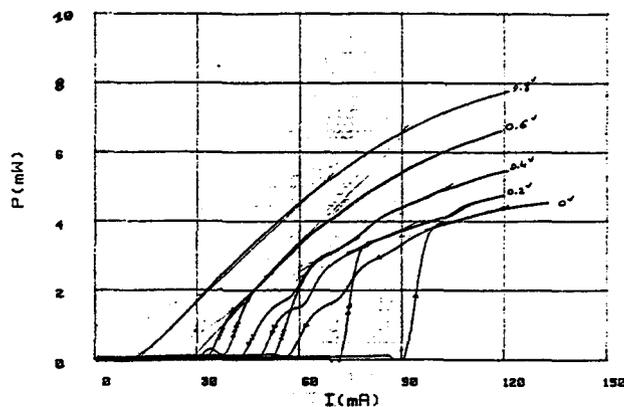
La représentation de la Figure 28, permet de comprendre l'importance de la résistance de charge, en effet, si pour $R_L = 20 \text{ k}\Omega$, le comportement sera bistable, pour $R_L = 250 \Omega$, ce ne sera pas le cas. Or, l'expression de la résistance de charge indique qu'elle est toujours inférieure aux valeurs de R_{int} et R_2 ; ce qui montre l'importance d'avoir une résistance d'isolation R_{int} , entre les électrodes, très élevée.

Cette configuration ne convient pas à la modulation de signaux hyperfréquences car, comme nous venons de le voir, la tension aux bornes de la jonction est fixée à 0.8 V dès que



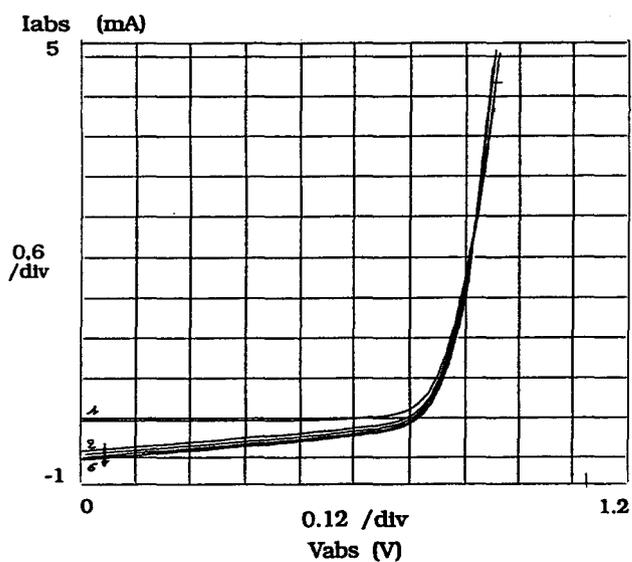


(a)

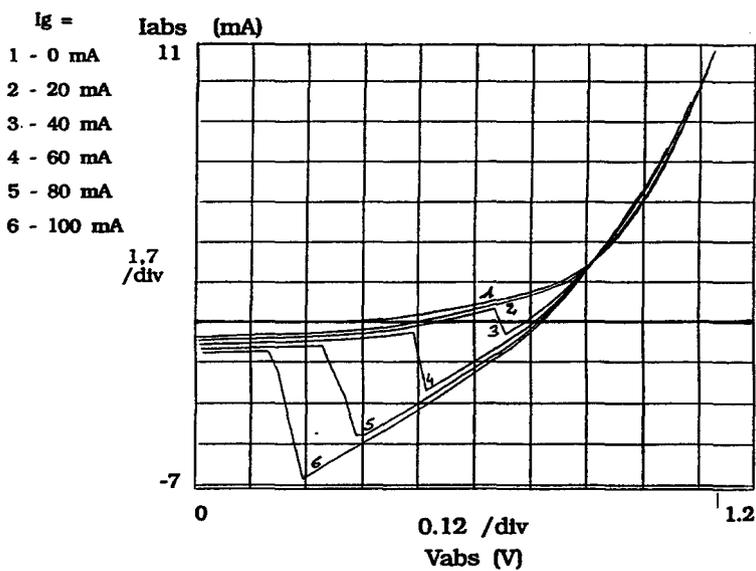


(b)

Figure 29 : Comparaison, pour un même laser, des réseaux de caractéristiques $P(I_g)_{V_{abs}}$ en (a) tension non stabilisée et (b) tension stabilisée. (Composant issu de la plaque MKL 745 - 5 puits dopés)



(a)



(b)

Figure 30 : Réseau de caractéristiques $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$ dans le cas d'un laser sans région de résistance négative (a) et avec (b)



le laser émet, ceci quelle que soit la tension appliquée. Ainsi, toute modulation de cette tension est rendue infime. C'est ce que nous avons pu observer lors de nos premières expérimentations.

Il a donc fallu concevoir un montage capable d'imposer et de maintenir une tension aux bornes de la jonction.

b) Alimentation en tension stabilisée

Le circuit d'alimentation doit être capable simultanément d'absorber le courant issu de la section de contrôle et en fournir. Il permet alors de stabiliser la tension aux bornes de la jonction de contrôle, et ceci quelle que soit la valeur de courant I_g injecté dans la section de gain.

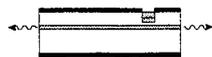
Le comportement statique est alors différent de celui observé lorsque la tension n'est pas stabilisée. Un exemple de comparaison est donné Figure 29. Le résultat montre, qu'avec une tension stabilisée, les courants I_{on} et I_{off} évoluent beaucoup plus rapidement si l'on diminue V_{abs} que lorsque cette tension n'est pas stabilisée. En outre, il est maintenant possible de réellement contrôler cette tension et donc de la moduler.

Le comportement bistable observé avec une tension stabilisée ne peut être simplement expliqué avec le réseau de courbe $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$. En effet, cela était possible dans la situation précédente du fait de l'origine électrique du comportement du laser. La bistabilité est, dans ce cas, d'origine optoélectronique et nécessite l'utilisation des équations d'évolution pour l'expliquer.

Toutefois, il est possible, à partir des courbes $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$, d'évaluer qualitativement le comportement statique des lasers, comme nous allons le montrer dans ce qui suit.

4. *Corrélation Résultats $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$ -Comportement $P(I_g)_{V_{abs}}$*

Deux cas de figure extrêmes rencontrés pour nos lasers sont représentés Figure 30(a et b), en terme de $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$.



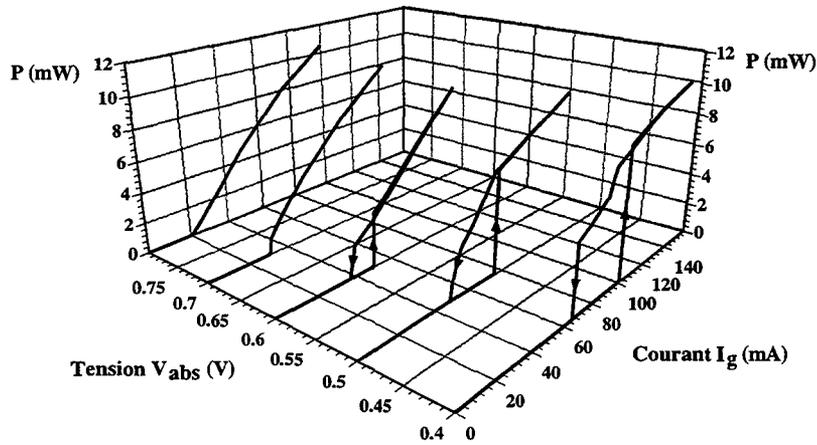


Figure 31 : Réseau de caractéristiques $P(I_g)_{V_{abs}}$ obtenu avec le composant présentant une région de résistance négative.
(Composant issu de la plaque MKL 633 - 5 puits non dopés)

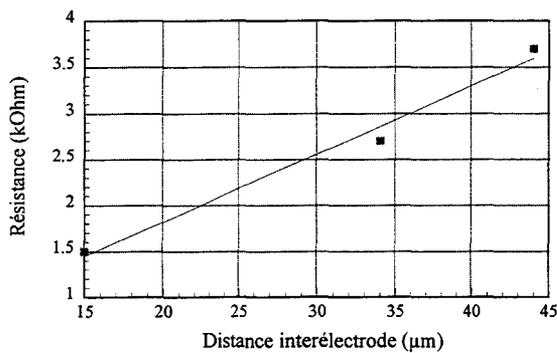


Figure 32 Résistance interélectrode pour différentes distances interélectrodes

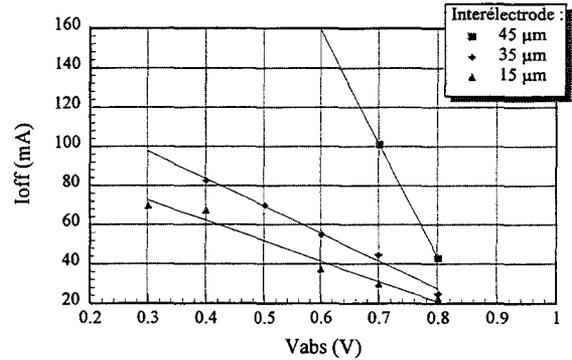


Figure 33 : Evolution de I_{off} en fonction de V_{abs} pour différentes valeurs de distance interélectrode

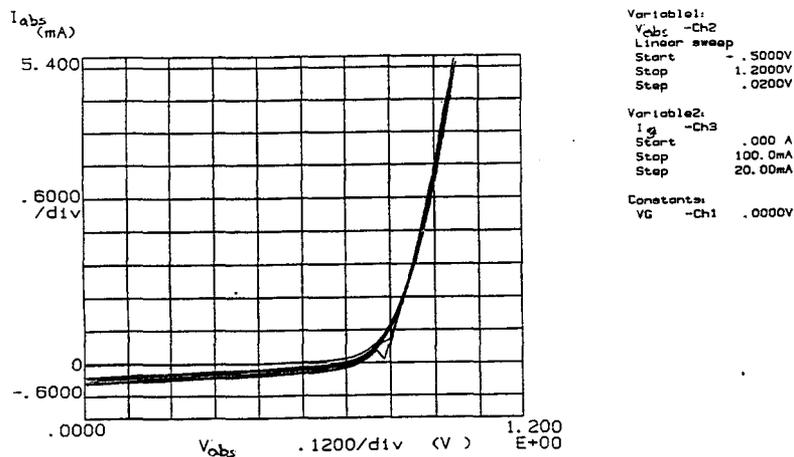


Figure 34 : Réseau de caractéristiques $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$ obtenu avec un laser bi-électrode dont la distance interélectrode est de 45 μm (Plaque MKL 633 - 5 puits non dopés)



Dans le premier cas, sans région de résistance négative (Figure 30a), le composant ne peut fonctionner quelle que soit la valeur de I_g , dès que V_{abs} est inférieure à 0.8 V.

En revanche, un composant présentant un réseau de courbes similaires à la Figure 30b peut fonctionner pour des valeurs de V_{abs} très faibles, voire négatives. Un exemple de $P(I_g)_{V_{abs}}$ correspondant est donné Figure 31.

Cet outil d'estimation peut alors être utilisé afin de permettre le tri des composants. Mais surtout, il nous permet d'appréhender la qualité d'une structure ou d'une configuration.

5. Influence de la distance inter-électrode et de sa résistance

La résistance inter-électrode est principalement déterminée par l'épaisseur d'InP-p restant au dessus de la zone active et par la distance entre ces électrodes. Plus cette distance est importante, plus la résistance est élevée. La Figure 32 illustre ce comportement avec une dépendance linéaire pour le domaine d'étude.

La Figure 33 montre alors l'évolution du seuil I_{off} pour des composants dont seule la distance inter-électrode change.

Il apparaît que plus cette distance inter-électrode est importante plus faible est le domaine de tension sur lequel le laser peut fonctionner. Ce comportement peut s'observer, si l'on considère par exemple les courbes $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$ données Figure 34.

De plus, cette zone d'inter-électrode constitue une zone d'absorption non contrôlée.

Pour ces raisons, nous avons choisi de fixer cette distance à 15 μm tout en essayant d'augmenter la résistance par d'autres méthodes.

Nous avons tout d'abord implanté des protons dans la zone inter-électrode tout en faisant attention de ne pas atteindre la zone active. Grâce à cette implantation, nous avons obtenu des résistances de l'ordre de 4 à 5 $\text{k}\Omega$ (soit le double des valeurs précédentes). Toutefois, cette variation n'a pas généré de grandes différences de comportement. Ceci s'explique par le fait que la tension est stabilisée ; si la résistance inter-électrode est faible, le courant de fuite peut passer de la section de gain vers la section absorbante, mais la tension



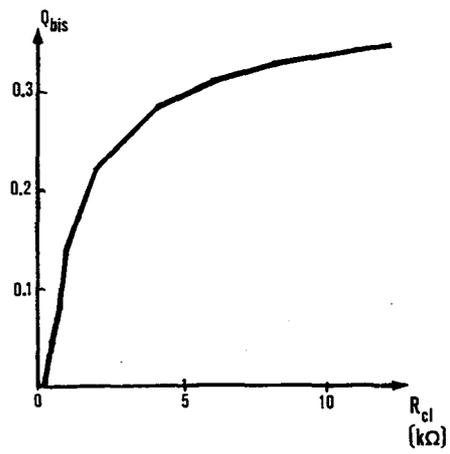
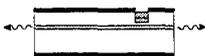


Figure 35 : Evolution d'un facteur de qualité proportionnel à la largeur de l'hystérésis en fonction de la résistance interélectrode [Öhlander JQE87]



aux bornes de la section absorbante étant stabilisée, ce courant est évacué et ne modifie pas l'état de cette section. En outre, le courant de fuite qui n'est donc pas injecté dans la zone de gain ne conduit pas à une forte modification du courant de seuil : en effet, pour les résistances de 1 à 2 k Ω , la fuite est de l'ordre de 0.5 à 1 mA, ce qui est inférieur à la précision de mesure du courant de seuil.

Öhlander et al ont étudié de manière théorique l'influence des fuites sur la bistabilité d'un laser à pompage inhomogène [Öhlander JQE87]. Ils montrent notamment que l'influence de la résistance inter-électrode devient faible pour quelques k Ω (cf. Figure 35). Nous avons confirmé cette analyse à partir des résultats extraits des structures Ridge pour lesquelles les résistances inter-électrodes varient de 60 k Ω à 120 k Ω : une étude comparative des caractéristiques statiques et dynamiques ne nous a pas montré de différences concluantes pour des lasers présentant les mêmes dimensions.

Il semble donc qu'une résistance inter-électrode de l'ordre de 3 à 4 k Ω soit suffisante pour les applications hyperfréquences.

6 . Influences des différentes longueurs d'électrodes

Pour cette analyse, la longueur de l'inter-électrode a été fixée à 15 μm .

L'objectif est de déterminer les dimensions qui permettent l'obtention d'un contrôle efficace de l'absorption et ceci pour des valeurs de tension très basses, voire négatives. Dans ce but, nous allons utiliser la notion de longueur critique et de valeur limite de tension de fonctionnement.

L'optimisation de la géométrie des composants bi-électrodes nécessite, à la fois, l'optimisation de chacune des longueurs d'électrodes mais aussi de l'une par rapport à l'autre.

L'optimisation de ces dimensions peut donc se faire en trois phases :

- Influence de la proportion d'absorbant



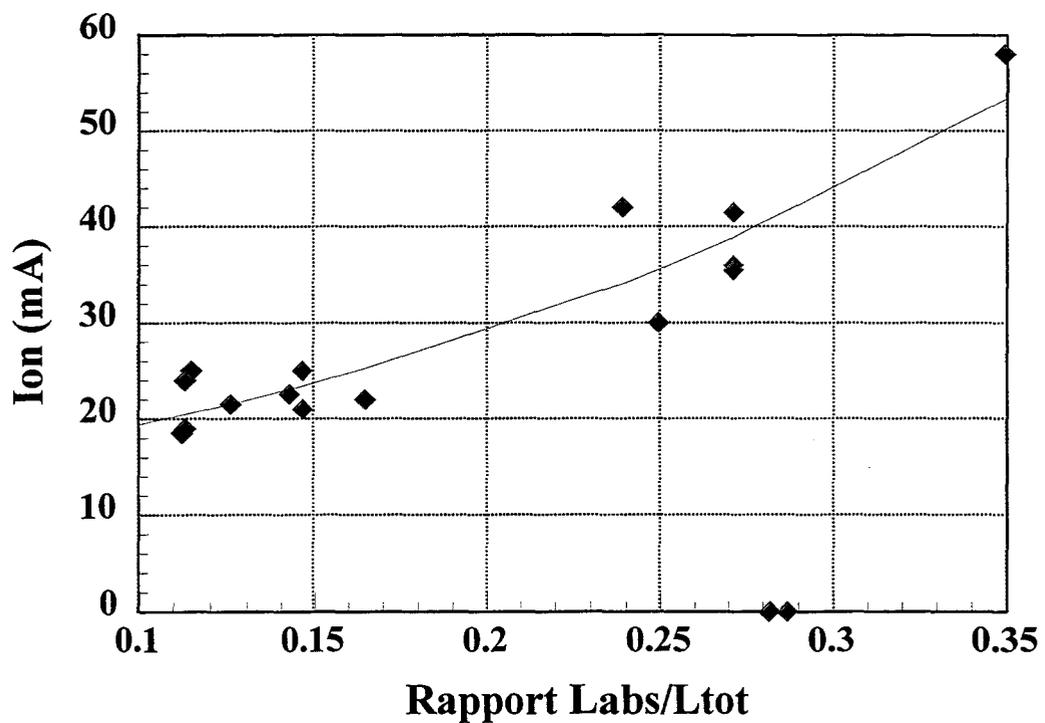
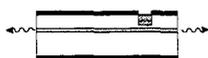


Figure 36 Evolution du courant I_{on} en fonction du rapport des longueurs d'absorbant et de gain alors que la section absorbante est non alimentée.
(Mesures réalisées sur des composants issus de la plaque MKL 745 - 5 puits dopés)



- Optimisation de la longueur de la section de gain
- Optimisation de la longueur de l'électrode de contrôle

a) Rapport longueur d'absorbant sur longueur totale

La Figure 36 représente l'évolution du courant de seuil en fonction du rapport L_{abs}/L_{tot} pour une structure donnée. Ces mesures sont effectuées pour une configuration dite en électrode non connectée.

Du fait de l'augmentation des pertes dans la cavité, induite par une plus grande proportion d'absorbant, le seuil augmente rapidement avec ce rapport. Il est intéressant de noter que, pour cette configuration, le laser fonctionne uniquement si le rapport reste inférieur à une certaine valeur (0.4). Toutefois, ce comportement est extrêmement dépendant de la longueur de la section de gain .

b) Influence de la longueur de section de gain

Le seuil d'un laser n'est atteint que lorsque le gain compense les pertes. Il faut donc que la section de gain soit suffisamment longue pour que le gain puisse dépasser l'ensemble des pertes. Ainsi, nous n'avons pu obtenir de fonctionnement pour des lasers dont la section de gain était inférieure à $150\mu\text{m}$. De plus, la longueur de la section de gain doit permettre la saturation de l'absorption et ceci avant que le gain ne sature lui-même. Ainsi, par exemple, dans le cas de la structure MKL 745, comportant une longueur de section de gain inférieure à $350\mu\text{m}$, la valeur de la tension limite de fonctionnement reste élevée ($\sim 0.6\text{ V}$) quelle que soit la longueur de la section de contrôle.

c) Influence de la longueur de section de contrôle :

Les valeurs d'absorption saturable et non saturable dépendent évidemment de cette longueur.

Le but de ce travail étant d'optimiser ces composants pour des applications hyperfréquences et sachant que la méthode développée consiste à moduler cette section, nous n'avons étudié que des longueurs minimales ($< 100\ \mu\text{m}$). En effet, l'obtention de faibles



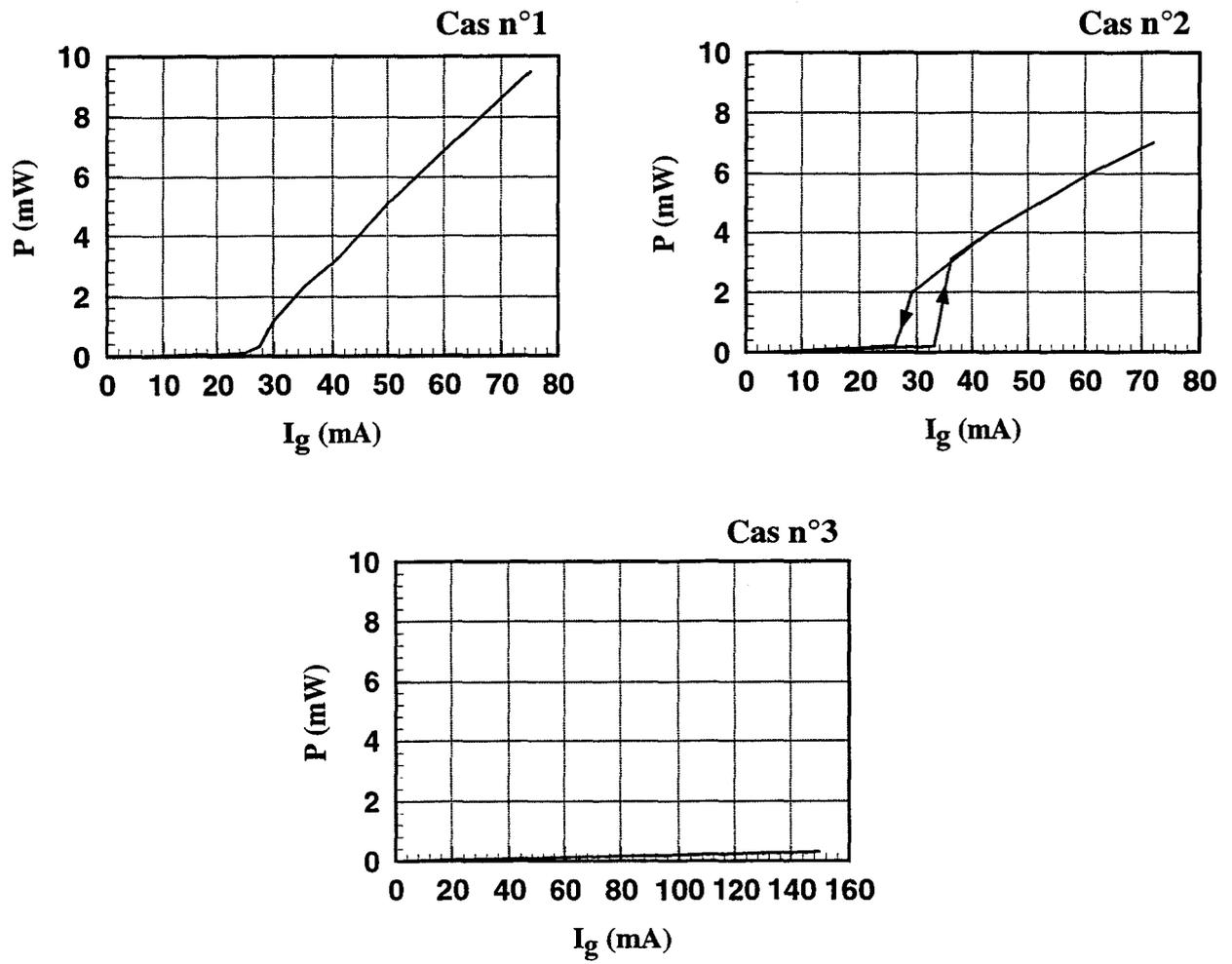


Figure 37 : Différentes courbes $P(I)$ obtenues dans une configuration où l'électrode de contrôle est non connectée pour les différents cas de figure fonction de la longueur de la section absorbante ($L_g = 300 \mu\text{m}$):

Cas n°1 : $L_{\text{abs}} = 15 \mu\text{m}$

Cas n°2 : $L_{\text{abs}} = 30 \mu\text{m}$

Cas n°3 : $L_{\text{abs}} = 80 \mu\text{m}$

(Expériences réalisées ici sur des composants issus de la plaque MKL 633 - 5 puits non dopés)



capacités de jonction s'avère jouer un rôle primordial. Toutefois l'étude de sections très courtes ($<20\mu\text{m}$), n'a pu être effectuée en raison de la difficulté pratique de contrôler ce type de dimensions par la méthode de clivage.

Considérons dans un premier temps la configuration pour laquelle l'électrode de contrôle est non connectée.

Quelle que soit la structure du laser, il apparaît différents cas de figure qui peuvent être visualisés sur les courbes $P(I)$ (cf. Figure 37) :

1. Il n'existe pas de bistabilité ; l'absorption est alors saturée par l'émission spontanée provenant de la section de gain. Ce cas se présente lorsque l'absorption est faible, ce qui est lié à d'une électrode de contrôle trop courte.
2. Présence de Bistabilité traduite par l'hystérésis ; le seuil I_{on} et la largeur de l'hystérésis augmentent avec la longueur de la section de contrôle.
3. Le laser ne fonctionne pas. Ce cas se présente lorsque l'absorption est trop importante pour être saturée avant le gain. Cela correspond à une électrode de contrôle trop longue.

Considérons maintenant quel est le comportement de ces lasers dans chacun des cas lorsque l'on applique une tension aux bornes de la section de contrôle.

* Cas n° 3 : Le laser fonctionne lorsque les 2 électrodes sont court-circuitées ou lorsque $V_{\text{abs}}=0.8\text{V}$. Par contre, lorsque cette tension est diminuée, l'absorption devient très vite trop importante pour être saturée et le laser cesse de fonctionner. La tension minimale de fonctionnement est alors voisine de 0.6 V .

* Cas n° 2 : Il devient possible alors de diminuer la tension de fonctionnement. Le laser continue à montrer un comportement bistable. La tension limite de fonctionnement dépend alors de la longueur de la section de contrôle : plus la section est courte, plus la tension minimale sera faible.



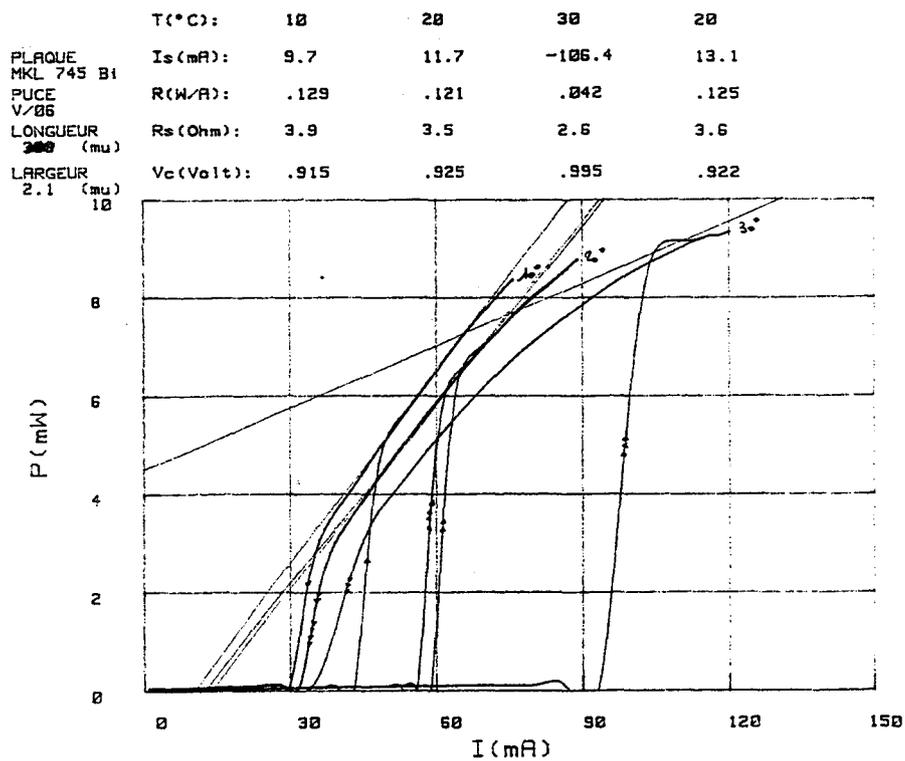
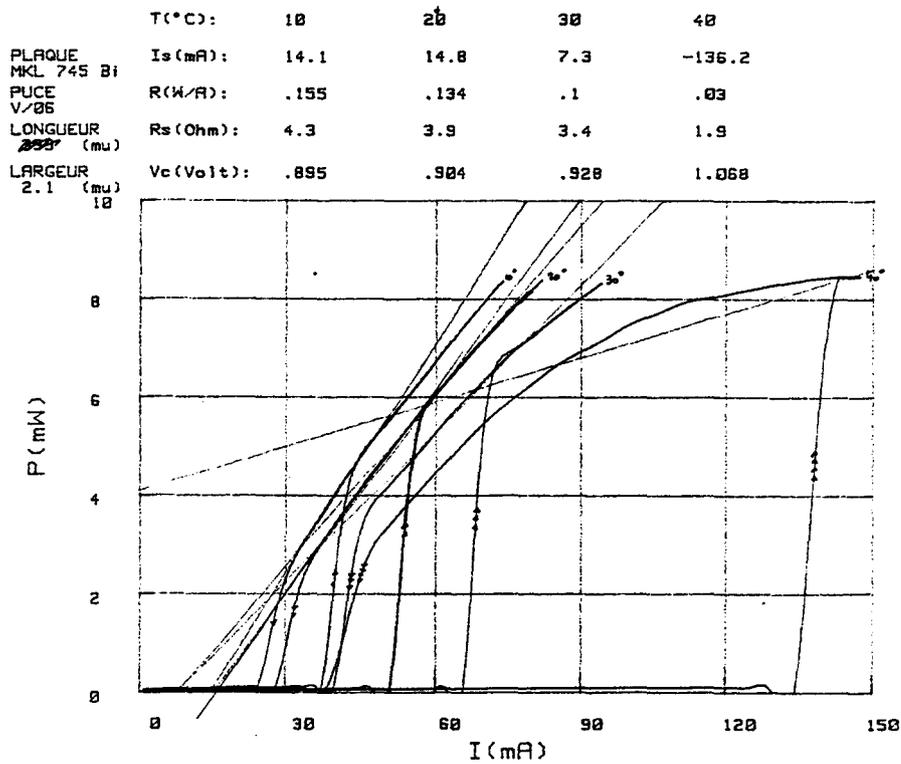


Figure 38 : Courbes $P(I_g)$ pour $V_{abs} = 0.2V$ à différentes valeurs de température
(Expérience réalisée sur un composant issu de la plaque MKL 745 - 5 puits dopés)



* Cas n° 1 : C'est le cas le plus propice à un fonctionnement basse tension V_{abs} . L'absorption de départ étant faible, il est possible de diminuer la tension sur l'électrode de contrôle à de faibles niveaux (voire en négatif) et ce tout en conservant une absorption suffisamment faible pour être saturée avant le gain.

En conclusion, il apparaît que, plus la section d'absorption est courte, plus basse est la tension limite de fonctionnement. Le contrôle de cette absorption est alors meilleur. Ce comportement, nous a donc conduit à privilégier des configurations dont la section de contrôle était de faible dimension.

7. Influence de la température

L'influence de la température a été largement étudiée pour les lasers monoélectrodes. Il en résulte (par exemple [Bernussi PTL95]) qu'une augmentation de la température de fonctionnement entraîne une augmentation de la largeur de la zone interdite, une diminution du gain et une augmentation de l'indice effectif.

Une étude de l'évolution du comportement des lasers bi-électrodes avec la température a montré (cf. Figure 38) qu'une augmentation de la température influe particulièrement sur le courant I_{on} et sur la largeur de l'hystérésis ainsi que sur le ΔP lors du seuil.

LIU [LIU JQE86] explique ce comportement de la manière suivante : l'augmentation de température entraîne le déplacement du niveau de Fermi vers le milieu de la bande interdite, ce qui provoque un remplissage des bandes et une augmentation des pertes non saturables dans la zone absorbante. Dans le même temps, le gain diminue. Ces deux effets ont pour conséquence l'augmentation du seuil et de l'hystérésis. De plus, les pertes globales de la cavité sont aussi plus importantes. La durée de vie des photons est alors diminuée ainsi que le rendement différentiel (Cf. Figure 38). Pour confirmer ces tendances, nous pouvons observer sur ces mêmes courbes que, pour une tension de 0V sur l'absorbant, l'élargissement de l'hystérésis et l'augmentation du seuil sont plus rapides que lorsque cette tension est de 0,2V. Ceci tendrait donc à confirmer l'influence de l'évolution des pertes avec la température.



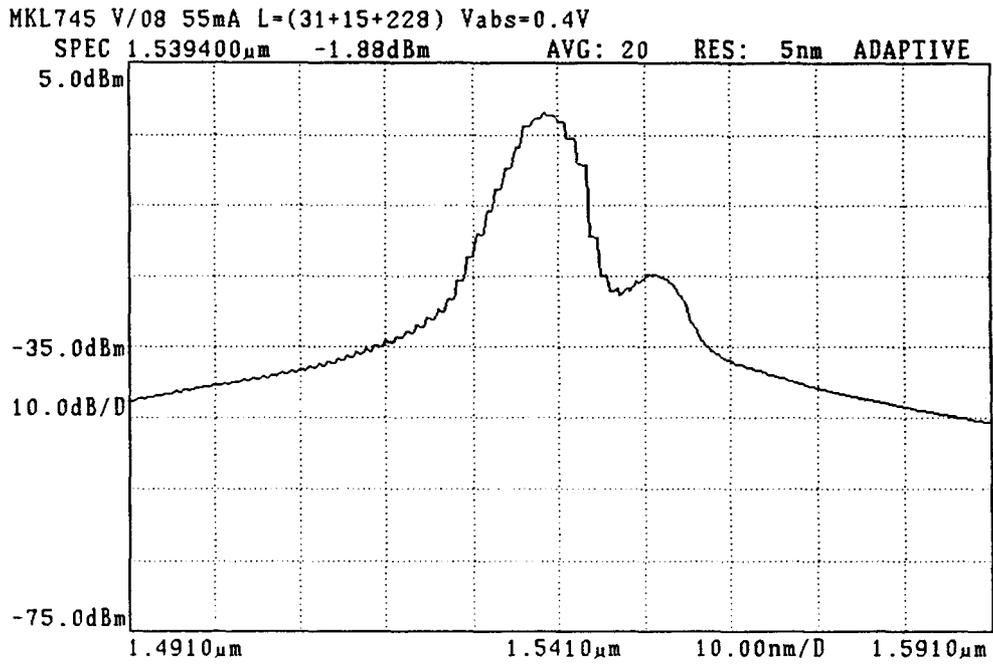
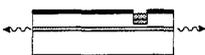


Figure 39 : Exemple de spectre optique émis par un laser Pérot-Fabry bi-électrode pour une valeur de courant supérieure à celle du seuil.



Si l'électrode de contrôle est alimentée à sa tension limite de fonctionnement, le courant de seuil est alors à un niveau élevé. Sous l'effet d'une élévation de température, au bout d'un certain temps, le laser s'éteint, puis, après refroidissement, il se rallume.

Ce phénomène pourrait sembler intéressant pour certaines applications du fait de la possibilité de pouvoir basculer d'un état à un autre juste par l'effet de la température. Toutefois, il faut noter que ce comportement est assez lent puisque les effets thermiques ont un temps de réponse de l'ordre de 1 à 10 μ s [Kawaguchi Livre94].

8 . Analyse du spectre d'émission d'un laser bi-électrode

L'étude du spectre d'émission des lasers bi-électrodes a deux objectifs :

- Une meilleure compréhension du fonctionnement des lasers bi-électrodes à partir de l'observation de l'évolution du spectre optique en fonction des valeurs de courant injecté dans la section de gain et de tension appliquée aux bornes de la section de contrôle.
- Déterminer les paramètres opto-géométriques d'une structure laser afin d'obtenir les conditions de fonctionnement optimales, en particulier pour le choix de la longueur d'onde de Bragg d'une structure D.F.B.

Si l'on considère le laser bi-électrode dans son ensemble, le spectre d'émission dépend à la fois de la courbe de gain du laser et de la courbe d'absorption dans la section de contrôle. Cet effet apparaît nettement sur le tracé du spectre optique d'un laser Pérot-Fabry (Cf.Figure 39).

a) Les lasers Pérot-Fabry

Nous observons les comportements suivants :

⇒ La longueur d'onde correspondant au maximum de la courbe de "gain" évolue avec la tension V_{abs} . Cette observation peut être faite par des mesures du spectre pour plusieurs valeurs de tension V_{abs} , I_g étant fixé sous sa valeur de seuil, tout en conservant l'écart ($I_{th}-I_g$)



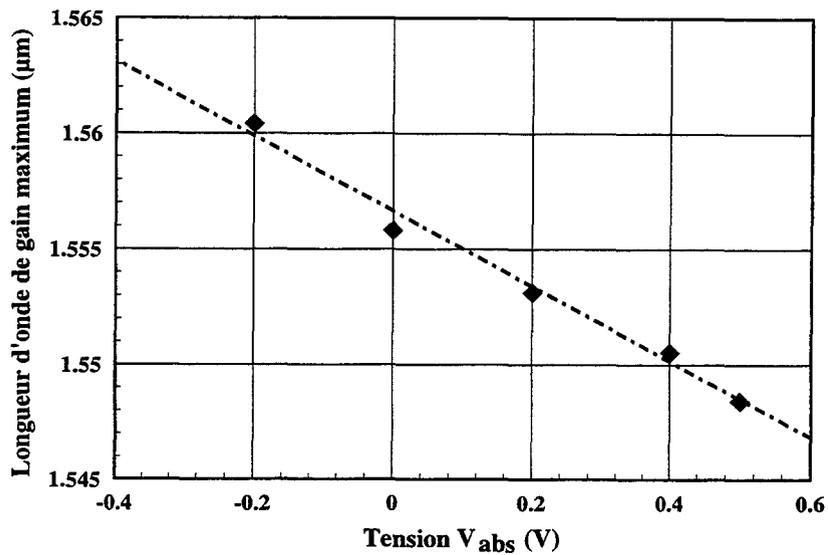


Figure 40 : Courbe représentant la longueur d'onde correspondant au maximum de gain observé sur le spectre d'émission optique en fonction de la valeur de tension V_{abs} .

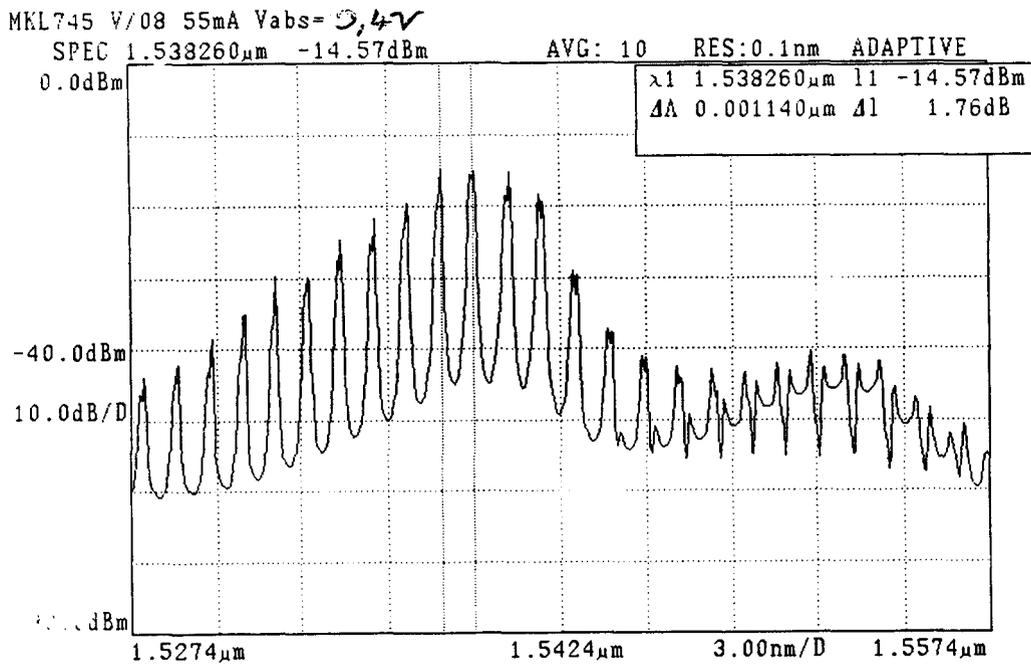


Figure 41 : Illustration du dédoublement des pics Pérot-Fabry sur le spectre d'émission optique d'un laser multimode bi-électrode



constant. La courbe Figure 40 illustre ce type de comportement avec la diminution de V_{abs} qui entraîne une augmentation de la longueur d'onde du maximum de gain.

Au travers de cette évolution il est possible de ressentir l'influence du déplacement du front d'absorption provoqué par la diminution de la tension V_{abs} .

⇒ Lorsque le laser est en fonctionnement, le spectre d'émission fait alors apparaître un dédoublement des pics Pérot-Fabry accompagné d'une déformation de la courbe (cf. Figure 41). Celle-ci s'explique par la convolution des deux courbes d'absorption et de gain. Le dédoublement des pics semble quant à lui lié à un déphasage provoqué par le passage des ondes au travers de la section d'absorption [Blondeau comm.].

Dans la section de contrôle, l'indice effectif est légèrement différent de celui présent dans la section de gain. Cet écart d'indice provoque l'apparition d'un "peigne" de modes ayant la même distance intermodes que le "peigne" principal, mais légèrement déphasé. Ce déphasage est alors plus dépendant de la longueur de cette section que de la valeur de la tension appliquée.

Ce processus prend de l'importance lorsque l'on opère avec des lasers monomodes D.F.B., puisque leur fonctionnement est fondé sur l'indice effectif de la cavité.

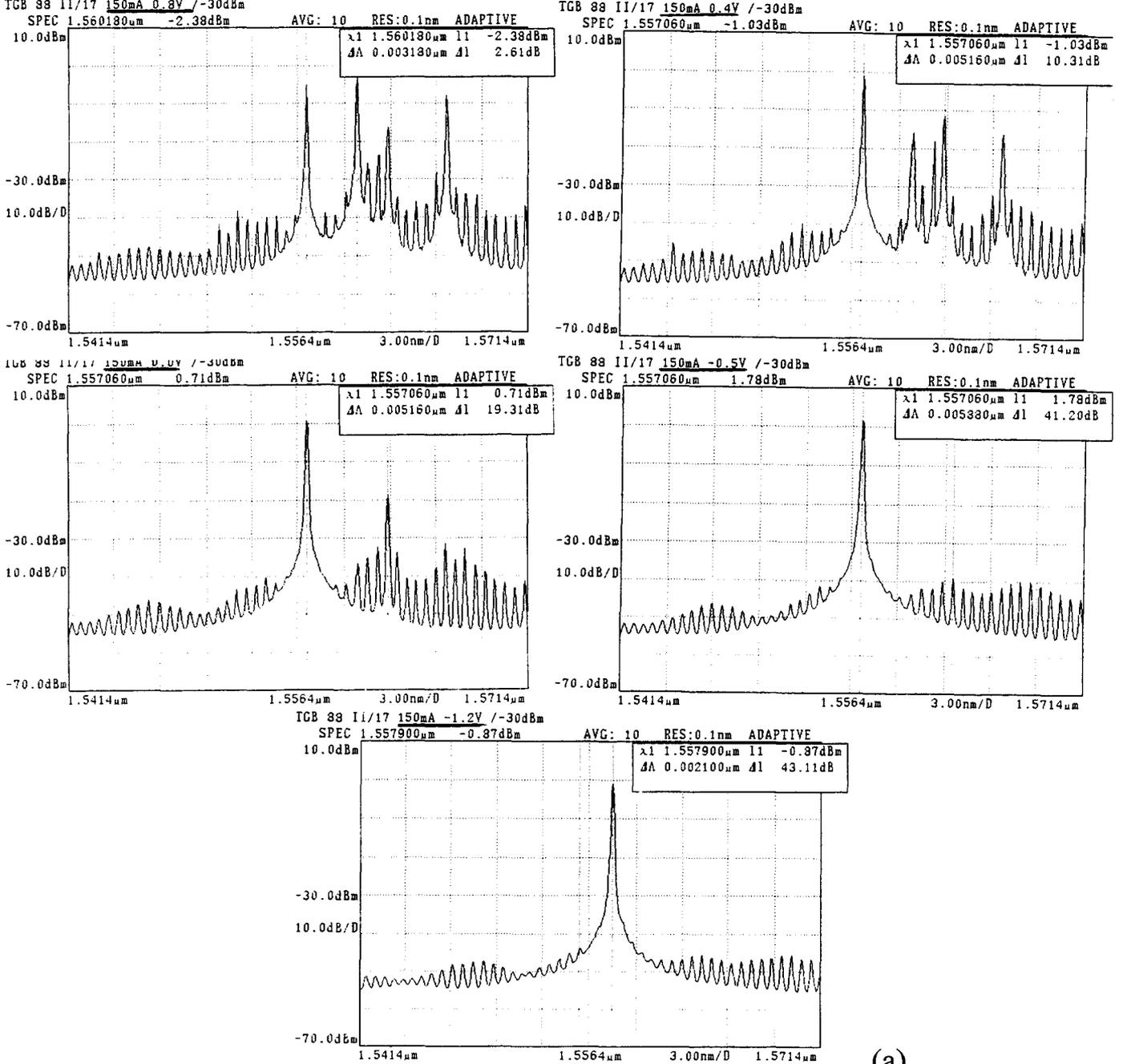
b.) Les lasers D.F.B.

L'émission optique d'un laser D.F.B. se caractérise par la longueur d'onde de Bragg, son taux de réjection, le décalage entre cette longueur d'onde et celle correspondant au maximum de gain ("detuning") et par la force de couplage du réseau, mesurée par la grandeur K .

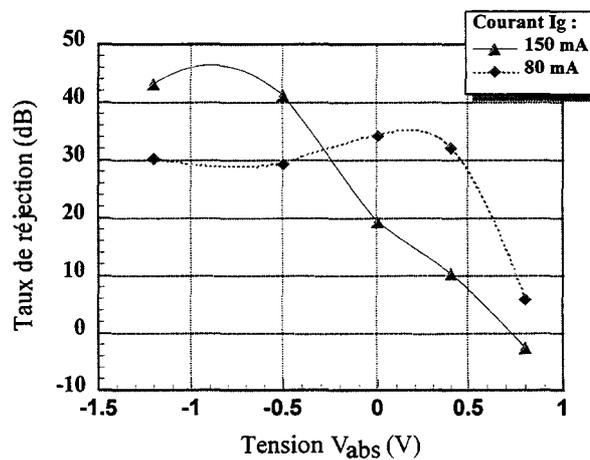
De manière générale, pour un laser D.F.B. monoélectrode, les conditions optimales pour des applications hyperfréquences sont :

- un fort taux de réjection





(a)



(b)

Figure 42 : (a) Evolution du spectre optique d'un laser D.F.B. en fonction de la valeur de tension V_{abs} appliquée
 (b) courbe relevant le taux de réjection en fonction de la tension V_{abs}
 (Composant issu de la plaque D.F.B. Ridge TGB 88 - 7 puits contraints)



- un fort "detuning" négatif. Un "detuning" négatif correspond à une longueur d'onde de Bragg inférieure à celle du maximum de gain, ce qui est favorable à un fort gain différentiel.

La valeur du "detuning" est fixée par le choix de la longueur d'onde de Bragg lors de la réalisation du réseau de Bragg et par la courbe de gain qui dépend du matériau dans la zone active et des conditions opératoires (courant, coefficient de réflexion des miroirs).

Toutefois l'éloignement de la longueur de Bragg n'est possible que jusqu'à une certaine valeur à partir de laquelle le mode de Bragg n'est plus dominant et le laser est multimode.

Considérons maintenant un composant monoélectrode issu d'une structure D.F.B., mais dont l'émission est multimode provoquée par un trop fort "detuning". En configuration bi-électrode, il est possible de le rendre monomode par l'application d'une tension $V_{abs} < 0,8V$. En outre, la diminution de la tension est accompagnée d'une augmentation du taux de réjection (cf. Figure 42). Par contre la longueur d'onde d'émission est peu sensible à la diminution de V_{abs} . Ce dernier point aura son importance dans le cadre de la génération d'impulsions solitoniques (sujet du chapitre suivant).

La section d'absorption joue le rôle d'un filtre optique dont la « force » augmente au fur et à mesure que l'absorption augmente. Ce comportement ne provoque alors pas de modification de la densité de porteurs et donc la longueur d'onde d'émission reste stable.

Si un laser de type monoélectrode présente un comportement monomode avec une valeur de "detuning" plus faible, en configuration bi-électrode, la diminution de la tension appliquée aux bornes de la section de contrôle aura aussi pour effet d'augmenter le taux de réjection. Par contre, la longueur d'onde évolue aussi. Ce phénomène est utilisé dans les lasers accordables. La longueur d'onde est ajustée à l'aide du courant appliqué sur la seconde section.

Dans le cadre de la génération d'impulsions, cette variation de la longueur d'onde au cours de la modulation peut provoquer un élargissement du spectre hyperfréquence, ce qui est néfaste à la création d'ondes solitoniques. Du point de vue de la génération d'une onde hyperfréquence, la limitation sera ressentie au niveau de la possibilité de la faire se propager





dans une fibre. Une largeur spectrale trop importante réduit la distance possible de propagation.

III .Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons décrit les différentes étapes de fabrication des lasers bi-électrodes. Nous avons notamment abordé les différents types de structures utilisées.

L'étude du comportement statique permet de dresser le bilan suivant :

- ⇒ Les composants peuvent être choisis à partir de leurs caractéristiques $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$. Pour obtenir un contrôle efficace de l'absorption, il est nécessaire d'utiliser des composants présentant une région de résistance négative importante.
- ⇒ La longueur de la section d'absorption doit toujours être courte afin de pouvoir travailler avec des polarisations négatives.

Pour un laser D.F.B.,

- ⇒ Si la structure est conçue avec un "detuning" négatif, la diminution de la tension V_{abs} s'accompagne de l'augmentation du taux de réjection du mode principal.





REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références	Articles
[Bernussi PTL95]	A.A. Bernussi, H. Temkin, D.L. Coblentz, R.A. Logan, "Gain non-linearity and its temperature dependance in bulk and quantum Well Quaternary lasers", <i>Photonics Technology Letters</i> , Vol. 7, N° 4, April 1995
[Blondeau Comm.]	R. Blondeau, Communication privée
[Hamelin Thèse95]	R. Hamelin, "Etude et réalisation d'émetteurs optiques intégrés sur matériaux III-V", Thèse soutenue à l'université de Lille I, 17/11/1995
[Harder APL82]	Ch. Harder, K.Y. Lau, A. Yariv, 'Bistability and negative resistance in semiconductor lasers', <i>Applied Physic Letters</i> , Vol. 40, N° 2, 15/01/1982, pp. 124-126
[Harder JQE82]	Ch. Harder, K.Y. Lau, A. Yariv, "Bistability and pulsation in semiconductor lasers with inhomogeneous current injection", <i>IEEE Journal of Quantum Electronics</i> , Vol QE-18, N° 9, 01/09/1982, pp. 1351-1360
[Kawaguchi Livre94]	H. Kawaguchi, "Bistabilities and nonlinearities in Laser diodes", Artech House Boston.London. 1994.
[Krakowski Comm.]	M. Krakowski, Communication privée
[Liu JQE86]	H.-F. Liu, T. Kamiya, B.-X. Du, 'Temperature dependence of bistable InGaAsP/InP lasers', <i>IEEE Journal of Quantum Electronics</i> , Vol QE-22, N° 9, 1/7/1986, pp. 1579-1586
[Öhlander JQE87]	U. Ohlander, O. Sahlen, 'Influence of carrier leakage on bistability in an inhomogeneously pumped semiconductor laser', <i>IEEE Journal of Quantum Electronics</i> , Vol QE-23, N° 5, 1/5/1987, pp. 487-498
[Rondi Conf.88]	D. Rondi, A. Talneau, M. Krakowski, M. Surugue, R. Blondeau, "High Yield manufacture of 1.52 μm and 1.56 μm DFB BRS lasers grown by LP-MOCVD", présenté au 2ème 'European Workshop on MOVPE', Université de St Andrews, Fife, Ecosse, Juin 1988





Chapitre III.
Génération d'impulsions à hautes
fréquences

Chapitre 3 .

GENERATION D'IMPULSIONS COURTES A HAUTES FREQUENCES

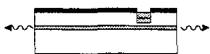
I .Introduction : Les transmissions optiques numériques

Au chapitre 1, les différents avantages d'une fibre optique comme milieu de propagation d'un signal optique émis par un laser ($1,3 \mu\text{m}$ ou $1,55 \mu\text{m}$) ont été présentés. Afin que ce signal soit utilisable pour transmettre un débit d'informations, il faut qu'il soit codé. Le codage peut être soit analogique soit numérique.

Un signal analogique consiste à transcrire l'information sous la forme d'une modulation du niveau d'amplitude, de la phase ou de la fréquence du signal lumineux. Ce type de transmission est très sensible aux perturbations car pour des liaisons longues distances, elles peuvent rendre le signal incompréhensible.

Le codage numérique consiste à traduire l'information sous une forme binaire composée de bits ("0" ou "1"). Pour distinguer ces éléments, un niveau de décision est déterminé. Sous ce niveau, les bits sont considéré à "zéro" et au dessus, à "un". Le signal peut alors subir de faibles perturbations tant que cela ne provoque pas d'erreurs d'interprétation. La qualité d'une transmission numérique est alors quantifiée par le taux d'erreurs (BER : "Bit Error Rate"). Sa mesure consiste à envoyer des séries aléatoires de "0" et "1" et de mesurer la quantité d'erreurs à l'arrivée. Actuellement, les systèmes développés ont des BER inférieurs à 10^{-9} .

En optique, le codage numérique consiste à utiliser la présence et l'absence d'impulsions lumineuses pour les "1" et les "0" respectivement. Le débit de l'information va alors dépendre directement de la durée de l'impulsion. En effet, plus l'impulsion sera courte, plus il sera possible de réduire la fenêtre de temps définissant un bit. De plus, l'impulsion ne doit pas se déformer lors de sa propagation dans la fibre ce qui pourrait provoquer un chevauchement des impulsions et ainsi des erreurs. Pour cette raison, l'impulsion doit posséder certaines propriétés caractéristiques d'un soliton.





Le soliton optique

Comme son nom l'indique, le soliton est une onde solitaire qui a pour particularité de se propager sans déformation sur de longues distances. Sa découverte est d'origine hydrodynamique. Le premier soliton a été observé en 1844 par J. Scott Russel. Cet ingénieur de la marine Ecossaise a observé, dans un canal étroit après l'arrêt d'un bateau, "une grande élévation solitaire, un amas d'eau lisse, bien défini et rebondi, qui se propagea le long du canal sans changement apparent de forme ni de diminution de vitesse" [Russel 1844]. Il a pu suivre cette onde pendant des kilomètres. Ce phénomène a récemment été reproduit [EK OPN95]. La première mise en équation sera faite en 1895 par Korteweg et de Vries [Korteweg PM].

L'application à la propagation d'onde optique est démontrée dans les années 70. [Zakharov SP72] Pour cela, l'équation fondamentale de propagation est utilisée:

$$\frac{\delta u}{\delta z} = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 \cdot u - i \cdot \Gamma \cdot u \quad (1)$$

$u(t)$: fonction définissant l'enveloppe de l'impulsion

z : distance de propagation

t : temps retardé

Γ : coefficient de pertes

Le premier terme non linéaire, $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$, représente la dispersion chromatique dans la fibre qui a pour effet d'élargir temporellement l'impulsion.

Le second terme non linéaire, $|u|^2 \cdot u$, représente le fait que l'indice de la fibre dépend de l'intensité de la lumière qui s'y propage ; ce qui a pour effet isolé d'élargir le spectre fréquentiel de l'impulsion et ce, par l'intermédiaire de la modulation de phase.

Enfin, le terme $i \cdot \Gamma \cdot u$ représente les pertes ou le gain énergétiques. Ce dernier terme peut être annulé, dans le cas de pertes, par l'utilisation d'amplificateurs.

Si l'on suppose que le terme de pertes est nul, cette équation a une solution particulière :



$I(x)$	$\delta\tau.\delta\nu$
Impulsion carré $I(t) = \begin{cases} 1, & x < T \\ 0, & x > T \end{cases}$	0,8859
Impulsion parabolique $I(t) = \begin{cases} 1 - x^2, & x < T \\ 0, & x > T \end{cases}$	0,7276
Impulsion Gaussienne $I(t) = e^{-x^2}$	0,4413
Impulsion Triangulaire $I(t) = \begin{cases} 1 - x , & x < T \\ 0, & x > T \end{cases}$	0,5401
Sécante hyperbolique $I(t) = \text{Sech}^2(x)$	0,3148
Impulsion Lorentzienne $I(t) = \frac{1}{1 + x^2}$	0,2206
Exponentielle dissymétrique $I(t) = \begin{cases} e^{-x}, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$	0,1103
Exponentielle symétrique $I(t) = e^{-2 x }$	0,1420

Tableau 1 : Valeur de la limite de Fourier pour différentes formes d'impulsions



$$u(z, t) = \operatorname{sech}(t) \cdot \exp\left(\frac{i \cdot z}{2}\right)$$

(2)

De cette expression, il est possible de noter que la forme de l'impulsion ne dépend pas de z , et donc, que l'impulsion est non dispersive temporellement (le terme de phase $\exp(i\frac{z}{2})$ n'influe pas sur la forme de l'impulsion).

La transformation de Fourier de cette expression montre que l'impulsion est aussi non dispersive dans le domaine fréquentiel.

Ces propriétés proviennent en fait de l'antagonisme du terme de dispersion et des termes non linéaires apparaissant dans l'équation (1).

Pour les lasers à semi-conducteurs une impulsion est solitonique si elle répond à deux conditions :

- que sa puissance soit suffisante pour que l'effet non linéaire compense la dispersion chromatique. La puissance minimum nécessaire est inversement proportionnelle au carré de la largeur temporelle de l'impulsion [Georges SFP95]

- que le produit largeur spectrale, $\delta\nu$, par la largeur temporelle, $\delta\tau$, de l'impulsion, , soit proche voire égal à la limite dite de Fourier.

Le facteur $\delta\nu \cdot \delta\tau$: la limite de Fourier

Le critère $\delta\tau \cdot \delta\nu$ est utilisé pour déterminer la qualité d'une l'impulsion dans le cadre d'une génération de soliton. La valeur référence, limite de Fourier, dépend de la forme de l'impulsion. Dans le cas idéal d'une impulsion de forme sech^2 , cette valeur est de 0,315. Dans le Tableau 1, les valeurs références sont données pour différentes formes d'impulsions. Nous pouvons noter ici l'importance de connaître la forme de l'impulsion, cela constituera un des critères de choix de la technique de mesure.





Des recherches récentes ont montré que des impulsions d'une durée équivalente à 1/5ème de l'inverse de la fréquence de répétition était suffisante pour pouvoir négliger les possibles interactions entre impulsions pour des transmissions solitonique sur de très grandes distances [Audouin OE93]. Ainsi pour 10 GHz de taux de répétition, les impulsions peuvent faire aux alentours de 20ps de largeur à mi-hauteur.

Un train d'impulsions sera caractérisé par plusieurs grandeurs : la largeur d'une impulsion prise à mi-hauteur, le taux de répétition égal à l'inverse de la période entre deux impulsions et l'énergie contenue dans une impulsion approximativement égale au produit de sa largeur à mi-hauteur et de la puissance prise entre sa base et son sommet.

II .La génération d'impulsions courtes et de solitons : Etude comparative de différentes méthodes.

Différentes techniques ont été à ce jour développées afin de générer des impulsions.

Notre objectif sera ici de faire un recensement des différentes techniques possibles (quelles que soient les structures lasers utilisées), et de les comparer afin de justifier le choix que nous avons fait. Pour rendre cette comparaison plus aisée nous avons regroupé en Annexe II quelques résultats de la littérature.

A . Le blocage de modes ("modelocking")

Cette méthode consiste à amplifier les modes naturels de la cavité résonante formée, soit par le laser lui même, soit à l'aide d'un miroir externe. La fréquence de répétition des impulsions générées est alors fonction de la longueur de cette cavité par :

$$F = \frac{1}{2} \frac{c}{n_g \cdot L} \quad (3)$$

c : vitesse de la lumière

n_g : indice de groupe

L : longueur de la cavité

(Si $L=500\mu\text{m}$, $n_g \sim 3.5 \Rightarrow F \sim 100\text{GHz}$)



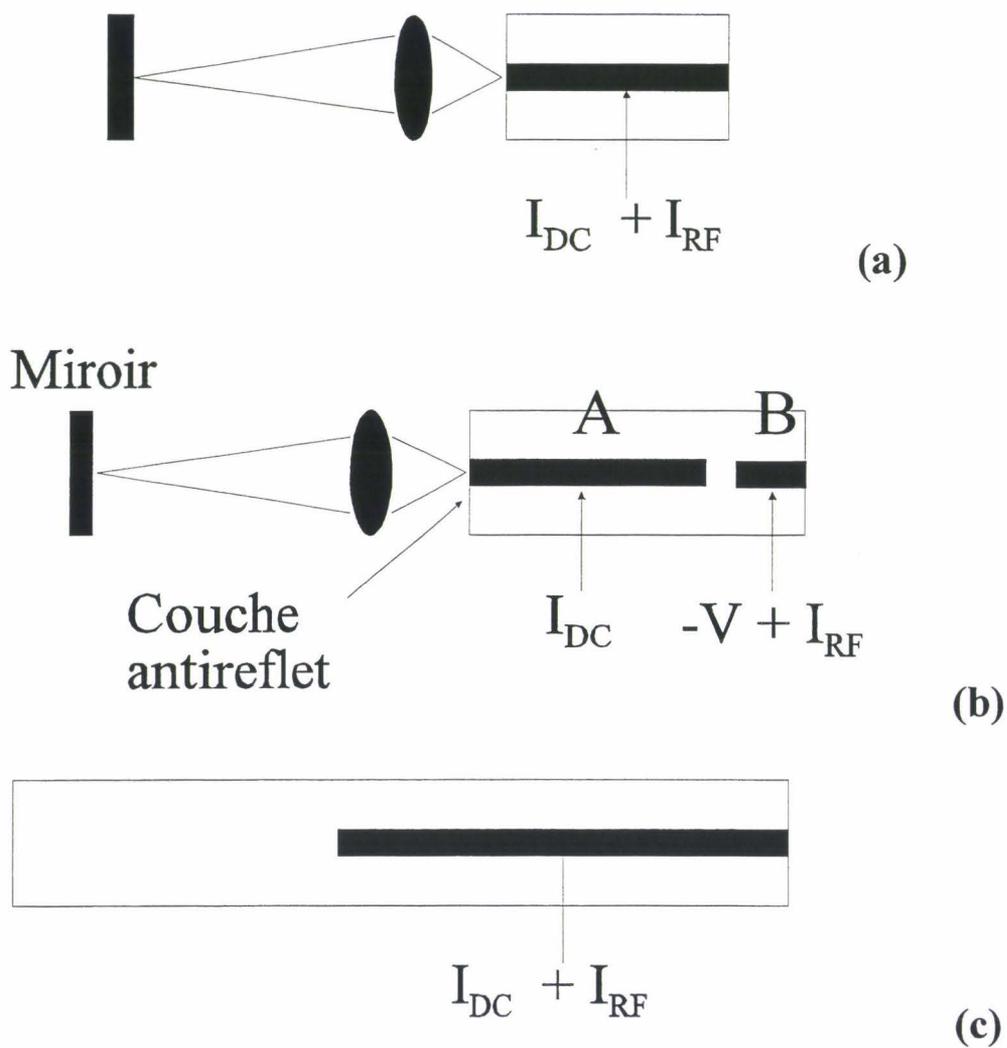


Figure 1 : Configurations pour blocage de mode actif

I_{DC} : Courant continu
 I_{RF} : courant modulé



Le blocage de mode peut-être alors obtenu de différentes manières ; active, passive ou hybride.

1) "Modelocking" Actif

Cette méthode consiste à moduler le gain ou les pertes du laser à la fréquence donnée par la relation (3). Pour cela, différentes configurations peuvent être utilisées (cf. Figure 1).

La première (Figure 1a) consiste à placer la face arrière d'un laser comportant un traitement antireflet devant un miroir. La longueur de la cavité est alors déterminée par la position de ce miroir ; celui-ci peut aussi être choisi de manière à jouer un rôle de filtre en longueur d'onde [Brun OG92].

Les impulsions courtes sont alors obtenues par l'application, sur le laser, d'une modulation de courant à la fréquence de la cavité [Haus JQE75].

Cette méthode nécessite des lasers à faibles résistance et capacité parasite pour que les composantes hautes fréquences de l'impulsion ne soient pas absorbées.

La principale limitation de cette approche concerne la qualité de la couche antireflet qui doit être parfaite ($<10^{-5}$) afin d'éviter la génération d'impulsions secondaires [Shell JQE91].

Pour éviter cette difficulté, il est possible de séparer le gain et la modulation en utilisant une configuration multisections (cf. Figure 1b) ; une section longue (A) est alimentée en courant continu pour fournir le gain et l'autre section (B) est alimentée à une tension négative elle-même associée à un générateur d'impulsions électriques. Ainsi, durant une courte fenêtre de temps, la section (B) est alimentée en direct, laissant passer l'impulsion principale ; pendant le reste du temps, la section (B) est fortement absorbante et supprime ainsi les impulsions secondaires.

Pour fonctionner correctement, cette méthode nécessite que le temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité laser soit suffisamment important comparé au temps de recouvrement de la section (B). Pour cette raison, il est nécessaire d'utiliser des cavités lasers longues ce qui rend difficile l'obtention de fréquences supérieures à 40 GHz [Tucker EL89].



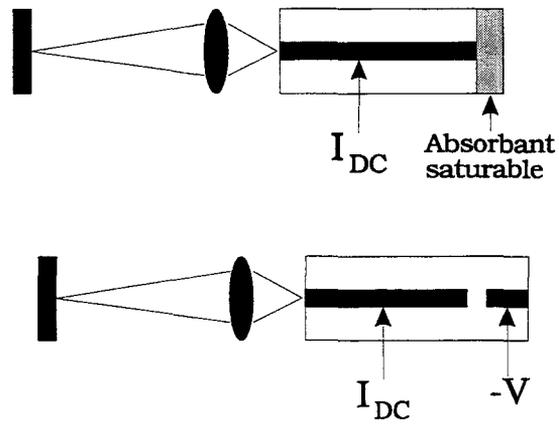


Figure 2 : Configuration de blocage de mode passif



2) "Modelocking" Passif

Cette technique utilise la présence d'un absorbant saturable dont l'énergie de saturation est inférieure à celle du gain du milieu amplificateur [Derickson JQE92].

L'absorbant saturable joue un rôle de filtre temporel. Lorsqu'une impulsion dans la cavité passe au travers de la section absorbante, une première partie de l'impulsion est absorbée jusqu'au moment où la saturation est atteinte provoquant une diminution rapide des pertes globales et le passage du reste de l'impulsion sans atténuation. Après le passage de l'impulsion, l'absorption revient à un état non saturé et attend l'impulsion suivante. Les impulsions se voient ainsi compressées à chaque passage.

Pour une génération stable d'impulsions, l'absorbant doit pouvoir rapidement retourner à un état de forte absorption après le passage de l'impulsion [Haus JQE75]. La génération de très hautes fréquences dépend aussi de cette vitesse de recouvrement.

Un absorbant saturable, à recouvrement rapide, peut-être obtenu par implantation de protons sur une des facettes du laser [Van Der Ziel APL81]. Cette implantation provoque localement des dommages dans la structure cristalline ce qui a pour effet de diminuer dans cette zone la durée de vie non radiative. Toutefois, cette technique semble poser des problèmes de stabilité et donc de vieillissement.

La technique la plus exploitée consiste à utiliser un laser multisections dont une section est alimentée à une tension continue négative générant par là-même un absorbant saturable (Figure 2). La vitesse de recouvrement peut être ainsi ajustée par la valeur de tension négative appliquée.

Cette méthode a pour avantage de supprimer aisément la génération d'impulsions secondaires, mais, en contre partie, elle souffre d'une mise en oeuvre complexe et d'un manque de stabilité des trains impulsions ; cela a conduit à une nouvelle approche : le blocage de modes passif et actif ou encore le blocage de modes hybride.



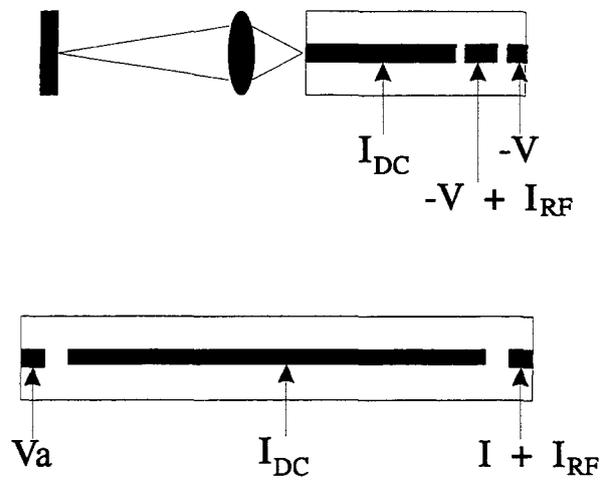


Figure 3 : Configuration de blocage de mode Hybride

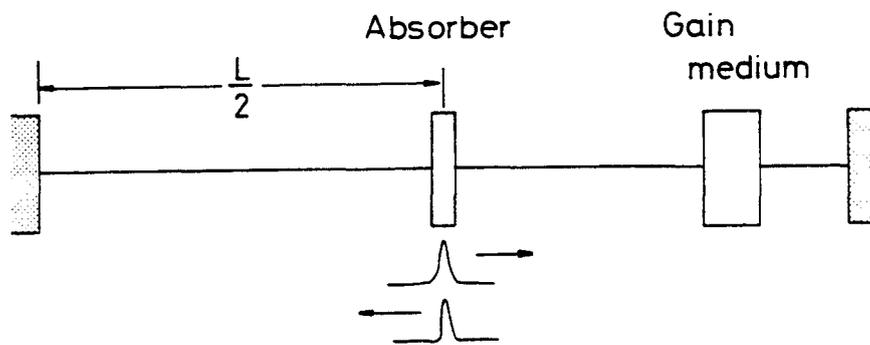


Figure 4 : Principe de la collision d'impulsions



3) "Modelocking" Hybride (cf. Figure 3)

Cette méthode regroupe les avantages des deux types de blocage de modes précédents : la suppression d'impulsions secondaires et la stabilité du train d'impulsions.

Le composant est alors divisé en trois sections : un absorbant saturable, une section modulée et une section alimentée en courant continu pour fournir le gain. Cet ensemble peut être soit placé dans une cavité externe (cf. Figure 3a), soit être intégré monolithiquement (cf. Figure 3b)[Derickson JQE92]. Cette méthode a permis l'obtention d'excellents résultats : des largeurs d'impulsions de 320 fs [Schrans EL92] ainsi que des fréquences de plus de 100 GHz ont pu être atteintes [Deryagin EL94].

4) La collision d'impulsions (le "colliding Pulse")

Le principe de fonctionnement est schématisé Figure 4 ; cela consiste à provoquer le croisement de deux impulsions, se propageant en sens contraire, dans un absorbant saturable situé au centre de la cavité. Cet absorbant saturable est obtenu par l'application d'une tension négative sur une électrode courte.

Cette méthode semble prometteuse puisqu'elle a permis la génération d'impulsions de 1,4 ps à 40 GHz avec un produit $\delta\nu \cdot \delta\tau$ de 0,32, proche de la limite de Fourier [Wu APL91] ; l'énergie de l'impulsion était toutefois limitée à seulement 0,01 pJ.

5) Conclusion :

Globalement, l'utilisation du blocage de modes permet la génération d'impulsions très courtes (< 1 ps). Elle reste à ce jour et à notre connaissance la meilleure méthode pour générer des solitons très courts à très hautes fréquences.

Cependant, le choix de la fréquence de répétition est fixée par la cavité utilisée. Il est seulement possible de régler la longueur de la cavité en déplaçant le miroir dans le cas d'une cavité externe, mais avec les difficultés d'ordre mécanique que cela induit. L'utilisation d'éléments externes pose de plus des problèmes de stabilité et de reproductibilité des performances. Enfin, ces techniques ont aussi pour point commun la faible puissance des impulsions générées.



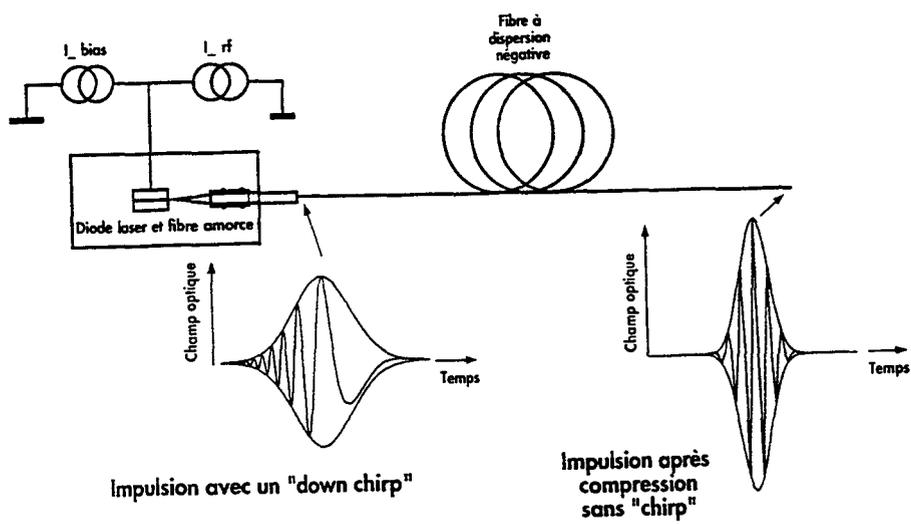
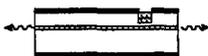


Figure 5 : Principe de la commutation de gain et de la compression par fibre à dispersion négative



L'objectif de cette étude étant la génération d'impulsions courtes, mais aussi puissantes et avec une grande flexibilité de choix de la fréquence de répétition, ceci dans le but d'intégrer cette source dans un système de transmission solitonique, nous n'avons développé aucune de ces techniques et nous avons donc cherché d'autres possibilités.

B . La commutation de Gain ("Gain-switching")

Cette technique, schématisée à la Figure 5, consiste à moduler directement le courant d'un laser monoélectrode et est donc simple de mise en oeuvre.

La génération d'impulsions optiques est obtenue par l'application d'impulsions de courant ultracourtes, faisant ainsi passer rapidement le laser d'une valeur sous le seuil à une valeur au dessus et inversement.

Des largeurs d'impulsions faibles, ainsi que des fréquences ajustables jusqu'à quelques GHz (qui sont suffisantes pour les systèmes de transmissions classiques) ont pu être démontrées [Brun Thèse94]. Toutefois, le principe de base de cette méthode consistant à moduler le courant injecté, il en résulte une forte modulation de l'indice et donc l'apparition d'une dérive en fréquence importante (« Chirp »). Ce type de source d'impulsions n'est alors pas directement utilisable dans un système, et nécessite des techniques complémentaires compensant cet effet. Diverses solutions ont été proposées.

La solution la plus simple, mais onéreuse, consiste à utiliser directement une fibre à dispersion négative. La plupart des solutions proposées dans la littérature utilisent un filtrage spectral externe [Brun Thèse94] ; l'inconvénient de cette technique provient à nouveau de l'utilisation d'un élément externe.

III .Principe utilisé : la commutation de pertes ("Q-Switching")

A . Principe

"Q-Switching" signifie la commutation du facteur de surtension Q de la cavité.

$$Q = \frac{\text{Energie emmagasinée par le système}}{\text{Puissance générée par le système}}$$



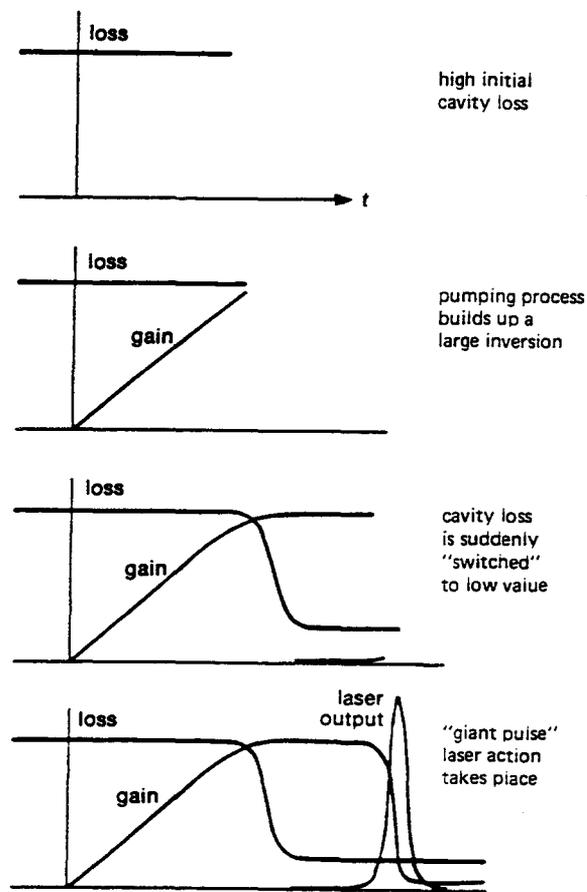


Figure 6 : Principe de la commutation de pertes

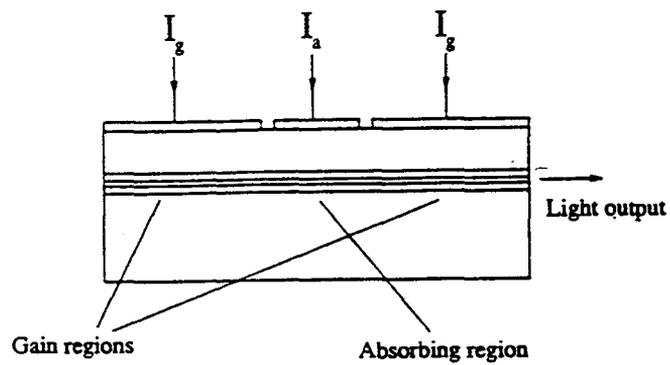


Figure 7 : Structure tri-électrode pour commutation de pertes passive



Dans une cavité laser, le contrôle du facteur Q sera obtenu par celui des pertes. Lorsque les pertes globales sont à un fort niveau, le facteur de surtension est faible, et inversement lorsque les pertes sont à un faible niveau, le facteur de surtension est fort. Le "Q-Switching" peut donc être provoqué par la commutation de pertes. Cette technique a pour avantage de permettre la génération d'impulsions courtes et surtout puissantes. De plus, pour notre application, elle est simple de mise en oeuvre et permet de régler le débit d'émission.

La phénoménologie de cette technique est rappelée à la Figure 6. Si l'on suppose que les pertes dans la cavité laser sont initialement à une valeur très élevée, le niveau d'inversion et donc le gain et l'énergie stockée peuvent être augmentés jusqu'à un niveau supérieur à celui normalement présent. Si les pertes dans la cavité sont soudainement diminuées à leur valeur normale, le gain se retrouve largement supérieur à ces dernières. Ceci a pour effet de développer rapidement une impulsion puissante.

Pour parvenir à ce comportement, il existe deux méthodes.

- "Q-Switching" passif

Cette méthode consiste à placer dans la cavité un absorbant saturable. Pour créer cet absorbant, tout comme pour le blocage de modes passif, il est possible d'utiliser l'implantation de protons dans une zone proche d'une facette [Van Der Ziel APL81].

Des trains d'impulsions de 12 ps pour un taux de répétition allant jusqu'à 5 GHz ont ainsi été obtenus. [Vasil'ev]

Il est aussi possible d'utiliser une structure tri électrode (cf. Figure 7) dont l'électrode centrale est alimentée à une tension continue négative et les deux autres électrodes en courant continu. Ainsi, il a été démontré [Vasil'ev 92] la possibilité de générer des impulsions puissantes (10 W) avec des largeurs de 2 ps, ceci à des taux de répétition facilement ajustables entre 0.8 et 18.5 GHz par changement des conditions d'alimentation.

- "Q-Switching" actif

L'une des techniques consiste à associer un modulateur à électroabsorption à un laser. Le laser est alimenté en courant continu produisant ainsi le gain nécessaire ; le modulateur est,





quant à lui, alimenté en tension négative sur laquelle est superposé un signal hyperfréquence. Cette méthode a permis des trains d'impulsions de 20 ps jusqu'à 10 GHz [Vasil'ev 92] [Arakawa APL86]. L'intégration monolithique des deux fonctions apparaît comme une technique prometteuse réduisant les pertes induites par le couplage dans le cas d'un modulateur externe mais aussi améliorant les performances par une meilleure stabilité ainsi qu'une plus grande reproductibilité.

Afin de pouvoir regrouper les critères décrits précédemment (simplicité de mise en oeuvre, impulsions courtes et puissantes et taux de répétition ajustable), nous avons choisi une méthode de commutation de pertes active qui utilise la configuration bi-électrodes décrite au chapitre précédent. La grande électrode est alors alimentée en courant et l'électrode courte est modulée autour d'une tension inférieure à la tension de barrière interne. Nous sommes alors dans le cas d'un laser à modulateur de pertes intracavité : dans la section courte, l'application d'une tension faible, voire négative, entraîne une augmentation contrôlée des pertes dans cette région.

Le "Q-Switching" actif avec ce type de composant a été proposé par Arakawa [Arakawa APL86] pour des lasers à puits quantiques GaAs/AlGaAs. Il a ainsi obtenu des trains d'impulsions de 18.6 ps jusqu'à 3 GHz.

B. Etude théorique

Le "Q-Switching" est principalement dépendant du niveau d'inversion initiale et de la durée de vie des photons dans la cavité [Siegman Livre86].

Pour décrire son fonctionnement, il faut reprendre les équations d'évolution :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_s} - a(N - N_t)S \\ \frac{dS}{dt} &= a(N - N_t)S - \frac{S}{\tau_{ph}} + \beta N \end{aligned} \tag{4 (a,b)}$$

Nous supposons que, lors de la formation de l'impulsion, l'émission stimulée est prédominante, et que, par conséquent, l'émission spontanée est négligée.





L'origine du temps est prise au pied de l'impulsion avec une densité de porteurs N_i avec $N_i > N_{th} > N_{om}$ (N_{om} , densité à la transparence). Des équations (4) est alors déduite la relation suivante :

$$S(t) = N_i - N(t) - \left(\frac{1}{a\tau_{ph}} \right) \ln \left[\frac{(N_i - N_{om})}{(N(t) - N_{om})} \right] \quad (5)$$

Si l'on introduit le coefficient d'inversion r tel que :

$$r = a\tau_{ph}(N_i - N_{om}) \quad (6)$$

et le facteur d'efficacité d'extraction η qui correspond au rapport entre l'énergie contenue dans l'impulsion et le niveau d'inversion initial donné :

$$r = \frac{1}{\eta} \ln \left(\frac{1}{1 - \eta} \right) \quad (7)$$

La puissance crête est alors égale à :

$$P_c = \frac{(r - 1 - \ln r)}{\tau_{ph}} \quad (8)$$

et la largeur de l'impulsion :

$$\Delta\tau = \frac{r\eta}{r - 1 - \ln r} \tau_{ph} \quad (9)$$

De ces relations, il apparaît que, pour obtenir des impulsions puissantes et courtes, il est nécessaire d'avoir un fort niveau d'inversion et une faible durée de vie des photons.

Ces résultats nous montrent la nécessité d'utiliser des structures à multipuits quantiques présentant un fort gain différentiel et nous permettant d'atteindre d'importants niveaux d'inversion.



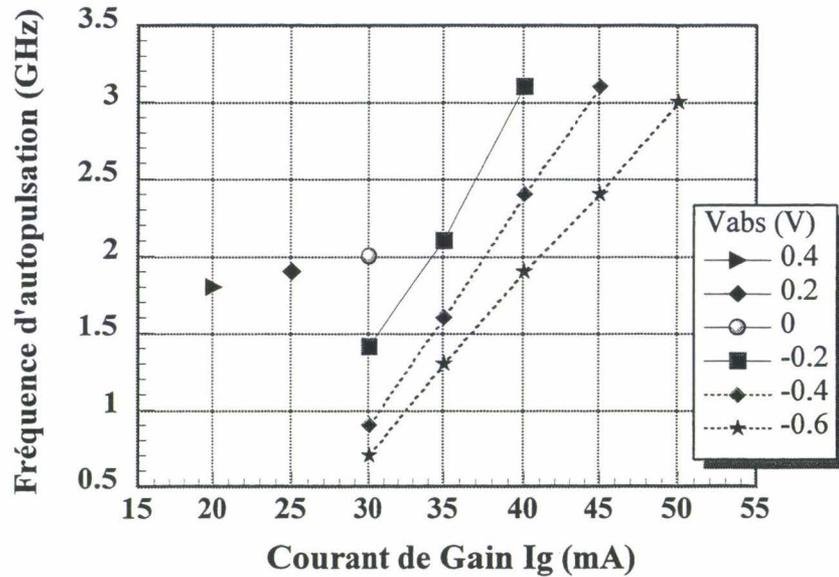


Figure 8 : Evolution de la fréquence d'autopulsation avec la valeur du courant continu appliqué sur la section de gain
Composant issu de la plaque MKL 505 (7 puits quantiques)

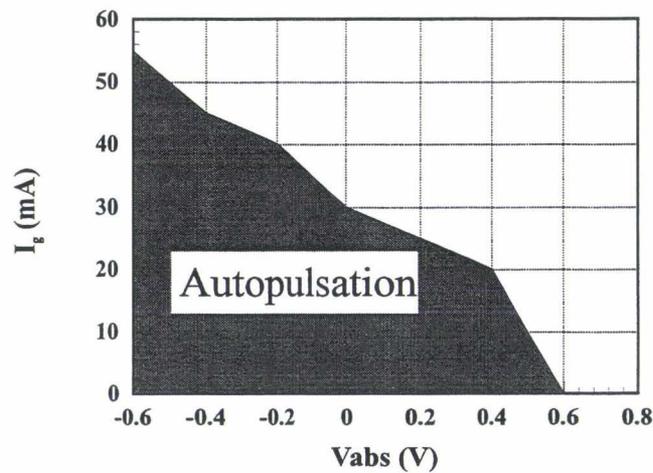


Figure 9 : Evolution de la valeur maximale de courant pour laquelle il y a autopulsation en fonction de la valeur de tension continue appliquée à la section de contrôle.
(Composant issu de la plaque MKL 745, 5 puits très dopés)

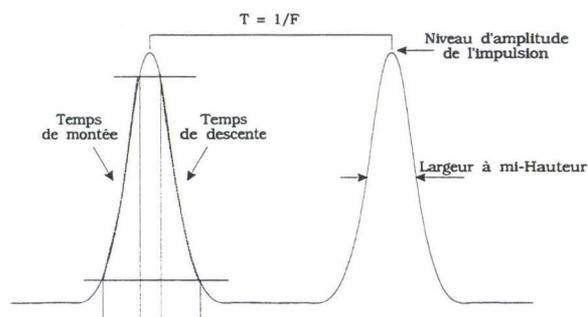


Figure 10 : Définition des paramètres décrivant un train d'impulsions



Au début de ce chapitre, nous avons parlé de la possibilité de commuter les pertes, soit activement, soit passivement. La commutation passive s'apparente à un phénomène appelé autopulsation.

C . L'autopulsation : bénéfique ou effet parasite ?

L'autopulsation est un phénomène caractéristique de la présence d'un absorbant saturable [Kawaguchi Livre94] . La présence de ce dernier entraîne, dans certaines conditions d'alimentation, une modulation de pertes auto-alimentée s'apparentant à la commutation de pertes passive. Pour le laser bi-électrode, l'autopulsation apparaît lorsque la tension sur l'absorbant devient faible.

Dans un laser à deux sections avec absorbant saturable, l'autopulsation apparaît si la durée de vie des porteurs dans la cavité absorbante est inférieure à celle dans la cavité de gain. [Kawaguchi APL84].

$$\tau_{\text{abs}} < \tau_{\text{g}} \Rightarrow \text{Autopulsation}$$

Or, le temps de recouvrement dans l'absorbant dépend de la valeur de la tension V_{abs} :

$$\text{Plus } V_{\text{abs}} \text{ est faible} \Rightarrow \text{plus } \tau_{\text{abs}} \text{ diminue}$$

ceci explique que l'autopulsation n'apparaisse qu'à partir d'un seuil de tension.

Nous avons pu observer sur nos composants qu'il est possible de régler la fréquence d'autopulsation en ne changeant que la valeur de courant, I_{g} , appliqué sur la section de gain (cf. Figure 8).

Il est également possible de régler la durée de vie dans la section de gain par la valeur du courant I_{g} . La présence ou non d'autopulsation est alors la résultante d'un compromis entre les valeurs de tension V_{abs} et de courant, I_{g} (cf. Figure 9).

Pour la commutation de pertes active que nous avons choisi d'utiliser, ce processus d'autopulsation est une gêne. En effet, il s'est avéré qu'en présence d'autopulsation, quelle que soit la fréquence de modulation du signal appliquée à l'absorbant, le train d'impulsions suit la fréquence d'autopulsation. Dans des conditions faisant apparaître une autopulsation de



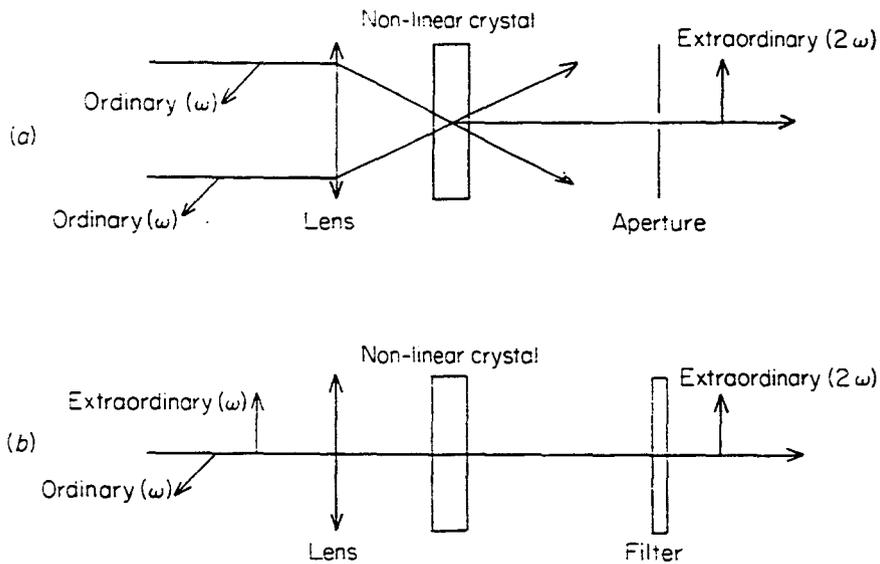


Figure 11 : Génération de seconde harmonique :
 (a) par mélange non colinéaire de deux ondes de même polarisation ordinaire
 (b) par mélange colinéaire de deux ondes polarisées ordinairement et extraordinairement.

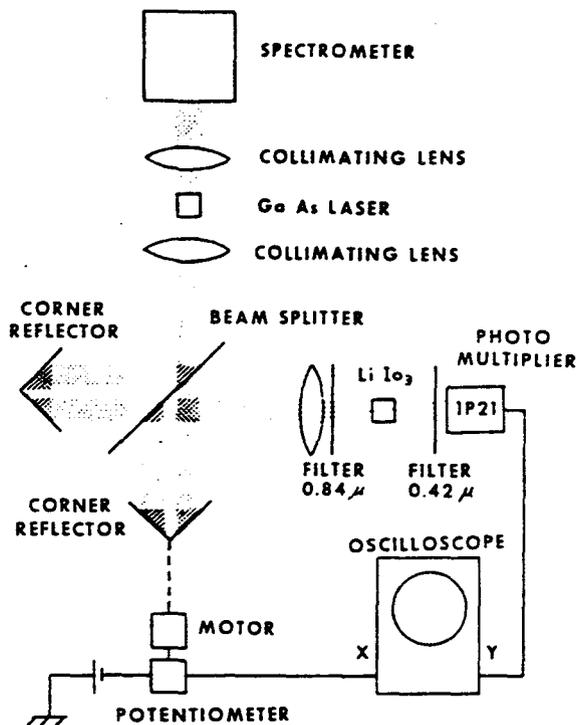


Figure 12 : Dispositif de mesure par autocorrélation utilisant une génération de seconde harmonique par mélange non colinéaire.



fréquence 2 GHz, une modulation de tension à 4, ou même 6 GHz entraîne la génération d'un train d'impulsions à 2 GHz.

IV .Méthodes de mesure d'un train d'impulsions

Un train d'impulsions peut-être décrit par un ensemble de caractéristiques ; ces grandeurs sont les suivantes (cf. Figure 10) :

- La fréquence, F , de répétition
- La largeur mesurée à mi-hauteur, F.W.H.M.
- Le temps de montée, mesuré entre 10% et 90% de l'amplitude de l'impulsion.
- Le temps de descente, mesuré aussi entre 10% et 90% de l'amplitude.
- L'amplitude correspondant à la puissance de l'impulsion.

Pour mesurer ces grandeurs, différentes techniques peuvent être développées, chacune avec ses avantages et ses limitations.

A . L'autocorrélation ou la génération de seconde harmonique

Le principe de cette méthode repose sur la génération de seconde harmonique qui peut être obtenue à partir d'un signal optique divisé en deux faisceaux, dont l'un subit un retard par rapport à l'autre ; ils sont ensuite mélangés dans un cristal non linéaire.

La génération de seconde harmonique peut-être obtenue de différentes manières, par mélange colinéaire ou non (cf. Figure 11). Le mélange non colinéaire a pour avantage de s'affranchir des interférences pouvant provenir de la seconde harmonique générée par le laser lui-même.

Un exemple de dispositif de mélange non colinéaire est donné Figure 12. Le faisceau laser est divisé en deux. Le premier est réfléchi dans un miroir coin cube fixe, alors que pour le second, le miroir est mobile. Les deux faisceaux passent ensuite dans une lentille qui les fait converger dans un cristal non linéaire. La seconde harmonique issue du cristal est alors





détectée via un photomultiplicateur lui-même connecté à un oscilloscope. Le résultat observé sur l'oscilloscope correspond alors à l'intensité de la seconde harmonique en fonction du déplacement du miroir.

L'intensité de la seconde harmonique est la résultante d'un moyennage sur une longue durée du produit de corrélation de l'impulsion $I(t)$ par son image décalée dans le temps $I(t + T)$, soit :

$$G(T) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t).I(t + T).dt \quad (10)$$

En fait, l'intensité de la seconde harmonique provient de la superposition des deux impulsions telle qu'elle est maximale quand $T = 0$ et est minimale quand $|T| > \Delta\tau$ la largeur de cette impulsion.

Pour cette application, le cristal utilisé doit posséder une susceptibilité non linéaire de second ordre suffisamment élevée. Le plus couramment utilisé est le Niobate de Lithium.

Pour que l'interaction entre les faisceaux incidents soit effective, il est nécessaire qu'il puisse y avoir transfert entre les énergies et les moments des photons les constituant et ceux de la seconde harmonique, soit :

$$\hbar\omega_2 = 2\hbar\omega_1 ; \hbar k_2 = 2\hbar k_1$$

Les indices 1 et 2 représentent respectivement les faisceaux incidents et la seconde harmonique, w est la pulsation, k est le moment.

Cette relation implique que les vitesses de phase, $\frac{w}{k}$, soient égales.

Cette condition est connue sous le nom d'accord de phase (« phase-matching ») [Yariv and Yeh 84].



Calcul des indices du niobate de lithium et de l'angle d'accord de phases

$$i := 00..100$$

$$\lambda_i := \frac{i}{1000} \cdot 1 +$$

Angle d'incidence des faisceaux non colinéaires :

$$\Phi := 3\text{-deg}$$

$$\cos(\Phi) = 0.999$$

Formules de Sellmeier :

$$no1_i := \sqrt{4.9048 - \frac{0.11768}{0.04750 - (\lambda_i)^2} - 0.027169(\lambda_i)^2}$$

$$ne2_i := \sqrt{4.582 - \frac{0.099169}{0.044432 - (\frac{\lambda_i}{2})^2} - 0.021950\left(\frac{\lambda_i}{2}\right)^2}$$

$$ne1_i := \sqrt{4.582 - \frac{0.099169}{0.044432 - (\lambda_i)^2} - 0.021950(\lambda_i)^2}$$

$$no2_i := \sqrt{4.9048 - \frac{0.11768}{0.04750 - (\frac{\lambda_i}{2})^2} - 0.027169\left(\frac{\lambda_i}{2}\right)^2}$$

Angle d'accord de phases :

Faisceaux non colinéaires :

$$\theta_{m_i} := \arcsin \left[\frac{\left(no1_i \cdot \cos(\Phi) \right)^{-2} - \left(no2_i \right)^{-2}}{\left(ne2_i \right)^{-2} - \left(no2_i \right)^{-2}} \right] \cdot \frac{36}{2 \cdot \pi}$$

Faisceaux Colinéaires :

$$\theta_{cm_i} := \arcsin \left[\frac{\left(no1_i \right)^{-2} - \left(no2_i \right)^{-2}}{\left(ne2_i \right)^{-2} - \left(no2_i \right)^{-2}} \right] \cdot \frac{36}{2 \cdot \pi}$$

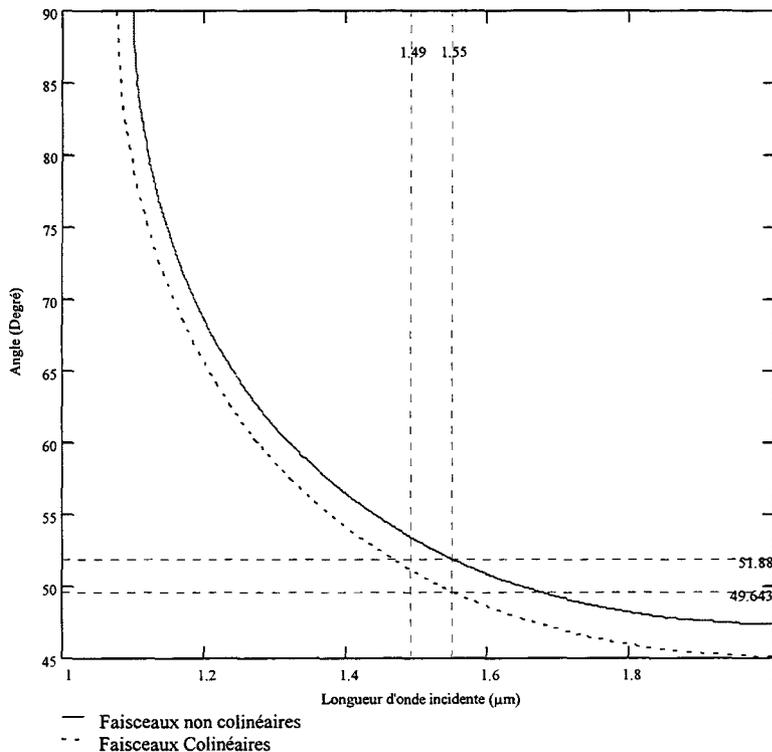


Figure 13 : Formules et résultats pour la détermination des indices du Niobate de Lithium.



1) L'accord de phase

La seconde harmonique est générée grâce à un cristal non-linéaire qui a pour particularité d'être biréfringent et donc possède des indices de réfraction différents selon la polarisation de la lumière incidente.

La polarisation est définie par rapport à l'axe optique du cristal. En effet, si la polarisation de la lumière est perpendiculaire au plan contenant l'axe optique et le vecteur k de propagation, elle est dite ordinaire, l'indice est noté n_o . Si elle est parallèle, elle est dite extraordinaire, l'indice est noté $n_e(\theta)$, sa valeur est fonction de l'angle, θ , avec l'axe optique par la relation :

$$\frac{1}{n_e(\theta)^2} = \frac{\sin^2 \theta}{\bar{n}_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \quad (11)$$

\bar{n}_e^2 est la valeur principale de l'indice de réfraction extraordinaire avec :

$$n_e(90^\circ) = \bar{n}_e; n_e(0^\circ) = n_o$$

L'accord de phase est alors obtenu par réglage de l'angle θ de manière à obtenir la condition $\Delta k = 0$ explicitée plus haut.

Si l'on considère le cas de faisceaux incidents de mêmes polarisations et si l'on choisit une lumière incidente polarisée ordinairement avec la seconde harmonique polarisée extraordinairement, la condition d'accord de phase est alors donnée par :

$$n_e(2w, \theta) = n_o(w) \quad w : \text{Fréquence de l'onde incidente}$$

soit

$$\frac{1}{n_o(w)^2} = \frac{\sin^2(\theta)}{\bar{n}_e(2w)^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{n_o(2w)^2} \quad (12)$$

d'où l'angle d'accord de phase donné par :



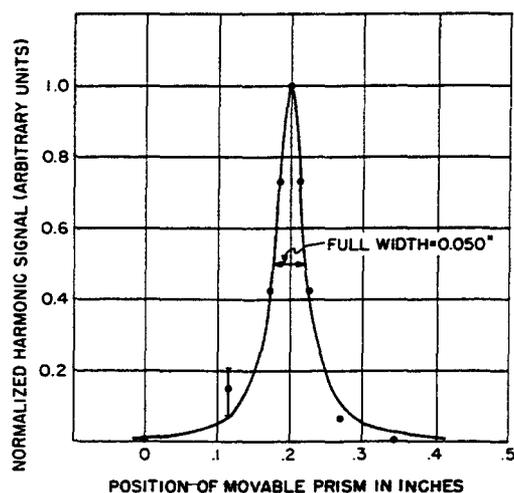


Figure 14 : Exemple de trace obtenu par mesure d'autocorrélation sur un train d'impulsion

Forme supposée de l'impulsion	dt/dT	dt/a
Carrée	1	1
$\text{sech}^2(t/a)$	0,648	1,76
Gaussienne, $\exp[-(t/a)^2]$	0,707	1,66
Lorentzienne, $a^2/(a^2+t^2)$	0,500	2
exponentielle à un côté, $\exp[-(t/a)]$ pour $t > 0$, 0 si $t < 0$	0,500	0,69

Tableau 2 : Table donnant les facteurs multiplicatifs nécessaire à la détermination de la largeur de l'impulsion pour différentes formes possibles. dT est la largeur de la trace d'autocorrélation, dt est la largeur de l'impulsion.



$$\sin^2(\theta) = \frac{\frac{1}{n_{o(w)}} - \frac{1}{n_o(2w)^2}}{\frac{1}{\bar{n}_e(2w)^2} - \frac{1}{n_o(2w)^2}} \quad (13)$$

Le calcul de cet angle suppose que l'on connaisse les indices de réfraction du cristal.

2) Indices de réfraction

Ces indices vont dépendre du cristal utilisé. Considérons le cas du Niobate de Lithium. Ses indices peuvent être calculés grâce aux formules de Sellmeier [Smith OC76], cf. feuille de calculs, Figure 13.

L'angle d'accord de phase peut alors être calculé en fonction de la longueur d'onde incidente et ce, pour des faisceaux colinéaires et non colinéaires (cf. feuille de calculs, Figure 13).

D'un point de vue pratique, l'angle d'accord de phase étant connu, il est préférable d'utiliser un cristal découpé de manière à pouvoir obtenir l'accord avec une lumière incidente perpendiculaire à la face d'entrée. Cela laisse ainsi un ajustement possible de l'angle.

3) Interprétation de la fonction d'autocorrélation

La fonction d'autocorrélation est donnée par l'expression (10). Si l'on considère un intervalle de temps très long devant la durée d'impulsion, le résultat pourra être écrit sous la forme [Curtis IJE86] :

$$G_2(T) = \frac{\langle I(t).I(t+T) \rangle}{\langle I^2(t) \rangle} \quad (14)$$

$\langle \rangle$ indique le moyennage dans le temps.

Un exemple de trace résultante est donnée Figure 14. La forme est symétrique ; elle donne l'intensité de la seconde harmonique en fonction de la distance de balayage du prisme



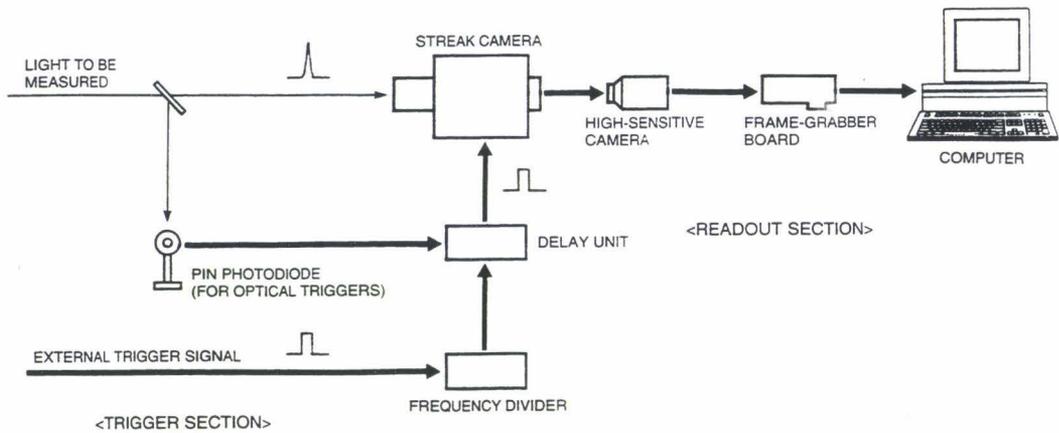


Figure 15 : Configuration du système de base pour une mesure à l'aide d'une caméra à balayage de fentes

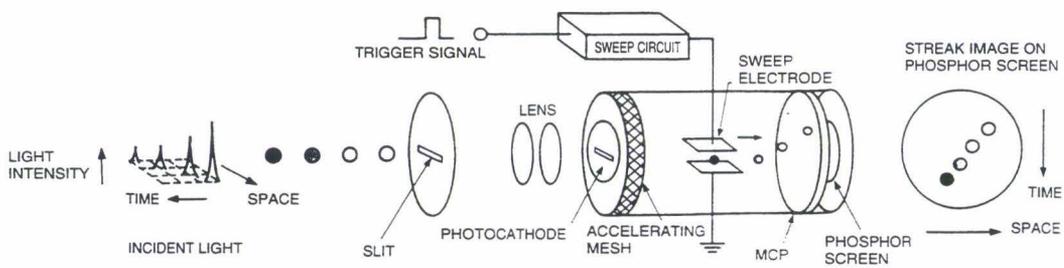


Figure 16 : Principe de fonctionnement de la caméra à balayage de fente



mobile. Il est alors possible de remonter à la durée de l'impulsion par la relation [Armstrong 67] :

$$\Delta\tau = 2 \frac{(\Delta l)_{FWHM}}{c.k}$$

$(\Delta l)_{FWHM}$ est la longueur à mi-hauteur de la trace mesurée

c : vitesse de la lumière

k : paramètre dépendant de la forme supposée de l'impulsion originale

En effet, la méthode d'autocorrélation ne donne pas directement la forme de l'impulsion. Il est nécessaire d'utiliser d'autres techniques pour avoir la forme exacte. Connaissant la fonction décrivant l'impulsion, il est possible d'obtenir k et donc la largeur de l'impulsion. Les paramètres $k = \frac{dt}{dT}$ sont donnés dans le Tableau 2 [Curtis IJE86], pour différentes fonctions.

Si l'on considère le cas de la Figure 14 ($FWHM = 0.13$ cm) et que l'on suppose une impulsion de forme sech^2 ($k = 1.76$), l'impulsion a une largeur $\Delta\tau = 4.9$ ps.

Cette méthode est, à notre connaissance, la plus efficace pour mesurer des impulsions très courtes (< 5 ps) indépendamment du taux de répétition. Cependant elle ne permet pas d'extraire de manière simple la forme de l'impulsion, ni le taux de répétition.

B. La caméra à balayage de fentes

Le dispositif de mesure associé est très simple (cf. Figure 15) ; il est basé sur l'utilisation d'une caméra à balayage de fentes qui permet une mesure temporelle de l'impulsion.

- La caméra (Streak Camera)

Le principe de la caméra à balayage de fente est représenté Figure 16.





Dans le cas représenté, quatre impulsions, différentes spatialement, temporellement et avec des intensités variées, sont injectées dans une fente. A l'aide d'une optique, une image est formée sur une photocathode, chaque impulsion est alors convertie en un nombre d'électrons proportionnel à l'intensité lumineuse. Ces électrons sont ensuite accélérés et projetés sur un écran phosphore. Pour être accélérés, les électrons passent entre deux électrodes soumises à une forte tension. Cette tension est balayée au rythme de la lumière incidente, ce qui provoque le balayage des électrons de haut en bas de l'écran. Les électrons arrivent sur un multiplicateur, puis sur l'écran à phosphore. Sur l'écran, la verticale représente alors le temps, et l'horizontale donne le décalage dans l'espace, l'intensité lumineuse de chaque impulsion étant proportionnelle à la brillance sur l'écran.

Un tel dispositif permet de résoudre des impulsions très courtes (< 5 ps) à fréquence moyenne (1 - 2 GHz). La limitation de ce dispositif réside dans la résolution de train d'impulsions à fréquences plus élevées, car une complexification du dispositif est alors nécessaire par le biais d'une synchronisation avec le signal incident.

Ne disposant pas de ce type d'appareil au laboratoire, nous n'avons pas utilisé directement cette technique pour mesurer nos trains d'impulsions. Toutefois, quelques composants ont été envoyés à l'Université de Marbourg (Allemagne) dans le cadre d'un contrat européen (RACE - Welcome). La fréquence de travail est de 0.9 GHz. Les mesures ainsi obtenues ont été utilisées afin de valider nos résultats et de mettre au point la méthode de déconvolution des résultats obtenus avec notre banc de mesure temporelle.

C . La mesure temporelle : l'oscilloscope à échantillonnage

Ainsi que nous l'avons précisé au début de ce chapitre, les trains d'impulsions recherchées devaient avoir des durées faibles, de fortes puissances et des taux de répétition ajustables sur un domaine de plusieurs GigaHertz. La fréquence dans ce domaine devant pouvoir être mesurée, l'utilisation de l'autocorrélation et de la caméra à balayage de fente ne pouvait être satisfaisante. Aussi avons-nous choisi un dispositif de mesure temporelle composé d'une photodiode rapide pour la détection des trains d'impulsions, et d'un oscilloscope à échantillonnage pour leur analyse.



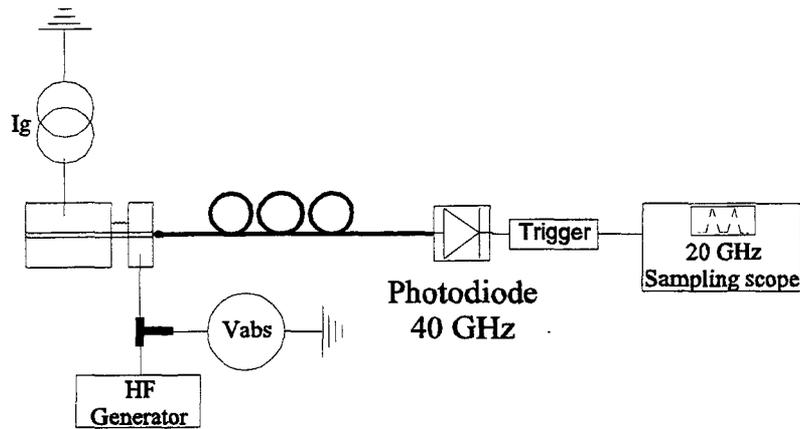


Figure 17 : Banc de mesure temporelle avec oscilloscope à échantillonnage

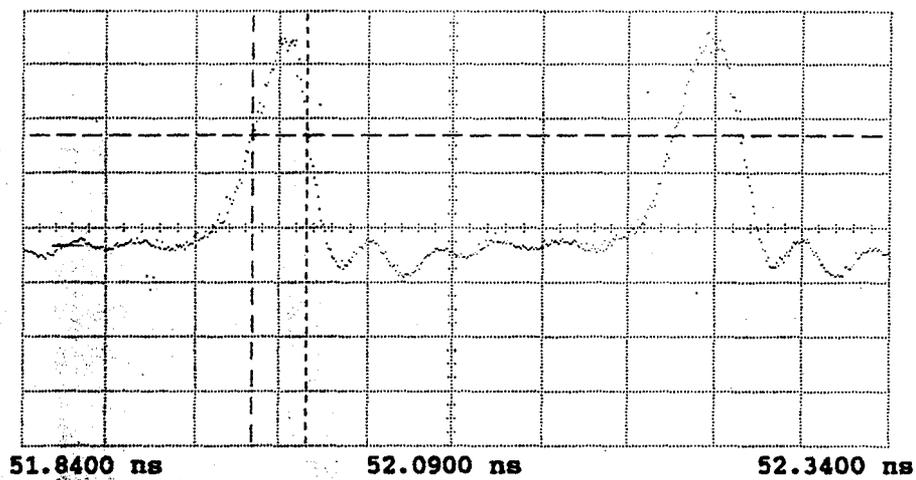


Figure 18 : Exemple de résultat brut obtenu sur l'écran de l'oscilloscope à échantillonnage

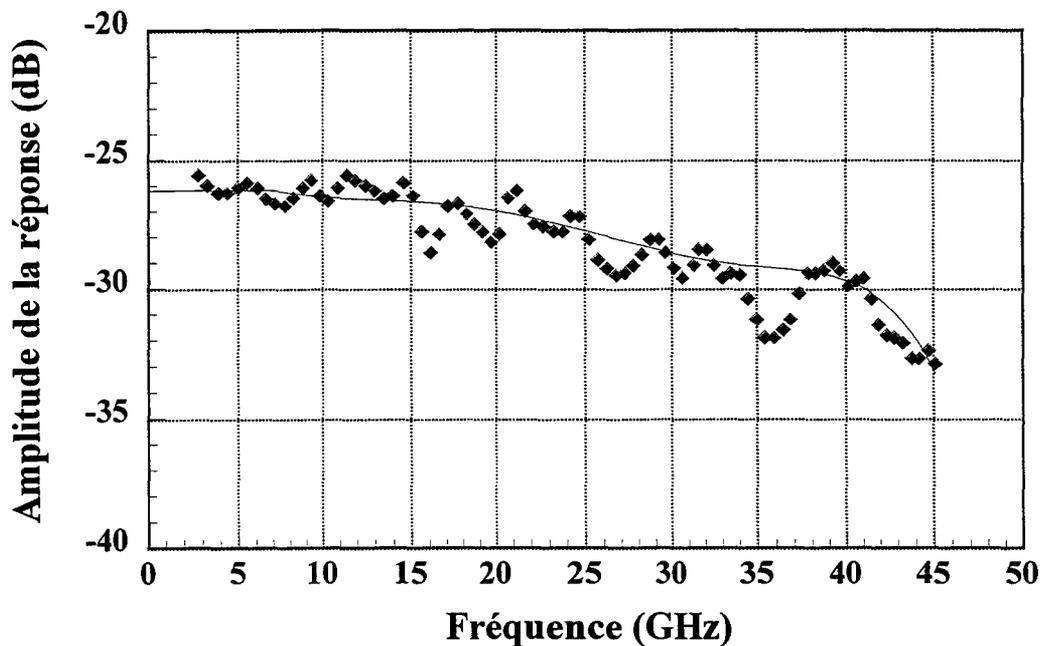


Figure 19 : Réponse en fréquence de la photodiode guide HQT 7/B. $F_c \approx 40$ GHz



1) *Description du banc*

Le banc de mesure est représenté Figure 17. L'émission du laser est couplée dans une fibre monomode elle-même reliée à une photodiode rapide. Le signal électrique fourni par la photodiode est alors échantillonné, puis visualisé sur un oscilloscope. La réponse donne alors directement le train d'impulsions sur un échantillon de temps permettant ainsi de visualiser la forme des impulsions, leur durée, leur taux de répétition et, avec une calibration préalable, leur intensité. Un exemple de résultat brut est représenté Figure 18.

Pour ce type de banc, la qualité et la résolution des mesures obtenues dépend de chacun des éléments. Ceci nous a conduit à considérer précisément les limites de chaque élément afin de pouvoir en extraire des résultats corrects.

2) *Limitations du banc de mesure*

a) La photodiode

Dans un premier temps, nous avons utilisé une photodiode commerciale de type "New Focus" dont la bande passante est de 40 GHz ; cette valeur correspond à un temps de montée limite d'environ 9 ps. Cependant, en raison de son faible rendement quantique (0,25 A/W), il faut lui associer un amplificateur qui lui est limité à 18 GHz (soit ≈ 19 ps de temps de montée).

Dans un second temps, nous avons pu utiliser une photodiode guide fabriquée au sein du laboratoire [Renaud NOC96]. Sa bande a été mesurée à 40 GHz (cf. Figure 19), soit également 9 ps de temps de montée limite. Par contre, son rendement, couplage inclus, étant bien supérieur (0.7 A/W), son utilisation directe, sans amplificateur, a été rendue possible.

b) L'oscilloscope et la tête d'échantillonnage

La tête d'échantillonnage est une tête Hewlett Packard à 18 GHz donnée pour un temps de montée limite à 17.5 ps.

L'oscilloscope n'intervient pas sur la précision de la mesure, mais uniquement pour son analyse. L'échelle d'affichage peut être dilatée jusqu'à nous permettre de résoudre des



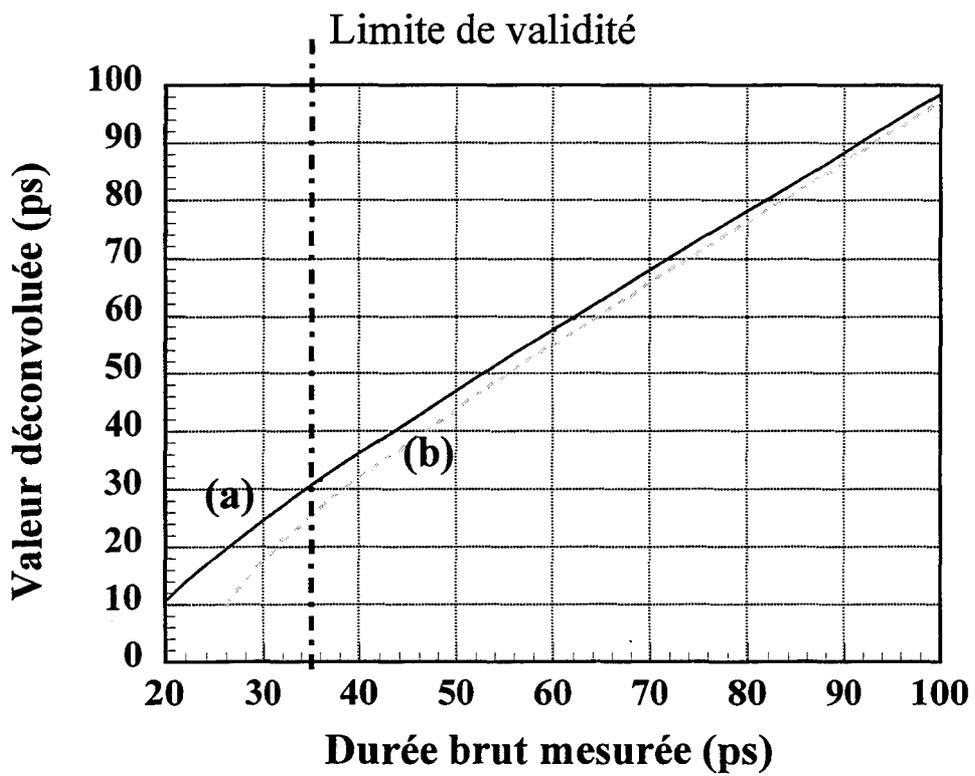


Figure 20 : Courbe donnant le résultat du calcul de déconvolution en fonction du temps mesuré dans les cas d'un banc avec (b) et sans amplificateur (a)



impulsions très courtes (< 10 ps) ce qui ne constitue donc pas, dans un premier temps, une limitation importante pour notre application.

En conclusion, il apparaît que la limitation majeure provient de la tête d'échantillonnage et de l'amplificateur, le cas échéant. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'influence de ces limitations sur les mesures. Ainsi nous avons dû utiliser une méthode de déconvolution nous permettant d'obtenir, à partir des mesures brutes, la largeur réelle des impulsions générées.

c) La déconvolution

Si l'on suppose que la réponse des appareils limitatifs, c'est à dire la tête d'échantillonnage ou l'amplificateur, soit de forme gaussienne, nous pouvons alors approximer la réponse totale du système par :

$$\sigma_s = \sqrt{\sum \sigma_i^2} \quad (15)$$

σ_i = temps de réponse de chaque élément.

Pour notre banc de mesure, la largeur réelle de l'impulsion sera donnée par :

$$\sigma_{imp} = \sqrt{\sigma_s^2 - (\sigma_A^2 + \sigma_T^2)} \quad (16)$$

σ_A = amplificateur

σ_{imp} = impulsion

σ_T = tête d'échantillonnage

Les courbes de correspondance [durée d'impulsion - temps brut mesuré] sont données Figure 20, dans les deux cas possibles (avec ou sans amplificateur). Il apparaît que les résultats après déconvolution peuvent être considérés comme réalistes pour des largeurs mesurées supérieures à 30 ps, soit des impulsions réelles de l'ordre de 24 ps.



	Conditions	Mesure brute oscilloscope	Mesure déconvoluée	Mesure caméra à balayage de fentes	Δ
15 dBm	-0.5 V -70 mA	41	33	26	9
1 GHz	0.1 V 80 mA	45	37	29	8
	-0.5 V -120 mA	39	30	26	6

Tableau 3 : Tableau comparatif des résultats obtenus par oscilloscope à échantillonnage avant et après déconvolution et par Caméra à balayage de fentes sur les mêmes composants

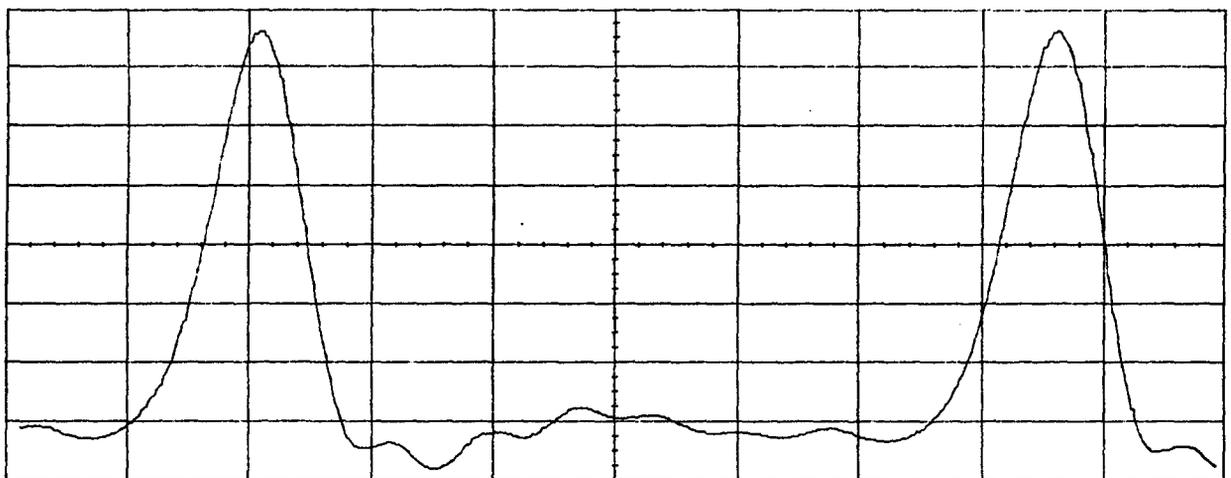


Figure 21 : Train d'impulsion présentant à sa base des oscillations provoquées par le détecteur (échelle horizontale 50 ps/div).

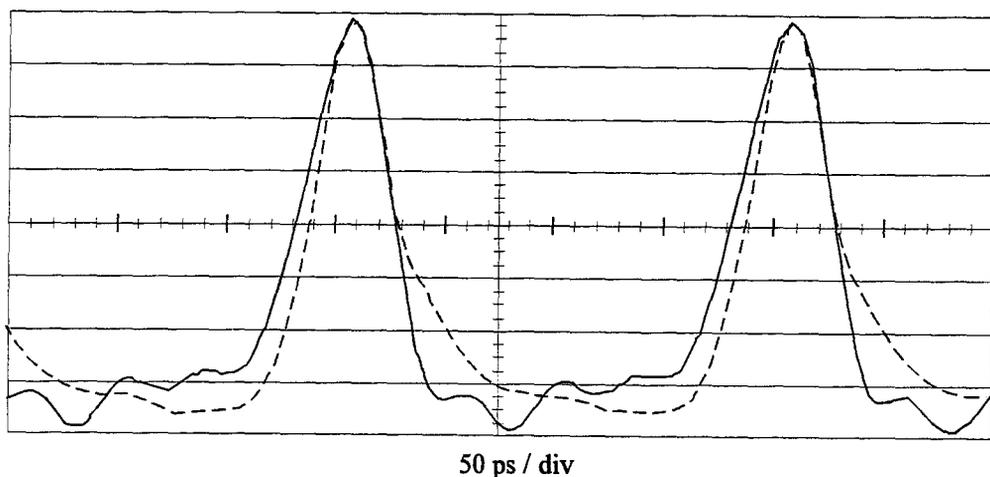


Figure 22 : Résultat comparatif de mesures obtenues avec la photodiode NewFocus 40 GHz (trait continu) et notre HQT 7/B 40 GHz (trait discontinu) pour un même train d'impulsions généré par un même composant.



Afin de vérifier nos hypothèses, des mesures comparatives ont été réalisées à la fois sur notre banc et à la caméra de balayage de fente.

Il est apparu que notre déconvolution était pessimiste et qu'une correction supplémentaire était à apporter (cf. Tableau 3). La différence observée semblerait provenir de la calibration de la photodiode faite pour une puissance continue de 1 mW mais utilisée à des puissances plus importantes (> 5 mW).

Nous avons évalué qu'une correction supplémentaire de 5 ps était réaliste, pour des résultats bruts inférieurs à 50 ps.

Ainsi, pour une mesure $\Delta\tau_S < 50$ ps, la largeur de l'impulsion est donnée par :

$$\Delta\tau_{\text{imp}} = \left[\sqrt{\Delta\tau_S^2 - (\Delta\tau_A^2 + \Delta\tau_T^2)} \right] - 5\text{ps} \quad (17)$$

avec pour limite de validité des largeurs à mi-hauteur résultantes de 25 ps.

La mesure temporelle par oscilloscope à échantillonnage permet donc de déterminer des impulsions de 25 ps, soit environ 40 ps de mesure brute, ce qui nous donne une fréquence de répétition limite de l'ordre de 12 GHz.

3) *Forme de l'impulsion*

Dans différents travaux [Brun Thèse94], il a été montré que le détecteur était à l'origine d'oscillations amorties en fin d'impulsion (cf. Figure 21). Ces oscillations apparaissent lorsque de fortes puissances continues sont appliquées sur le détecteur.

Pour des niveaux de puissance plus faibles, les oscillations disparaissent, mais des « traînées » à la base des impulsions persistent. Aussi, pour déterminer la provenance (source ou détecteur), nous avons effectué des mesures d'un train d'impulsions avec les deux photodiodes à notre disposition, le résultat est donné à la Figure 22. La superposition de ces deux résultats nous montre les caractéristiques particulières de chaque photodiode. Alors que la photodiode "New Focus" limite le temps de montée de l'impulsion, la HQT présente une



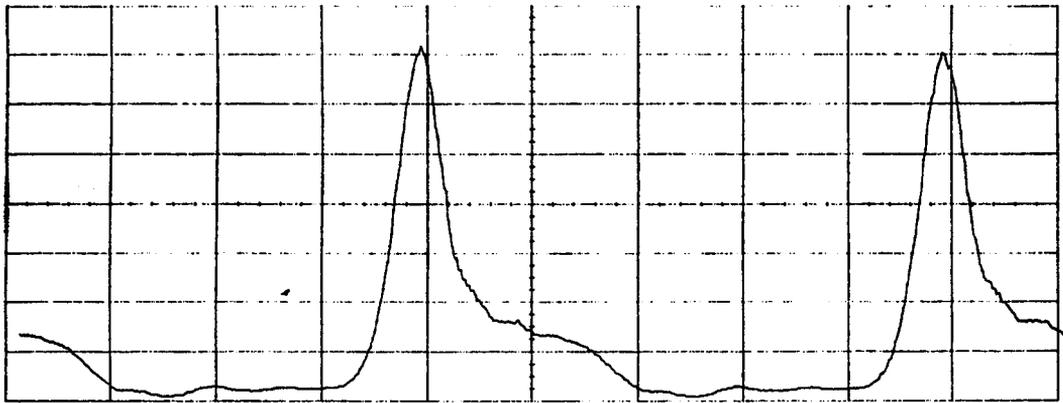


Figure 23 : Train d'impulsion à 1 GHz présentant une forme d'impulsion non symétrique provenant d'une persistance de l'émission stimulée en fin d'impulsion (échelle horizontale 100 ps/div)

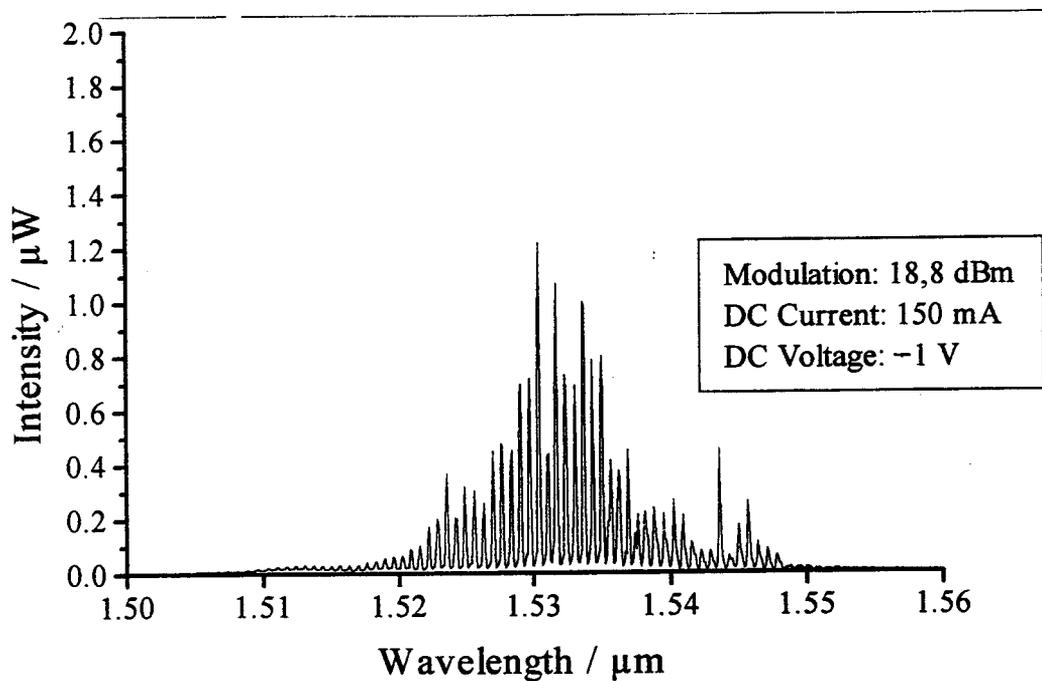


Figure 24 : Spectre optique d'émission d'un laser de type Pérot-Fabry en cours d'émission d'impulsions



"traîne" résiduelle à la base de la partie descendante. Par contre l'impulsion, apparaissant par l'intersection des surfaces de ces deux réponses, présente un profil symétrique.

Cependant, certains profils non symétriques ont pour origine la source elle-même. Ils apparaissent à faible taux de répétition (< 2 GHz) et pour de fortes puissances continues. En effet, dans ces conditions, une importante traîne peut apparaître (cf. Figure 23) ; elle résulte du fait qu'après l'impulsion, l'absorption reste pendant un temps suffisamment faible pour que l'émission laser persiste. Toutefois, ainsi que nous le verrons plus loin, il est possible de s'affranchir de cette dissymétrie par une augmentation du niveau d'absorption moyen, ce qui est obtenu par une diminution de la tension continue appliquée sur l'électrode modulée.

Les principales caractéristiques temporelles du train d'impulsion pouvant être déterminées, il est ensuite nécessaire d'analyser le comportement spectral.

D. La mesure de largeur spectrale

Afin de pouvoir déterminer le produit $\delta\nu \cdot \delta\tau$, représentatif d'une impulsion solitonique ou non, il est nécessaire de déterminer la largeur du spectre d'émission du laser et ce, en régime de génération d'impulsions. A cette fin, il est possible d'utiliser un analyseur de spectre optique. En effet, sachant que la fréquence d'une onde est donnée par $\nu = \frac{c}{\lambda}$, il est simple d'en déduire la largeur spectrale :

$$|\delta\nu| = c \frac{\delta\lambda}{\lambda^2} \quad (18)$$

Ainsi grâce à une mesure de la largeur du spectre optique d'émission du laser soumis à la modulation, il est possible d'extraire la largeur du spectre hyperfréquence, $\delta\nu$.

Cette mesure ne nécessite donc qu'un analyseur de spectre optique.

Nous avons donc évalué l'influence, sur cette grandeur, de certains paramètres tels que le courant I_g , et la tension V_{abs} . Ces mesures ont été effectuées sur des lasers de type D.F.B. puisque le spectre d'émission d'un laser Pérot-Fabry est naturellement très large (cf. Figure 24)



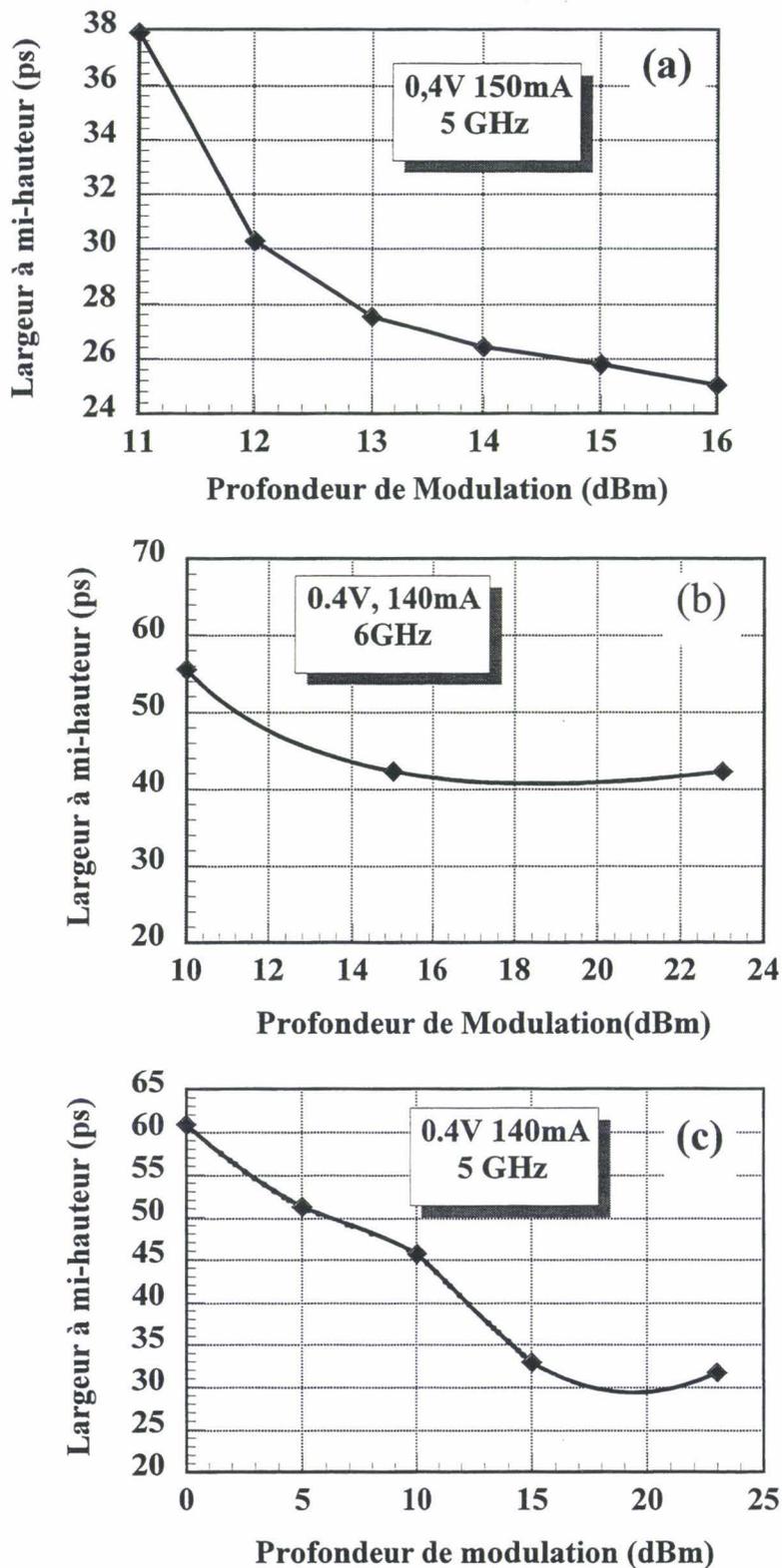


Figure 25 : Influence de la profondeur de modulation sur la largeur à mi-hauteur d'une impulsion

- (a) Plaque 5 puits dopés ($L_g=400 \mu\text{m}$, $L_{\text{abs}}=30\mu\text{m}$),
- (b) Plaque 3 puits contraints ($L_g=800 \mu\text{m}$, $L_{\text{abs}}=20\mu\text{m}$),
- (c) Plaque 5 puits ($L_g=400 \mu\text{m}$, $L_{\text{abs}}=20\mu\text{m}$).



V .Résultats expérimentaux

Rappelons que le but de cette étude est la génération de trains d'impulsions courtes, puissantes, à des taux de répétition ajustables sur un grand domaine de fréquences, de plus, la source doit pouvoir être intégrée dans un système de transmission.

Pour parvenir à cet objectif, nous avons, dans un premier temps, cherché à générer simultanément des impulsions courtes et hautes fréquences ; ceci nous a conduit à étudier les divers paramètres pouvant influencer sur la largeur des impulsions et le taux maximum de répétition (tension V_{abs} , courant I_g , profondeur de modulation, caractéristiques intrinsèques de la structure...). Puis, à partir de ces résultats, des sources D.F.B. monofréquences présentant des largeurs spectrales plus faibles ont été développées et analysées.

A . Générations d'impulsions courtes à hautes fréquences : lasers Pérot-Fabry

Les principaux paramètres étudiés sont de deux ordres :

- fonctionnels : ce sont les conditions de fonctionnement, en particulier la tension V_{abs} , la profondeur de modulation et le courant continu I_g .
- intrinsèques : les études théoriques sur la commutation de pertes, présentées au paragraphe III, ont montré l'intérêt majeur d'optimiser le gain différentiel et les pertes internes de propagation.
- géométriques : principalement les longueurs des différentes électrodes.

1) *Influence des paramètres de fonctionnement*

a) La profondeur de modulation : m

Ce paramètre influe sur l'amplitude du signal de modulation appliqué sur la section de contrôle (si $m=20$ dBm, $\Delta V_{cc} \approx 6$ V) et sur la fenêtre de temps pendant laquelle le laser émet son impulsion.

L'étude a porté sur l'évolution de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion en fonction de m et ce, pour diverses conditions et structures de composants (cf. Figure 25)



m (dBm)	V _{cc} (V)	
	50 Ohm	100 Ohm
23	8.93	12.63
15	3.56	5.03
10	2.00	2.83
0	0.63	0.89
-10	0.20	0.28

Tableau 4 : Equivalence m (dBm) - V_{cc} (V)

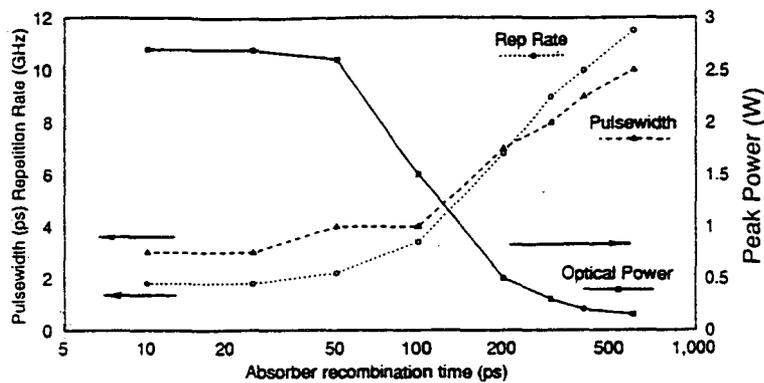


Figure 26 : Durée d'impulsion en fonction du temps de recombinaison dans la section absorbante [Vasil'ev JQE93]

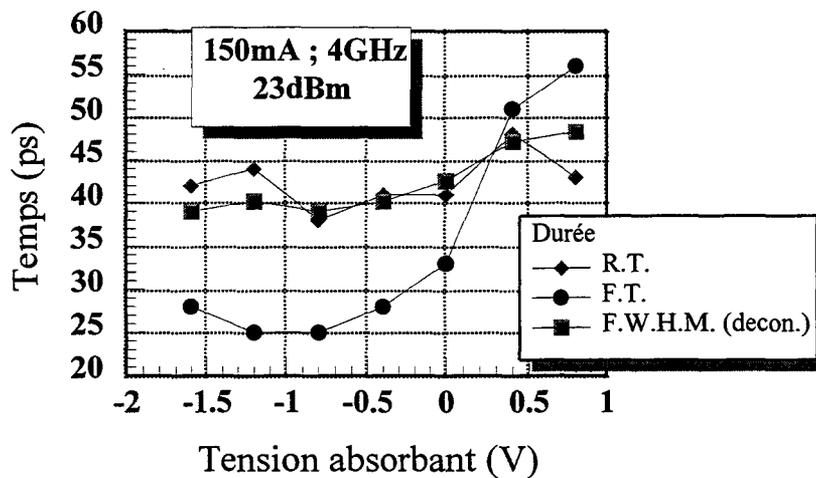
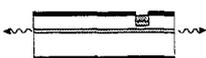


Figure 27 : Influence de la tension V_{abs} sur les temps de montée et de descente d'une impulsion. Mesures faites sur un composant issu de la plaque MKL 1176 (3 puits contraints) et MKL 745 (5 puits dopés).



Dans tous les cas, plus la profondeur de modulation est importante, plus l'impulsion est courte.

L'évolution est toutefois de forme exponentielle, et l'amélioration apportée devient moins importante dès lors que la profondeur de modulation atteint +15dBm.

Dans la plupart des expérimentations, nous avons donc utilisé la profondeur maximale délivrée par le synthétiseur, soit +23 dBm. Cependant, pour les composants dont la section modulée est très courte ($<40 \mu\text{m}$), donc plus fragile, la profondeur a été réduite ($\sim +15 \text{ dBm}$).

Le Tableau 4 rappelle quelques équivalences entre profondeur de modulation et tension crête- crête, ce pour des résistances d'accès de $R = 50 \Omega$ et $R = 100\Omega$. Il est alors plus aisé de comprendre la nécessité de diminuer la profondeur de modulation dans certains cas. En effet, alors qu'une profondeur de 23dBm sur 100Ω à $V_{\text{abs}}=0\text{V}$ fait passer la jonction de -6.3V à $+6.3\text{V}$, à 15dBm elle ne subit qu'une modulation allant de -2.5V à 2.5V .

Toutefois la limite inférieure atteinte par cette modulation dépend aussi de la valeur de la tension continue appliquée. Ce paramètre joue un rôle important voire primordial dans la commutation de pertes par modulation d'absorption.

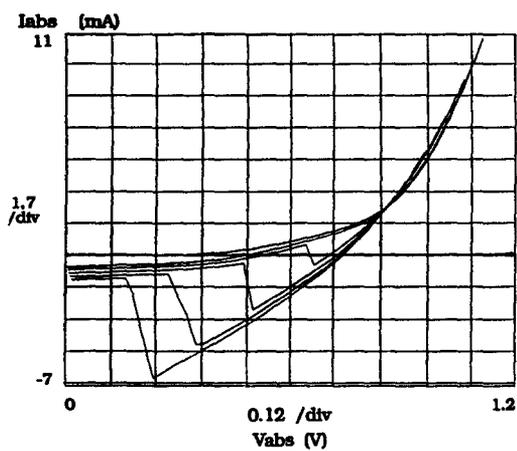
b) La tension continue sur l'électrode modulée : V_{abs}

La tension continue, V_{abs} , influe sur l'absorption dans la section modulée et la durée des impulsions dépend grandement de la vitesse de recouvrement de l'absorbant [Siegman Livre86]. Or, cette vitesse est fonction de la tension appliquée à la section absorbante [Vasil'ev JQE93]. Plus cette tension est basse, plus le temps de recouvrement est faible, et enfin, plus les impulsions sont courtes. (Cf. Figure 26) [Vasil'ev JQE93]).

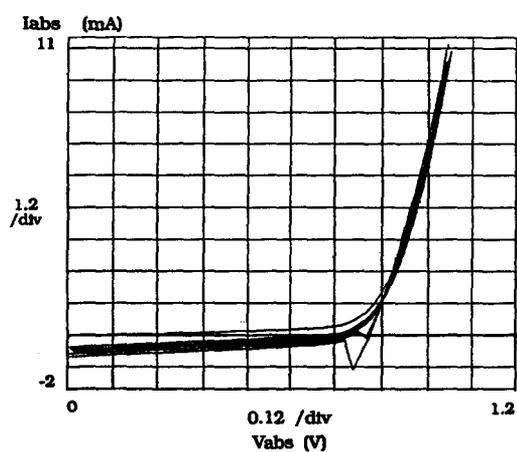
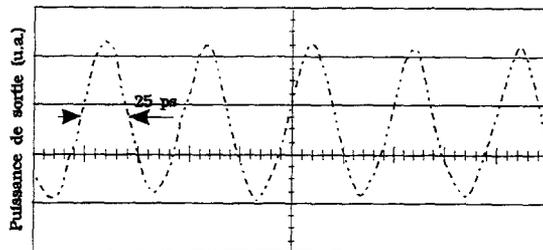
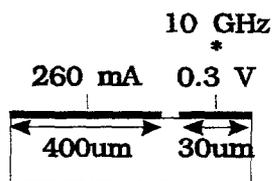
Le temps de recouvrement agit pendant la phase de retour à l'état absorbant. Durant l'impulsion, c'est donc le temps de descente qui est modifié. La Figure 27 illustre cette influence de la tension continue sur les temps de montée et de descente. Le temps de montée change très faiblement alors que le temps de descente varie très fortement.

L'application d'une tension faible, voire négative, sur l'électrode modulée est donc extrêmement importante.

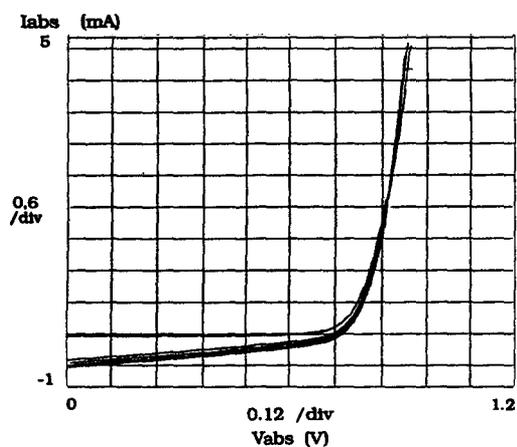
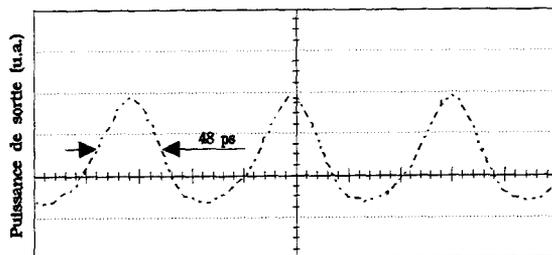
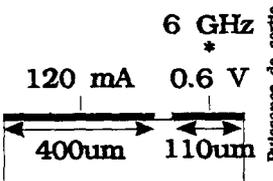




- Ig =
- 1 - 0 mA
 - 2 - 20 mA
 - 3 - 40 mA
 - 4 - 60 mA
 - 5 - 80 mA
 - 6 - 100 mA



- Ig =
- 1 - 0 mA
 - 2 - 20 mA
 - 3 - 40 mA
 - 4 - 60 mA
 - 5 - 80 mA
 - 6 - 100 mA



- Ig =
- 1 - 0 mA
 - 2 - 20 mA
 - 3 - 40 mA
 - 4 - 60 mA
 - 5 - 80 mA
 - 6 - 100 mA

Pas d'impulsion !

Figure 28 : Correspondance des Courbes Courant-Tension : $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$ et des train d'impulsions associés.



- **Comment présumer du comportement impulsionnel d'un composant uniquement avec son réseau de courbes courant/tension ?**

Au cours de l'étude statique présentée au chapitre II, nous avons montré la corrélation entre les courbes courant-tension, $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$, et les courbes puissance-courant, $P(I_g)_{V_{abs}}$.

Nous en avons déduit une correspondance entre le comportement $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$ et la possibilité de faire fonctionner le composant à faible valeur de tension V_{abs} appliquée sur la section de contrôle.

Au paragraphe précédent, nous avons noté l'importance de pouvoir faire générer des impulsions alors que la tension continue est de faible valeur. Il apparaît donc logique de relier les conclusions de l'étude statique et les résultats de génération d'impulsions par commutation de pertes.

Sur la Figure 28 , différents cas de figure sont représentés. Les réseaux de courbes Courant/tension ainsi que les meilleurs résultats associés en terme d'impulsions illustrent trois comportements typiques. Il est possible d'observer que le composant présentant des courbes $I_{abs}(V_{abs})_{I_g}$ avec la région de résistance négative la plus prononcée est le plus apte à générer des impulsions courtes.

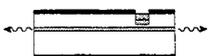
Nous en déduisons que le comportement impulsionnel sera d'autant meilleur que le contrôle de l'absorption sera efficace.

Ceci provient du fait que, si le laser peut fonctionner pour de très faibles valeurs de V_{abs} , le temps de descente de l'impulsion diminue sans modifier le temps de montée, et donc les impulsions sont plus courtes.

c) Le courant sur l'électrode de gain : I_g

La Figure 29 présente quelques résultats représentatifs.

Plus le courant I_g est important, plus l'impulsion est fine. L'influence de ce paramètre est principalement ressentie sur le temps de montée.



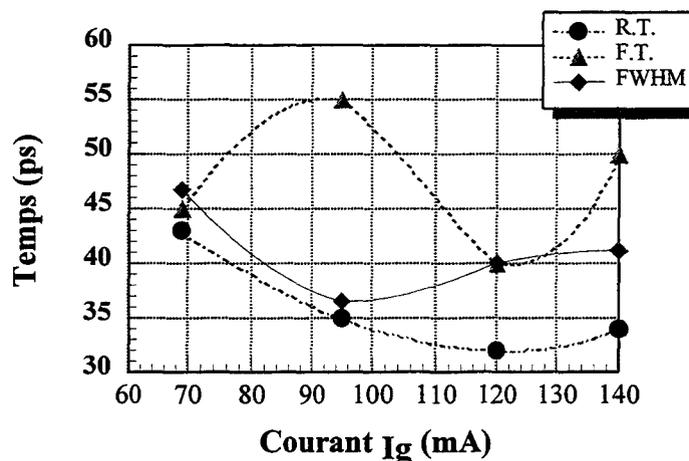
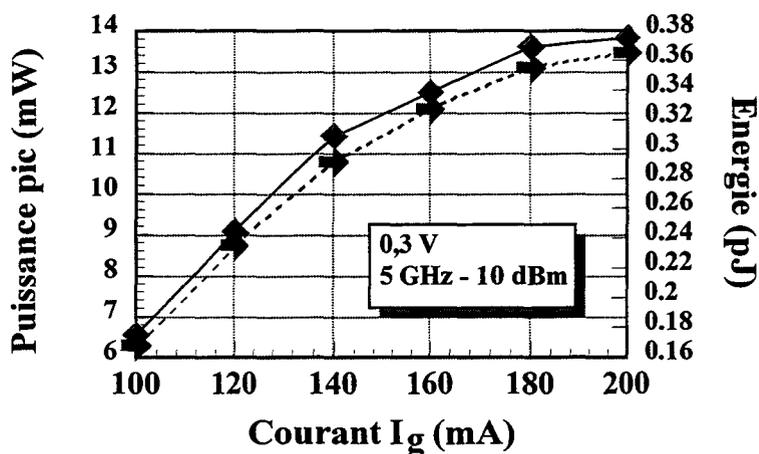
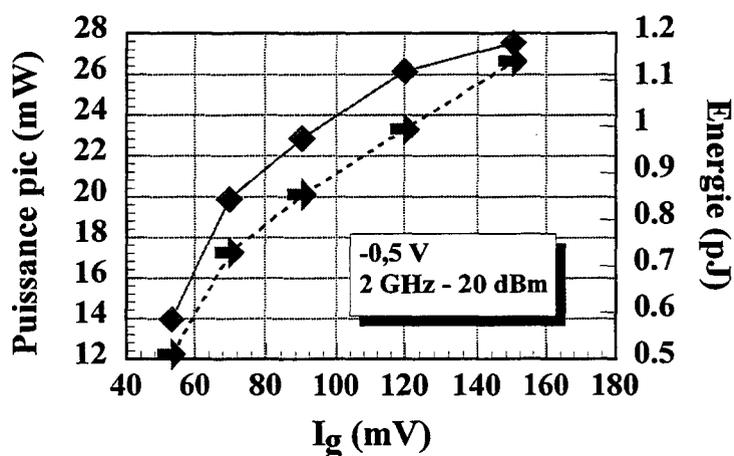


Figure 29 : Influence de la valeur de courant, I_g , injectée dans la section de gain sur les caractéristiques temporelles de l'impulsion. Mesures faites sur un composant issu de la plaque MKL 1176 (3puits contraints)



(a)



(b)

Figure 30 : Influence du courant I_g appliqué sur la section de gain sur la puissance pic de l'impulsion et son énergie.

(a) Plaque 5 puits dopés ($L_{abs}=30 \mu\text{m}$, $L_g=400\mu\text{m}$)

(b) plaque 5 puits non dopés ($L_{abs}=20 \mu\text{m}$, $L_g=450 \mu\text{m}$)



Le courant I_g influe principalement sur la puissance des impulsions et le taux de répétition [Vasil'ev JQE93]. La Figure 30 illustre l'influence de I_g sur la puissance pic de l'impulsion ainsi que sur son énergie. Il apparaît que ces deux grandeurs évoluent dans le même sens que le courant. Cette figure montre qu'en ajustant le courant I_g , des impulsions courtes, de puissances pics supérieures à 20 mW et une énergie de l'ordre de 1pJ, peuvent être générées.

D'une manière générale, de fortes valeurs de courant appliquées sur la section de gain sont favorables à la génération d'impulsions courtes, puissantes et à fort taux de répétition. Un courant élevé permet de diminuer la tension appliquée sur la section de contrôle et dans le même temps d'éliminer l'autopulsation pouvant perturber la génération du train d'impulsions.

2) *Influence des paramètres géométriques*

Cette étude rejoint celle qui a été faite dans le cadre du fonctionnement statique. Les dimensions géométriques ayant une influence sur la valeur de tension limite de fonctionnement, il est facile de déduire que les dimensions optimales rejoignent celles offrant le plus grand contrôle de l'absorption.

D'une manière générale, quelle que soit la structure, les dimensions optimales sont aux alentours de 30µm pour la section de contrôle et de 450 µm pour la section de gain. La distance interélectrode reste à 15µm. Toutefois, toutes les dimensions n'ont pu être étudiées de manière systématique, en particulier, les sections de contrôle très courtes en raison des difficultés de clivage. Il apparaît malgré tout que les différences entre structures proviennent principalement du degré de latitude dans le choix des longueurs. En effet, une structure à fort gain différentiel donnera de bons résultats avec des longueurs de section de contrôle allant jusqu'à 50 µm alors qu'une structure à faible gain différentiel nécessite des longueurs de section de contrôle inférieures à 30 µm. En ce qui concerne le taux de répétition, quelle que soit la structure, il reste indispensable d'utiliser des sections très courtes.

3) *Influence des paramètres intrinsèques et analyse des résultats*

L'ensemble des observations menées sur toutes les structures montre que



Structure	Type	Gain diff. a (*10 ⁻¹⁶ cm ⁻¹)	Pertes internes α_1 (cm ⁻¹)	Labs (μ m)	Lg (μ m)	Tension V _{abs} (V)	Courant I _g (mA)	Fréquence (GHz)	F.W.H.M. Déconvoluée (ps)
MKL 633 5 QW n.i.d.	B.R.S.	3,5	13	40	400	0,4	130	5	25
	P.-F.								
MKL 738 10 QW dopés.	B.R.S.	5,3	45	20	400	0,6	220	6,5	32
	P.-F.					0,1	140	4,5	< 25
MKL 745 5 QW dopés p	B.R.S.	5,3	40	30	420	-0,6	180	8	< 25
	P.-F.					0,3	260	10	25
MKL 512 5 QW n.i.d.	B.R.S.	5,2	10	20	400	-0,2	120	4	<< 25
	P.-F.								
MKL 524 3 QW n.i.d.	B.R.S.	2	8	10	470	-0,6	51	4	51
	P.-F.					0	63	6	54
MKL 505 7 QW n.i.d.	B.R.S.	2,8	4	15	410	-0,8	95	4	35
	P.-F.					0,2	100	7	46
MKL 1176 3 QW Contraints	B.R.S.	7	20	15	460	0,3	150	10	39
	P.-F.					0	90	4	35

Tableau 5 : Tableau récapitulatif des résultats obtenus avec des structures se différenciant par leur couple gain différentiel - pertes internes

Le gain différentiel : a

Les pertes internes : α_i

jouent un rôle extrêmement important.

L'influence de chacun de ces deux paramètres est difficile à isoler, et il s'agit souvent d'effectuer un compromis ; en effet une augmentation du gain différentiel (par un dopage dans les puits ou bien par un nombre important de puits quantiques) se traduit par une augmentation des pertes internes.

Le Tableau 5 reprend les résultats obtenus avec les différentes structures.

La structure MKL 738 (10 puits quantiques dopés \Rightarrow fortes pertes internes) conduit à la génération de trains d'impulsions avec des caractéristiques moyennes.

La structure MKL 512 (5 puits non dopés) présente à la fois des pertes internes faibles et un gain différentiel élevé, et a permis de générer des trains d'impulsions courtes (25ps) à des fréquences de répétition élevées (7GHz).

La structure MKL 1176 (3 puits contraints) est caractérisée par la présence, simultanément, d'un fort gain différentiel et de faibles pertes internes. Grâce à cela, nous avons pu observer des trains d'impulsions de moins de 40 ps à 10 GHz.

Notre objectif étant l'intégration de ces sources dans des systèmes de transmissions, ces performances nous ont conduit à développer des structures de type D.F.B. monomodes incluant dans la zone active des puits quantiques contraints. De plus, de manière à réduire les fuites, nous avons fabriqué ces composants en utilisant une technologie de type Ridge.

B. Génération de solitons avec lasers D.F.B.

1) Etude de l'élargissement spectral provenant de la commutation de pertes

Dans les paragraphes précédents, nous nous sommes intéressés uniquement à la génération d'impulsions courtes à hautes fréquences ; or, l'obtention de solitons nécessite



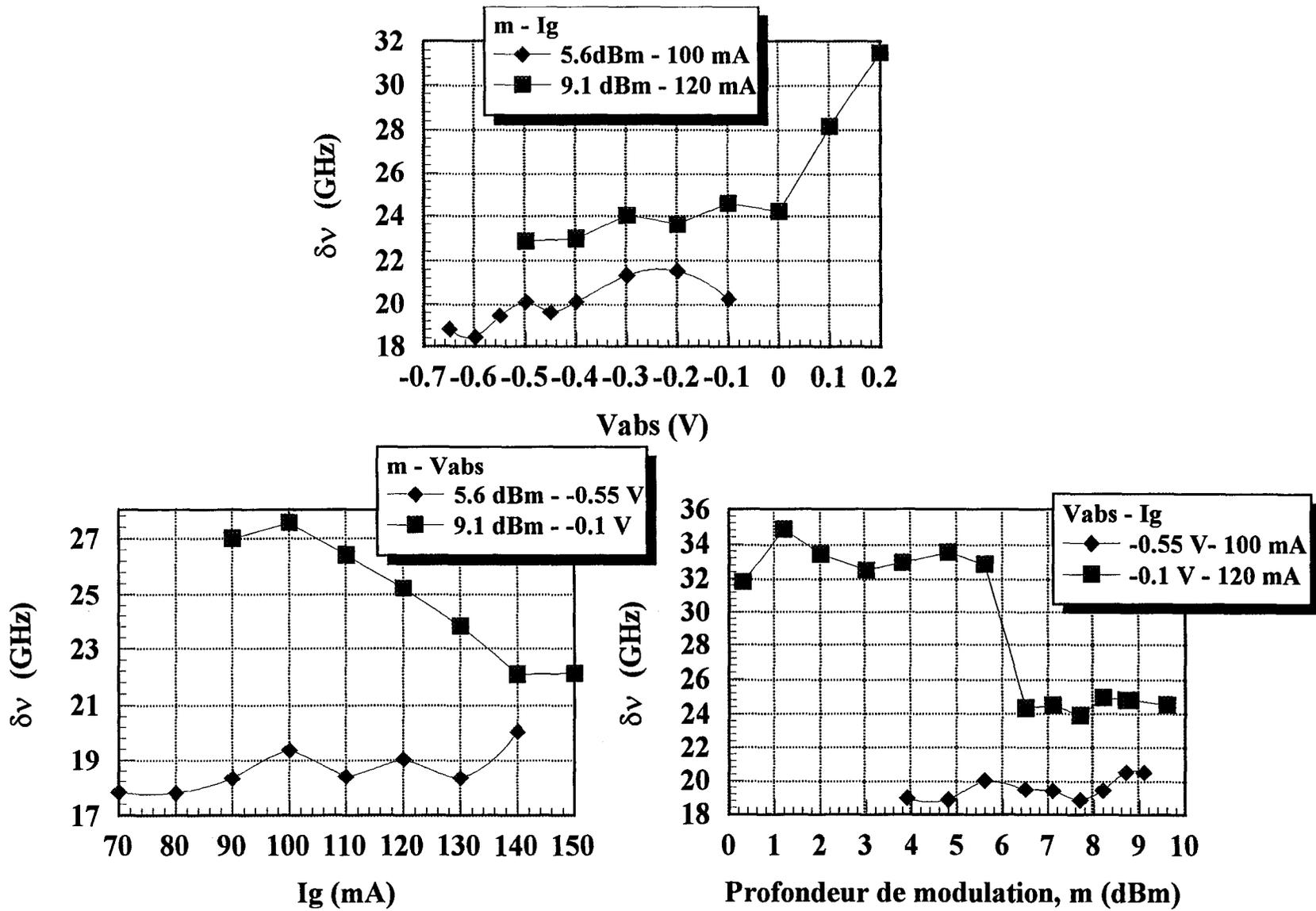


Figure 31 : Evolution de la largeur spectrale d'un laser D.F.B. en fonction de la tension, V_{abs} , du courant, I_g et de la profondeur de modulation, m

l'analyse du spectre d'émission des lasers afin d'obtenir des trains d'impulsions courtes dont le produit $\delta\nu \cdot \delta\tau$ est proche de la limite de Fourier.

Pour cette analyse, seuls des lasers D.F.B. ont été développés en raison des largeurs spectrales beaucoup trop importantes (≈ 1500 GHz) des lasers Pérot-Fabry, ce qui impliquerait des produits $\delta\nu \cdot \delta\tau$ de l'ordre de 23 dans les meilleurs cas. Les lasers D.F.B. présentant naturellement des grandes finesses de raie d'émission optique (< 1 GHz), l'étude a consisté alors à contrôler, le mieux possible, l'élargissement de cette raie lors de l'émission du train d'impulsions.

L'influence des variables telles que I_g , V_{abs} et m , a tout d'abord été analysée à partir du comportement spectral d'un laser D.F.B. durant une émission d'impulsions (cf. Figure 31) :

- la longueur d'onde du pic d'émission reste stable pour des variations de V_{abs} et m . Elle se décale légèrement lorsque I_g augmente. Ceci est dû aux effets thermiques classiques.
- le pic d'émission s'affine et la réjection du mode secondaire augmente lorsque l'on diminue V_{abs} et que l'on augmente m .

La profondeur de modulation influe peu sur la largeur spectrale lorsque la tension continue, V_{abs} , est suffisamment éloignée de la tension de barrière interne. En revanche, pour une valeur moyenne de cette tension ($\approx 0,4V$), il est préférable de travailler à plus grande profondeur de modulation. Ceci s'explique par une plus grande stabilité de mode lorsqu'une tension négative continue est appliquée sur l'absorbant.

2) *Génération de trains d'impulsions solitoniques : Performances*

Trois structures de type Ridge-D.F.B. comportant 3, 4 et 7 puits contraints ont été fabriquées, l'objectif étant de trouver le meilleur couple gain différentiel-pertes internes.

Les performances optimales obtenues avec chacune de ces structures sont regroupées dans le Tableau 6.



Structure	Type	Gain diff. a (*10 ⁻¹⁶ cm ⁻¹)	Pertes internes α_i (cm ⁻¹)	Labs (μ m)	Lg (μ m)	Tension V _{abs} (V)	Courant I _g (mA)	Fréquence (GHz)	F.W.H.M. Déconvoluée $\delta\tau$ (ps)	Largeur Spectrale $\delta\lambda$ (nm)	Produit $\delta\tau.\delta\nu$
MKL 1258 3 QW Constraints	Ridge	6	6	50	620	0	170	7	55	0,132	0,92
	D.F.B.										
MKL 1210 4 QW Constraints	Ridge	11	7	50	620	0	170	10	25	0,115	0,39
	D.F.B.										
TGB 88 7 QW Constraints	Ridge	13	20	30	480	-0,6	240	11	<25	0,123	< 0,38
	D.F.B.										

Tableau 6 : Meilleurs résultats obtenus avec chacune des structure Ridge-D.F.B. étudiées

La structure MKL 1258, comportant 3 puits contraints, malgré ses pertes internes faibles n'a pas permis d'atteindre des largeurs d'impulsions faibles à cause de son gain différentiel modéré.

Par contre, la structure avec 4 puits contraints, ayant un gain différentiel plus élevé et des pertes internes tout aussi faibles, a montré des trains d'impulsions de 25ps à 10GHz avec un excellent produit $\delta v \cdot \delta \tau$ de 0,39 (cf. Figure 32), très proche de la limite de Fourier (0,315 si impulsion en sech^2).

La structure à 7 puits quantiques contraints a été développée dans la perspective d'augmenter principalement le taux de répétition. Grâce à cette structure présentant un très fort gain différentiel et malgré une légère augmentation des pertes internes, nous avons pu effectivement atteindre un train d'impulsions de moins de 25ps à 11GHz avec un produit $\delta v \cdot \delta \tau$ de 0,38 (cf. Figure 33). Cette mesure ne constitue pas la réponse ultime que peut atteindre le composant car son évaluation est limitée par le banc de mesure. Nous pensons que le train mesuré comporte une largeur d'impulsion inférieure à 25ps et que le produit $\delta v \cdot \delta \tau$ est encore plus faible soit en limite de Fourier (une largeur de 21ps donnerait un produit égal à 0.319). Ceci laisse présager aussi qu'un taux de répétition supérieur à 11 GHz puisse être atteint.

Au cours du paragraphe relatant l'étude faite sur la largeur spectrale en régime de génération d'impulsions, nous avons abordé la question de stabilité du mode optique ; il est aussi nécessaire de considérer la stabilité temporelle du train d'impulsions.

N'étant pas équipé pour faire cette étude, c'est l'université de Bath qui a réalisé les mesures de ce paramètre que l'on appelle : gigue temporelle.

3) *La gigue temporelle (le "jitter")*

La gigue temporelle, dans le cadre d'une génération d'impulsions, représente une mesure de la stabilité des impulsions dans le temps. Pour visualiser ce phénomène, le moyen le plus simple est d'observer une impulsion à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage en



25 ps de largeur à mi-hauteur

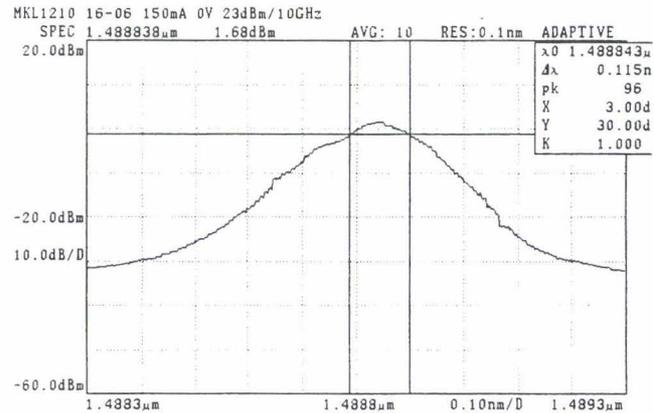
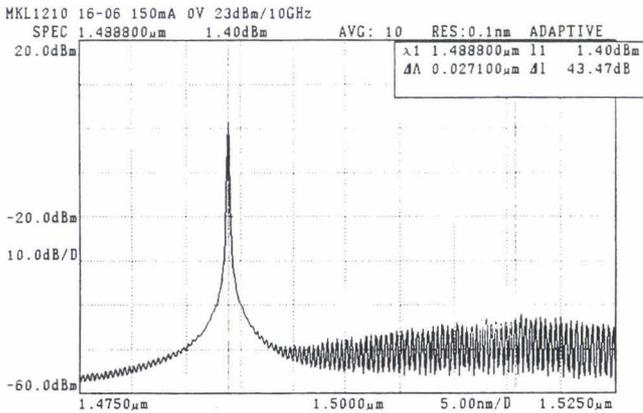
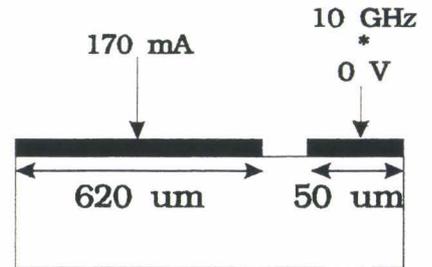
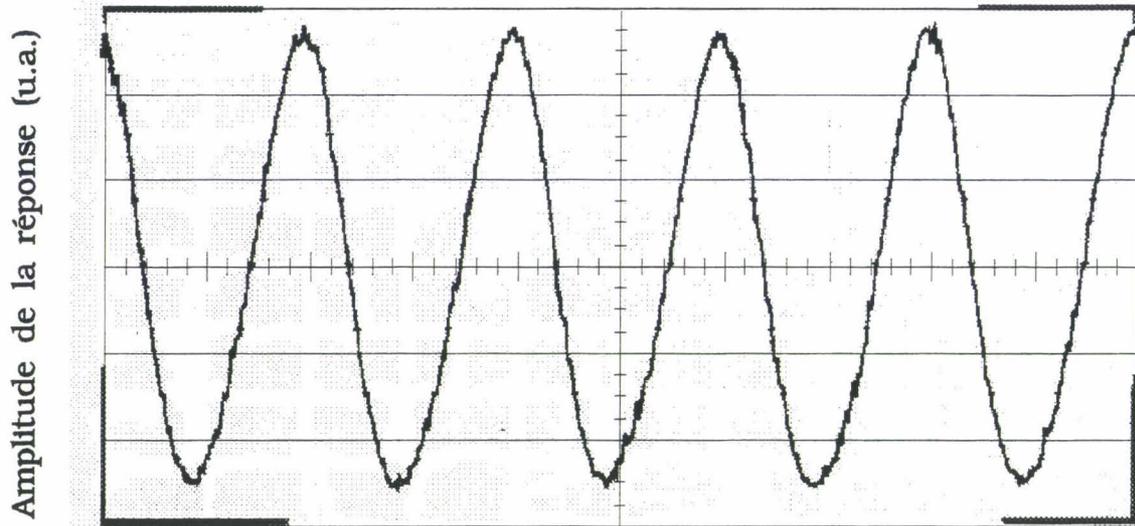


Figure 32 : Résultat obtenu avec la structure MKL 1210



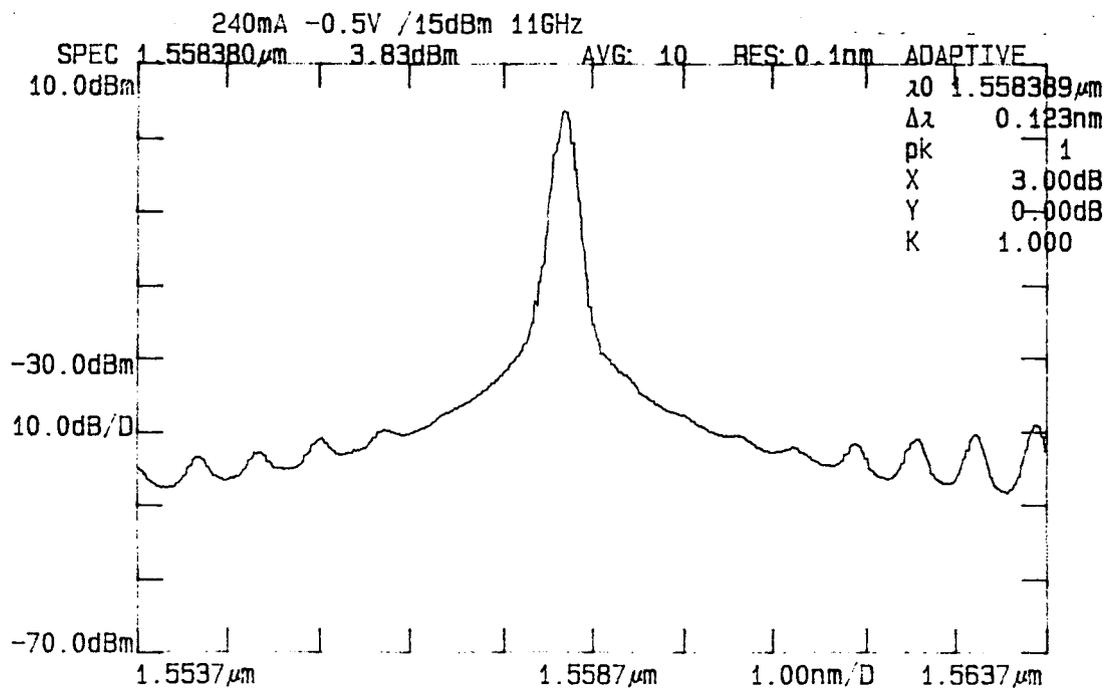
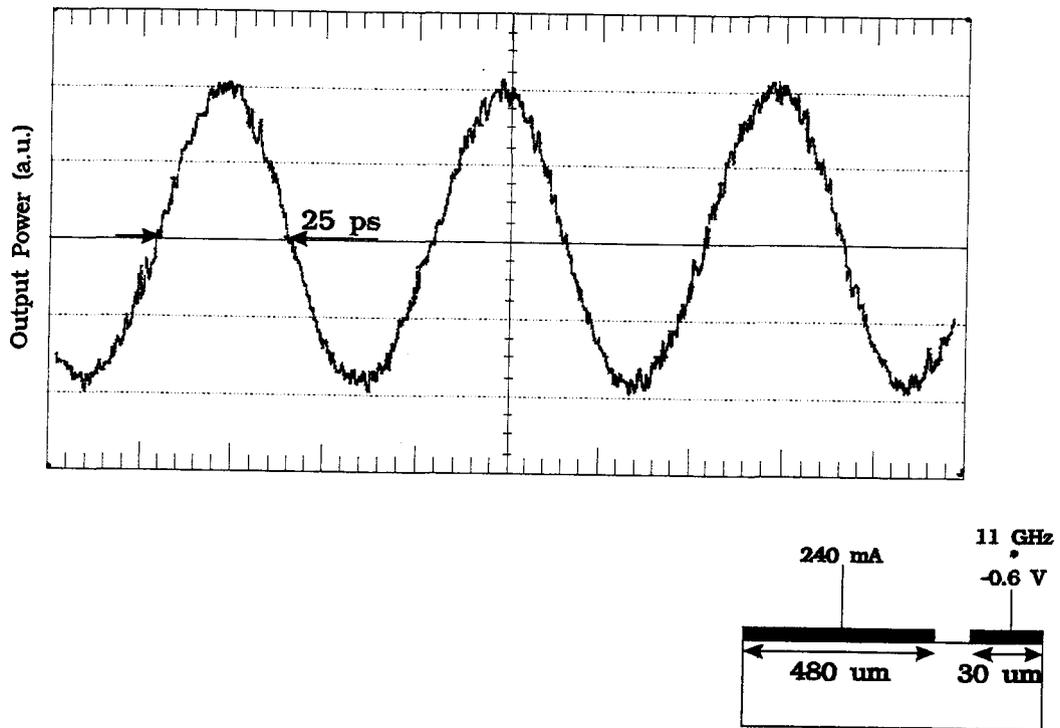


Figure 33 : Résultat obtenu avec la structure TGB 88



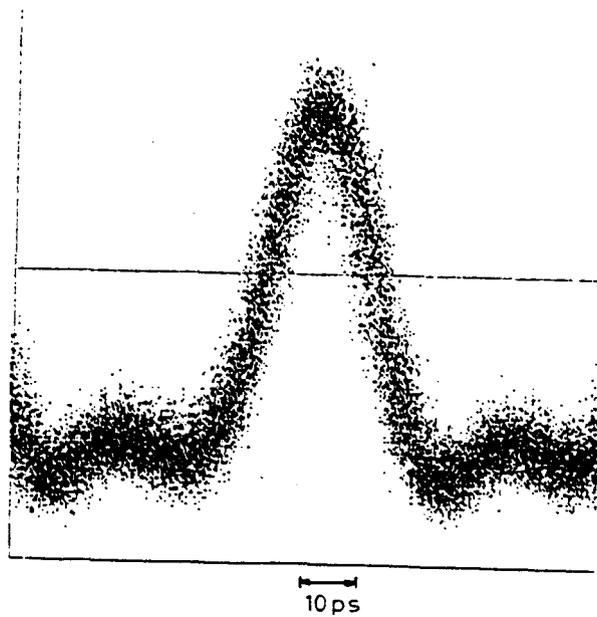


Figure 34 : Résultat d'un relevé d'écran d'un oscilloscope à échantillonnage pouvant donner une idée qualitative de la gigue temporelle.

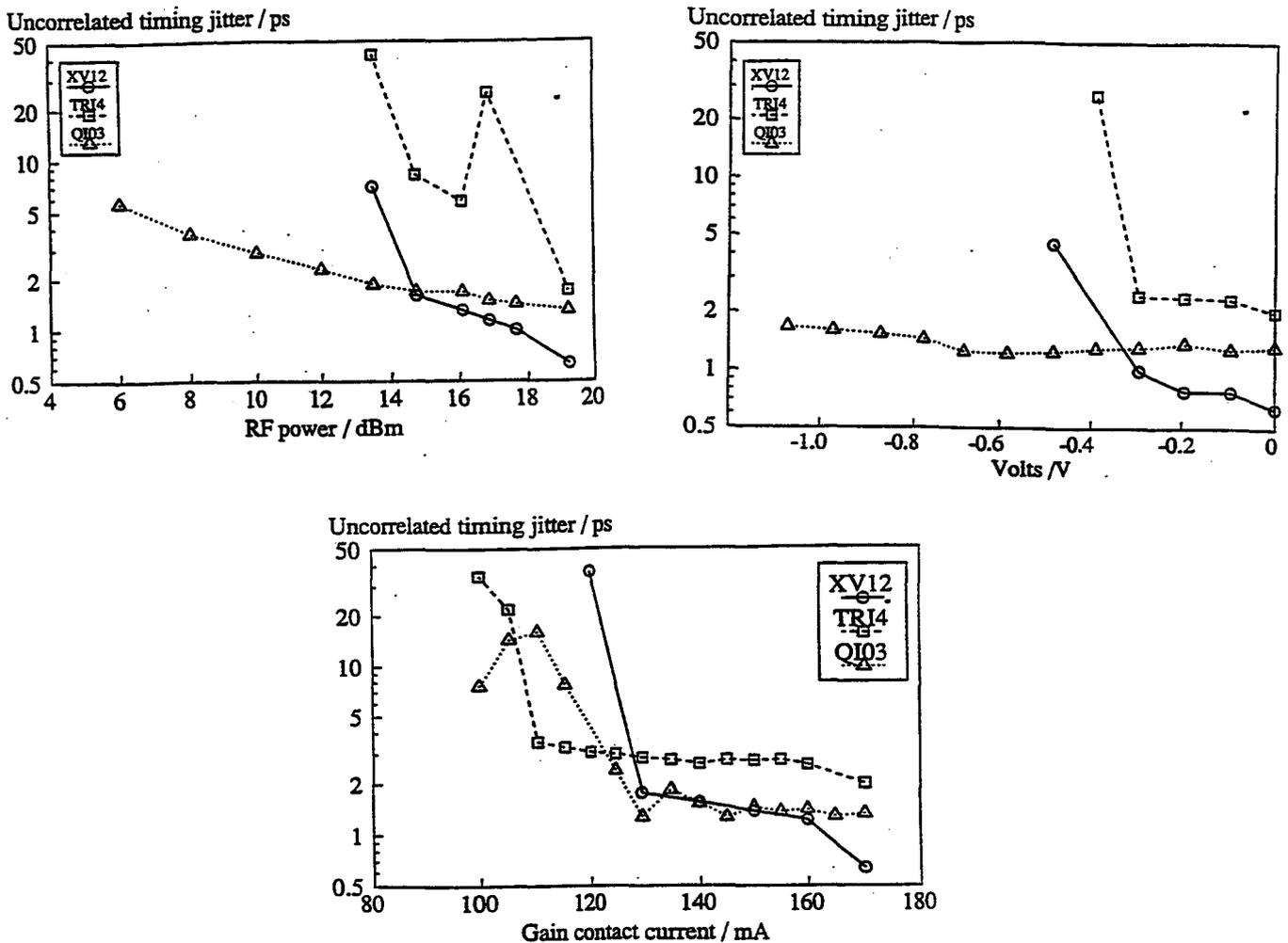


Figure 35 : Résultats de mesure de gigue temporelle en fonction de la tension continue V_{abs} pour des lasers \square P.F. 5 puits dopés, \blacktriangle P.F. 3 puits contraints, \circ D.F.B. 4 puits contraints.



configuration de persistance infinie (cf. Figure 34). Si la gigue temporelle est importante, il est possible d'observer un élargissement du trait définissant l'enveloppe de l'impulsion.

Dans la littérature, les meilleurs résultats ont été obtenus sur des lasers de type Pérot-Fabry [Weber JQE92, White CLEO94]. Des valeurs de l'ordre de quelques ps sont nécessaires pour ne pas perturber le système de transmission.

La mesure précise du « jitter » est relativement complexe et n'a pu être effectuée que sur quelques composants. Ces mesures ont été réalisées à l'université de Bath. La méthode utilisée consiste à se servir d'un analyseur de spectre micro-ondes et faire un rapport des mesures de bruit des bandes latérales pour la raie fondamentale, et pour la troisième harmonique [Weber JQE92].

Les résultats, présentés Figure 35, ont été obtenus sur trois composants dont deux Pérot-Fabry et un D.F.B.. Nous pouvons y observer l'évolution du jitter en fonction du courant, de la profondeur de modulation et de la tension continue V_{abs} . Ces courbes montrent que la gigue temporelle évolue favorablement lorsque l'on augmente le courant de gain et la profondeur de modulation. Par contre, elle augmente si la tension, V_{abs} , est diminuée, ce qui semble montrer qu'un train d'impulsions plus court, obtenu par diminution de la tension, risque d'être par contre plus instable.

De ces résultats, nous pouvons aussi déduire que le laser D.F.B. a un meilleur comportement que les lasers Pérot-Fabry ce qui ne confirme pas les observations de la littérature. En effet, alors que les lasers Pérot-Fabry montrent des valeurs de "jitter" de 2,5ps dans le meilleur des cas, le laser D.F.B. permet d'obtenir une valeur remarquable de 650fs.

L'explication de ce comportement favorable rejoint celle concernant la largeur spectrale relativement faible obtenue. Il semblerait que ces deux caractéristiques résultent du maintien d'un niveau continu de puissance optique durant la génération des impulsions. Ainsi, l'émission stimulée n'étant complètement coupée à aucun moment, il n'y a pas les fortes variations de densité de porteurs qui provoquent l'élargissement du spectre d'émission et l'instabilité du train d'impulsions. Cette explication semble confirmée par l'influence



Paramètres	Tendance	Temps		Amplitude	Fréquence de répétition
		Montée	Descente		
Vabs	↘	→	↘	↗	↘
Ig	↗	↘	→	↗	↗
dg	↗	↘	→	→	↗
m	↗	↘	↘	↗	↗

Tableau 7 : Evolution des caractéristiques de l'impulsion avec les divers paramètres étudiés



favorable d'un fort courant de gain que ce soit en terme de largeur spectrale ou de gigue temporelle.

Toutefois ceci n'explique pas la différence observée avec les lasers Pérot-Fabry. Une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu nécessiterait des mesures complémentaires sur d'autres composants.

VI .Conclusions et perspectives

Cette première partie du travail de thèse a montré la possibilité de générer des impulsions solitoniques à l'aide d'un composant bi-électrode, sans complexification du processus de fabrication. Par le simple ajout d'une étape de séparation d'électrodes, nous avons conçu un dispositif capable de générer des impulsions de 25 ps à 11 GHz avec un produit $\delta\tau.\delta\nu$ de 0.38 proche de la limite de Fourier. Ce résultat ne représente pas les limites de ce composant car le banc de mesure que nous avons utilisé ne permet pas de mesurer des trains d'impulsions plus courts et donc des fréquences plus élevées. Une étude visant à améliorer le banc de mesure est en cours. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un oscilloscope plus rapide (50 GHz avec un temps de montée limite de 7 ps), mais aussi de modifier toute la connectique, et d'utiliser une photodiode adaptée.

Pour arriver à ce résultat, une étude de l'influence des paramètres de fonctionnement et de certains paramètres intrinsèques a été menée. Pour synthétiser les observations et les conclusions qui ont pu être faites, le Tableau 7 donne les tendances concernant l'évolution de la largeur d'impulsion en fonction des principaux paramètres.

Grâce à ces observations, il a été possible de déterminer une première optimisation de la structure et des dimensions géométriques du composant. D'autres structures bénéficiant des données apportées par les derniers résultats sont en cours de développement. Nous pouvons ainsi espérer améliorer encore les performances, notamment en terme de fréquence de répétition. Les principales améliorations consistent à augmenter le gain différentiel, ce qui aura pour effet de réduire le temps de montée de l'impulsion, mais aussi son temps de descente par la possibilité de réduire la tension sur l'absorbant.





Grâce à l'ensemble de ces résultats, il est possible d'envisager l'étape que sera l'intégration de ce composant avec un modulateur, afin de pouvoir coder l'information et intégrer le dispositif dans un système de transmission, de type "OTDM" (Optical Time Division Multiplexing).





REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références	Articles
[Arakawa APL86]	Y. Arakawa, A. Larsson, J. Paslaski, A. Yariv, 'Active Q switching in a GaAs/AlGaAs multiquantum well laser with an intracavity monolithic loss modulator', Applied Physic Letters, Vol.48, N°9, 3/3/1986, pp. 561-563
[Armstrong 67]	J.A. Armstrong, "Measurement of picoseconde laser pulse widths", Applied Physics Letters, Vol.10, N°.1, 01/67, pp. 16-18
[Audouin OE93]	O. Audouin, L. Prigent, J.-P. Hamaide, J.-P. Blondel, F. Bruyere, J. Auge and J.-J. Bernard, "Simulation de systèmes transocéaniques à amplification optique", L'Onde Electrique, Vol. 73, n°2, pp. 63-68, Mars-Avril 93.
[Brun OG92]	E. Brun, J.-H. Gigot, J.-P. Hamaide et J.-L. Beylat, "Résultats expérimentaux de génération d'impulsions brèves par blocage de modes d'un laser à semi-conducteurs à cavité étendue de structure compacte", 12èmes Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG 92, Paris (France), Conf. digest pp. 237-239, Jan. 92.
[Brun Thèse94]	E. Brun, "Création d'impulsion Solitons à partir de lasers à semiconducteurs pour les liaisons transocéaniques à très haut débit", Thèse de doctorat présentée à Paris XI, Orsay en 1994
[Curtis IJE86]	J.P. Curtis, J.E. Carroll, "Autocorrelation systems for the measurement of picosecond pulses from injection lasers", Int. J. Electronics, Vol.60, N°.1, 1986, pp.87-111
[Derickson JQE92]	D.J. Derickson, R.J. Helkey, A. Mar, J.R. Karin, J.G. Wasserbauer, J.E. Bowers, 'Short pulse generation using multisegment mode-locked semiconductor lasers', IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 28, N° 10, 1/10/1992, pp. 2186-2202
[Deryagin EL94]	A.G. Deryagin, D.V. Kuksenkov, V.I. Kuchinski, E.L. Portnoi, I.Y. Krushchev, "Generation of 110GHz train of subpicosecond pulses in 1.535µm spectral region by passively modelocked InGaAsP/InP laser diodes", Electronics letters, 17/02/94, Vol.30, n°4, p. 309



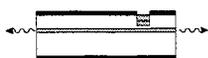


- [EK OPN95] E.K., "Researchers Re-create the original soliton", Optics and Photonics News, October 1995, pp. 9
- [Georges SFP95] T. Georges, "Les solitons dans les fibres optiques", Bulletin de la Société Française de physique, N°101, Octobre 1995
- [Haus JQE75] H.A. Haus, 'A theory of forced mode locking', IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 11, N° 7, 1/7/1975, pp. 323-330
- [Kawaguchi APL84] H. Kawaguchi, "Optical bistability and chaos in a semiconductor laser with a saturable absorber", Applied Physics Letters, Vol.45, N° 12, 15/12/1984, pp. 1264-1266
- [Korteweg PM] D.J. Korteweg, G. de Vries, "On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves", Philos. Mag., Vol. 39, pp. 422-443.
- [Renaud NOC96] J.C. Renaud, E.Goutain, F. Deborgies, M. Krakowski, G. Glastre, D. Rondi, R. Blondeau, "Opto-electronic devices for microwave/millimeter-wave optical links", European Conference on Networks and Optical Communications (NOC'96), 06/96, Heidelberg - Germany
- [Russel 1844] J.S. Russel, "Report on waves", Report of the 14th Meeting of the British Association for the Advancement of Science, pp. 311-390, John Murray, London (England), 1844.
- [Shell JQE91] M. Shell, A.G. Weber, E. Schöll, D. Dimberg, "Fundamental limits of Sub-ps Pulse Generation by Active Mode Locking of Semiconductor Lasers : The Spectral Gain Width and the Facet Reflectivities", IEEE J. of Quantum Electronics, Vol.27, N°.6, 06/91, pp.1661-1668
- [Schrans EL92] T. Schrans, R.A. Salvatore, S. Sanders, A. Yariv, "Subpicosecond (320 fs) Pulses From CW Passively Mode-Locked External Cavity Two-Section Multiquantum Well Lasers", Electronics Letters, Vol.28, N°.16, 07/92, pp. 1480-1482
- [Siegman Livre86] A.E. SIEGMAN, "Laser", Mill Valley, University Science Books, 86
- [Smith OC76] D.S. Smith, H.D. Riccius, "Refractive indices of Lithium Niobate", Optics Communications", Vol.17, N°.3, 06/76, pp.332-335





- [Tucker EL89] R.S. Tucker, U. Koren, G. Raybon, C.A. Burrus, B.I. Miller, T.L. KOCH and G. Eisenstein, "40 GHz Active Mode-Locking in a 1.5 μm Monolithic Extended-Cavity Laser", *Electronics Letters*, Vol. 25, n°10, pp.233-235, 11th May 89.
- [Van Der Ziel APL81] J.P. Van Der Ziel, W.T. Tsang, R.A. Logan, R.M. Mikuliac, and W.M. Augustyniak, "Subpicosecond pulses from passively mode-locked GaAs buried optical guide semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol.39, n°7, pp.525-527, 1st Oct. 81.
- [Vasil'ev OQE92] P.P. Vasil'ev, "Ultrashort pulse generation in diode Lasers", *Optical and Quantum Electronics*, Vol.24, 1992, pp. 801-824
- [Vasil'ev JQE93] P.P. Vasil'ev, "High-power high-frequency picosecond pulse generation by passively Q-switched 1.55 μm diode lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol QE-29, N° 6, 1/6/1993, pp. 1687-1692
- [Wu APL90] M.C. Wu, Y.K. Chen, T. Tanbun-ek, R.A. Logan, M.A. Chin, G. Raybon, "Transform-limited 1.4ps optical pulses from a monolithic colliding-pulse mode-locked quantum well laser", *Applied Physic Letters*, Vol 57, N° 8, 20/8/1990, pp. 759-761
- [Weber JQE92] A.G. Weber, W. Ronghan, E.H. Böttcher, M. Shell, D. Bimberg, "Measurement and simulation of the turn-on delay time jitter in gain-switched semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.28, 1992, pp.441-446
- [White CLEO94] I.H. White, K.A. Williams, D.M. Hughes, D. Burns, W. Sibbett, "High power picosecond pulse generation in multicontact diode lasers using modified Q-Switching techniques", *Proceedings CLEO Europe*, Invited paper CTuL1, Amsterdam 1994
- [Zakharov SP72] V.E. Zakharov, A.B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media", *Sov. Phys.- JETP*, 34, p.62 - 69 (72)





Chapitre IV.
Génération de signaux hyperfréquences

Chapitre 4 .

GENERATION DE SIGNAUX HYPERFREQUENCES

I .Introduction

L'utilisation de la fibre optique dans les systèmes de transmission est très prometteuse de par les avantages qu'elle apporte (large bande passante, poids et encombrement réduits, insensibilité aux perturbations électromagnétiques...etc.). Toutefois, jusqu'à présent, les liaisons optiques ont été limitées par les performances des composants d'extrémités et en particulier par la partie émettrice. Diverses solutions ont été mises en oeuvre (modulateur externe, blocage de modes...) afin de générer des signaux hyperfréquences, tant en bande large qu'en bande étroite ; cependant, d'un point de vue économique, la modulation directe du laser reste la solution la plus intéressante. Pour cette raison, de nombreux laboratoires ont privilégié cette technique de génération de signaux optiques hyperfréquences ; et depuis plusieurs années, les performances n'ont d'ailleurs pas cessé de s'améliorer grâce notamment à des structures laser de plus en plus élaborées. Malheureusement certaines limitations semblent ne pas pouvoir être surpassées, empêchant par là-même la couverture du domaine millimétrique.

Afin de s'affranchir d'une partie de ces limitations, un nouveau concept a été proposé par Elkadi [Elkadi Thèse93] en vue d'améliorer la réponse intrinsèque des lasers ; il est à noter que ce même concept a été proposé par Wu [Wu APL95] dans le but de diminuer l'influence des éléments parasites qui limitent la réponse des lasers. Ce nouveau concept repose sur la modulation en tension d'une courte section d'un laser bi-électrode.

L'objectif de ce travail a consisté à étudier expérimentalement ce concept afin de démontrer l'intérêt de cette nouvelle approche et aboutir à la réalisation de composants présentant de très larges bandes passantes.



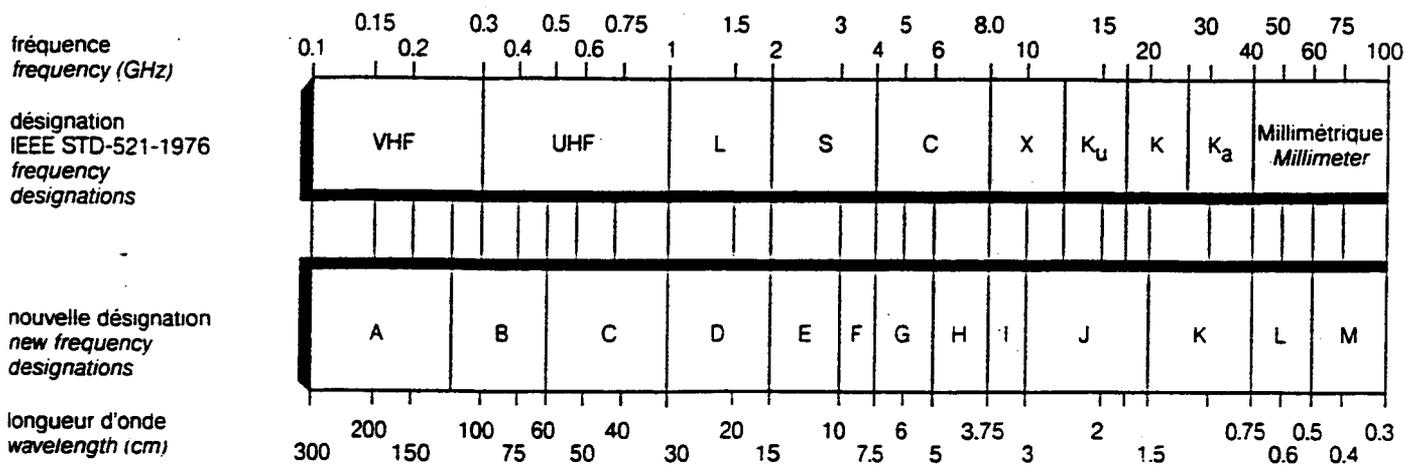


Figure 1 : Définition des domaines fréquentiels

Système de Matériau	Type	Bande passante	Référence
Substrat GaAs			
GaAs	Massif, FP	11 GHz	Lau et al., Appl. Phys. Lett., 45, 316 (8/84)
GaAs/Al _{0.35} Ga _{0.65} As	3 QW, RWG, FP	16 GHz	Lang et al., ECOC/IOOC '91, TuAS-3, (9/91)
In _{0.35} Ga _{0.65} As/GaAs	4 QW, RWG, FP	40 GHz	Weisser et al., PTL-8, 608 (5/96)
Substrat InP			
InGaAsP/InP (1.3μm)	Massif, FP	24 GHz	Meland et al., Electron. Lett., 26, 1 827 (1 1/90)
InGaAsP/InP (1.3μm)	10 QW, Contr., FP	20 GHz	Lipsanen et al., PTL-4, 673, (7/92)
InGaAsP/InP (1.3μm)	Massif, dopé Fe, DFB	18 GHz	Wang et al., PTL-1, 258, (9/89)
InGaAsP/InP (1.3μm)	10 QW, Contr., DFB	20 GHz	Chen et al., PLT-7, 458, (5/95)
InGaAsP/InP (1.56μm)	Massif /InP s.i., FP	10 GHz	Blondeau et al., Electron. Lett., 26, 458 (3/90)
InGaAsP/InP (1.55μm)	7 QW, Contr., dopé p, FP	25 GHz	Morton et al., Electron Lett, 28, 2156 (1/92)
InGaAsP/InP (1.55μm)	Massif, -10nm detuned, DFB	17GHz	Uomi et al., Electron. Lett., 25, 668, (5/89)
InGaAsP/InP (1.52μm)	7 QW, Contr., dopé p DFB	25 GHz	Morton et al., Electron. Lett., 30, 2044 (11/94)

Tableau 1 : Récapitulatif des performances en modulation directe trouvées dans la littérature.



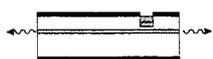
II .Génération d'ondes millimétriques : de la modulation directe à la modulation paramétrique

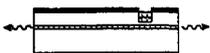
Dans une transmission, la performance fréquentielle d'un émetteur est donnée notamment par la gamme de fréquences qu'il permet de restituer. La valeur de référence est appelée la fréquence de coupure et correspond à la fréquence au dessus de laquelle la puissance hyperfréquence restituée est inférieure à la moitié de celle injectée. Plusieurs plages de fréquence ont été différenciées suivant le domaine d'utilisation (cf. Figure 1). Le nouveau concept présenté ici a pour but d'élargir la bande passante des lasers émettent à 1,55 μm de manière à atteindre le domaine millimétrique.

La méthode la plus simple pour moduler une onde optique consiste à moduler directement le courant injecté dans une diode laser. Les meilleures performances mesurées à ce jour sont reportées dans le Tableau 1 : la meilleure bande passante obtenue en modulation directe, pour des lasers monomodes à 1,55 μm , est de 25 GHz [Morton EL94].

De meilleures performances peuvent être atteintes grâce à la modulation externe. Cette technique consiste à associer au laser, un modulateur de lumière alimenté avec une tension modulée. La valeur de cette tension pouvant être négative (dans le cas d'un modulateur à électro-absorption) les capacités de jonction sont alors minimisées. De plus, le courant d'injection du laser restant constant, les limitations liées à la gigue spectrale (« Chirp ») sont éliminées. Pour la conception d'un tel module émetteur, il est donc possible d'optimiser chaque composant indépendamment : le laser peut être choisi avec un faible courant de seuil, un niveau de bruit bas et une forte puissance optique ; le modulateur peut être, quant à lui, conçu de manière à atteindre une forte valeur de fréquence de coupure et un fort taux d'extinction. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec des modulateurs à électroabsorption : Ido et al [Ido IOOC95] ont développé un modulateur avec des multi-puits quantiques donnant une fréquence de coupure à -3dB de 50 GHz, une faible tension de contrôle (< 3 V) et de faibles pertes d'insertions (8 dB).

Cette approche implique toutefois un couplage optique supplémentaire lié à la présence même du modulateur devant être inséré entre le laser et la fibre. Ce couplage introduit donc des pertes supplémentaires dans la chaîne optique qui sont néfastes aux transmissions. Une





solution consiste à intégrer monolithiquement le laser et le modulateur éliminant naturellement le problème de couplage ; malheureusement l'optimisation et la fabrication de chacun des composants deviennent plus complexes. Cette technique n'a d'ailleurs abouti à ce jour qu'à des performances limitées en bande passante (< 20 GHz).

Les techniques proposées ci-dessus présentent des réponses larges bandes puisque le signal peut être restitué sur toute la gamme fréquentielle $[0 ; f_{-3dB}]$. D'autres possibilités existent pour générer un signal à très haute fréquence mais en bande étroite. Il a été proposé, en particulier, de faire battre deux longueurs d'ondes générées par une même cavité [Lima EL95], l'écart entre les deux longueurs d'ondes règle directement la fréquence désirée. Pour maintenir ces longueurs d'ondes en phase, une modulation est appliquée ; sa fréquence est une sous-harmonique de la fréquence recherchée. Cette méthode a permis d'atteindre la génération d'une raie à 60 GHz [Wake 95] avec une forte puissance optique et une grande pureté.

Des raies à haute fréquence (100 GHz [Lau JQE90]) peuvent également être générées grâce au "blocage de modes", actif ou hybride qui a été présenté lors du chapitre précédent.

De même, il a été prédit que l'on pourrait dépasser les 100 GHz [Wang JLT93] grâce à l'autopulsation d'une cavité bi-électrode.

Ces différentes techniques permettent donc de générer des signaux dans la gamme millimétrique, mais sur une bande très étroite et pour la plupart, avec une mise en oeuvre qui reste compliquée.

Récemment, deux nouveaux concepts, basés sur la modulation paramétrique d'un laser, ont été proposés. Le principe de ces nouvelles méthodes consiste à moduler indirectement le gain dans la cavité laser.

La première méthode utilise un effet d'échauffement des porteurs induit par la présence d'un champ électrique [Gorfinkel SPS90]. Il semble, toutefois, qu'aucun résultat fréquentiel expérimental n'ait été publié.



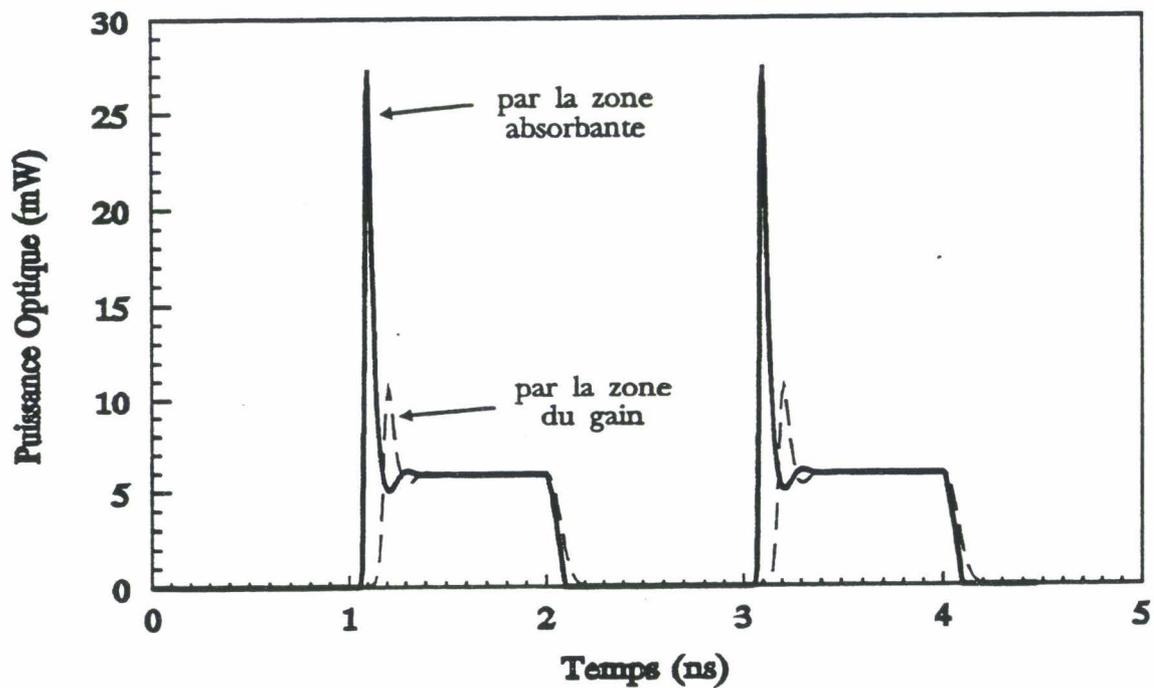
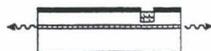


Figure 2 : Réponse temporelle d'un laser bi-électrode soumis à un signal carré.



Une seconde technique de modulation paramétrique a été proposée par Elkadi [Elkadi MOTL93] dans laquelle l'absorption d'une section courte d'un laser à deux électrodes est modulée en tension, alors que seule l'électrode la plus longue est alimentée en courant.

Le concept de départ a été imaginé à partir des résultats concernant l'utilisation de composants multiélectrodes pour des applications à commutations numériques [Uenohara JJAP90 - Levi APL90 - Gorman APL90]. En effet, il est apparu que ces composants répondent à un signal carré par une impulsion de très courte durée, de forte amplitude et avec un faible retard (cf. Figure 2) ; ce comportement est caractéristique d'un dispositif à large bande passante [Elkadi Thèse93].

Plus récemment [Wu APL95], cette même structure a été proposée pour les hyperfréquences, car la modulation d'une section courte permet de diminuer l'influence des éléments parasites (RC) grâce à une valeur de capacité plus faible et une résistance série de la section modulée proche de l'impédance du générateur électrique.

III .Modulation directe d'un laser monoélectrode

La modulation directe d'un laser monoélectrode reste à ce jour la méthode la plus simple pour moduler le signal optique émis par un laser. En plus de la simplicité de mise en oeuvre, elle bénéficie d'un encombrement réduit et d'une efficacité de modulation importante.

Cependant, cette méthode souffre d'une limitation en terme de bande passante, puisqu'à ce jour et à notre connaissance, le meilleur résultat obtenu pour un laser monomode à $1.55 \mu\text{m}$ est de 25 GHz [Morton EL 94].

Rappelons que l'objectif de cette étude est d'améliorer les performances des diodes lasers sans complexifier leur mise en oeuvre. Nous commencerons donc par analyser les limitations mêmes de la modulation directe.

A . Etude analytique de la modulation directe en régime petit signal

Le point de départ est constitué par les équations d'évolution du laser :





$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q \cdot \phi} - v_g \frac{a}{\Gamma} (N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S - (A_{nr} \cdot N + B_{sp} \cdot N^2 + C_{aug} \cdot N^3) \quad (a)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma \cdot v_g \cdot a(N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S - v_g (\alpha_i + \alpha_m) \cdot S + \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 \quad (b)$$

(1)

La modulation petit signal du laser consiste à injecter un courant sous forme sinusoïdale qui entraîne une modulation de la densité de porteurs, N, et de la densité de photons, S, ce qui peut être exprimé par :

$$I = I_0 + I_1 e^{j \cdot \omega \cdot t}$$

$$N = N_0 + N_1 e^{j \cdot \omega \cdot t}$$

$$S = S_0 + S_1 e^{j \cdot \omega \cdot t}$$

avec $N_0 \approx N_{th}$

(2)

Les indices 0, 1 indiquent les valeurs statique et modulée respectivement.

Dans la suite, les recombinaisons spontanées sont négligées ($\beta \approx 0$) ainsi que les termes d'ordre supérieur à 1. Ceci aboutit à :

$$j \cdot \omega \cdot N_1 = \frac{I_1}{q \cdot \phi} - v_g \cdot a(N_0 - N_{om})S_1 \cdot v_g \cdot a \cdot S_0 \cdot N_1 - \frac{N_1}{\tau_n} \quad (a)$$

$$j \cdot \omega \cdot S_1 = \Gamma \cdot v_g \cdot a(N_0 - N_{om})S_1 + \Gamma \cdot v_g \cdot a \cdot S_0 \cdot N_1 - \frac{S_1}{\tau_p} \quad (b)$$

(3)

L'étude statique (chapitre II) nous montre que :

$$\Gamma \cdot v_g \cdot a(N - N_{om})S = \frac{S}{\tau_p} \quad (4)$$

d'où :





$$j \cdot \omega \cdot N_1 = \frac{I}{q \cdot \phi} - \frac{S_1}{\Gamma \cdot \tau_p} - v_g \cdot a \cdot S_0 \cdot N_1 - \frac{N_1}{\tau_n} \quad (a)$$

$$j \cdot \omega \cdot S_1 = \Gamma \cdot v_g \cdot a \cdot S_0 \cdot N_1 \quad (b)$$

(5)

De l'équation (5), on déduit $S_1 = f(N_1)$ que l'on remplace dans (5), d'où :

$$\left[(j \cdot \omega)^2 + j \cdot \omega \left(\delta_g \cdot a \cdot S_0 + \frac{1}{\tau_n} \right) + \frac{\delta_g \cdot a \cdot S_0}{\tau_p} \right] S_1 = \frac{\Gamma \cdot v_g \cdot a \cdot S_0}{q \cdot \phi} I_1$$

(6)

Si l'on écrit :

- La pulsation d'amortissement $\gamma = v_g \cdot a \cdot S_0 + \frac{1}{\tau_n}$

- La pulsation de résonance $\omega_R = \sqrt{\frac{v_g \cdot a \cdot S_0}{\tau_p}}$

L'équation (6) devient :

$$\frac{S_1}{I_1} = \frac{\frac{\Gamma \cdot v_g \cdot a \cdot S_0}{q \cdot \phi}}{\omega_R^2 - \omega^2 + j \cdot \gamma \cdot \omega} = H(\omega)$$

(7)

Cette relation, $H(\omega)$, représente la réponse petit signal d'un laser monoélectrode, aussi appelée fonction de transfert. Cette fonction de transfert peut être normalisée telle que :

$$h(\omega) = \frac{H(\omega)}{H(0)} = \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + j \cdot \gamma \cdot \omega}$$

(8)

D'un point de vue électronique, cette fonction est une fonction d'ordre 2, caractérisée par une pente décroissante de -12dB/octave.



$A_{nr} = 1.10^8 \text{ s}^{-1}$	épaisseur = $0.040 \text{ }\mu\text{m}$	Pertes internes $\alpha_i = 10 \text{ cm}^{-1}$
$B_{sp} = 1.10^{-16} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Longueur = $400 \text{ }\mu\text{m}$	Gain différentiel $a = 5.10^{-20} \text{ m}^2$
$C_{aug} = 7.10^{-41} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$	Largeur du ruban = $2,5 \text{ }\mu\text{m}$	Facteur de compression de gain $\epsilon = 2.10^{-23} \text{ m}^3$
$q = 1,6.10^{-19} \text{ C}$	Volume $\phi_0 = 40 \text{ }\mu\text{m}^3$	Coefficient de recombinaisons spontanées $\beta = 1.10^{-5}$
Coefficient de réflexion $R_1 = R_2 = 0.32$	Facteur de confinement $\Gamma = 5 \%$	Courant de seuil $I_{th} = 25 \text{ mA}$

Tableau 2 : Valeurs prises pour le calcul de la réponse dynamique d'un laser monoélectrode

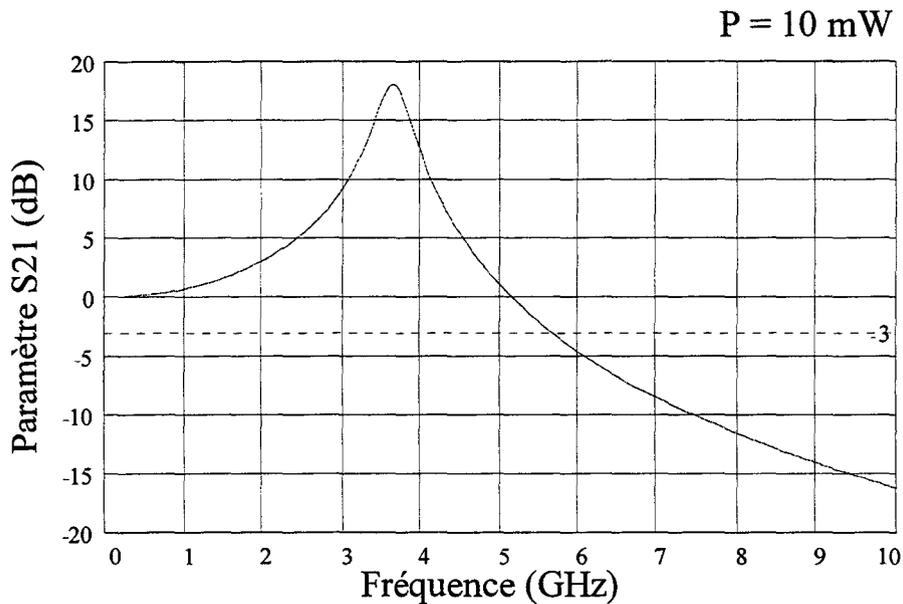


Figure 3 : Réponse intrinsèque en fréquence d'un laser monoélectrode par modulation directe en régime petit signal



Si l'on considère un laser ayant pour grandeur caractéristique les valeurs données dans le Tableau 2, il est alors possible de calculer sa fonction de transfert pour différentes valeurs de la densité S_0 de photons.

Rappelons que :

$$S = \frac{\Gamma}{q \cdot \phi \cdot E_g \cdot v_g \cdot \alpha_m} P \quad (9)$$

La réponse en fréquence de ce laser, pour S fixée, peut alors être caractérisée par : (cf. Figure 3)

$$\Rightarrow \text{sa fréquence de résonance } f_R = \frac{\omega_R}{2\pi}$$

\Rightarrow l'amplitude de sa résonance

\Rightarrow la pente de décroissance

\Rightarrow sa bande passante ; f_{-3dB}

La fréquence de résonance est donnée par :

$$f_R = \frac{\omega_R}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{v_g \cdot a \cdot S_0}{\tau_p}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\Gamma \cdot a}{q \cdot \phi \cdot E_g \cdot \alpha_m \cdot \tau_p}} P \quad (10)$$

Mais aussi par :

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{v_g \cdot a \cdot \eta}{\tau_p} (I - I_{th})} \quad (11)$$

La fréquence de résonance dépend donc linéairement de \sqrt{P} et de $\sqrt{(I - I_{th})}$ avec une pente proportionnelle à la racine carré du gain différentiel, a .



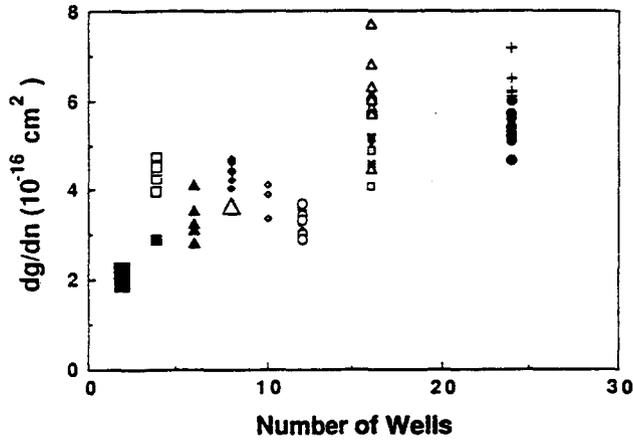


Figure 4 : Influence du nombre de puits quantiques sur le gain différentiel [Tatham JQE92]

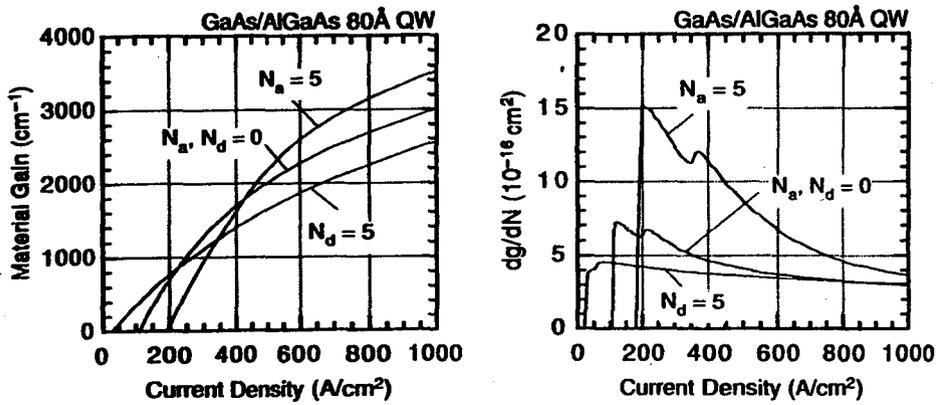


Figure 5 : Evolution du gain différentiel pour différents dopages des puits ($\times 10^{24} \text{ m}^{-3}$) en fonction de la densité de courant injecté [Coldren Livre95]

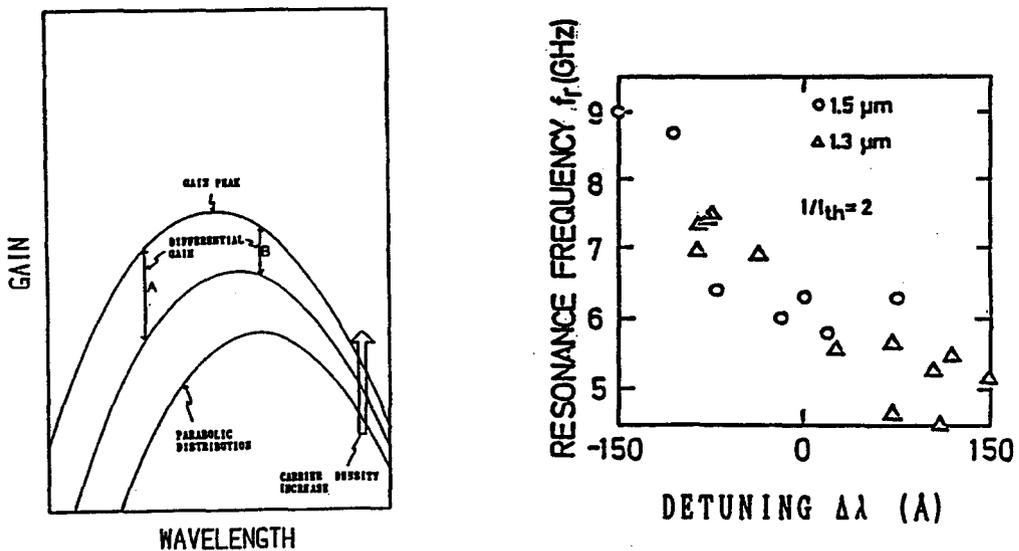


Figure 6 : Amélioration du gain différentiel par l'utilisation de structures D.F.B. avec un "detuning" négatif [Nishimoto JLT87]



B. Limitations

Différentes études (par exemple [Fukushima JJAP93]) ont été menées pour expliquer les limitations pouvant intervenir sur la bande passante des lasers modulés directement.

L'étude de la fonction de transfert, relation (8), montre que le premier paramètre important est la fréquence de résonance. En effet, la réponse en fréquence du laser étant représentée par un filtre d'ordre 2 caractérisé par une pente décroissante, après la fréquence de résonance, de -12dB/octave, la fréquence de coupure du laser est approximativement égale à $\sqrt{1 + \sqrt{2}} \cdot f_r$ [Bowers JQE86]. Donc, plus la fréquence de résonance est élevée, plus la bande passante est importante.

La fréquence de résonance dépend directement du gain différentiel et de la durée de vie des photons. De plus, elle dépend du niveau de puissance optique et celle-ci peut-être limitée par la présence de fuites du courant injecté ou d'un échauffement de la zone active.

Pour diminuer la durée de vie des photons, une solution consiste à utiliser des lasers à cavités très courtes, mais cela n'est possible que si la structure présente un gain différentiel suffisamment élevé.

L'incorporation de puits quantiques dans la zone active a permis d'améliorer notablement le gain différentiel des lasers. Ce gain dépend alors de la nature et du nombre des puits quantiques : il peut être augmenté en utilisant des structures comportant un grand nombre de puits quantiques (cf. Figure 4), grâce à une diminution de la densité de courant de seuil par puits. Toutefois, en raison d'une augmentation simultanée des pertes internes de propagation, le nombre de puits doit rester limité (≤ 10) [Kazmiersky ECOC'95]. Une autre possibilité consiste à doper les puits et/ou les barrières de la zone active, mais ceci dépend de la densité de courant de seuil (cf. Figure 5).

Dans le cas des lasers D.F.B., une augmentation du gain différentiel peut être obtenue via le décalage ("detuning") entre la longueur d'onde de Bragg et la longueur d'onde de gain maximum. Cette dépendance est illustrée Figure 6. Il apparaît que le choix d'une longueur



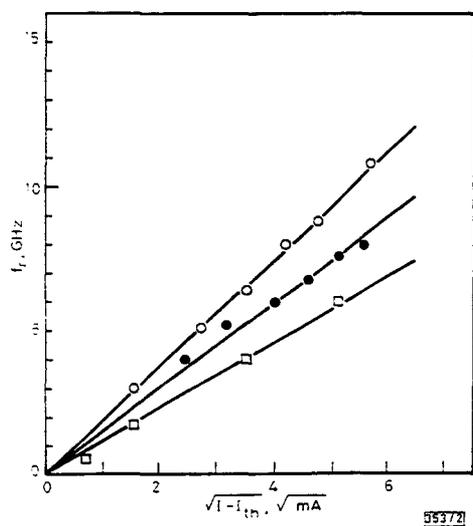


Figure 7 : Courbes $f_R = f(\sqrt{I - I_{th}})$ pour des lasers à zone active formée de (□) matériau massif, (●) puits quantiques, (○) puits quantiques contraints [Hirayama EL91].



d'onde située en dessous de celle du gain maximum est favorable à un gain différentiel plus élevé.

Enfin, grâce à l'utilisation de techniques de croissance évoluées telle que la MOCVD (Metal Organic Chemical Vapour Deposition) ou la MBE (Molecular Beam Epitaxy), il a été possible d'obtenir une forte augmentation du gain différentiel par l'utilisation de puits contraints en compression. De nombreux résultats [Fukushima JJAP93, Morthier JQE94, Lam JQE93] ont montré l'importante amélioration apportée par l'utilisation de ce type de structure, et notamment la bande record de 25 GHz [Morton EL94] a été obtenue avec une structure composée de 7 puits dopés et contraints.

Au travers de l'évolution de la pente de la courbe $f_R = f(\sqrt{I - I_{th}})$, la Figure 7 montre, avec pour référence le matériau massif, les améliorations apportées par l'utilisation successive de puits quantiques et de puits quantiques contraints.

Outre la fréquence de résonance, le second processus limitant la bande passante du laser est l'amortissement de la réponse qui apparaît avec le terme γ de l'équation (8). Cette limitation est due aux non-linéarités de gain, et plus particulièrement à la compression du gain exprimée par le facteur correctif $(1 - \epsilon.S)$ où ϵ représente la compression du gain. Différentes raisons peuvent générer cette compression, en particulier le "spectral hole burning" et l'échauffement de porteurs [Zhao APL92, Willatzen PTL91]. Pour la réponse dynamique du laser, un facteur d'amortissement, K , aussi appelé facteur d'Olshansky peut être introduit tel que [Olshansky JQE87] :

$$\gamma = K \cdot f_R^2 \tag{12}$$

Le calcul de ce facteur donne :

$$K = 4\pi^2 \left(\tau_p + \frac{\epsilon}{a} \right) \tag{13}$$

Et la bande passante intrinsèque maximale du laser est alors définie telle que :



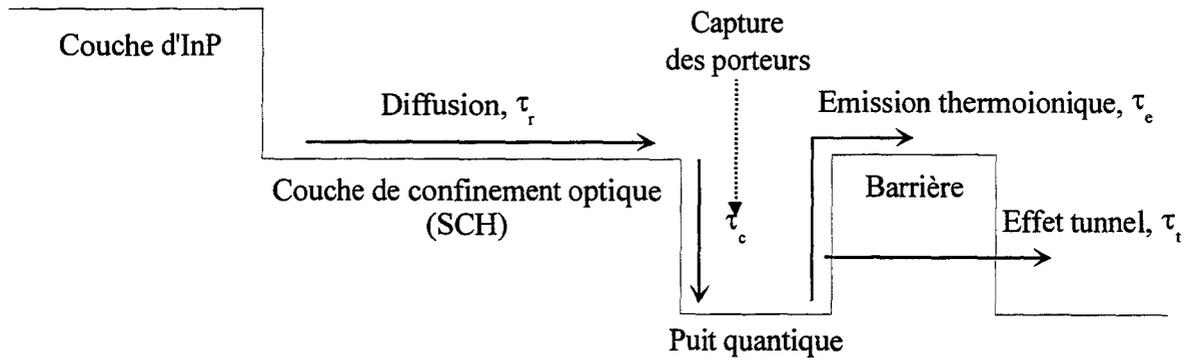


Figure 8 : Processus de transport des trous dans une structure à confinements séparés.

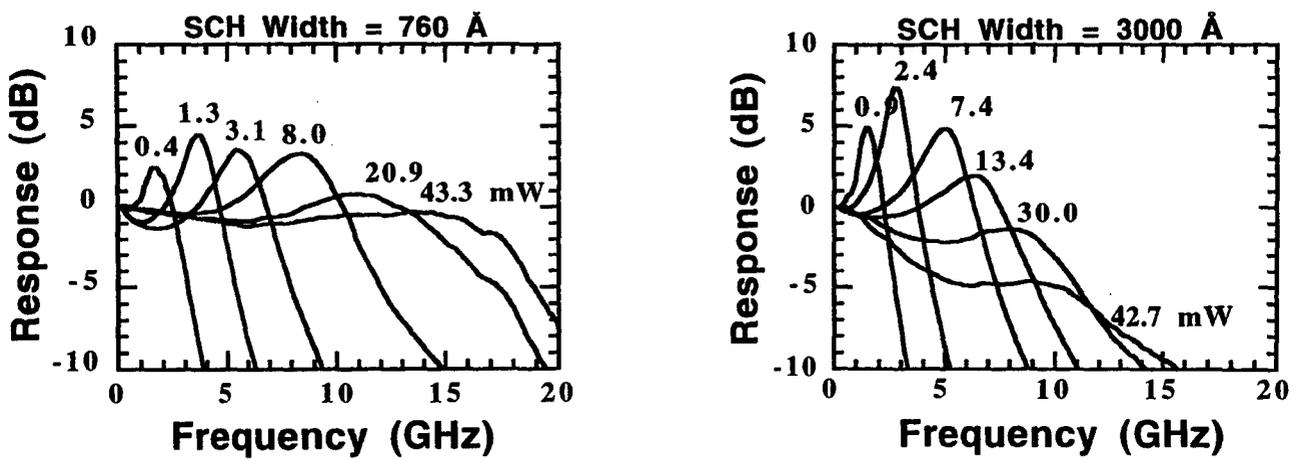


Figure 9 : Représentation de réseaux de courbes dynamiques pour deux structures se différenciant par la largeur de leurs couches de confinement optique [Nagarajan PTL92].

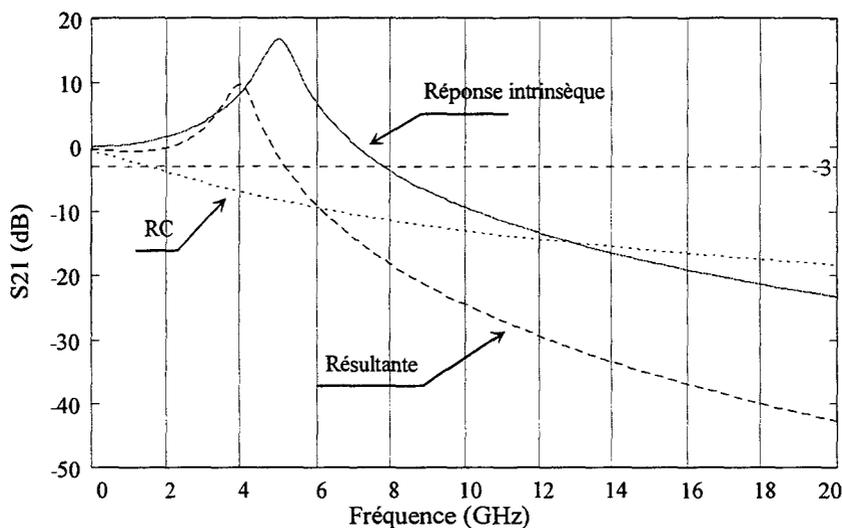


Figure 10 : Exemple de calcul montrant la réponse dynamique obtenue par la convolution de la réponse intrinsèque d'un laser et du circuit RC parasite. (Valeurs prises $R=4 \Omega$ et $C = 2 \text{ pF}$)



$$f_{-3dBmax} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{K} \quad (14)$$

De ces relations, il apparaît que pour améliorer la bande passante d'un laser, il faut simultanément augmenter le gain différentiel et diminuer le facteur de compression de gain, ε .

Dans les structures à puits quantiques à confinement séparés (SCH), la réponse dynamique est fortement dépendante des temps de transit des trous dans les différentes couches [Nagarajan PTL92]. La Figure 8 illustre les principaux processus de transport dans de telles structures. Il a été montré notamment que les couches de confinement optiques épaisses aboutissaient à de plus faibles bandes passantes. Nagarajan explique ceci par une diminution du gain différentiel effectif apparaissant sous la forme d'un "RC" optique. Les courbes, Figure 9, montrent l'influence importante de ces couches de confinement.

Plusieurs solutions ont été proposées pour minimiser les effets de transport, en particulier, une réduction de l'épaisseur de la couche de confinement ou une "profondeur" de puits quantique plus importante. Toutefois, ces méthodes ont pour inconvénient de diminuer le facteur de confinement, d'augmenter le courant de seuil et surtout de diminuer le gain différentiel. Afin de trouver un bon compromis, il a été alors proposé [Nagarayan PTL 92] de doper la zone de confinement, diminuant ainsi les temps de diffusion, et d'appliquer une modulation de dopage p dans les puits, afin d'uniformiser l'injection des porteurs.

La dernière limitation concerne les éléments "parasites" constitués par la résistance série du composant et par l'ensemble des capacités (jonction pn, plot, zone protonnée si la structure est de type B.R.S.). La Figure 10 représente la modification apportée à la réponse intrinsèque d'un laser par la présence d'un circuit RC. Ainsi que le montre ces courbes, il est crucial de prendre en compte ces éléments de manière à minimiser le plus possible leur influence.



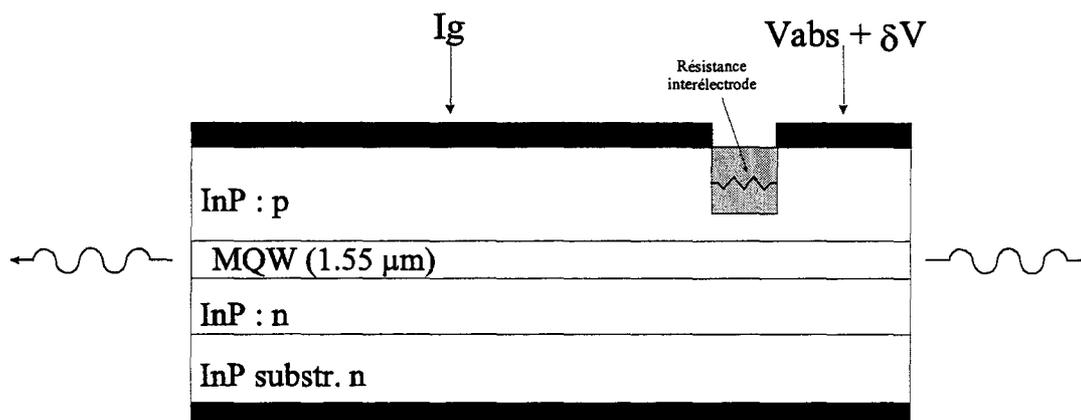
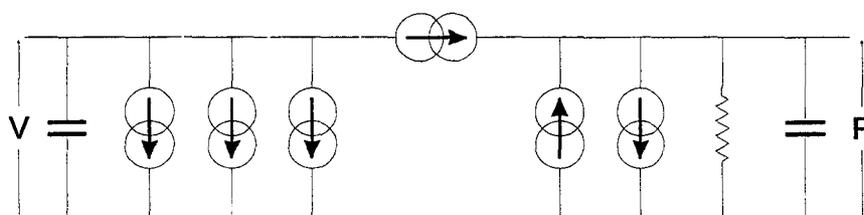


Figure 11 : Modulation de tension d'une section courte d'un laser bi-électrode

$$\phi_g \cdot \frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \phi_g \cdot (A_{nr} \cdot N + B_{sp} \cdot N^2 + C_{aug} \cdot N^3) - \phi_g \cdot G(N, S) \cdot S$$



$$\phi_g \cdot \Gamma \cdot G(N, S) \cdot S - \phi_{abs} \cdot v_g \cdot \alpha_{abs}(V, S) \cdot S + \phi_g \cdot \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 - \phi \cdot v_g \cdot (\alpha_i + \alpha_m) \cdot S = \phi \cdot \frac{dS}{dt}$$

Figure 12 : Circuit équivalent utilisé pour modéliser le laser bi-électrode



Le nouveau concept de modulation développé dans cette thèse prend en compte cette diminution des effets parasites [Wu APL95]. De plus, il permet, comme illustré ci-après, de réduire la décroissance rapide du signal observée généralement après la résonance.

IV .Modulation d'absorption : cas du laser bi-électrode

Le principe de cette modulation est rappelé Figure 11 ; il consiste à appliquer une modulation en tension petit signal sur la section courte d'un laser bi-électrode, l'autre électrode étant alimentée en courant, fournissant ainsi le gain nécessaire au fonctionnement du laser.

Au cours du chapitre I, nous avons montré que ce type de laser peut-être étudié à partir d'équations d'évolutions tenant compte de l'absorption contrôlée de la section courte, celle-ci étant alimentée à une tension inférieure à la valeur du potentiel de barrière interne.

$$\begin{aligned}
 q \cdot \phi_g \frac{dN}{dt} &= I_g - q \cdot \phi_g \cdot a(N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S - q \cdot \phi_g (A_{nr} \cdot N + B_{sp} \cdot N^2 + C_{aug} \cdot N^3) \\
 \frac{q \cdot \phi}{\Gamma} \frac{dS}{dt} &= q \cdot \phi_g \cdot a(N - N_{om})(1 - \epsilon \cdot S)S + \\
 &\quad \frac{q \cdot \phi_g}{\Gamma} \cdot \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 - \frac{q \cdot \phi}{\Gamma} v_g (\alpha_i + \alpha_m) \cdot S - q \cdot \phi_{abs} \cdot v_g \cdot \alpha_{abs}(V_{abs}, S) \cdot S \\
 \text{avec } \alpha_{abs}(V_{abs}, S) &= \frac{\alpha_{so}(1 - kV_{abs})}{S} + \alpha_{nso}(1 - kV_{abs}) \\
 &\quad 1 + \frac{S}{S_{so}(1 - kV_{abs})}
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

A. Modélisation de type circuit :

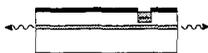
Ce modèle utilise une décomposition des équations d'évolutions sous la forme d'éléments d'un circuit électrique équivalent (Circuit rappelé Figure 12). Le circuit ainsi obtenu a pour avantage de pouvoir être exploité en utilisant un logiciel du commerce type "PSPICE".

Afin d'évaluer les améliorations apportées par la modulation d'absorption, des calculs ont été effectués à partir des paramètres d'un laser "standard". Pour la partie générateur d'absorption du laser bi-électrode, les valeurs ont été prises dans la littérature [Gorman



Paramètre	notation (unité)	Valeur
E_g	(eV)	0,8
largeur ruban	W (μm)	2
Epaisseur zone active	e (μm)	0,036
Longueur totale	L (μm)	500
Longueur absorbant	L_{abs} (μm)	6
Coeff. Recomb. Non rad.	A_{nr} (s^{-1})	1.10^8
Coeff. Recomb. spon.	B_{sp} ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)	1.10^{-16}
Coeff. Recomb. Auger	C_{aug} ($\text{m}^6 \text{s}^{-1}$)	7.10^{-41}
Facteur de confinement	Γ	0,2
proportion spon.	β	1.10^{-5}
gain différentiel * vitesse de groupe	$a.v_g$ ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)	1.10^{-12}
Densité porteurs transparence	N_{om} (m^{-3})	1.10^{24}
compression de gain	ε (m^{-3})	2.10^{-23}
pertes internes	α_i (m^{-1})	4.10^3
pertes absorption saturable	α_{s0} (m^{-1})	$0,8.10^6$
Pertes absorption non saturables	$\alpha_{\text{ns}0}$ (m^{-1})	$1,5.10^6$
Densité photons à la saturation	S_{s0} (m^{-3})	3.10^{19}
Coefficients de réflexion	R	0,3

Tableau 3 : Valeurs des paramètres utilisés pour la modélisation du laser bi-électrode



APL90] (cf. Tableau 3). Les réponses statiques et dynamiques en configuration monoélectrode et bi-électrode ont pu alors être simulées. Les résultats des comportements statiques sont représentés Figure 13. Pour le laser bi-électrode, on retrouve la présence d'un hystérésis dès lors que la tension V_{abs} est inférieure à 0.8V, si V_{abs} est diminuée, l'hystérésis s'élargit et le courant de seuil augmente.

Pour la modulation en régime petit signal, une modulation de 1mW hyper pour les deux configurations a été appliquée ; le courant de la section de gain est choisi de manière à fournir la même valeur de puissance optique en sortie.

Les résultats sont représentés Figure 14. Plusieurs modifications apparaissent :

- L'amplitude du signal à la fréquence de résonance est nettement supérieure dans le cas de la modulation d'absorption.
- La pente de décroissance après la fréquence de résonance est seulement de 6 dB/octave pour la modulation d'absorption, alors qu'elle est de 12 dB/octave pour la modulation directe. Notons ici que le circuit RC n'a pas été pris en compte et donc les réponses obtenues correspondent aux régimes intrinsèques des composants.
- La fréquence de coupure est très largement augmentée passant de 8 GHz à 34 GHz. Ceci est la résultante des deux modifications précédentes.

Ainsi que le laissait donc présager l'observation faite de la réponse à un signal carré, ce type de modulation permet d'élargir de façon importante la bande passante des lasers.

Ce type de modélisation nous a donc permis d'évaluer la réponse dynamique obtenue en modulation d'absorption, et surtout de la comparer à celle d'une modulation directe ; il n'apporte cependant pas d'information sur le processus mis en jeu et débouchant sur l'amélioration par rapport à la réponse d'un laser monoélectrode. Pour cette raison, il est nécessaire de calculer en outre la fonction de transfert du laser bi-électrode.



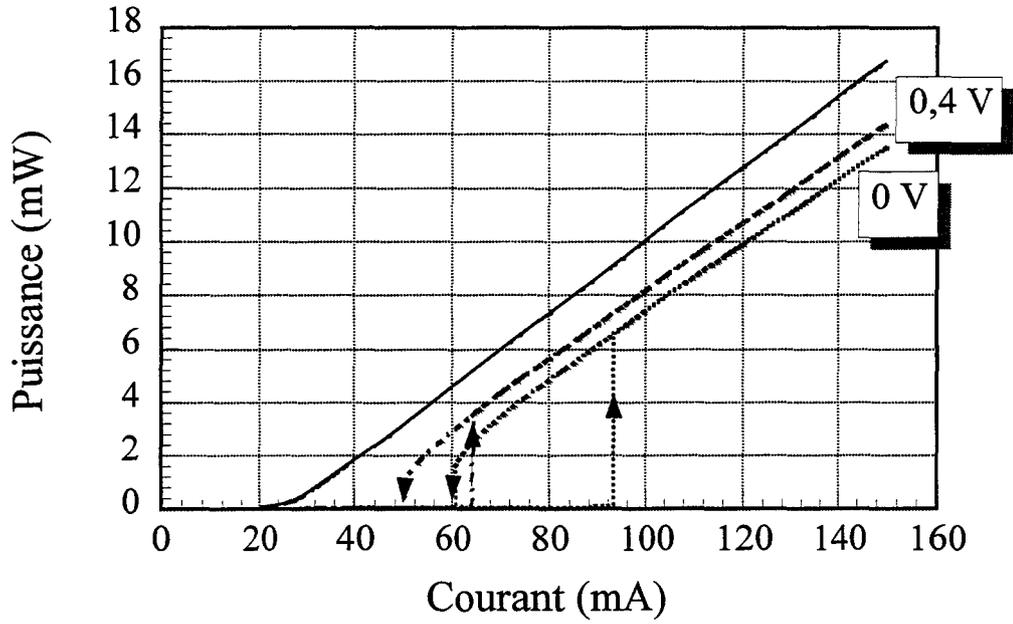


Figure 13 : Comportements statiques calculés pour les configurations monoélectrode (trait continu, bi-électrode (traits discontinus).

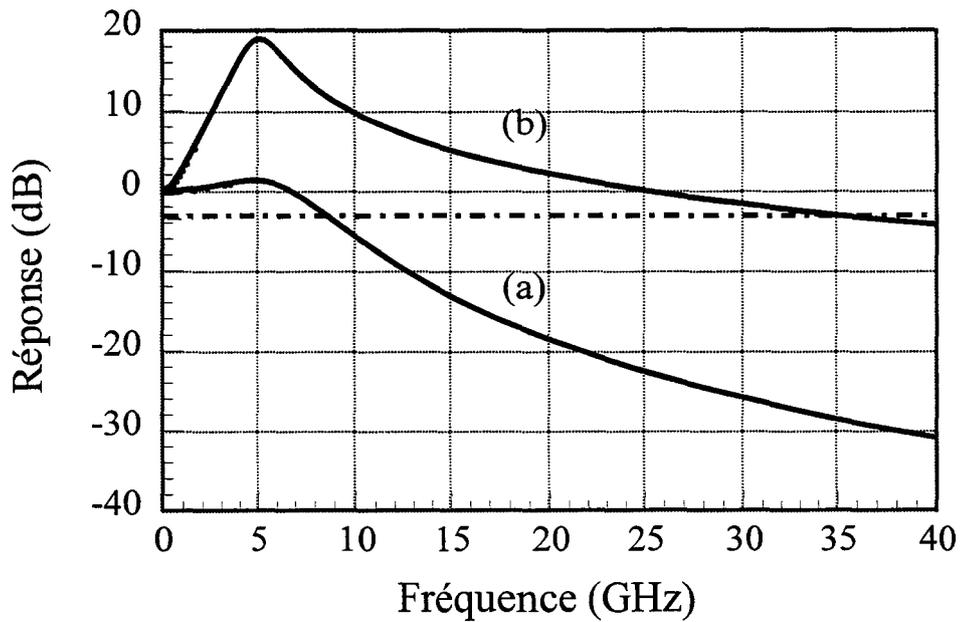


Figure 14 : Résultats de modélisation des réponses dynamiques petit signal pour la configuration monoélectrode (a) et bi-électrode (b).



B. Calcul et analyse de la fonction de transfert

Pour calculer cette fonction, nous reprenons les équations (36) du chapitre I. L'analyse petit signal est alors obtenue par la méthode des perturbations en intégrant les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} V &= V_0 + V_1 e^{j\omega t} \\ N &= N_0 + N_1 e^{j\omega t} \\ S &= S_0 + S_1 e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (16)$$

En négligeant les recombinaisons spontanées et en ne tenant compte que des termes d'ordre 1, on obtient :

$$\begin{aligned} (j.\omega + v_g \cdot a \cdot S_0 + \frac{1}{\tau_n}) N_1 &= \frac{I_g}{q \cdot \phi_e} - v_g \cdot a (N_0 - N_{om}) S_1 = -\frac{\phi}{\phi_g} \cdot \frac{1}{\Gamma \cdot \tau_p} S_1 \quad (a) \\ \frac{q \cdot \phi}{\Gamma} j.\omega \cdot S_1 &= q \cdot \phi_g \cdot v_g \cdot a \cdot S_0 \cdot N_1 + q \cdot \phi_{abs} \cdot v_g \cdot S_0 \cdot \alpha_{abs} \cdot k \cdot V_1 \quad (b) \end{aligned} \quad (17)$$

L'expression de α_{abs} est donnée plus haut. En réunissant ces deux équations au travers de l'expression de N_1 , cela donne :

$$\left\{ (j.\omega + \gamma) \cdot j.\omega + \frac{v_g \cdot a \cdot S_0}{\tau_p} \right\} S_1 = \frac{\phi_{abs}}{\phi} \Gamma \cdot v_g \cdot S_0 \cdot \alpha_{abs} \cdot k \cdot (j.\omega + \gamma) V_1 \quad (18)$$

avec $\gamma = v_g \cdot a \cdot S_0 + \frac{1}{\tau_n}$. Si de plus, on pose $\omega_R^2 = \frac{v_g \cdot a \cdot S_0}{\tau_p}$, alors la fonction de transfert

est donnée par :

$$H(\omega) = \frac{S_1}{V_1} = \frac{\phi_{abs}}{\phi} \cdot \Gamma \cdot v_g \cdot S_0 \cdot \alpha_{abs} \cdot k \cdot \frac{j.\omega + \gamma}{\omega_R^2 - \omega^2 + j.\gamma.\omega} \quad (19)$$

L'expression normalisée est alors :



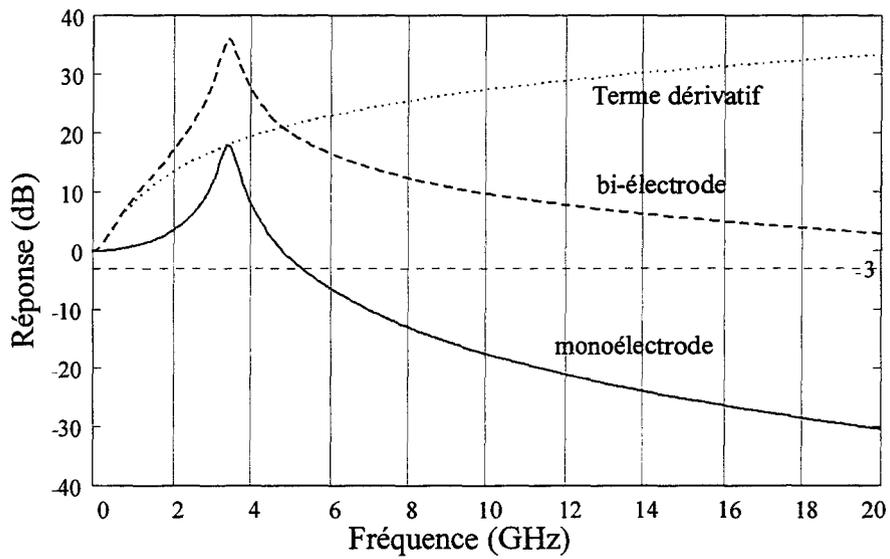


Figure 15 : Représentation de l'influence du terme dérivatif sur la fonction de transfert du laser monoélectrode et débouchant sur la fonction de transfert du laser bi-électrode.



$$h(\omega) = \frac{H(\omega)}{H(0)} = \frac{\omega_R^2}{\gamma} \cdot \frac{j \cdot \omega + \gamma}{\omega_R^2 - \omega^2 + j \cdot \gamma \cdot \omega} \quad (20)$$

L'analyse de cette expression fait apparaître que la fréquence de résonance reste la même que pour le laser monoélectrode ; en revanche, son amplitude apparaît excessive du fait des hypothèses simplificatrices.

Il est possible de décomposer cette fonction de transfert en un produit de deux fonctions :

$$h(\omega) = M(\omega) \cdot N(\omega) = \left\{ \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + j \cdot \gamma \cdot \omega} \right\} \cdot \left\{ \frac{j \cdot \omega + \gamma}{\gamma} \right\} \quad (21)$$

Il en ressort que la fonction de transfert du laser bi-électrode modulé en tension est la résultante de la fonction de transfert du laser monoélectrode multipliée par un terme dérivatif dépendant de la valeur du taux d'amortissement γ . L'influence de ce terme dérivatif est représentée à la Figure 15.

De cette analyse, nous pouvons déduire que l'optimisation de la structure d'un laser monoélectrode modulé directement par son courant est la même que celle d'un laser bi-électrode avec modulation de tension. L'expression (21) fait aussi apparaître que la diminution du taux d'amortissement a deux conséquences ; une amélioration de la partie "monoélectrode" de la réponse ainsi que nous l'avons indiqué plus haut, et une augmentation du niveau du terme dérivatif.

C . Mesures expérimentales

L'étude expérimentale s'est déroulée en deux phases principales. Tout d'abord, les mesures ont eu pour objectif de valider le concept en démontrant en particulier les différentes évolutions prédites par la modélisation. Ensuite, à partir des résultats obtenus, des structures optimisées ont été développées afin d'atteindre des performances hyperfréquences améliorées.





Tableau 4 : Structures développées et caractéristiques associées.

Label	Structure		Dimensions (μm)		Mesures							
	Puits Nb & Nature	Technologie	largeur ruban	Longueur	Ith (mA)	Rendt dif (W/A)	Gain dif (*1e-16 /cm ²)	Pertes int (/cm)	Rdt int	"Detuning " (nm)	KL	SMSR (dB)
MKL 633	5 puits	B.R.S. P.-F.	1.7	420	15	0.17	3.5	13	0.58			
MKL 745	5 Puits dopés	B.R.S. P.-F.	2	400	26	0.12	5.3	40				
MKL 738	10 puits	B.R.S. P.-F.	1.3	400	12	0.12	5.3	45	0.7			
MKL 512	5 puits	B.R.S. P.-F.	2	390	15	0.17	5.2	10	0.5			
MKL 524	3 puits	B.R.S. P.-F.	1.5	400	20	0.15	2	8	0.4			
MKL 505	7 puits	B.R.S. P.-F.	1	390	10.7	0.1	2.8	4	0.28			
MKL 1176	3 puits contraints	B.R.S. P.-F.	2	400	15	0.19	4	20	0.8			
MKL 1210	4 puits contraints	Ridge D.F.B.	2.5	380	16	0.19	6	7	0.53	-16	2	38
MKL 1258	3 puits contraints	Ridge D.F.B.	2.3	610	23	0.18	11			-5	1.8	35
TGB 88	7 puits contraints	Ridge D.F.B.	2	380	30	0.16	10	25	0.7	-6	1.7	40

Les différentes structures, utilisées au cours de cette étude, sont rappelées Tableau 4.

1) *Banc de mesures*

a) Description

Le banc utilisé pour effectuer les mesures de réponses hyperfréquences est représenté Figure 16. Il est composé d'un analyseur de réseau relié au laser ; le signal est envoyé dans une fibre connectée à un isolateur optique, puis à une photodiode qui est aussi reliée à l'analyseur de réseau. Ce dernier a pour fonction de mesurer le paramètre S21 qui représente le rapport entre la puissance de modulation fournie au laser, et l'amplitude du signal reçu et converti par la photodiode. La puissance de modulation fournie au laser est de 0 dBm (1 mW "hyper", ± 0.3 V) et une calibration est effectuée dans une gamme allant de 50 MHz à 40 GHz.

La mesure dépend évidemment de la réponse de la photodiode et il est donc nécessaire de corriger la mesure afin d'extraire uniquement la réponse provenant du laser. Deux photodiodes ont été utilisées : une photodiode commerciale "New Focus" 40GHz et une photodiode guide 40 GHz développée au laboratoire (HQT). Les réponses en fréquences de ces deux photodiodes sont données Figure 17. L'utilisation de la photodiode HQT a été nécessaire afin de réduire les pertes d'insertion de la chaîne.

b) Bilan de liaison

Une illustration de la liaison est représentée Figure 18. Nous n'aborderons pas dans cette partie le rendement hyperfréquence du laser qui constitue un paramètre à mesurer et qui dépendra de la méthode de modulation, de la nature du composant et de sa structure. Les pertes d'insertions sont alors constituées de la somme des pertes consécutives que subit le signal au cours de sa propagation, plus celles engendrées par le rendement de la photodiode. Il est donc important d'utiliser une photodiode dont le rendement est le plus élevé possible. La photodiode "New Focus", bien que présentant une réponse en fréquence relativement plate jusqu'à 40 GHz, ne dispose que d'un rendement de 0,25 A/W, ce qui augmente grandement les pertes d'insertions. De plus, elle ne peut être soumise à une puissance optique continue de plus de 1mW ; il a donc été nécessaire pour de nombreuses mesures d'atténuer la puissance



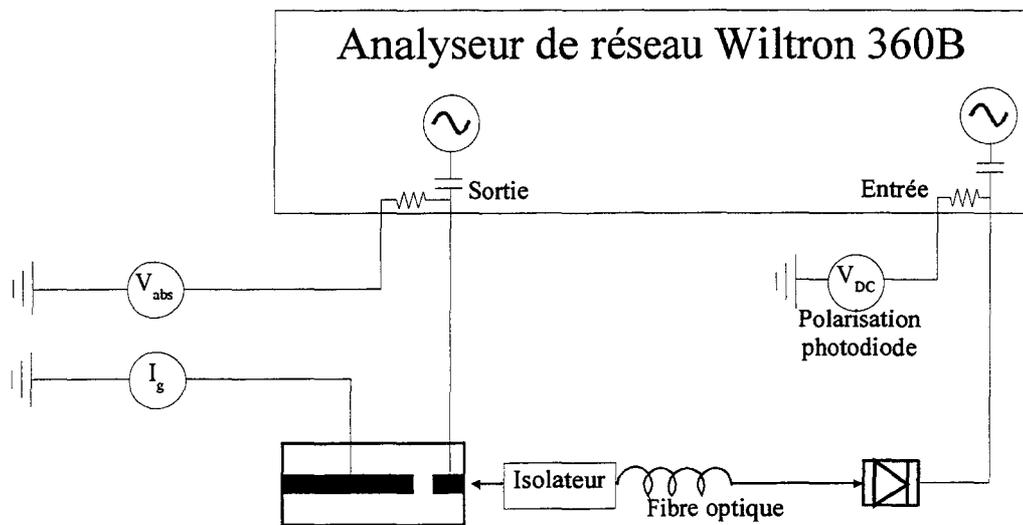
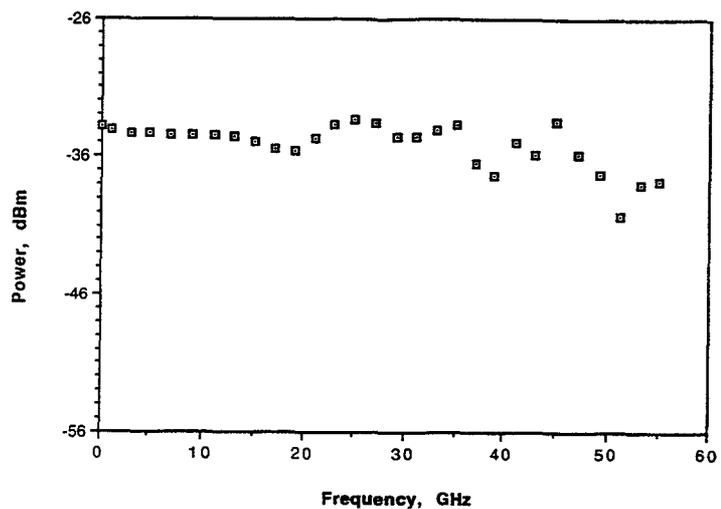
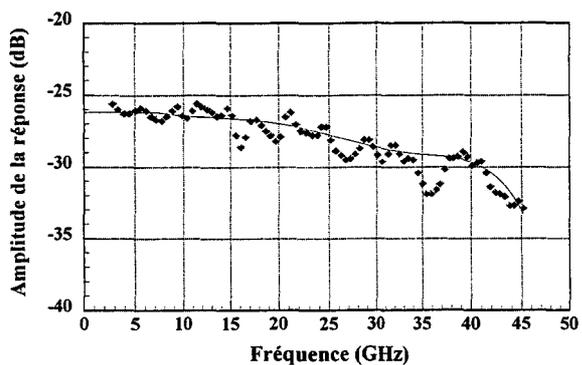


Figure 16 : Banc de mesure de réponse hyperfréquence



(a)



(b)

Figure 17 : Réponses dynamiques de (a) la photodiode "New Focus" et (b) la photodiode guide HQT toutes deux données à $F_c = 40\text{GHz}$.



émise par le laser, ce qui engendre des pertes supplémentaires. Pour ces raisons, dès que cela a été possible, la photodiode HQT a été préférée car elle possède un rendement de 0,7 A/W et sans qu'il soit nécessaire d'atténuer le signal optique ; son signal est légèrement décroissant après 20 GHz mais sa bande passante à -3dB reste à 40 GHz.

Si l'on suppose un laser possédant un rendement de 0,15 W/A, les pertes d'insertions minimales avec la photodiode "New Focus" seront de 41 dB alors qu'elles ne seront que de 32 dB avec la photodiode HQT.

2) *Validation expérimentale du nouveau concept*

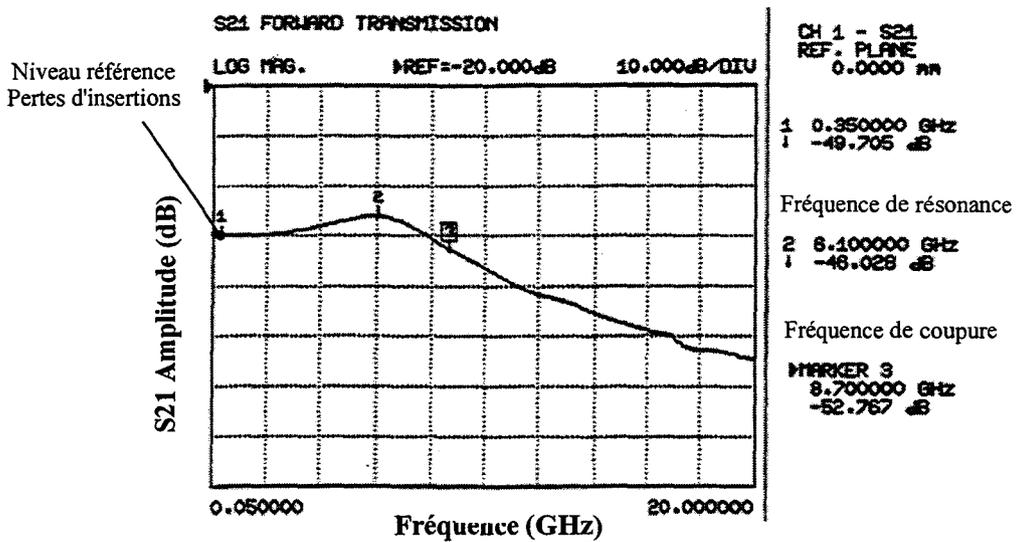
Dans un premier temps, trois structures multipuits quantiques ont été choisies pour vérifier expérimentalement ce concept.

- MKL 633, 5 puits non dopés
- MKL 745, 5 puits très dopés p ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
- MKL 738, 10 puits dopés p ($\sim 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)

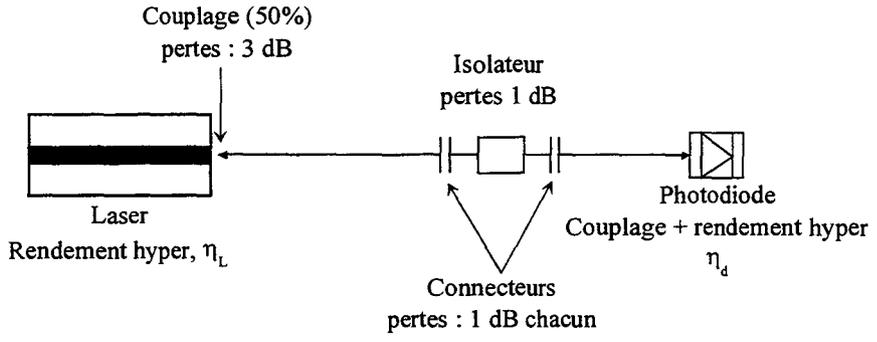
Le choix des configurations en terme de longueurs d'électrodes a été fait de façon à minimiser le plus possible les éléments parasites. En effet, la modélisation des composants bi-électrodes en modulation de tension a été faite en prenant en compte un circuit parasite ayant pour origine la résistance d'accès de la section modulée et les différentes capacités dans cette même section. Les calculs ont montré que, tout comme la modulation directe, la réponse en modulation d'absorption peut se voir grandement diminuée du fait de la présence de ces éléments. Sur les premières structures, la surface de contact dépendait directement de la longueur de la section de contrôle puisqu'aucun plot de report spécifique n'avait été conçu ; aussi avons-nous utilisé des composants dont la section modulée faisait aux alentours de 40 μm et la section de gain environ 400 à 500 μm .

La structure MKL738 a été conçue pour la génération hyperfréquence par modulation directe. Des composants courts monoélectrode ($\approx 150 \mu\text{m}$) issus de cette plaque ont présenté de larges bandes passantes de l'ordre de 10 GHz. Cependant, à cause de fortes pertes internes





(a)



(b)

Figure 18 : Illustration des pertes d'insertions avec un exemple de résultat de mesure de réponse en fréquence d'un laser monoélectrode (a) et du bilan de liaison (b). (Les dB indiqués dans cette figure sont optiques il faut les multiplier par deux pour les transformer en électriques)



empêchant son utilisation en configuration bi-électrode à des tensions basses, il n'a pas été possible d'obtenir des performances intéressantes. Ceci confirme la nécessité de travailler avec des structures comportant des pertes internes faibles afin de permettre un contrôle efficace de l'absorption dans la section courte.

En revanche, des composants de la plaque MKL 633, bien que non optimisés pour la génération hyperfréquence, ont permis de confirmer les améliorations attendues par modulation d'absorption.

La Figure 19 montre des résultats de mesures de paramètres S21 dans diverses conditions de courant I_g et de tension V_{abs} .

Ces mesures ont été obtenues avec la photodiode "New Focus", ce qui explique le fort niveau de pertes d'insertions.

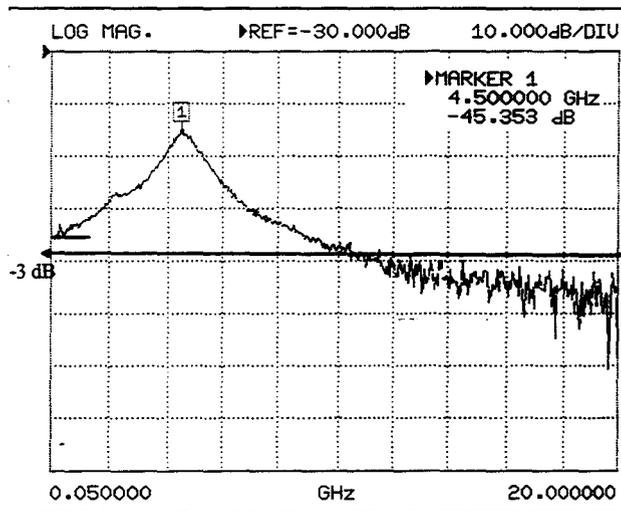
Ces résultats nous permettent donc une première analyse du comportement provoqué par la modulation d'absorption, et ceci en fonction du courant continu I_g appliqué sur le gain, et surtout avec la diminution de la valeur de tension continue appliquée sur la section de contrôle.

L'évolution de la réponse avec le courant I_g (Figure 19a) est équivalente à celle observée avec un laser monoélectrode, dans le sens où la fréquence de résonance augmente linéairement avec la puissance optique (un exemple de tracé de f_R en fonction de \sqrt{P} est donné Figure 20). Par contre, on ne retrouve pas le facteur 1,5 entre la fréquence de coupure et la fréquence de résonance puisque, même à 180 mA où l'amplitude de la résonance est environ de 10dB, ce rapport est de 2,2.

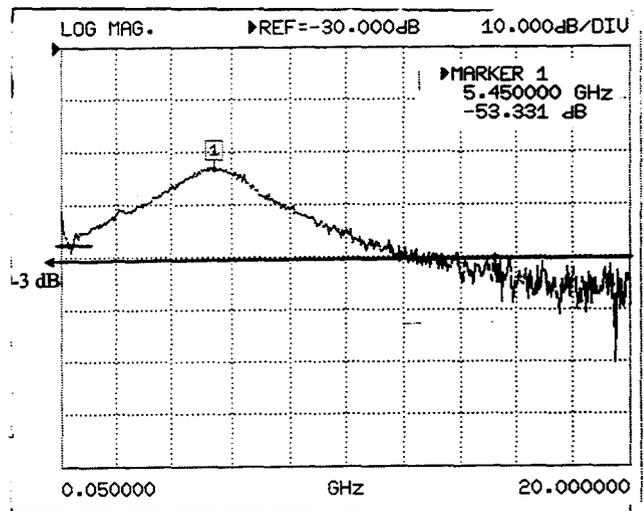
Si I_g est fixé et que l'on fait varier V_{abs} , on obtient les courbes de la Figure 19b sur lesquelles apparaissent les évolutions prédites par la modélisation.

Lorsque V_{abs} varie de 0,8 V à 0,5 V, l'amplitude de la résonance augmente de 8 dB et la fréquence de coupure passe de 10 à 12.5 GHz.

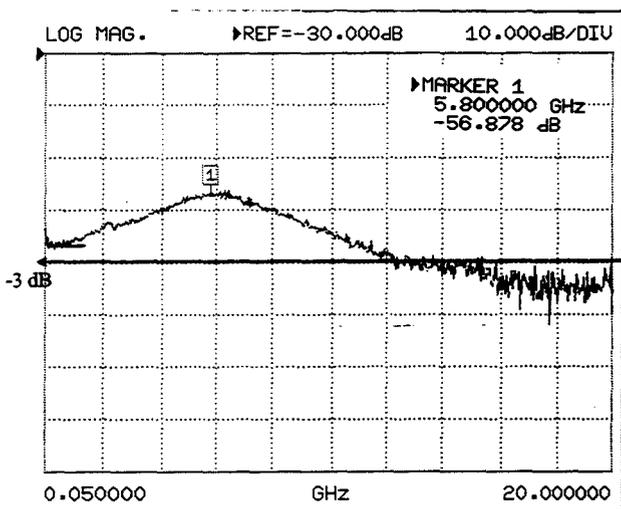




$V_{abs}=0,4 \text{ V } I_g=80 \text{ mA}$



$V_{abs}=0,4 \text{ V } I_g=120 \text{ mA}$



$V_{abs}=0,4 \text{ V } I_g=180 \text{ mA}$

Figure 19 : Résultats de mesures de paramètres S21, par modulation d'absorption, effectués sur le composant 6/VIII issu de la plaque MKL 633 (5 puits non dopés) ($L_{abs}=35 \mu\text{m}$, $L_g=400 \mu\text{m}$, résistance interélectrode de $1.5 \text{ k}\Omega$).

(a) Evolution avec le courant I_g ($V_{abs}=0,4 \text{ V}$)



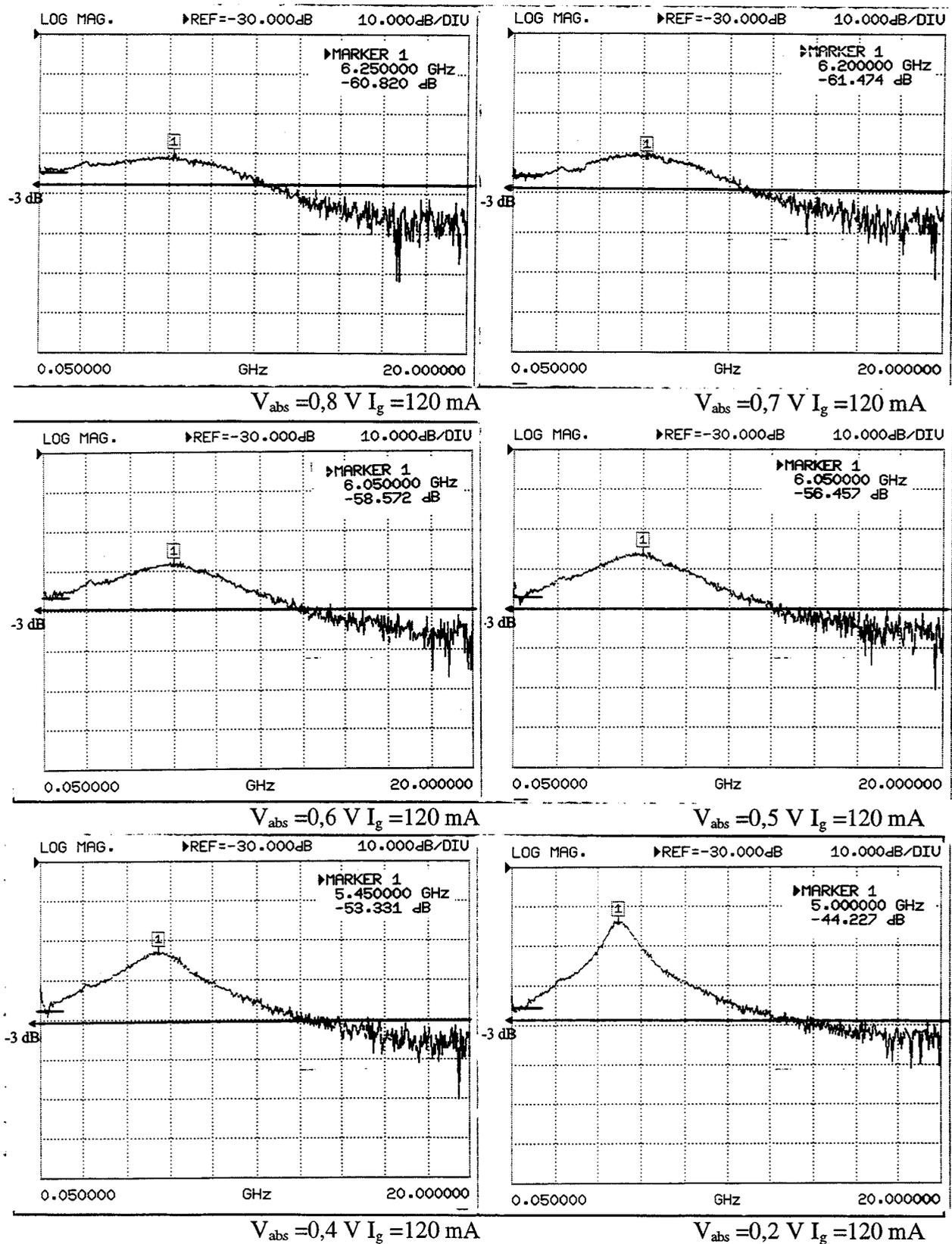


Figure 19 : Résultats de mesures de paramètres S21, par modulation d'absorption, effectués sur le composant 6/VIII issus de la plaque MKL 633 (5 puits non dopés) ($L_{abs}=35 \mu\text{m}$, $L_g=400 \mu\text{m}$, résistance interélectrode de $1.5 \text{ k}\Omega$).

(b) Evolution avec la tension V_{abs} ($I_g=120 \text{ mA}$)



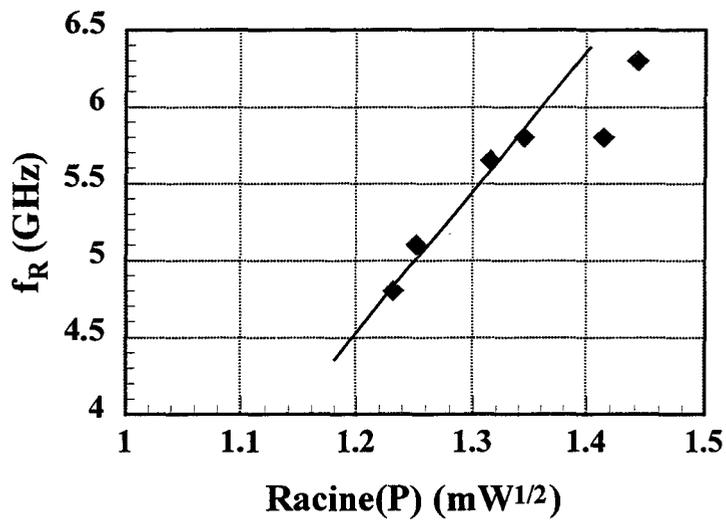


Figure 20 : Courbe $f_R=f(P)$ à $V_{abs} = 0,4$ V, composant MKL633 6/VIII

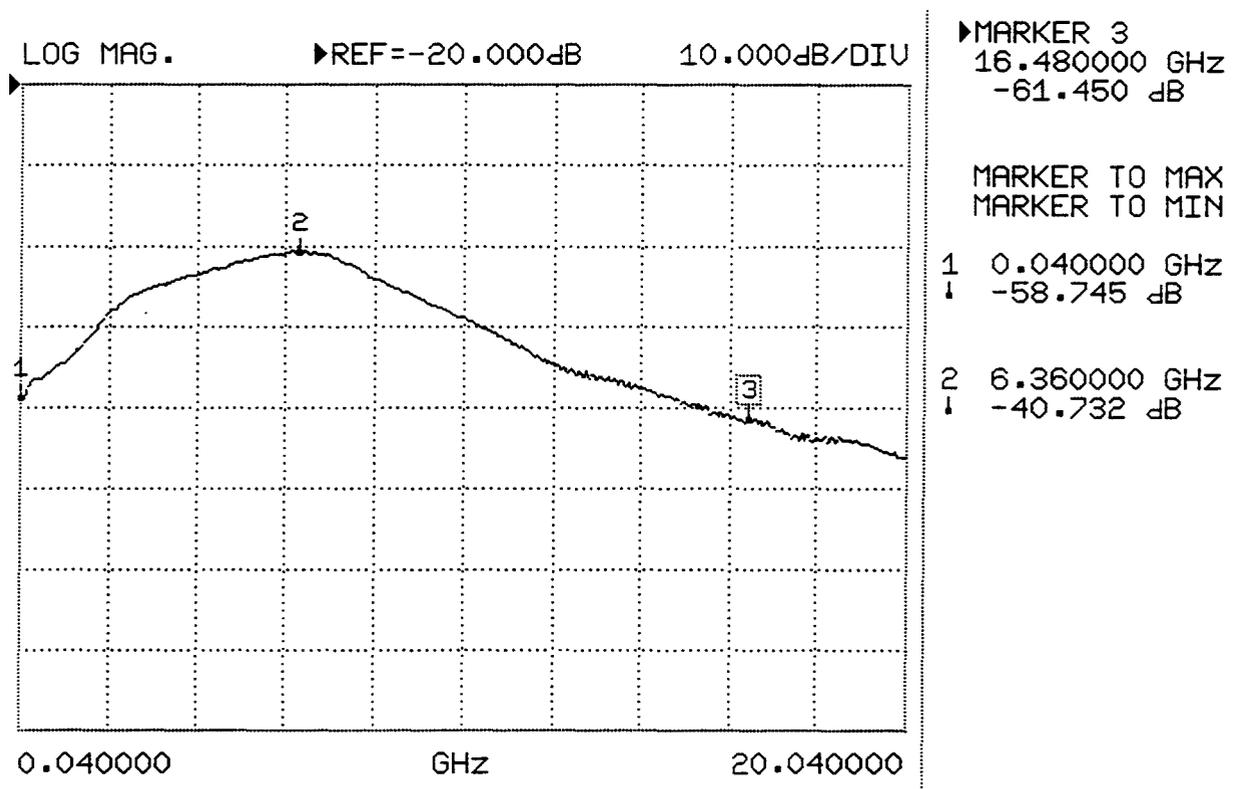


Figure 21 : Exemple de résultat obtenu avec le composant XVI/09 ($L_{abs}=35$ μ m, $L_g=420$ μ m, $V_{abs} = 0,2$ V, $I_g = 100$ mA) de la plaque MKL 745 (5 puits très dopés).



Si la tension est encore diminuée, l'amplitude de la résonance continue à augmenter, mais cette fois, l'augmentation est en partie liée à la diminution de puissance optique qui se traduit par la diminution de la valeur de fréquence de résonance. Cependant, malgré cette diminution de la fréquence de résonance, la fréquence de coupure reste aux alentours de 12 GHz, ce qui confirme la diminution de pente de décroissance post-résonance et valide ainsi qualitativement les prédictions du modèle.

Des tendances identiques ont été obtenues avec des composants issus de la plaque MKL745, mais les fréquences de coupure atteintes sont meilleures, ainsi que le laissait prévoir la valeur plus grande de gain différentiel. Un exemple de résultat obtenu avec cette plaque est donné Figure 21.

Malgré son gain différentiel plus élevé, cette structure présente cependant une limitation liée à la forte valeur de ses pertes internes. En effet, ainsi qu'il a été noté dans le chapitre précédent, les composants font apparaître de l'autopulsation pour des valeurs négatives de la tension et dans une certaine gamme de courant I_g . Un exemple de résultat, montrant la présence de pics de résonance situés à des harmoniques successives, est présenté Figure 22. Bien que ce type de comportement puisse être exploité, notamment dans le cadre d'applications comme l'extraction d'horloge, nous n'avons pas approfondi cette approche et nous avons cherché à nous affranchir de cette autopulsation. Il n'a donc pas été possible d'utiliser cette structure à faible tension.

Pour cette raison, les structures suivantes ont été conçues afin de diminuer les pertes internes tout en conservant un fort gain différentiel. Dans le choix du processus de fabrication, nous avons aussi pris en compte les éléments parasites de manière à les minimiser.

3) *Eléments parasites*

Les éléments tels que la résistance d'accès du composant ainsi que les différentes capacités de plot, de jonction, de protons pour une structure B.R.S., constituent un circuit de type RC qui peut, en se superposant à la bande passante intrinsèque du composant, limiter la réponse en fréquence. Il est donc nécessaire de minimiser leur influence, et pour cela, nous avons isolé les éléments les plus limitant dans le but de les réduire.



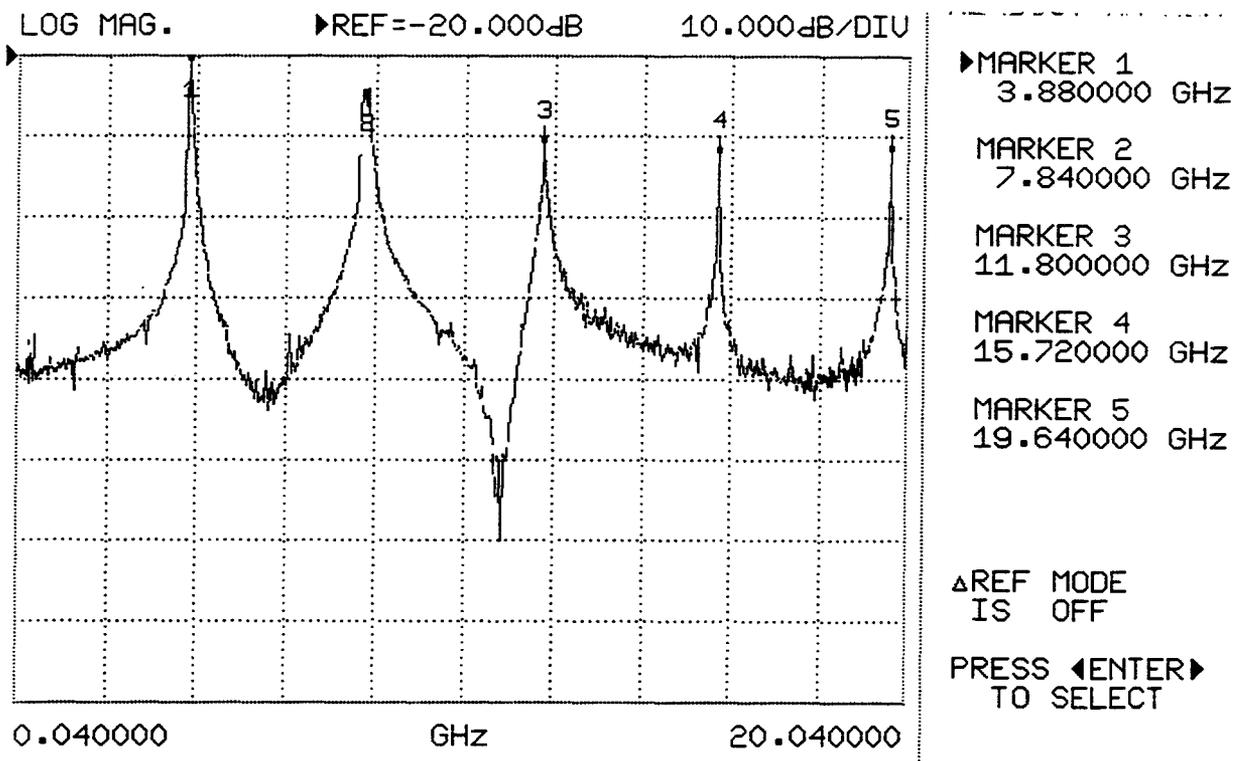


Figure 22 : Réponse en fréquence faisant apparaître une forte autopulsation. Composant XVI/09 MKL745, $I_g = 180$ mA, $V_{abs} = -1$ V

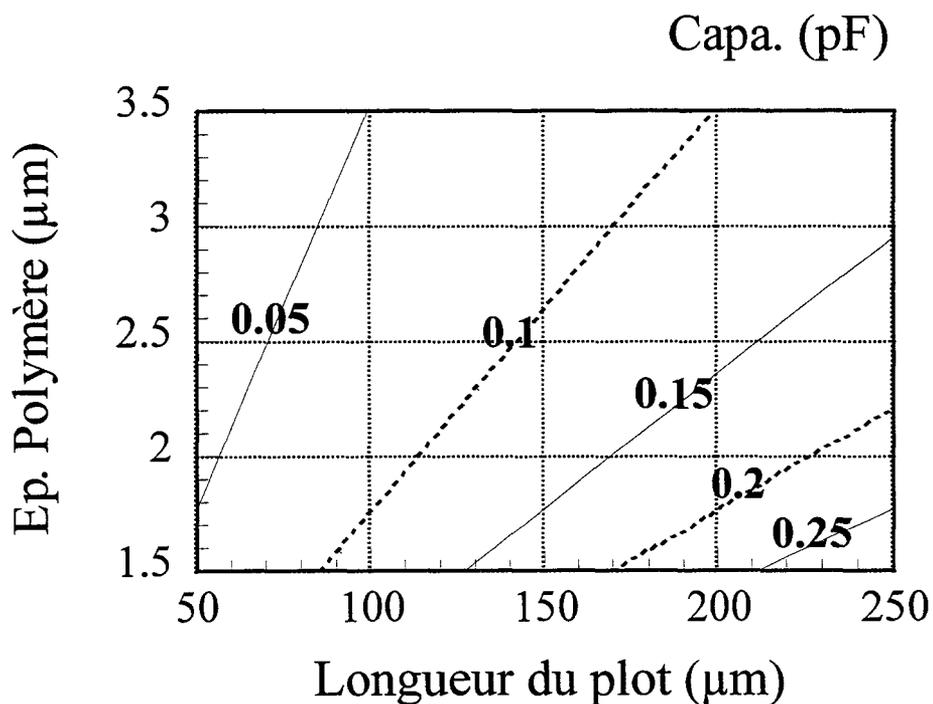


Figure 23 : Courbes isocapacité liées à l'épaisseur du polymère en fonction de la longueur du plot de contact. La largeur est fixée à $50 \mu\text{m}$



Pour les lasers monoélectrodes de type Ridge, les éléments à prendre en compte sont la résistance série, la capacité de plot et une très légère capacité de diffusion associée à l'homojonction $\text{InP}_n\text{-InP}_p$ [Krakowsky Comm.]. Pour la modulation d'absorption, puisque la section est alimentée en dessous de la tension de potentiel interne, la capacité de diffusion est inexistante ; par contre, nous devons prendre en compte une capacité de charge d'espace. Ainsi les éléments considérés sont : la résistance série de la section modulée, la capacité du plot de contact reporté sur polymère et la capacité de charge d'espace dans la zone active.

a) Capacité de plot

L'expression utilisée pour cet élément est :

$$C_p = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \frac{S}{e} \quad (22)$$

ϵ_0 et ϵ_r représentent respectivement la permittivité du vide et relative du polymère, S est la surface du contact et e l'épaisseur de polymère sous le contact.

Les courbes Figure 23 représentent l'évolution de la capacité du plot avec l'épaisseur de polymère et la longueur du plot. La largeur du plot a été fixée à 50 μm .

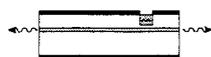
Ainsi, avec un plot de 50 μm x 50 μm placé sur 2 μm de polymère, la capacité est de ~ 0.05 pF.

b) Résistance série

La valeur de référence est de 4 Ω pour une longueur de contact de 400 μm . La résistance évolue alors comme l'inverse de cette longueur. Ainsi, pour une électrode de 40 μm , la résistance sera de 40 Ω et pour 20 μm , elle est de 80 Ω .

c) Capacité de charge d'espace

Cette capacité, prenant naissance dans la zone active, est exprimée par la relation :



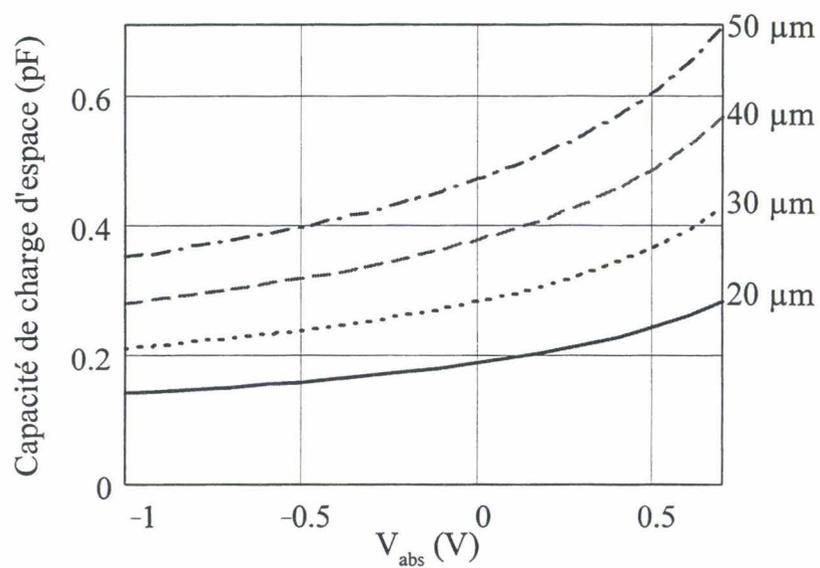


Figure 24 : Evolution de la capacité de charge d'espace avec la tension V_{abs} pour différentes longueurs de section de contrôle.



$$C_{sch} = \epsilon \cdot S \cdot \sqrt{\frac{q}{2 \cdot \epsilon \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right) \cdot (V_{bi} - V_{abs})}} \quad (23)$$

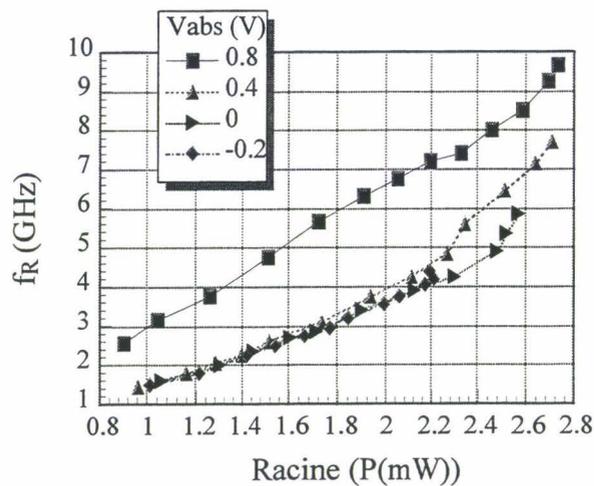
où N_A et N_D sont les dopages p et n respectivement, S est la surface de la jonction dans la section modulée et V_{bi} est la tension de barrière interne.

Cette capacité dépend donc, à la fois de la longueur de la section, mais aussi de la tension continue appliquée V_{abs} . Les courbes de la Figure 24 illustrent ces dépendances.

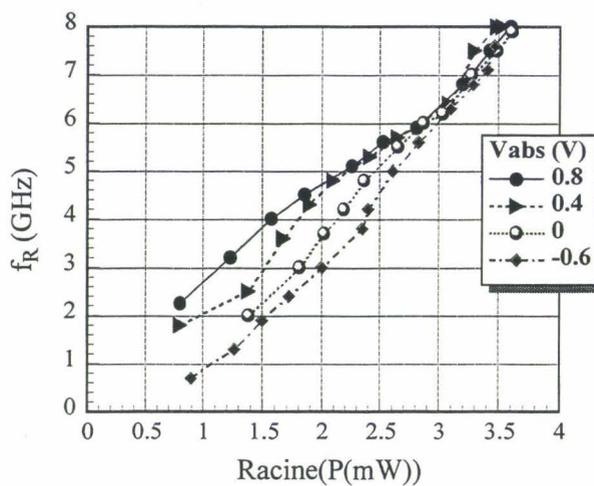
Considérons l'ensemble de ces éléments au travers du produit RC. Il apparaît que le produit est indépendant de la longueur de la section modulée, par contre, il est possible de le diminuer par l'intermédiaire de la capacité de plot grâce à une faible longueur de celui-ci ou bien par une plus forte épaisseur de polymère. De même, il est important de travailler à une tension continue la plus faible possible de manière à minimiser la capacité de charge d'espace. Ces conclusions sont complétées par l'étude faite par B.Wu [Wu APL95] qui propose d'utiliser une courte section modulée car il semblerait que l'influence du circuit RC devienne moins limitative dans le cas où la résistance série de cette section est proche ou supérieure à la résistance de charge du générateur (soit 50 Ω).

Les valeurs des éléments parasites ont été extraites sur quelques composants bi-électrodes. Les mesures ont été faites à l'IEMN, et consistent à extraire le schéma équivalent du laser à partir de mesures des paramètres S11 ; ces paramètres sont déterminés à partir de la puissance électrique réfléchie par le composant dans diverses conditions d'alimentations et de fréquences de modulation. Les résultats obtenus ont confirmé les calculs précédents. Pour un composant dont la section modulée est de 80 μm , la résistance série est de l'ordre de 25 Ω , et la capacité est aux alentours de 0,3 pF.

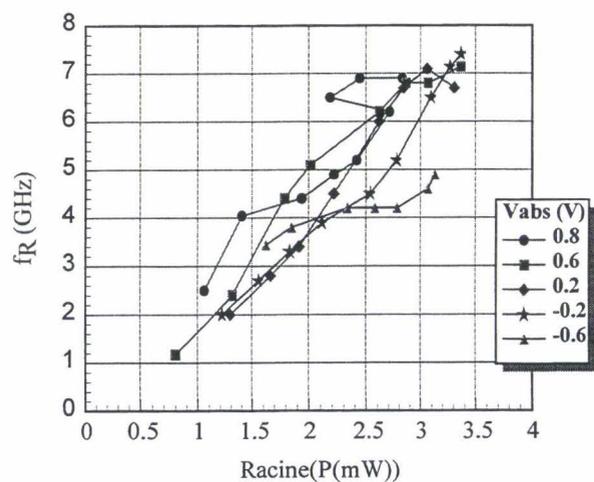




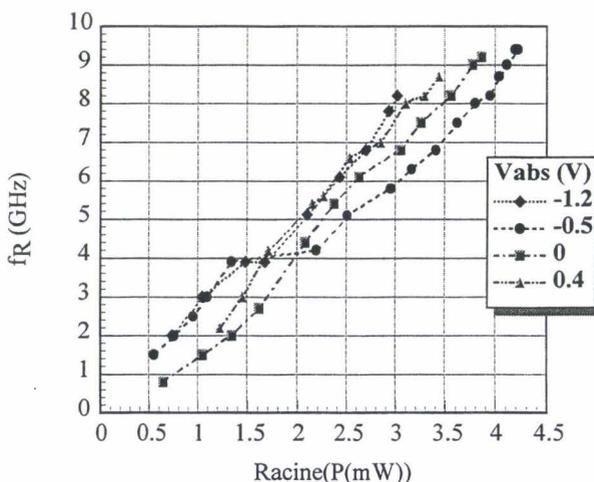
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 25 : Réseaux de courbes représentant la fréquence de résonance en fonction de la racine carré de la puissance émise à plusieurs valeurs de tension V_{abs} et ceci pour des composants de longueurs similaires issus de plaques différentes.

- (a) Plaque B.R.S. MKL 745, 5 puits dopés
- (b) Plaque B.R.S. MKL 505, 7 puits non dopés
- (c) Plaque Ridge MKL 1210, 4 puits contraints
- (d) Plaque Ridge TGB 88, 7 puits contraints



Malgré cette faible valeur de capacité, le produit RC ($\sim 15 \cdot 10^{-12} \Omega \cdot F$, $f_c \sim 10$ GHz) reste suffisamment élevé pour constituer encore une limitation.

4) *Etude de l'évolution de la réponse hyperfréquence avec la tension V_{abs}*

La bande passante des lasers bi-électrodes dépend donc fortement de la fréquence de résonance. En plus de l'évolution du gain différentiel avec le courant de gain, il est important d'étudier son évolution avec la tension continue appliquée.

Pour caractériser un laser monoélectrode, la procédure consiste à tracer une courbe représentant la fréquence de résonance en fonction, soit de la racine carré de la puissance, soit de celle du courant réduit de la valeur du courant de seuil. Pour le laser bi-électrode, la même procédure a été suivie avec un paramètre supplémentaire : la tension continue V_{abs} .

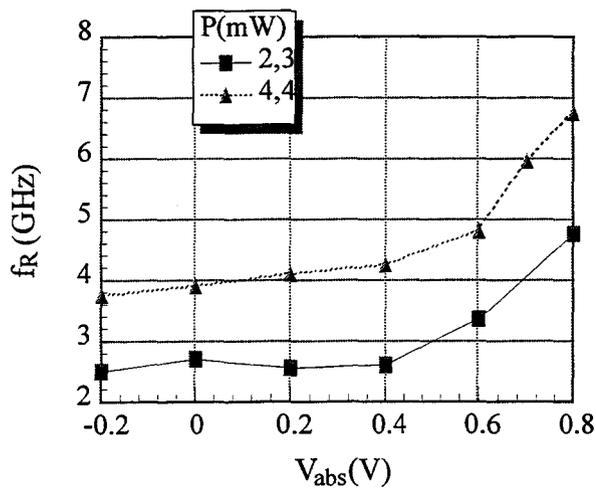
Sur la Figure 25, plusieurs réseaux de courbes représentant la fréquence de résonance f_R en fonction de la racine carré de la puissance émise sont représentés pour différentes valeurs de tension continue V_{abs} imposée.

A partir des pentes des courbes représentées, on retrouve l'évolution des gains différentiels ainsi qu'elle est apparue en configuration monoélectrode (cf. Tableau 4).

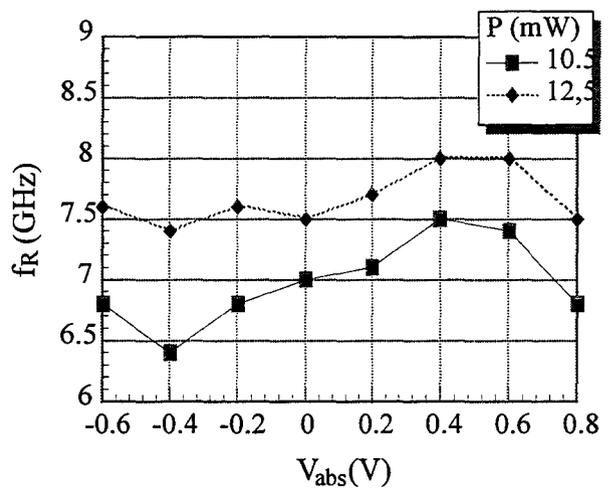
A un niveau donné de puissance:

- La fréquence de résonance est plus importante pour les structures 4 et 7 puits contraints que pour la structure à 5 puits dopés et plus encore que la structure à 7 puits non dopés.
- Quelle que soit la structure, plus la tension V_{abs} diminue, plus la fréquence de résonance est faible. Cette tendance est illustrée Figure 26 pour deux plaques (MKL 505 et 745) avec des pertes internes différentes. Ces courbes montrent que cet effet est plus important sur une structure comportant de fortes pertes internes. Il est donc important de travailler avec des structures à faibles pertes internes, ceci afin de pouvoir tirer profit du gain différentiel de la structure concernée à des niveaux de tensions les plus faibles possibles.





(a)



(b)

Figure 26 : Evolution de la fréquence de résonance en fonction de la tension V_{abs} pour des composants issus des plaques (a) MKL 745 (5 puits dopés), (b) MKL 505 (7 puits non dopés)



- Pour les structures de type D.F.B. (MKL 1210 et TGB 88), certaines courbes font apparaître une tendance à la saturation ce qui pourrait rejoindre une étude faite par J.Feng [Feng APL95] qui montre la dépendance de l'évolution de la fréquence de résonance en fonction de la puissance en modifiant l'uniformité de la répartition des photons dans la cavité. La distribution des photons dans la cavité a une forte influence sur la fréquence de résonance et une importante inhomogénéité peut être la cause d'un effet de saturation dans l'évolution de la fréquence de résonance avec la puissance optique émise.

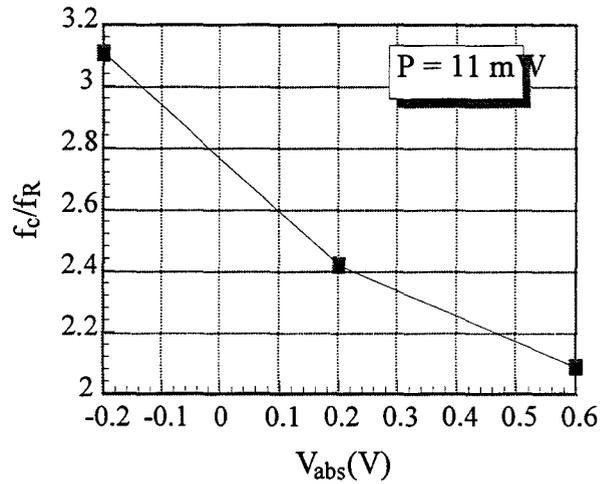
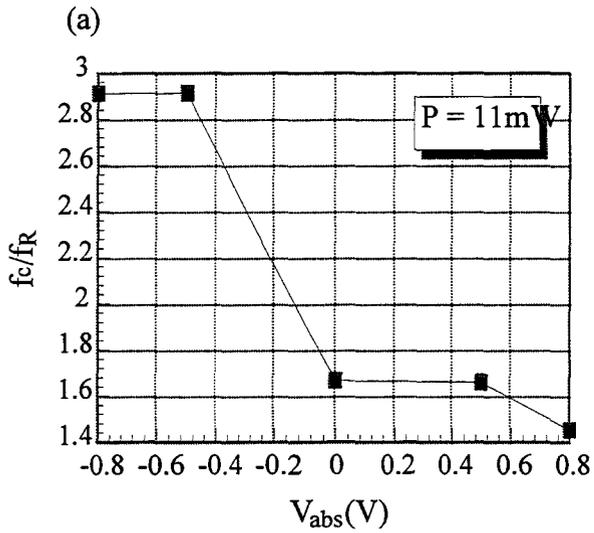
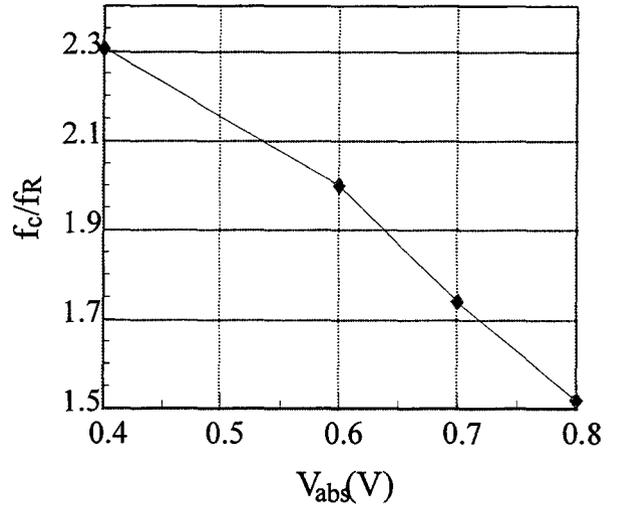
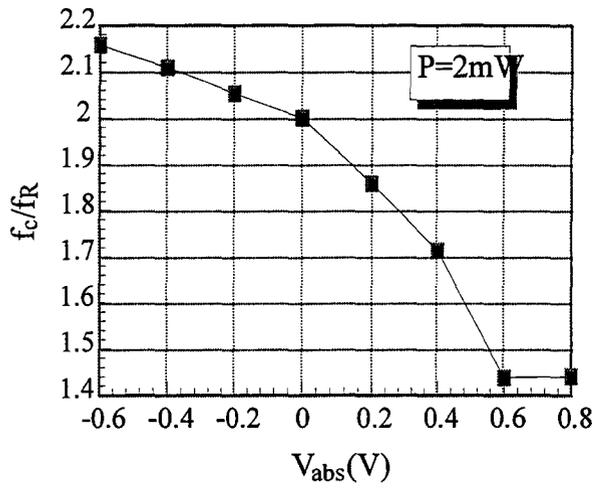
Si la fréquence de résonance est une grandeur qu'il faut pouvoir augmenter le plus possible, la décroissance post-résonance est également un paramètre très important. Pour l'étudier, nous avons relevé l'évolution du rapport fréquence de coupure sur fréquence de résonance (ce rapport est à peu près égal à 1,5 dans le cas d'une modulation directe d'un laser monoélectrode).

Quelques résultats de mesures de ce rapport sont représentés Figure 27 en fonction de la tension V_{abs} . Ces courbes montrent très clairement l'influence bénéfique d'une modulation à faible tension continue. Quelle que soit la structure, le rapport dépasse la valeur de 2,1. Par contre, ce rapport est limité pour les structures B.R.S. La raison à cela provient de la limitation induite par le circuit RC plus importante dans les structures B.R.S. que dans les structures Ridge. On peut voir que, grâce à l'utilisation de ces structures Ridge, il est alors possible de dépasser un rapport de 3 ; ce qui nous a permis d'atteindre de très hautes performances dynamiques. La modélisation nous prédisait des rapports de l'ordre de 5, mais cela, sans prendre en compte de limitations pouvant provenir du circuit RC.

5) Performances et analyse

Grâce à l'utilisation de structures à puits contraints associée à l'utilisation de la modulation d'absorption nous avons mesuré une réponse hyperfréquence atteignant la fréquence de coupure record de 30 GHz (structure MKL1210, 4 puits contraints) (cf. Figure 28). Il est à noter que la courbe représentée a été corrigée de la réponse de la photodiode HQT présentée plus tôt.





(a)

(b)

(d)

Figure 27 : Evolution du rapport f_c/f_R en fonction de la tension V_{abs} pour différents composants. (a) MKL 505 B.R.S., (b) MKL 745 B.R.S., (c) TGB 88 Ridge, (d) MKL 1210 Ridge



Une telle amélioration de la bande passante a pu être reproduite avec la seconde structure à fort gain différentiel (TGB 88, 7 puits contraints) avec une fréquence de coupure de 28 GHz (cf. Figure 29).

Pour ces deux résultats, la modélisation des réponses nous montre qu'une limitation provenant du RC est encore présente et que, une fois extraites, les réponses intrinsèques atteindraient, voire dépasseraient les 40 GHz de fréquence de coupure.

La réponse de la Figure 29 montre le niveau de pertes d'insertions de ce type de modulation (-35 dB) similaire à celui pouvant être obtenu en modulation directe. De plus, grâce à la faible décroissance post-résonance, le signal à 40 GHz n'est que 9 dB en dessous du niveau référence. Ceci nous conduit à considérer ces composants comme fort intéressants pour les transmissions optiques larges bandes.

Enfin concernant la photodiode HQT, utilisée pour ces mesures, il est à noter qu'elle a été caractérisée en fréquence uniquement pour une puissance optique reçue de 1mW, il est donc possible que sa réponse soit modifiée pour des puissances supérieures, ce qui n'a pas été encore validé. Il est à prévoir cependant une diminution de la bande passante de la photodiode, provoquée par un effet de saturation, lié à la plus forte puissance optique [Journet Thèse96]. Les résultats de la structure laser issus du détecteur soumis à de fortes puissances (>10mW), sont donc vraisemblablement pessimistes.

6) *Evaluations pour transmissions.*

La transmission optique d'informations suppose la propagation du signal dans une fibre et, si possible, sur de grandes distances. Il est donc nécessaire d'étudier l'évolution du signal en fonction de la distance de fibre dans laquelle il se propage.

a) Etude de la propagation dans une fibre

Une première étude consistant à mesurer la réponse hyperfréquence après différentes longueurs de fibre a été effectuée. La fibre utilisée peut être, soit classique (minimum de dispersion à $\lambda = 1.3\mu\text{m}$ et minimum d'absorption à $1.55\mu\text{m}$), soit à dispersion décalée (minimum de dispersion et d'absorption à $\lambda = 1,55\mu\text{m}$). Les premières mesures ont été faites



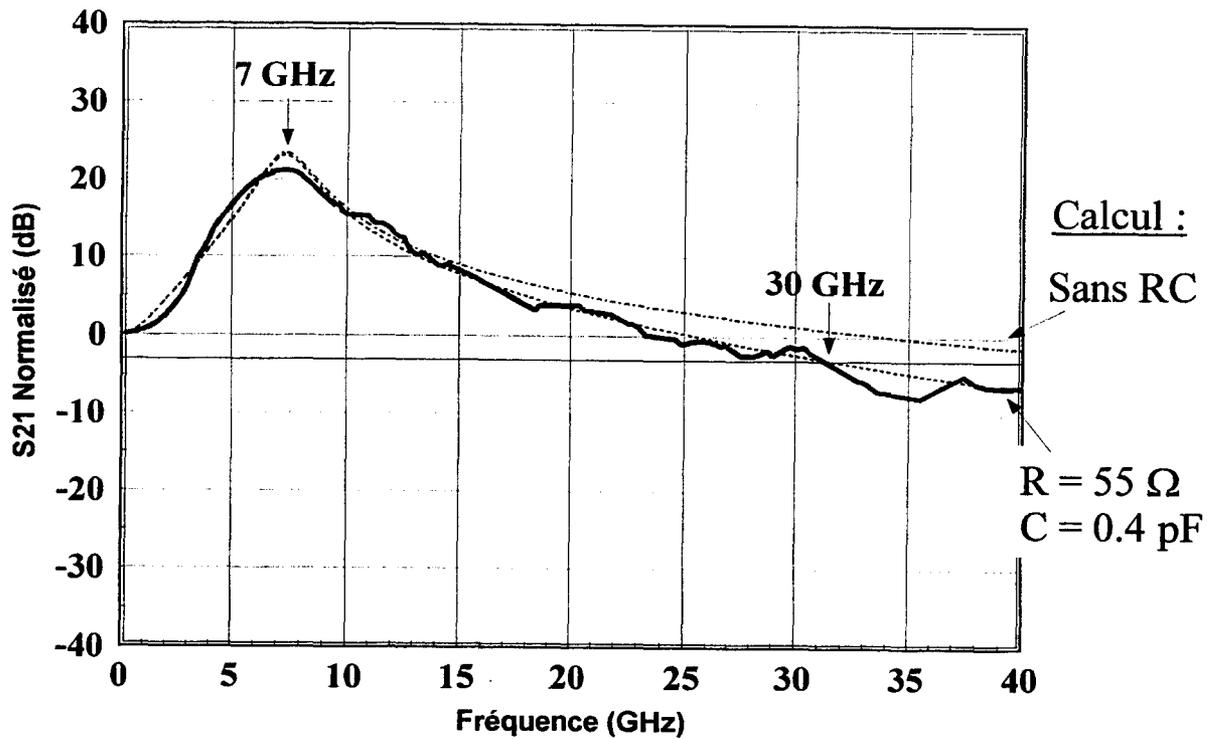


Figure 28 : Meilleur résultat obtenu avec un laser bi-électrode ($L_g= 600$, $L_{abs}= 50\mu m$) provenant de la plaque MKL 1210 (4 puits contraints) par modulation d'absorption ($I_g= 200mA$, $V_{abs}= -.6V$). (La réponse est corrigée de la réponse de la photodiode HQT 7/B.) En trait discontinu les résultats de modélisation avec et sans RC sont représentés

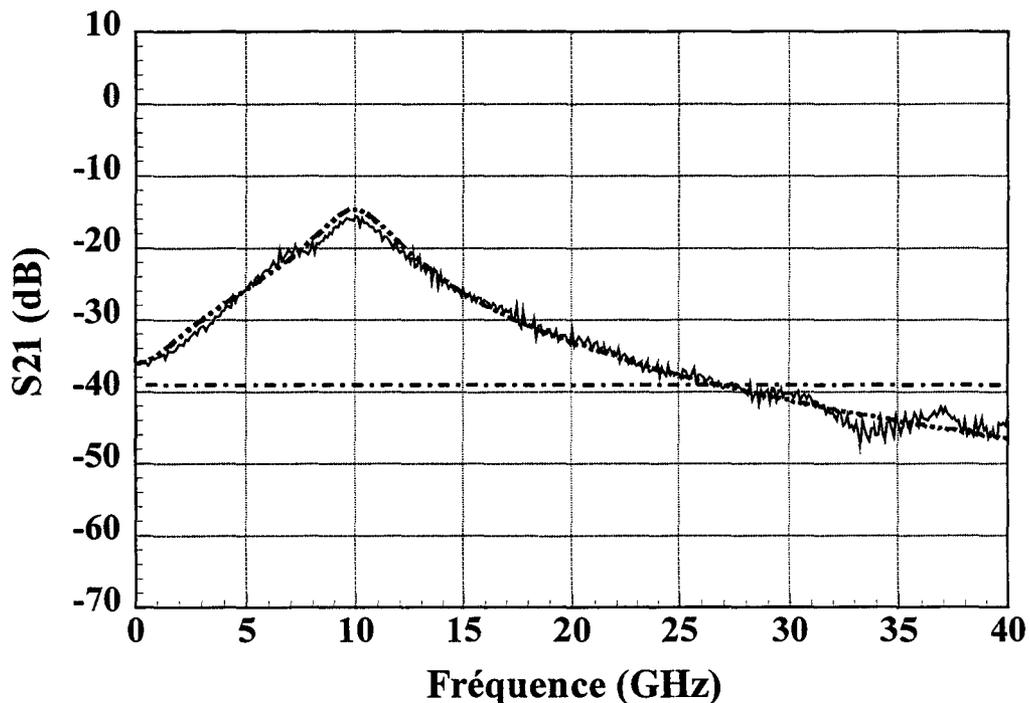


Figure 29 : Meilleur résultat obtenu avec un laser bi-électrode ($L_g= 450\mu m$, $L_{abs}= 30\mu m$) provenant de la plaque TGB 88 (7 puits contraints) par modulation d'absorption ($I_g= 260mA$, $V_{abs}= -0.8V$). En trait discontinu apparaît le résultat de la modélisation avec un circuit RC ($R=50 \Omega$ et $C=0,3 pF$)



avec une fibre à dispersion décalée et il n'est apparu aucune diminution de la fréquence de coupure après 12 km. Toutefois ce type de fibre n'étant pas encore très couramment utilisée, nous avons effectué les même expériences avec de la fibre "dispersive".

L'analyse consiste à relever l'évolution de la fréquence de coupure après différentes distances de propagation (cf. Figure 30). La relation qui régit ce comportement est :

$$f_c = \frac{1}{D \cdot \Delta\lambda \cdot L} \quad (24)$$

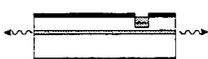
avec D : la dispersion de la fibre à la longueur d'onde considérée (20 ps/nm.km pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$), $\Delta\lambda$ représente la largeur spectrale de l'émetteur, L est la distance de fibre.

Si l'élargissement spectral provoqué par la modulation est suffisamment faible face à la largeur du spectre d'émission du laser, alors $1/f_c=f(L)$ sera linéaire. C'est ce qui peut être vérifié sur la courbe Figure 30. La largeur spectrale peut être déduite de cette droite ; elle est dans ce cas de 0.05nm soit environ 6 GHz. Il serait nécessaire de vérifier cette valeur par d'autres méthodes de mesure (par exemple, par la détermination de la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne apparaissant à basses fréquences sur le spectre fréquentiel de l'émission laser en sortie d'une chaîne optique comprenant un interféromètre).

Malgré tout, il apparaît important d'utiliser des sources lasers avec de très faibles largeurs spectrales et aussi de minimiser l'élargissement de ce spectre ("Chirp") engendré par la modulation.

b) Evaluation de la gigue spectrale (le "chirp")

La mesure exacte de la gigue spectrale nécessite l'utilisation d'un banc spécifique auquel nous n'avons pu avoir accès. Toutefois, il est possible d'évaluer l'élargissement spectral provoqué par la modulation en mesurant, à différentes fréquences, la largeur de raie optique du spectre d'émission. Pour cette mesure nous n'avons besoin que d'un analyseur de spectre optique.



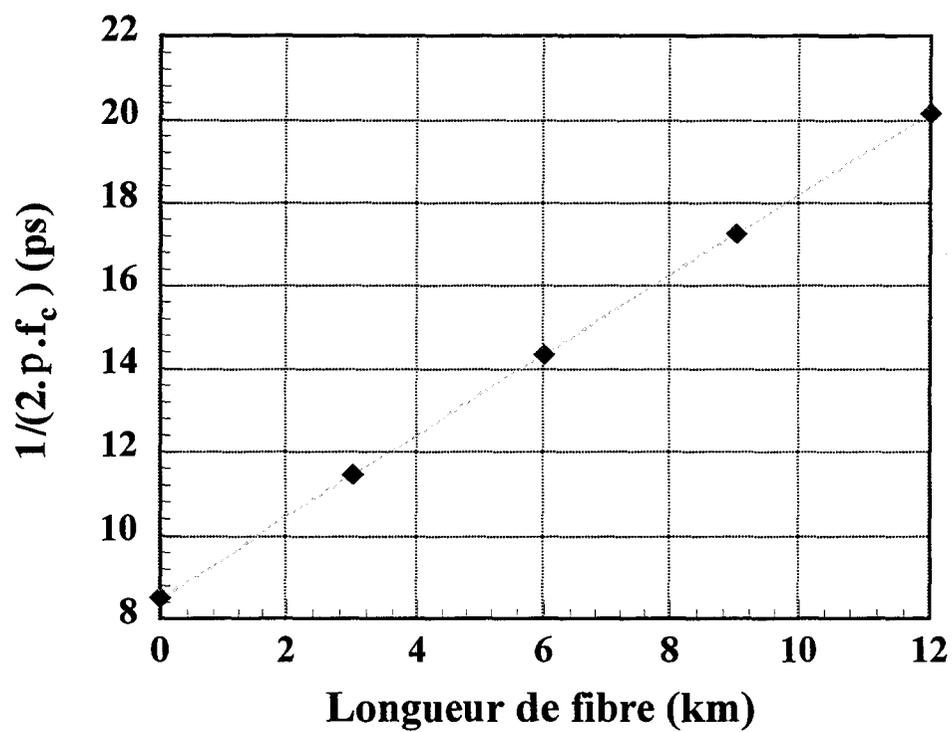


Figure 30 : Evolution de l'inverse de la fréquence de coupure avec la distance de fibre.
 Mesures faites sur un composant D.F.B. issu de la plaque TGB 88.



Ainsi que nous l'avons montré au cours de l'étude sur la génération d'impulsions, la modulation de l'absorption n'engendre pas d'élargissement important lors d'une modulation fort signal. Ceci a aussi été confirmé avec des petits signaux et pour des fréquences élevées (jusqu'à 20 GHz), ainsi que le montre la Figure 31. Cette mesure ne donne qu'une idée qualitative en raison de la limitation même du spectromètre (0.07 nm) qui ne permet pas de mesurer des valeurs extrêmement faibles. Toutefois, plusieurs études, dans la littérature [Feng APL95], montrent que l'utilisation de ce type de composant permet de diminuer la gigue spectrale de façon intéressante grâce à la faible modulation de porteurs qu'engendre la séparation du courant de gain et de la modulation.

V .Conclusion

Le point le plus important développé au cours de ce chapitre concerne la validation expérimentale du concept proposé par l'IEMN. La méthode de modulation, basée sur la modulation de tension d'une courte section d'un laser bi-électrode doit permettre de générer des signaux hyperfréquences atteignant le domaine millimétrique.

Nous avons montré que ce concept, bien que légèrement différent de la modulation directe, conduit aux mêmes optimisations de structures. Grâce à cela, nous avons fabriqué des composants bi-électrodes bénéficiant des améliorations apportées aux structures lasers ces dernières années.

Nous avons mené ensuite une étude sur l'influence de la modulation de tension, en particulier sur l'évolution des paramètres hyperfréquences. Nous avons démontré le double intérêt de moduler une courte section à une tension négative :

⇒ L'application d'une faible tension sur une courte section permet de réduire les éléments parasites.

⇒ Cela permet de modifier la réponse intrinsèque du laser par une augmentation du niveau d'amplitude de la résonance, et surtout cela diminue grandement la décroissance post-résonance ; la conséquence est une forte augmentation de la bande passante.



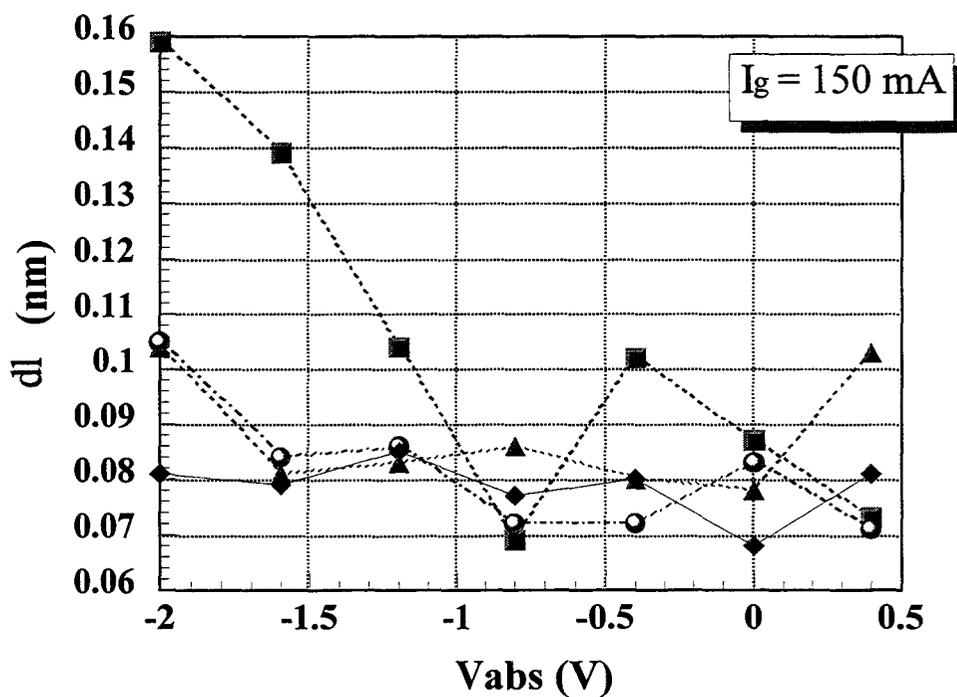
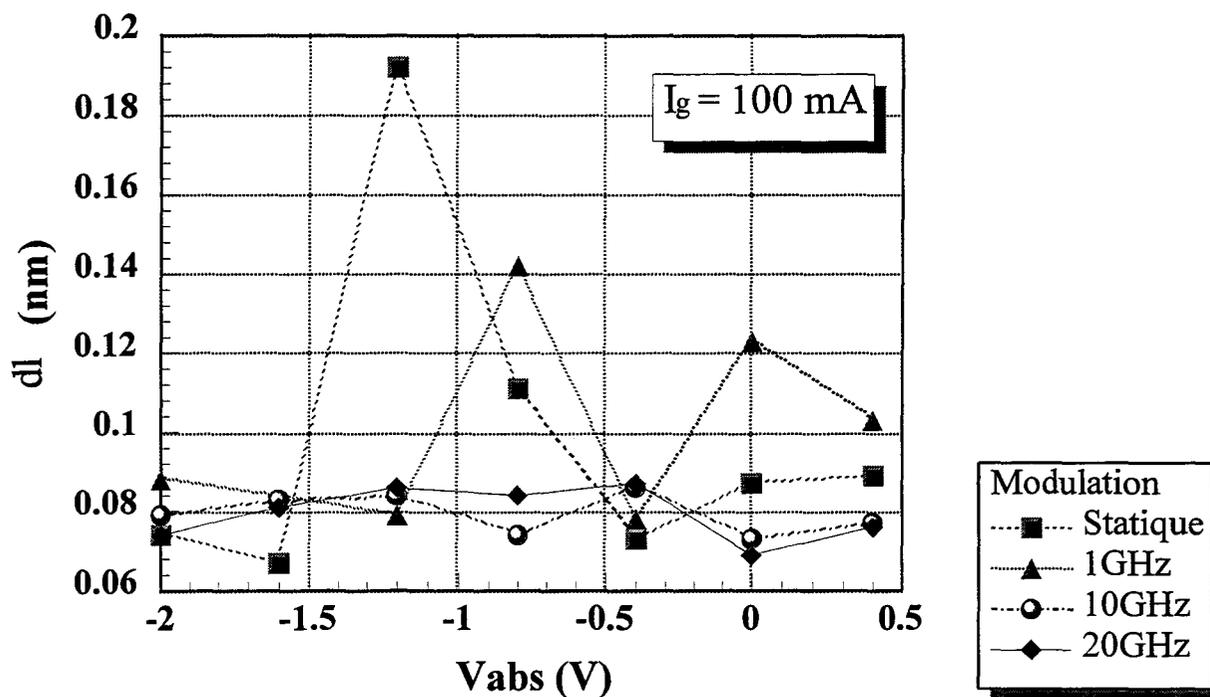


Figure 31 : Evolution de la largeur de raies optique avec la tension continue pour différentes fréquences de modulation. Composant D.F.B. issu de la plaque TGB 88



Grâce à cette étude et aux optimisations qui en ont découlé nous avons fabriqué des composants D.F.B. 1,55 μm qui présentent des bandes passantes dont les valeurs sont à notre connaissance les meilleures du monde dans cette gamme de longueur d'onde (cf. Figure 32).

Dans ce chapitre, nous n'avons pas abordé les problèmes liés au transport des porteurs dans la zone active. C'est en ce point que des améliorations peuvent encore être apportées. Nous pouvons penser que le fait de moduler l'absorption plutôt que le gain diminue l'influence de ces effets de transport ; toutefois, cela nécessiterait une étude pour le confirmer.

Les structures lasers utilisées pour cette étude peuvent également être optimisée, notamment d'un point de vue gain différentiel et pertes internes ("detuning", contraintes...). Ce travail permettra alors vraisemblablement de couvrir intégralement le domaine millimétrique.

Bien que ces composants semblent adaptés aux contraintes des systèmes de transmissions actuels, des mesures complémentaires devraient être menées, en particulier en ce qui concerne leur comportement spectral afin d'apporter les optimisations indispensables pour des transmissions très longues distances.



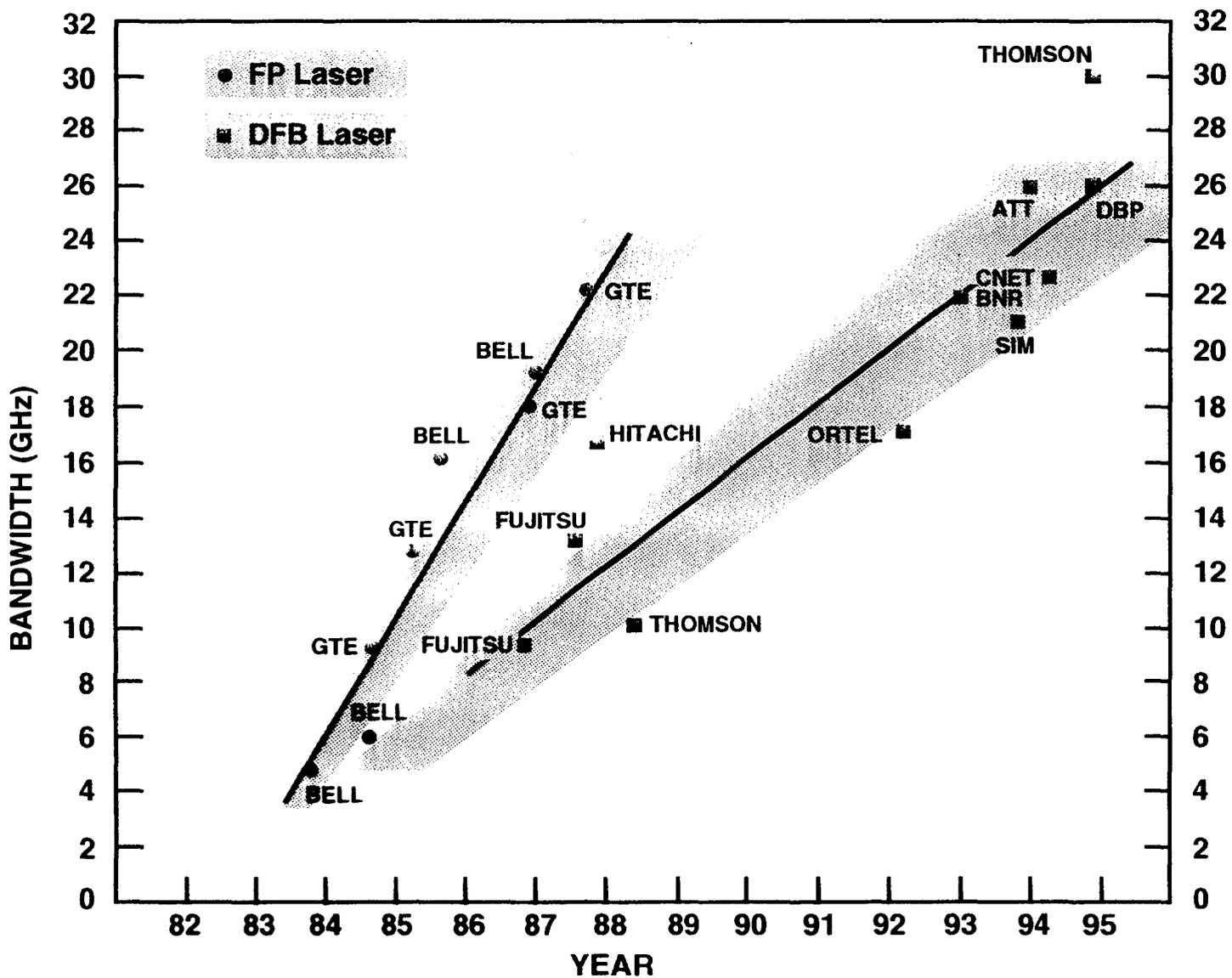


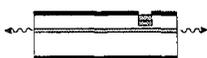
Figure 32 : Courbe représentant l'évolution des résultats de bandes passantes dans le monde pour des lasers P.-F. et pour les lasers D.F.B. 1,55 μm



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références	Articles
[Bowers JQE86]	J.E. Bowers, B.R. Hemenway, A.H. Gnauck, D.P. Wilt, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.QE-22, 1986, pp.833
[Coldren Livre95]	L.A. Coldren, S.W. Corzine, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuit", Wiley (1995)
[Elkadi MOTL93]	H. Elkadi, J.P. Vilcot, D. Decoster, "An equivalent circuit model for multielectrode lasers: potential devices for millimeter wave applications", Microwave and optical technology letters, Vol.6, n°4, 20/03/93, pp.245-249
[Elkadi Thèse93]	H. Elkadi, "Modélisation de lasers semi-conducteurs et applications à la CAO de systèmes optomicroondes", Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I, Soutenue le 17 Novembre 93.
[Feng APL95]	J. Feng, T.R. Chen, B. Zhao, A. Yariv, "Reduction of the frequency chirp of two section distributed feedback laser by nonuniform current injection", Applied Physic Letters, Vol 66, N° 16, 17/4/1995, pp. 2028-2030
[Feng APL95]	J. Feng, T.R. Chen, A. Yariv, "On chirp control in two section distributed feedback semiconductor laser", Applied Physic Letters, Vol 67, N° 20, 13/11/1995, pp. 2913-2915
[Fukushima JJAP93]	T. Fukushima, R. Nagarajan, M. Ishikawa et J.E. Bowers, "High speed dynamics in InP-based Multiple Quantum well lasers", Japanese Journal Of Applied Physics, Vol.32, 1993, pp 70-83
[Gorfinkel SPS90]	V.B. Gorfinkel, I.I.Filatov, Sovietic Physics of Semiconductor, Vol.24, N° .4, 1990, pp. 466
[Gorman APL90]	J.O'Gorman, A.F.Levi, R.N.Nottenburg, T.Tanbun-Ek, and R.A.Logan; "Dynamic and static response of multielectrode lasers"; Appl. Phys. Lett.; Vol.57, No.10, 3 September 90; pp. 968-970.
[Journet Thèse96]	F. Journet, " Modélisation de photodiodes PIN pour un fonctionnement en hyperfréquences sous forte puissance", Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I, Soutenue le 27 mars 1996.





- [Kazmierski ECOC95] C. Kazmierski, "Very high speed laser diodes and optical pulse sources for telecommunication applications", Proc. 21st Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC'95 - Brussels), Th.A.1.1., pp. 813-820
- [Krakowski Comm.] M. Krakowski Communication privée
- [Lam JQE93] Y. Lam, J.P. Loehr, J. Singh, "Effects of strain on the high speed modulation of GaAs- and InP-based quantum-well lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 29, N° 1, 1/1/1993, pp. 42-50
- [Lau JQE90] K.Y. Lau, "Narrow-band modulation of semiconductor lasers at millimeter wave frequencies (>100 GHz) by mode locking", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 26, N° 2, 1/2/1990, pp. 250-261
- [Levi APL90] A.F.J. Levi, R.N. Nottenburg, R.A. Nordin, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, "Multielectrode quantum well laser for digital switching", Applied Physics Letters, Vol.56, N° 12, 03/90, pp 1095 1097
- [Lima EL95] C.R. Lima, D. Wake, P.A. Davies, "Compact optical millimeter-wave source using a dual-mode semiconductor laser", Electronics Letters, Vol.31, 1995, pp.364-366
- [Morthier JQE94] G. Morthier, "Design and optimization of strained-layer-multiquantum-well lasers for high-speed analog communications", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 30, N° 7, 1/7/1994, pp. 1520-1528
- [Morton EL94] P.A. Morton, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, N. Chand, K.W. Wecht, A.M. Sergent, P.F. Sciortino Jr., "Packaged 1.55 μm DFB laser with 25GHz Modulation Bandwidth.", Electronics letters, vol.30, n°24, 24/11/94, pp2044-2046
- [Nagarajan PTL92] R. Nagarajan, T. Fukushima, M. Ishikawa, J.E. Bowers, R.S. Geels, L.A. Coldren, "Transport limits in high-speed quantum-well lasers: experiment and theory", IEEE Photonics Technology Letters, Vol 4, N° 2, 1/2/1992, pp. 121-123
- [Nishimoto JLT87] H. Nishimoto et al, Journal of Lightwave Technology, LT-5, 1987, pp. 1399





- [Olshansky JQE87] R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera, W Powazinik, "Frequency response of 1.3 μm InGaAsP High speed semiconductor lasers", Journal of Quantum Electronics, Vol.23, p. 1110-87
- [Renaud Comm.] J.C. Renaud Communication privée
- [Tatham JQE92] M.C. Tatham, I.F. Lealman, C.P. Seltzer, L.D. Westbrook, D.M. Cooper, "Resonance frequency, damping, and differential gain in 1.5 μm multiple quantum-well lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 28, N° 2, 1/2/1992, pp. 408-414
- [Uenohara JJAP90] H. Uenohara, H. Iwamura, M. Naganuma, "Switching characteristics of InGaAs/InP multiquantum well voltage-controlled bistable laser diode", J. Journal of Applied Physics, Vol 29, N° 12, 1/12/1990, pp. L2442-L2444
- [Wake 95]
- [Wang JLT93] X. Wang, G. Li, C. S. Ih, "Microwave/Millimeter-wave frequency subcarrier lightwave modulations based on self-sustained pulsation of laser diode", Journal of Lightwave Technology, Vol 11, N° 2, 1/2/1993, pp. 309-315
- [Wu APL95] B. Wu, J.B. Georges, D.M. Cutrer, K.Y. Lau, "On distributed microwave effects in semiconductor lasers and their practical implications", Applied Physics Letters, Vol.67, N°.4, 24/07/95, pp.467-469
- [Zhao APL92] B. Zhao, T.R. Chen, A. Yariv, "On the high speed modulation bandwidth of quantum well lasers", Applied Physic Letters, Vol 60, N° 30, 20/1/1992, pp. 313-315
- [Zhao APL92] B. Zhao, T.R. Chen, Y.H. Zhuang, A. Yariv, J.E. Ungar, S. Oh, "High speed operation of very low threshold strained InGaAs/GaAs double quantum well lasers", Applied Physic Letters, Vol 60, N° 11, 16/3/1992, pp. 1295-1297





Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

De nos jours, le monde des télécommunications est en pleine expansion. Les systèmes de transmission de données réclament des débits de plus en plus élevés. Grâce à ses nombreuses qualités, la fibre optique a pu prendre une place importante dans cette évolution ; mais pour pouvoir tirer parti de tous ses avantages, il a été nécessaire de développer des composants émetteurs et récepteurs de plus en plus performants. Le travail réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans cette évolution.

L'objectif de cette étude a été de démontrer qu'un simple composant comme le laser bi-électrode, judicieusement utilisé grâce à une bonne connaissance de son comportement, peut être intégré dans la plupart des systèmes de transmissions, et ceci avec de très hautes performances. Le principe de fonctionnement de ce laser repose sur une séparation des alimentations de ses deux électrodes ; alors que la première est alimentée en courant pour fournir le gain nécessaire à l'émission laser, la seconde est alimentée à une tension basse qui, par sa modulation entraîne celle du signal optique.

Au cours de cette étude, nous avons donc étudié et développé une structure laser bi-électrode, simple à réaliser, donc potentiellement à bas coût, avec pour idée de pouvoir l'intégrer aux systèmes existants et conduisant à des performances fréquentielles améliorées.

Afin de mieux appréhender le fonctionnement de ce type de composant, la première phase de ce travail a été consacrée à l'étude du comportement statique de ces lasers. Au cours de cette étude, nous avons mis au point une nouvelle procédure de caractérisation statique de ces composants nous permettant de prédire, qualitativement dans un premier temps, le fonctionnement dynamique du composant. Cette méthode consiste en une simple caractérisation $I(V)$ de la section de contrôle qui, si le composant présente une forte bistabilité, conduit à l'apparition d'une zone de résistance négative dont l'importance augmente si l'on augmente le courant injecté dans la section de gain.

Nous avons pu alors procéder à une étude du comportement statique de lasers bi-électrodes, avec des géométries variées et différentes structures. Ceci nous a conduit à une meilleure compréhension de leur fonctionnement, et surtout, cela nous a permis d'isoler les





paramètres importants régissant leur fonctionnement. En particulier, nous avons démontré que pour obtenir un bon contrôle de l'absorption dans une électrode alimentée en tension, il est important d'utiliser des structures comportant des pertes internes faibles et des gains différentiels forts. De plus, les observations que nous avons faites nous ont conduit à utiliser, pour les applications hyperfréquences, des lasers bi-électrodes dont la section de contrôle est courte ($< 50 \mu\text{m}$) avec des sections de gain de l'ordre de 400 à $500 \mu\text{m}$.

Les systèmes de transmissions peuvent utiliser deux types principaux de codage que sont le codage numérique et le codage analogique. La seconde partie de cette étude a consisté à démontrer que la commutation de pertes active obtenue à l'aide d'une modulation, rapide et de grande profondeur, appliquée à la section de contrôle d'un bi-électrode, pouvait conduire à la génération d'impulsions courtes hautes fréquences, et de surcroît avec les qualités d'une onde solitonique nécessaire à des transmissions longues distances.

L'étude de l'influence des divers paramètres de fonctionnement nous a permis de réaliser la génération de trains d'impulsions de 25 ps de largeur à mi-hauteur à des fréquences allant de 2 GHz à 11 GHz , et ceci avec un produit $\delta\nu \cdot \delta\tau$ de $0,38$, très proche de la limite de Fourier ($0,35$) caractéristique d'une impulsion solitonique. De plus, les performances montrées à ce jour ne sont pas limitées par le composant, mais en grande partie par le banc de mesure utilisé.

Nous avons donc démontré la possibilité de générer des impulsions solitoniques courtes, dans une grande gamme de fréquences, par modulation d'une courte section d'un laser bi-électrode, simple à réaliser.

Toutefois, la principale amélioration apportée par ce principe concerne le codage analogique. En effet, la principale originalité de ce travail réside dans la validation expérimentale d'un nouveau concept de modulation proposé par Hatem Elkadi de l'IEMN. Cette méthode consiste à appliquer une modulation petit signal sur la section alimentée à une tension très basse et ainsi conduire, par modulation paramétrique, à améliorer notablement les performances hyperfréquences des lasers.

Ceci constitue la troisième partie de cette thèse. Utilisant les mêmes structures dont il a été question plus haut, mais cette fois en appliquant une modulation petit signal, nous avons démontré qu'il était possible de repousser la fréquence de coupure de structures lasers, y compris celles non optimisées pour ce type d'application. Les améliorations qui ont conduit à





cette augmentation de la bande passante sont une amplitude plus importante du signal à la fréquence de résonance et surtout une décroissance post-résonance de la réponse diminuée d'un facteur 2.

Enfin, à partir de l'analyse des principaux paramètres, des structures plus adaptées aux applications hyperfréquences ont été fabriquées. Ces structures, de type D.F.B. pour permettre en outre une émission monomode, et dont la zone active est composée de puits quantiques contraints, présentent des gains différentiels importants accompagnés de pertes internes faibles. A l'aide de composants dont la géométrie a été choisie en fonction de l'objectif à atteindre, nous avons enregistré une bande passante de 30 GHz pour une émission à 1,55 μm , ce qui constitue à ce jour et à notre connaissance, la meilleure performance mondiale enregistrée pour ce type de laser.

D'importantes suites pourraient être apportées à cette étude. En particulier, des modélisations plus précises pourraient conduire à une meilleure détermination quantitative des performances. En effet, le modèle de type circuit présente quelques limitations, notamment en ce qui concerne les lasers de type D.F.B. dont le fonctionnement repose en grande partie sur les variations d'indices optiques dans la cavité. Il serait donc fort intéressant de développer ou d'utiliser un modèle plus complet prenant en compte à la fois les comportements électrique et optique.

De même, des études complémentaires pourraient être menées sur l'influence de la présence de cette seconde électrode sur l'émission d'un laser D.F.B.. Il a été montré au cours de cette étude qu'il était possible, dans certaines conditions, d'améliorer la qualité de l'émission du laser ; mais cette partie est incomplète dans le sens où l'influence de la tension sur la phase de l'onde n'a pas été étudiée.

Enfin d'un point de vue des applications, bien que ces composants présentent un certain nombre de caractéristiques prometteuses, certaines mesures supplémentaires sont en cours ou restent à faire. Parmi celles-ci se trouve l'association d'un laser en configuration d'émission d'impulsions avec un modulateur afin de réaliser l'opération complète de codage des impulsions. D'autre part, afin de démontrer l'intérêt d'utiliser ces composants dans des





transmissions très longues distances, des mesures complémentaires de réponse hyperfréquences ainsi que de qualité spectrale sont à mener avec ces nouveaux composants.





Annexe I
Calcul des paramètres pour la modélisation
type circuit

ANNEXE 1

DETERMINATION DES PARAMETRES NECESSAIRES A L'UTILISATION DU MODELE DE Hattem ELKADI

Point de départ : La courbe P(I) du LASER.

La pente nous donne η_d : Le rendement différentiel.

Puis η_q car :

$$\eta_q = \frac{2\eta_d}{E_g} \quad (1)$$

où $E_g = \frac{1,24}{\lambda}$; λ est la longueur d'onde du laser.

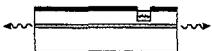
Nous savons que les pertes miroirs sont égales à :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right), \quad (2)$$

mais aussi que :

$$\eta_q = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (3)$$

α_i et η_i sont les pertes et rendements internes.





Les pertes et rendement internes peuvent être obtenus expérimentalement en traçant

$$\frac{1}{\eta_q} = f(L) ; \text{ l'ordonnée à l'origine nous donne } \frac{1}{\eta_i} \text{ et la pente } \frac{2\alpha_i}{\eta_i \text{Ln}\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \text{ donc } \alpha_i.$$

Enfin la durée de vie des photons :

$$\tau_p = \frac{1}{v_g(\alpha_i + \alpha_m)} \quad (4)$$

Maintenant à partir des caractérisations dynamiques, nous pouvons tracer :

$$f_R^2 = f(\sqrt{I_{dc} - I_{th}}) \quad \text{où } f_R \text{ est la fréquence de résonance, } I_{th}, \text{ le courant de seuil et } I_{dc} \text{ le courant appliqué.}$$

Ceci car :

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\Gamma g_0}{q V_a}} \sqrt{I_{dc} - I_{th}}. \quad (5)$$

où Γ est le facteur de confinement, g_0 , le gain différentiel multiplié par v_g , la vitesse de groupe, q la charge de l'électron et V_a , le volume actif de la structure.

Nous obtenons ainsi une droite passant par zéro et dont la pente est égale à : $\frac{1}{4\pi^2} \frac{\Gamma g_0}{q V_a}$.

Alors nous pouvons calculer :

- la densité de porteurs au seuil :

$$N_{th} = N_{om} + \frac{1}{\Gamma g_0 \tau_p} \quad (6)$$

, avec N_{om} la densité de porteurs à la transparence ($\approx 1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

- La durée de vie des porteurs :

$$\tau_n = q V_a \frac{N_{th}}{I_{th}}. \quad (7)$$

- De nouveau g_0 :





$$g_0 = \frac{1}{\Gamma \tau_p \left(\frac{\tau_n}{qV_a} I_{th} - N_{om} \right)} \quad (8)$$

Pour le laser multiélectrodes :

Le point de départ est la courbe P(I) du laser avec les électrodes court-circuitées. Les paramètres sont alors calculés de la même manière que précédemment.

Maintenant pour les paramètres d'absorption spécifique aux multiélectrodes, il faut considérer la courbe P(I) du laser avec une tension nulle sur l'électrode d'absorption.

En effet l'équation d'absorption peut s'écrire :

$$\alpha_{abs} = \frac{\alpha_{s_0} (1 - kV_{abs})}{1 + \frac{S}{S_{s_0}(1 - kV_{abs})}} + \alpha_{ns_0} (1 - kV_{abs}) \quad (9)$$

où α_{ns_0} et α_{s_0} sont les coefficients d'absorptions non-saturable et saturable, respectivement, du laser, S est la densité de photons et S_{s_0} ($\approx 1.10^{20} m^{-3}$) la densité de photons à la saturation, k est une constante de normalisation de la tension ($\frac{1}{V_{bi}} \approx 1,25 V^{-1}$, inverse de la tension de coupe) enfin V_{abs} est la tension appliquée sur l'électrode d'absorption.

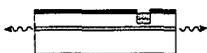
Si $V_{abs} = 0$, l'équation devient :

$$\alpha_{abs} = \frac{\alpha_{s_0} S}{1 + \frac{S}{S_{s_0}}} + \alpha_{ns_0} \quad (10)$$

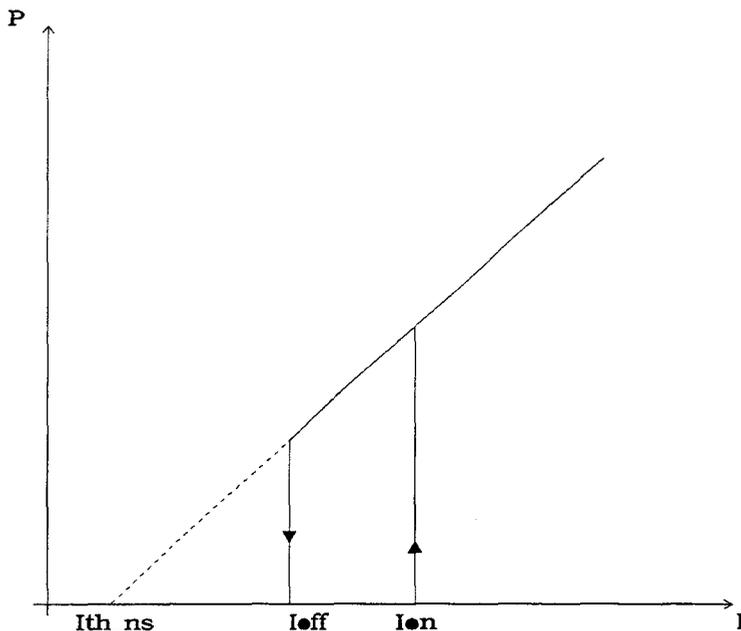
Au seuil $S \approx 0$ donc, $\alpha_{abs} = \alpha_{s_0} + \alpha_{ns_0}$ (11).

Le courant de seuil effectif (switch-on ou switch-off) de la courbe P(I) nous permettra de calculer l'absorption totale et pour une courbe avec hystérésis, le courant de seuil obtenu par





extrapolation de la courbe (voir figure) permettra d'obtenir le coefficient d'absorption non-saturable de la structure.



A partir des courants de seuil nous pouvons obtenir les densités de porteurs correspondantes sachant que :

$$I = qV_a(AN + BN^2 + CN^3) \quad (12)$$

A, B, C : coefficients de recombinaison non-radiatives, radiatives spontanées et Auger.

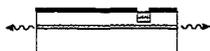
Ensuite la densité de porteurs au seuil est donnée par :

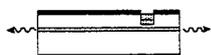
$$N_0 = N_{om} + \frac{\phi_0 v_g}{\phi_e \Gamma g_0} (\alpha_i + \alpha_m + \frac{\phi_a}{\phi_0} \Gamma \alpha_{abs}) \quad (13)$$

où N_{om} est la densité de porteurs à la transparence, ϕ_0 , ϕ_e , ϕ_a : le volume total, électrique et de la zone d'absorption respectivement, et g_0 , le gain différentiel multiplié par v_g .

Donc :

$$\alpha_{abs} = \frac{\phi_0}{\phi_a \Gamma} \left(\frac{\phi_e \Gamma g_0}{\phi_0 v_g} (N_0 - N_{om}) - (\alpha_i + \alpha_m) \right) \quad (14)$$





Pour N_{th_ns} (densité de porteurs correspondant à I_{th_ns}), nous obtenons α_{ns} , puis avec N_{th_s} , calculé à partir de I_{on} ou I_{off} , nous avons α_{abs} et donc α_s par déduction de α_{ns} .

Une autre manière d'utiliser ces équations est de considérer les courbes pour différentes valeurs de la tension sur l'absorbant et de prendre les différents courant de seuil (I_{on} ou I_{off}), de calculer les densités de porteurs correspondantes et de les tracer en fonction de V_{abs} .

En effet si l'on reprend l'équation (13) et que l'on remplace α_{abs} par l'expression (9) dans laquelle on prend $S = 0$ au seuil, on obtient :

$$N_0 = N_{om} + \frac{\phi_0 V_g}{\phi_e \Gamma g_0} (\alpha_i + \alpha_m + \frac{\phi_a}{\phi_0} \Gamma \alpha_{abs_0} (1 - k V_{abs})) \quad (15)$$

Nous avons donc une droite de la forme $N_0 = A + B V_{abs}$ avec :

$$A = N_{om} + \frac{\phi_0 V_g}{\phi_e \Gamma g_0} (\alpha_i + \alpha_m + \frac{\phi_a}{\phi_0} \Gamma \alpha_{abs_0}) \quad (16)$$

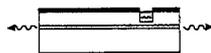
$$B = -\frac{\phi_a V_g}{\phi_e g_0} \alpha_{abs_0} k \quad (17)$$

d'où l'on tire α_{abs_0} et k :

$$\alpha_{abs_0} = \frac{\phi_0}{\phi_a \Gamma} \left(\frac{\phi_e \Gamma g_0}{\phi_0 V_g} (A - N_{om}) - \alpha_i - \alpha_m \right) \quad (18)$$

$$k = \frac{-B \phi_e g_0}{\phi_a V_g \alpha_{abs_0}} \quad (19)$$





Annexe II
Etat de l'art en matière de génération
d'impulsions

Type de cavité	Technique de modulation	Largeur d'impulsion (ps)	Largeur Spectrale (Ghz)	Produit $\delta\nu.\delta\tau$	Energie de l'impulsion (pJ)	Fréquence de répétition (Ghz)	Longueur d'onde (μm)	Zone active	Référence
----------------	-------------------------	--------------------------	-------------------------	--------------------------------	-----------------------------	-------------------------------	-----------------------------------	-------------	-----------

Blocage de modes :

Ext.	Actif 2 électrodes	1,4	342	0,48	0,28	3	1,3	Massif	[Mar 91]
Ext.	Passif 2 électrodes	2,5	720	1,8	0,7	5	0,84	4 puits	[Derickson APL91]
Ext.	Hybride 2 électrodes	2,5	1000	2,5	0,8	5	0,84	4 puits	[Derickson APL91]
Ext.	Hybride 3 électrodes	1,9	900	1,71	0,18	6	0,83	Massif	[Derickson PTL92]
Mon.	Actif 2 électrodes	13	330	4,3	0,19	5,5	0,84	4 puits	[Derickson APL91]
Mon.	Hybride 3 électrodes	6,5	540	3,5	0,18	5,5	0,84	4 puits	[Derickson APL91]
Mon.	Passif 2 électrodes	10	400	4	0,25	5,5	0,84	4 puits	[Derickson APL91]
Mon.	Passif 2 électrodes	5,5	550	3	0,53	11	0,84	4 puits	[Derickson JLT92]
Mon.	Hybride 3 électrodes	2,2	500	1,1	0,03	21	1,58	4 puits	[Derickson JLT92]
Mon.	Actif 1 électrode	2,7	110	0,3		0,66	0,85		[Vasil'ev OQE92]
Ext.	Passif 1 électrode	0,65	540	0,35		1		Massif	[Van der Ziel APL81]
	Passif 2 électrode	35						Massif	[Harder APL83]
Ext.	Hybride	30				0,328			[Stallard APL83]

Type de cavité	Technique de modulation	Largeur d'impulsion (ps)	Largeur Spectrale (Ghz)	Produit $\delta\nu.\delta\tau$	Energie de l'impulsion (pJ)	Fréquence de répétition (Ghz)	Longueur d'onde (μm)	Zone active	Référence
Ext.	Hybride	25		B.L.		0,1			[Mcienerney EL85]
Mon.	Passif 3 électrodes Hybride	2		B.L.		100			[Vasil'ev OQE92] [Kim EL95]
Mon.	Passif					40		DBR	[Arahira PTL93]
Mon.	Passif	5,4	66	0,36		38	1,55	DBR	[Liu EL96]
Mon	hybrid 3 sections	23	38	0,88	3,1	2,5	1,557		[Morton OL94]
Ext.	Passif 2 sections	0,32	1200	0,39	1,3	0,558	0,85	4 QW	[Schrans EL92]
Mon.	Passif 2 sections	2,7				83,3	1,53	DBR 5QW	[Arahira EL93]

Annexe III
Bibliographie

30GHz bandwidth, 1.55µm MQW-DFB laser diode based on a new modulation scheme

E. Goutain, J.C. Renaud, M. Krakowski, D. Rondi, R. Blondeau and D. Decoster

Indexing terms: Semiconductor junction lasers, Semiconductor quantum wells

The authors present a new concept of modulation for a 1.55µm DFB MQW laser diode allowing generation of millimetre waves. The method consists in modulating the saturable absorber of a two-section laser. The improvements brought by the new concept are evaluated theoretically and have been verified experimentally for the first time. In particular, a 30GHz cutoff frequency has been measured.

Introduction: The use of optical microwave links acts as a very interesting solution for large communication flows, in particular owing to their low propagation loss at 1.55µm and large bandwidth. To exploit this potentiality, new optoelectronic components able to operate in this frequency range have to be designed.

Up to now, two main techniques have been developed to modulate an optical signal from a laser diode. The direct modulation of the bias current is the most frequently used technique. However, the actual performances reached thanks to this method are limited in terms of frequency capability (the best performance is ~26GHz for 1.55µm transmissions [1]).

A second technique, based on an external modulation, has also been developed to overcome the previous limitation. In fact, higher frequency transmissions (50GHz [2]) with a discrete electro-absorption modulator have been demonstrated. Unfortunately such an approach requires an additional device and so a second optical coupling has to be performed which degrades the insertion losses.

The generation of very high frequencies is possible owing to techniques such as modelocking (active, passive or hybrid) or self-pulsation. Unfortunately these approaches do not allow good flexibility concerning the choice of the frequency itself. To solve those problems, a new method which allows signal generation up to millimetre waves has been proposed, to improve the intrinsic response [3] or the parasitics [4]. In both cases it consists of exploiting the two-section laser behaviour.

The same type of structure has already been widely investigated mainly for passive modelocking, Q-switching, gain-levering or wavelength tunability [5]. In the new concept that we have developed, the long gain section is biased with a DC current while a modulated voltage is applied on the short section (called absorber) (Fig. 1). This bias is lower than the equivalent bandgap potential (0.8V) and so generates a saturable absorber area. This concept allows modulation of the extraction of the carriers instead of their injection in the cavity as is the case in a conventional single electrode laser diode.

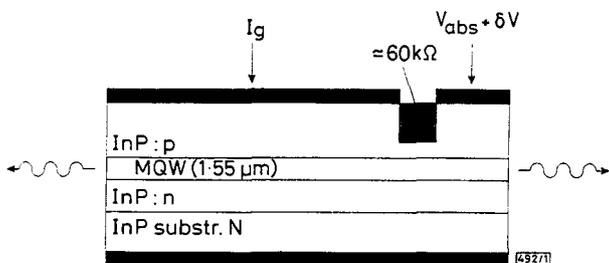


Fig. 1 Two-section MQW laser

Two-section structure analysis: The model describing such devices has been previously described by H. Elkadi [3]. The diode behaviour can be simulated starting from an equivalent electrical circuit which is directly handled by commercial software (PSPICE). The equivalent circuit is reached from a transcription of a set of rate equations which are modified to take into account the current injection which is not uniform along the optical cavity. Moreover an absorption source generated by the absorber has to be considered.

$$\alpha_{abs}(V_{abs}, S) = \alpha_{ns0}(1 - kV_{abs}) + \alpha_{s0} \frac{(1 - kV_{abs})}{1 + \frac{S}{S_{s0}(1 - kV_{abs})}}$$

where:

$\alpha_{s0}, \alpha_{ns0}$ = saturable and nonsaturable absorption coefficients

V_{abs} = absorber DC voltage

k = normalisation constant (1.25 V⁻¹)

S_{s0} = saturation photon density.

This contribution reflects:

- the increase of the absorption with the decrease of the DC-bias voltage (V_{abs})
- the saturation of this absorption by the increase of the photon density in the cavity.

The calculations have been made using characteristics obtained with experimental devices (extracted from a four quantum-well (QW)-strained DFB-ridge structure (gain length = 550µm; absorber length = 50µm). The theoretical improvement induced by the absorber modulation is illustrated in Fig. 2. For these calculations we did not take into account the limitation induced by the parasitics.

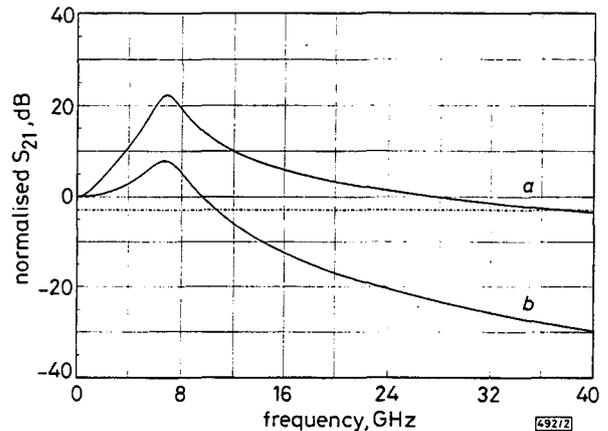


Fig. 2 Calculated intrinsic response of a 4 strained QW laser

- (a) Two-section configuration (absorber modulation)
- (b) Single electrode configuration

The conclusions are the following:

- The resonance amplitude is significantly increased (~20dB).
- The slope of the response after the resonance is strongly decreased (6dB/octave instead of 12dB/octave)
- The -3dB cutoff frequency is widely improved (37GHz instead of 11GHz).

Laser diode fabrication: To exploit these theoretical predictions, a 4 strained QW ridge DFB structure has been developed (Fig. 3). This structure requires two epitaxial steps which have been performed using the low pressure MOCVD technique. The first one consists in depositing four GaInAsP compressively strained QW ($\epsilon = 0.9\%$, $e = 80\text{\AA}$) separated by GaInAsP barriers and surrounded by two GaInAsP ($\lambda = 1.15\mu\text{m}$) confinement layers. The effective index modulation required to reach a 1.55µm DFB source is obtained thanks to a grating delineated by holography in the upper confinement layer.

During the second epitaxial step, InP: p (400Å), stop-etch GaInAsP (100Å), InP: p (1.5µm) and GaInAs: p⁺ (0.4µm) layers are successively grown. The stop-etch quaternary layer is efficient to provide precise control of the etch depth during ridge delineation.

The technological processing steps are as follows:

- (i) p ohmic contact deposition (Pt)
- (ii) 2 µm-wide ridge delineation : dry etching of the Pt and GaInAs layers and selective wet etching of the p-InP layer
- (iii) planarisation thanks to a polymer deposition around the ridge
- (iv) contact pad deposition
- (v) substrate thinning followed by the n ohmic contact (Au) deposition.

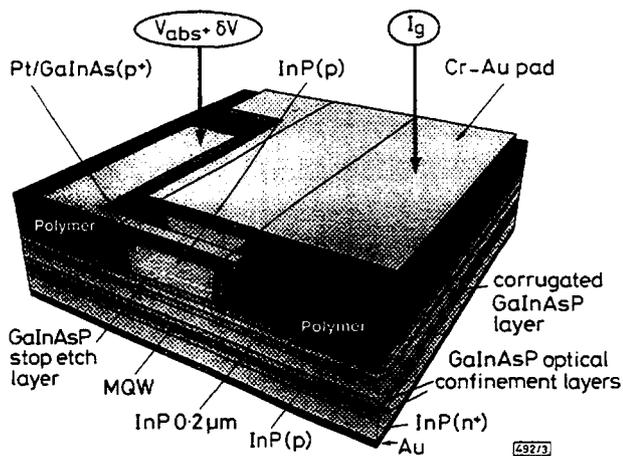


Fig. 3 Strained QW ridge-DFB structure with two electrodes

Device characterisation: First the I/V characteristics of the absorber for different values of the DC gain current are investigated. Depending on the laser structure itself and on the dimensions of the electrodes, a negative resistance area appears. This behaviour is typical of a bistable component [6].

The measurement of the optical output power as a function of the gain current (I_g) for different bias on the absorber shows a slight evolution of the threshold current and of the external efficiency. For a $550\mu\text{m}$ gain length and $50\mu\text{m}$ absorber length, the threshold current is 40mA when V_{abs} is 0V and the optical output power is 15mW when $V_{abs} = 0\text{V}$ and $I_g = 100\text{mA}$.

To evaluate the high frequency response, the two-section laser light is coupled in a pigtailed and fast PIN-waveguide photodiode (Thomson-CSF/LCR-60GHz [7]) which is connected to a network analyser. The resulting response shown in Fig. 4 confirms the simulation predictions. A two-section laser with small-signal modulation ($\pm 0.4\text{V}$) of the absorber around $V_{abs} = 0\text{V}$ and a gain current of 200mA exhibits a resonance frequency of 7GHz and a -3dB cutoff frequency of 30GHz (the insertion losses are similar to the ones obtained in the single-electrode configuration).

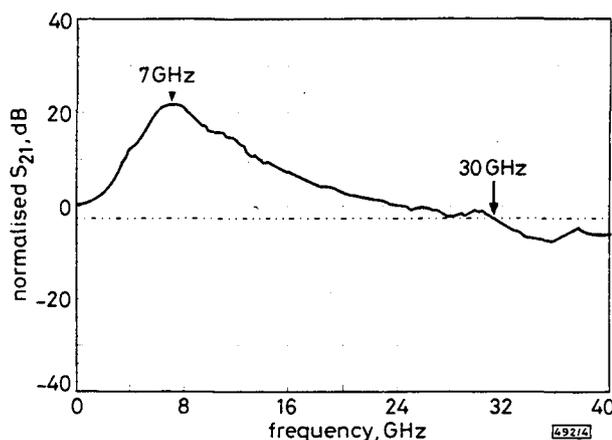


Fig. 4 Measured frequency response

Absorber bias = 0V ; gain current = 200mA

As predicted by the model, the resonance amplitude is strongly increased ($\sim 20\text{dB}$ above the low frequency level) and the slope of the response is only 9dB/octave ; the difference between this value and the 6dB/octave predicted is explained by the RC limitation.

The response with a single electrode configuration and the same RC value has been simulated; this gives an 18dB/octave post-resonance slope. So an additional improvement of the cutoff frequency can be expected owing to the optimisation of the structure in order to decrease the capacitance.

Conclusion: A new concept of two-section laser modulation allowing generation of millimetre signals has been developed. The fabrication is based on a simple and conventional DFB structure. Only a few modifications are required to implement the interelectrode area. The improvements brought by this new concept have been demonstrated both theoretically and experimentally. A strong increase of the resonance level ($\sim 20\text{dB}$) and a postresonance slope lowered by a factor of two have been obtained. This behaviour allows a bandwidth of 30GHz to be reached. Moreover, the low decrease of the response after this value allows operation at higher frequencies: for instance, at 40GHz , the signal is only $\sim 8\text{dB}$ below the low-frequency level.

Acknowledgments: The authors would like to thank F. Deborgies and G. Glastre from Thomson-CSF/LCR for their advice and help with the high-frequency measurements and technology.

© IEE 1996

26 February 1996

Electronics Letters Online No: 19960588

E. Goutain, J.C. Renaud, M. Krakowski, D. Rondi and R. Blondeau (Thomson-CSF/LCR, Domaine de Corbeville, 91404 Orsay Cedex, France)

D. Decoster (IEMN, Cité Scientifique, BP 69, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France)

References

- MORTON, P.A., TANBUN-EK, T., LOGAN, R.A., CHAND, N., WECHT, K.W., SERGENT, A.M., and SCIORTINO, P.F.: 'Packaged $1.55\mu\text{m}$ DFB laser with 25GHz modulation bandwidth', *Electron. Lett.*, 1994, **30**, pp. 2044-2046
- IDO, T., TANAKA, S., SUZUKI, M., and INOUE, H.: 'An ultra-high-speed (50GHz) MQW electroabsorption modulator with waveguides for 40Gbit/s optical modulation'. Proc. Tenth Integrated Optics and Optical Fiber Communication (IOOC'95), Hong Kong, 26-30 June 1995, Paper PD1-1
- ELKADI, H., VILCOT, J.P., and DECOSTER, D.: 'An equivalent circuit model for multielectrode lasers: potential devices for millimeter wave applications', *Microw. Opt. Technol. Lett.*, 1993, **6**, pp. 245-249
- WU, B., GEORGES, J.B., CUTRER, D.M., and LAU, K.Y.: 'On distributed microwave effects in semiconductor lasers and their practical implications', *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **4**, pp. 467-469
- KAWAGUCHI, H.: 'Progress in optical functional devices using two-section laser diodes/amplifiers', *IEE Proc. J*, 1993, **1**, pp. 3-15
- HARDER, C., LAU, K.Y., and YARIV, A.: 'Bistability and negative resistance in semiconductor laser', *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **40**, pp. 124-126
- RENAUD, J.C.: 'Optoelectronic devices for microwave optical links'. Proc. of European Conference on Networks and Optical Communications (NOC'96), Heidelberg, 1996

1.55 μm MQW-DFB Q-Switch two-section laser for High Frequency - Short Pulse generation

E. GOUTAIN, J.C. RENAUD, M. KRAKOWSKI, G. GLASTRE, D. RONDI, R. BLONDEAU

THOMSON-CSF, Laboratoire Central de Recherches -

Domaine de Corbeville, 91404 ORSAY Cedex, France

Phone : +33 1 69 33 09 27, Fax : +33 1 69 33 08 66, Email : GOUTAIN@LCR.THOMSON.FR

I. Introduction

The generation of short optical pulses at 1.55 μm with a high frequency repetition is of great interest for future optical communication systems as Optical Time Division Multiplexed (OTDM) systems. Such sources have been widely investigated but most of the techniques (Active, passive and hybrid modelocking...) are often limited by a low output optical power and a small tunability of the repetition rate [1].

To overcome these limitations and to allow a flexible soliton transmission, we developed a two-section MQW-DFB structure based on the Q-switching effect (Figure 1).

Figure 2 shows a schematic view of the two-segment configuration : it consists in a long length (called gain section) combined to a short length (called saturable absorber section). The gain section is biased in a CW forward mode while a modulated voltage, around a value lower than the built-in voltage (0.8 V for 1.55 μm), is applied on the saturable absorber.

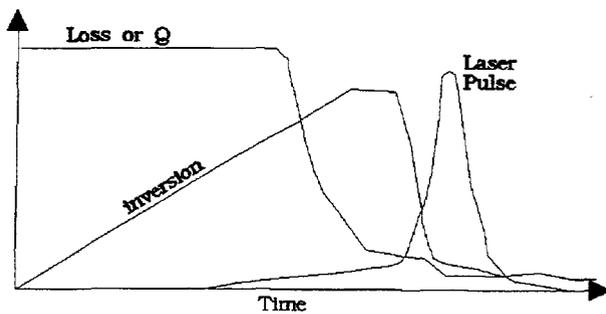


Fig. 1 : Q-Switching

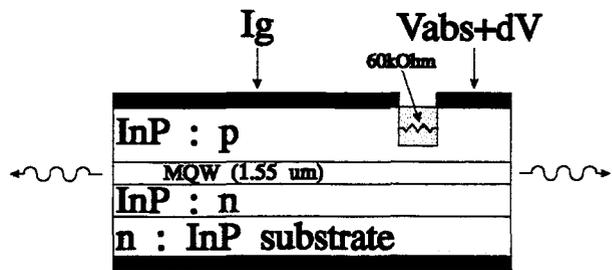


Fig. 2 : Two-section Laser

For the success of such lasers, it is vital to have a good knowledge of the influence of the internal parameters such as threshold current, differential gain, losses, on the achievable pulse width ($\Delta\tau$).

Then, for the use in optical systems, the optical spectra and the time bandwidth product ($\Delta\nu \cdot \Delta\tau$) of the associated pulse train have been measured.

II. Laser diode fabrication

The use of strained-MQW materials has been chosen to provide simultaneously high differential gain and low internal losses which are required for the generation of short optical pulses.

Several structures with various numbers of wells (3, 4 and 7) have been investigated to evaluate the influence of the internal parameters. DFB-RIDGE structures have been fabricated in order to reduce the parasitics and to minimise the leakage currents. The absorber contact pad has been located onto the gain section (Fig. 3).

These structures require two epitaxial steps which have been performed using the low pressure MOCVD technique.

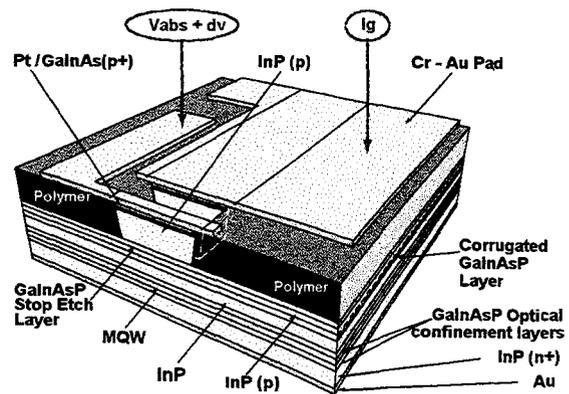


Fig. 3 : Ridge Structure

The first one consists in depositing the Quantum Wells (QW) separated by GaInAsP barriers and surrounded by two GaInAsP ($\lambda = 1.15 \mu\text{m}$) confinement layers. The effective index modulation

1.55 μm DFB source is obtained thanks to a second order grating delineated by holography in the upper confinement layer.

During the second epitaxial step InP : p (400 \AA), stop etch GaInAsP layer (100 \AA), InP : p (1.5 μm) and GaInAs : p⁺ (0.4 μm) are successively grown. The stop-etch quaternary layer is efficient to provide a precise control of the etch depth during the ridge and the inter-electrode delineation.

Thanks to this stop-etch layer we reached quite high inter-electrode resistance ($\approx 60\text{k}\Omega$)

The technological processing are then the following :

- * p ohmic contact deposition (Pt)
- * 2 μm wide Ridge delineation : dry etching of the Pt and GaInAs layers and selective wet etching of the p-InP layer
- * Planarization thanks to a polymer deposition around the Ridge
- * Contact pad deposition
- * Substrate thinning followed by the n-ohmic contact (Au) deposition

III. Device Characterisation

A. Measurements procedure

One key feature to reach very short optical pulses seems to be the achievement of a strong bistability. Such a behaviour has been investigated and can be observed through the I(V) curves measured on the absorber section as a function of the injected current of the gain section[2]. Indeed, a high negative resistance can be obtained as proved in figure 4. The bistability effect can be also observed on the L(I) characteristics since a large hysteresis appears when a bias lower than the built-in voltage is applied on the absorber (figure 5). In any configuration the lower the bias is, the higher the threshold current is and the wider the hysteresis is.

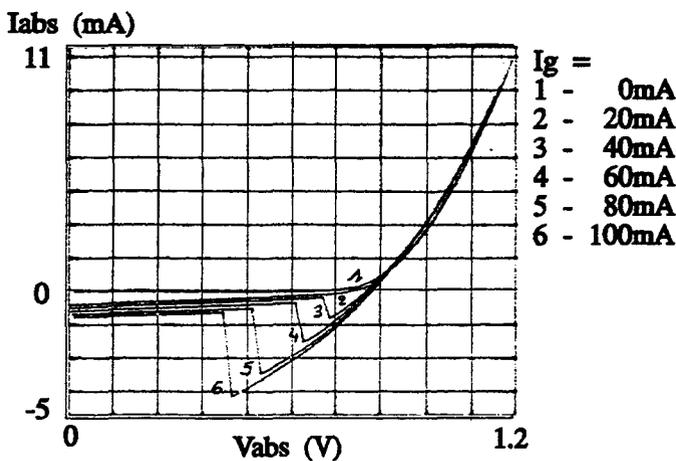


Fig. 4 : Typical I(V) of a Bistable Component

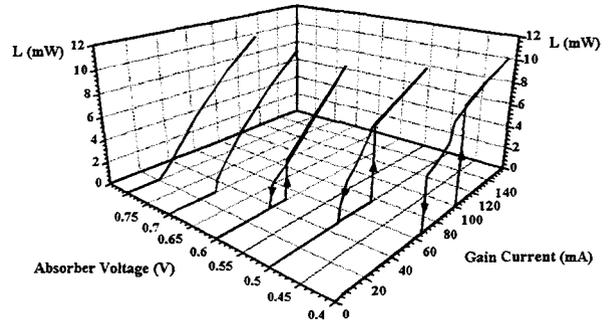


Fig. 5 : Typical L(I) of a two-section Laser

The characterisation of the pulses generated by two-segment structures has been performed thanks to a temporal analysis obtained with a fast PIN-Waveguide photodiode (bandwidth : 60 GHz [3]) and a 20 GHz sampling scope (cf fig. 6).

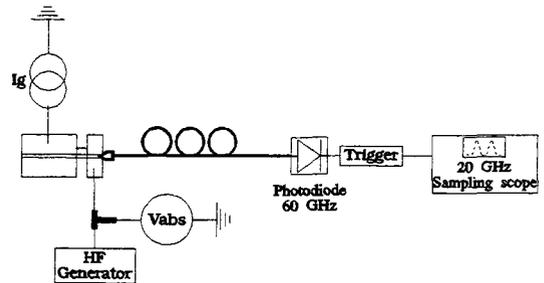


Fig. 6 : Pulse train setup measurement

The modulated voltage is applied to the absorber element through a bias tee combining the modulated signal issued from a HF generator and the DC voltage. All the pulsewidth results presented here are issued from the deconvolution of the response of the sampling scope. The deconvolution method has been confirmed thanks to a comparison with measurements performed in parallel with a streak camera [4].

The spectral width has been obtained with an optical spectrum analyser.

B. Results and discussion

Preliminary investigations on two-section lasers with P.F. structures have shown that the pulse train generation is linked to a strong bistability which needs simultaneously low internal losses and high differential gain. We also found that the repetition rate and the pulse rise time could be improved with a high differential gain.

These results have led us to privilege strained QW structures.

In order to evaluate the main intrinsic parameters (internal loss, differential gain...), each structure has been firstly characterised using single electrode configuration :

● 3 Strained QW

($\epsilon = +0.7\%$), ($L = 500 \mu\text{m}$)

Ith (mA)	η_{ext} (W/A)	detuning (nm)	dg/dn ($\cdot 10^{-16} \text{cm}^{-2}$)	α_i (cm^{-1})
27	0.15	-1	5	15

● 4 Strained QW

($\epsilon = +0.9\%$), ($L = 630 \mu\text{m}$ with Antireflection coating)

Ith (mA)	η_{ext} (W/A)	detuning (nm)	dg/dn ($\cdot 10^{-16} \text{cm}^{-2}$)	α_i (cm^{-1})
26	0.23	-15	11	13

● 7 Strained QW

($\epsilon = +0.7\%$), ($L = 650 \mu\text{m}$)

Ith (mA)	η_{ext} (W/A)	detuning (nm)	dg/dn ($\cdot 10^{-16} \text{cm}^{-2}$)	α_i (cm^{-1})
36	0.11	-13	12	20

The pulse train generation is reached with two section laser configuration by modulation of the absorber section. Concerning the modulation depth applied on the electrode, we observed an influence on the shape of the pulses. It appears that the modulation depth has to be strong enough ($\geq 15\text{dBm}$) to reach a good shape.

The best results, in terms of pulse train generation are regrouped in Table 1.

For the 3 QW, the limitation comes from the low differential gain which limits the rise time. This could be explained by the low negative detuning.

In order to avoid the limitation coming from a small negative detuning, the design of the 4 and 7 QW structure has been made to reach a higher negative value.

With the 4 QW structure we improved the previous results in terms of pulsewidth, 25 ps, for repetition rate from 4 Ghz to 10 Ghz, and in terms of time-bandwidth product, < 0.4 at 10 Ghz repetition rate. This $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ is close to the fourier limit which is a condition to achieve a soliton transmission.

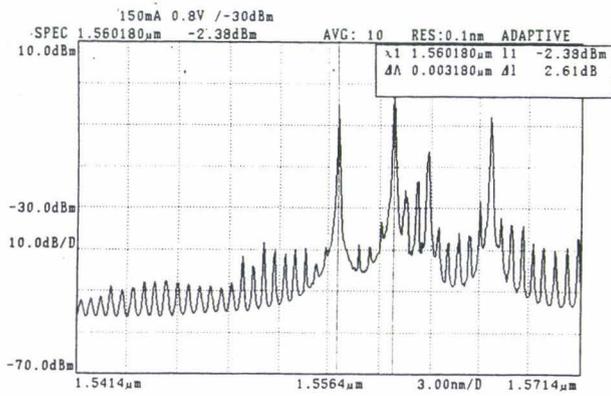
The 7 QW structure has been fabricated in order to « push » the optimum operating point towards the high frequencies. In particular, the higher number of wells is intended to provide higher differential gain. To be sure to take benefit of this intrinsic characteristic, the Bragg wavelength has been designed to be 20 nm below the photoluminescence peak, allowing thus a high negative detuning. This high value has been chosen to reach the single mode operation together with an efficient pulse train generation (V_{abs} lower than the built-in voltage). Effectively, as shown in figure 7, the single mode operation is not reached for $V_{\text{abs}} = 0.8\text{V}$ but for lower values. We observe also an improvement of the Side Mode Suppression Ratio (SMSR) when a reverse bias is applied.

An example of pulse train obtained with the 7 wells structure is shown in figure 8.

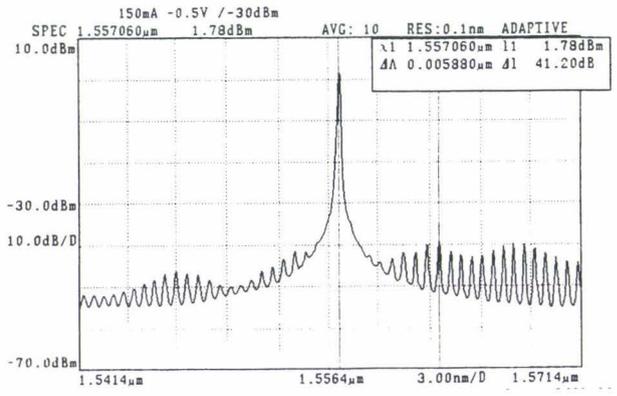
We do think this structure is able to operate at higher frequency. To be able to check such a behaviour, a sampling scope with higher cut-off frequency (50GHz) would be required.

Structures	Dimension (μm)		Conditions		Results			
	Gain	Absorber	Ig (mA)	Vabs (V)	F (GHz)	$\Delta\tau$ (ps)	$\Delta\nu$ (GHz)	$\Delta\tau \cdot \Delta\nu$
3 Strained QW	620	50	170	0	7	55	16.7	0.9
4 Strained QW	600	50	170	0	10	25	15.9	0.39
7 Strained QW	480	30	240	-0.6	11	25	14.8	0.37

Table 1 - Results obtained with 3, 4 and 7 wells DFB-Ridge structures



$I_g = 150\text{mA}$, $V_{abs} = 0.8\text{V}$



$I_g = 150\text{ mA}$, $V_{abs} = -0.5\text{V}$

Figure 7 : Optical spectra of a seven strained wells DFB laser without modulation.

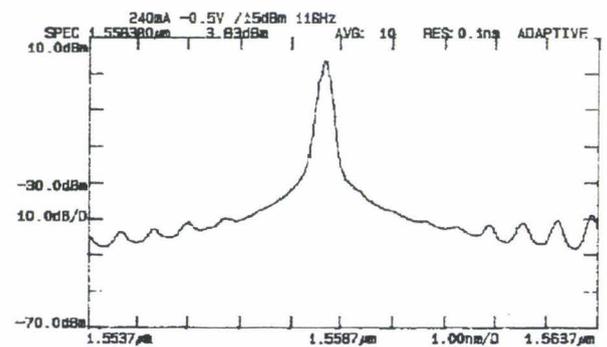
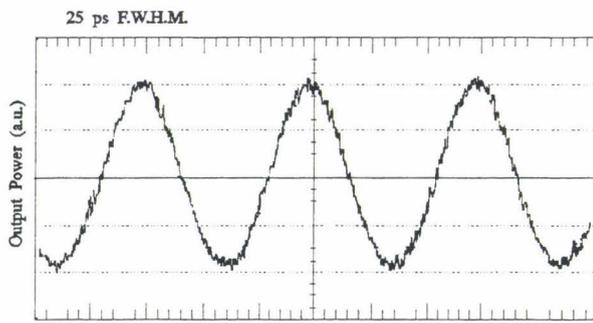


Fig. 8 : 25 ps-11 GHz Pulse Train, Temporal trace and optical spectrum ($\Delta\lambda_{-3\text{dB}} = 0.12\text{ nm}$)

IV. CONCLUSION

The generation of very short optical pulses with a high repetition rate (25 ps-11GHz) has been demonstrated using the Q-switching effect obtained thanks to a two section DFB-MQW laser structure.

The achievement of such performances has been made possible due to the use of strained MQW structures which have allowed to optimise the internal parameters and so to take benefit of the Q-switching approach.

Moreover, the use of DFB structures allows simultaneously the achievement of a low spectral width (14.8GHz) which is required for a small $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ product (≈ 0.37) and the possibility to integrate monolithically this pulse source with an electro-absorption modulator for the pulse train coding.

* This work has been partially supported by the EEC through a RACE programme (WELCOME)

Acknowledgements

The authors would like to thanks F.DEBORGIES from THOMSON-CSF/LCR for his advises and help for the pulses measurements. We wish to acknowledge P.MILTENYI from Marburg University, Germany, for the streak camera measurements.

References

- [1] P.P. Vasil'ev, Optical and Quantum Electronics, 24 (1992), 801-824.
- [2] Kam Y. Lau, Journal of Lightwave Technology, Vol. 7, N° 2, February 1989.
- [3] J.C.Renaud, Proc. of European Conference on Networks and Optical Communications (NOC'96 - Heidelberg)
- [4] Measurements made by Marburg University within the context of an European contract (WELCOME)

LASERS D.F.B. 1,5 μm POUR GENERATION DE SIGNAUX MILLIMETRIQUES (>30GHz)

E. Goutain J.C. Renaud, M. Krakowski, R. Blondeau
THOMSON-CSF/LCR, Domaine de Corbeville, 91404 ORSAY Cedex

H. Elkadi, J.P. Vilcot, D. Decoster
I.E.M.N., Cité Scientifique, B.P. 69, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex

Résumé :

Nous présentons un nouveau concept de modulation d'un laser D.F.B.-M.Q.W. 1,5 μm permettant de générer des signaux millimétriques.
Ce procédé consiste à moduler l'absorption saturable d'un laser bi-électrodes.
La modélisation électrique de cette structure a permis d'optimiser les paramètres opto-géométriques de la diode laser.
Les mesures expérimentales confirment les améliorations attendues, en particulier une fréquence de coupure record de 30GHz a été mesurée.

Abstract :

We present a new concept of modulation for a 1.5 μm D.F.B. M.Q.W. laser diode allowing to generate millimeter waves.
This method consists to modulate the saturable absorber of a two section laser.
The electrical modeling of this structure allows to optimize the opto-geometric parameters of the laser diode.
The experimental measurements confirm the expected improvements, in particular a record cut-off frequency of 30GHz has been measured.

1 INTRODUCTION

L'utilisation de liaisons opto-microondes représente une solution intéressante pour les communications à grands débits, en particulier grâce aux faibles pertes de propagation ($< 0,3$ dB/km à $1,55 \mu\text{m}$) et à l'importante bande passante (100 GHz.km). Afin d'exploiter ce potentiel, il est nécessaire de concevoir des composants d'extrémités qui rendent possible la transmission de signaux microondes.

Le travail présenté dans cet article concerne l'émetteur. Il existe à ce jour deux techniques de modulation d'un signal optique émis par un laser, la plus simple étant de moduler directement son courant de fonctionnement. Les performances obtenues par ce type de modulation semblent toutefois être limitées (record actuel pour une transmission à $1,55 \mu\text{m} = f_{c_{-3\text{dB}}} = 26 \text{ GHz}$ [1]).

La seconde méthode consiste à utiliser un modulateur externe. Par cette technique, il est alors possible de réaliser des transmissions à plus hautes fréquences ($> 40 \text{ GHz}$ [2]) mais la mise en oeuvre, qui nécessite un composant supplémentaire reste compliquée et exige un deuxième couplage optique.

Afin de rendre possible la génération de signaux millimétriques par un composant simple à réaliser, nous avons développé une troisième méthode.

Ce nouveau concept consiste à utiliser les particularités de fonctionnement d'un laser à deux sections (une section "longue" appelée zone de gain et une "courte" dite "d'absorption" ou de "contrôle") (cf. fig.1). La section de gain est alimentée en courant continu et, la section de contrôle est polarisée en tension à une valeur inférieure à la tension de barrière interne ce qui génère une zone d'absorption saturable. La modulation est alors appliquée à la section d'absorption et ainsi le signal hyperfréquence est appliqué à une électrode courte qui possède donc une capacité plus faible. De plus, c'est l'absorption elle-même qui est modulée et non plus les porteurs électriques comme cela est le cas pour un laser monoélectrode classique.

2 ANALYSE DE LA STRUCTURE BI-SECTION

Le modèle utilisé pour ces composants est un modèle de type électrique développé par H. ELKADI [3]. Le laser est matérialisé sous la forme d'un circuit équivalent transcrit de manière à être traité par un logiciel de simulation électrique de type PSPICE.

Un laser mono électrode est décrit par les équations d'évolution monomode de porteurs et de photons :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q\phi_e} - \frac{dg}{dn} (N - N_{om})(1 - \epsilon S)S - (A_{nr}N + B_{sp}N^2 + C_{aug}N^3)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma \frac{dg}{dn} (N - N_{om})(1 - \epsilon S)S + \beta B_{sp}N^2 - v_g(\alpha_i + \alpha_m)S$$

Les paramètres sont définis ci-dessous :

N,S	densité de porteurs, de photons
I	courant injecté
q	1,6 10 ⁻¹⁹ C charge de l'électron
ϕ_e	volume électrique
dg/dn	gain différentiel optique
N _{om}	densité de porteur à la transparence
ϵ	facteur de compression de gain
A _{nr} , B _{sp} , C _{aug}	facteurs de recombinaison non radiative, spontanée et Auger
Γ	facteur de confinement
β	pourcentage de l'émission spontanée entrant dans l'émission laser
v _g	vitesse de groupe = c/n _g n _g indice de groupe
α_i	pertes internes
α_m	pertes aux miroirs

Ces équations doivent être modifiées pour un laser bi-sections car :

- le courant n'est pas injecté uniformément dans la cavité optique
- un source d'absorption supplémentaire doit être prise en compte

Les nouvelles formulations deviennent alors :

$$q\phi_e \frac{dN}{dt} = I - q\phi_e \frac{dg}{dn} (N - N_{om})(1 - \epsilon S)S - q\phi_e (A_{nr}N + B_{sp}N^2 + C_{aug}N^3)$$

$$\frac{q\phi_o}{\Gamma} \frac{dS}{dt} = q\phi_e \frac{dg}{dN} (N - N_{om})(1 - \epsilon S)S + \frac{q\phi_e}{\Gamma} \beta B_{sp} N^2 - \frac{q\phi_o}{\Gamma} vg(\alpha_i + \alpha_m)S - q\phi_{abs} vg \alpha_{abs} S$$

avec $\phi_o, \phi_e, \phi_{abs}$ = volume total, électrique et d'absorbant respectivement.

le terme d'absorption saturable :

$$\alpha_{abs} = \frac{\alpha_{so}(1 - k_1 V_{abs})}{1 + \frac{S}{S_{so}(1 - k_2 V_{abs})}} + \alpha_{nso}(1 - k_3 V_{abs})$$

$\alpha_{so}, \alpha_{nso}$ coefficient maximum d'absorption saturable et non saturable

V_{abs} tension appliquée à la section d'absorption

k_1, k_2, k_3 constantes de normalisation toutes prises = 1,25 V⁻¹

S_{so} densité de photons à saturation

Cette expression permet de prendre en compte :

- la modification de l'absorption avec la tension V_{abs} appliquée.
- la saturation de cette absorption par augmentation de la densité de photons.

Par un développement polynomial de l'intégrale de Fermi, N peut être exprimé en fonction de V. Ceci permet d'obtenir un ensemble d'expressions pouvant être transcrites sous forme d'un circuit équivalent (fig.2).

Afin de quantifier les améliorations apportées par la modulation d'absorption d'un laser bi-électrode , nous avons introduit dans le modèle les paramètres d'un laser émettant à 1,5 μm avec 4 puits contraints (structure équivalente à celle que nous avons développée expérimentalement). La longueur de cavité totale est de 630 μm (50 μm pour la section d'absorption et 565 μm de longueur de section de gain.

La caractéristique théorique P.I. statique, donnée à la figure 3, montre en particulier le courant de seuil qui augmente lorsque la tension V_{abs} diminue.

Sur la figure 4 sont représentés les résultats de la modélisation de ce laser en modulation d'absorption et de la même structure dans une configuration mono électrode en modulation directe.

La réponse de la structure bi-électrodes fait apparaître plusieurs améliorations :

- l'amplitude de la résonance est considérablement augmentée ($\simeq 10$ dB) ;
- la pente de la réponse après la résonance est diminuée de moitié ($\simeq 20$ dB/décade au lieu de $\simeq 40$ dB/décade) ;
- la fréquence de coupure passe de 12 GHz à 28 GHz.

3 REALISATION DES DIODES LASER

Afin d'exploiter les prédictions théoriques résumées ci-dessus, une structure RIDGE-DFB à 4 puits contraints a été développée (fig.5).

Cette structure met en jeu deux étapes d'épitaxie MOCVD. La première consiste à déposer 4 puits de GaInAs contraints en compression ($\epsilon = 0,9\%$, $e = 80$ Å) séparés par des barrières en GaInAsP et entourés par deux couches de confinement en GaInAsP ($\lambda = 1,15$ μm). La modulation d'indice effectif permettant l'obtention d'une source monofréquence à $\simeq 1,5$ μm est obtenue par gravure d'un réseau au pas de 4500 Å défini par holographie dans la couche de confinement supérieure.

Lors de la seconde étape d'épitaxie, on fait croître successivement 400 Å d'InP, 100 Å de GaInAsP qui serviront de couche d'arrêt lors de la formation du "RIDGE", 1,5 μm d'InP dopé P et 4000 Å de GaInAsP : P+. La procédure technologique est ensuite la suivante :

- Dépôt du contact ohmique P(Pt)
- Gravure du Ridge ($W \simeq 2$ μm)
 - * Usinage ionique du Pt et du GaInAs
 - * Gravure chimique sélective de l'InP : P
- Séparation des électrodes par gravures ionique et chimique
- Planarisation par dépôt de polymère de part et d'autre du Ridge
- Report des contacts
- Amincissement du substrat
- Contact ohmique N(Au) sur la face arrière

Le résultat final est représenté figure 6.

4 CARACTERISATIONS DES COMPOSANTS

Les composants sont obtenus par clivage définissant ainsi les différentes longueurs de gain et d'absorbant. Les lasers sont alors soudés sur une embase adaptée aux mesures hyperfréquences.

La première caractérisation consiste à tracer la caractéristique $I(V)$ de la section d'absorption pour différentes valeurs du courant appliqué sur la section de gain (voir fig.7-a). A partir d'une certaine valeur de courant, dépendante de la structure du laser et des dimensions des électrodes, une zone de résistance négative apparaît. Ce comportement est révélateur de la bistabilité du composant [4].

Les mesures $P(I_g)$ (I_g étant le courant continu injecté sur la section de gain) pour différentes valeurs de la tension V_{abs} appliquée sur l'électrode d'absorption (fig.7-b) confirment les résultats obtenus avec le modèle.

La mesure de réponse hyperfréquence est effectuée en positionnant le laser bisections sur un banc de couplage permettant d'optimiser la quantité de lumière émise dans une fibre optique. Celle-ci est reliée à une photodiode rapide (Thomson-CSF/LCR 60 GHz) connectée à un analyseur de réseau.

Le résultat obtenu (fig.8) confirme les prédictions de la modélisation. En effet le laser modulé par l'absorbant autour de $V_{abs} = 0$ V et résonant à 7,2 GHz présente une fréquence de coupure à -3 dB de 30 GHz.

Ainsi que le modèle l'avait prédit, l'amplitude de résonance est considérablement augmentée (> 20 dB par rapport au niveau basse fréquence) et la pente après la résonance est réduite à 18 dB/décade (au lieu de 40 dB/décade conventionnels).

5 CONCLUSION

Un nouveau concept de modulation d'un laser bisections permettant de générer des signaux millimétriques a été développé. Les composants ainsi fabriqués ne nécessitent que peu de modifications par rapport à des processus de fabrication de lasers conventionnels.

Par modélisation puis mesures expérimentales, les améliorations apportées par le concept ont été démontrées. Une forte augmentation du niveau de résonance (20 dB) ainsi qu'une pente "post-résonance" diminuée de moitié (passant de 40 dB/décade à 20 dB/décade) ont été obtenues.

Ce comportement a permis d'atteindre une bande passante de 30 GHz qui constitue un record mondial pour des lasers DFB émettant à 1,5 μm .

De plus la faible décroissance de la réponse après cette valeur permet le fonctionnement de ce composant à des fréquences encore plus élevées : ainsi, à 40 GHz le signal n'est que $\simeq 10$ dB inférieur au niveau basses fréquences.

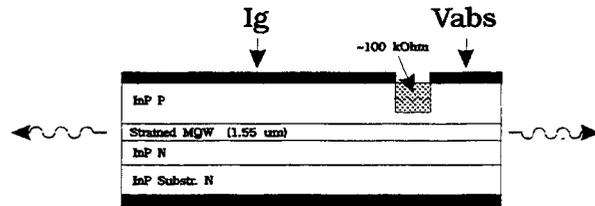


Fig. 1 : Laser bi-électrodes

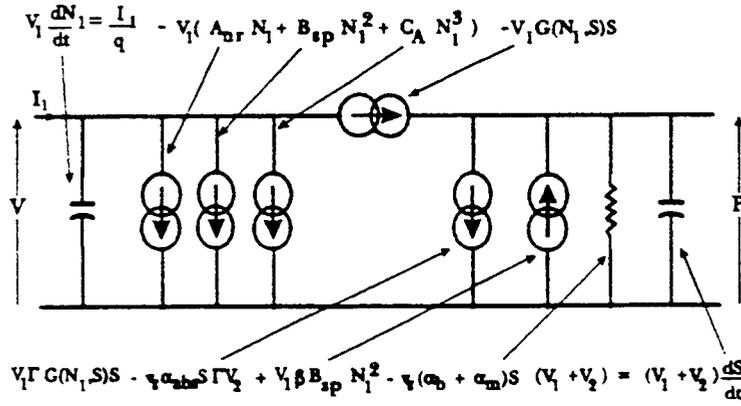


Fig 2 : Circuit équivalent du laser bi-électrodes

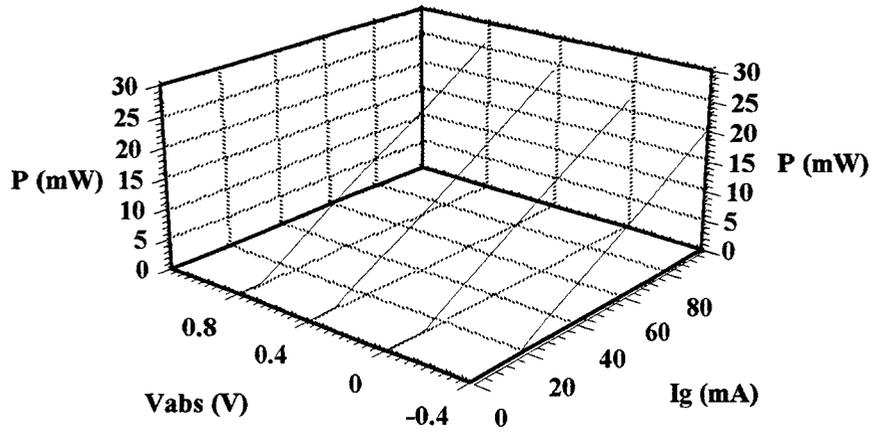


Fig. 3 : Modélisation statique du laser bi-électrodes
 $L_g = 570\mu\text{m}$, $L_{abs} = 50\mu\text{m}$

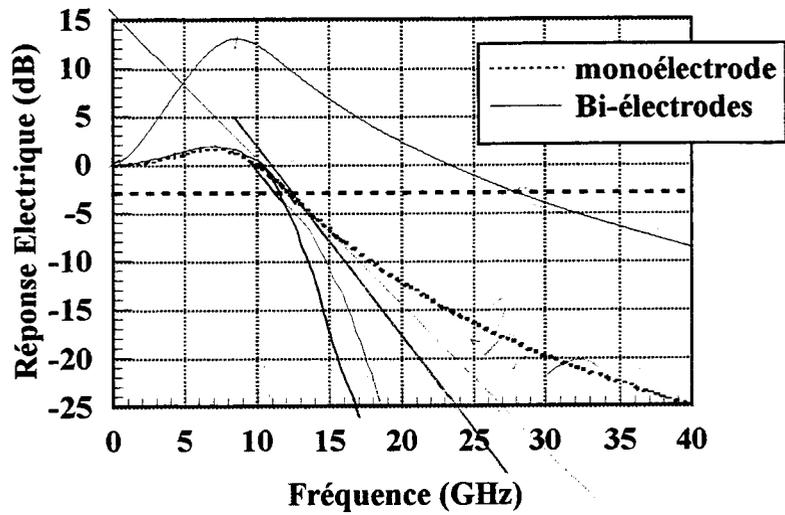


Fig. 4 : Modélisation des réponses en modulation directe et d'absorption d'un laser DFB 1.5 μ m 4 puits contraints

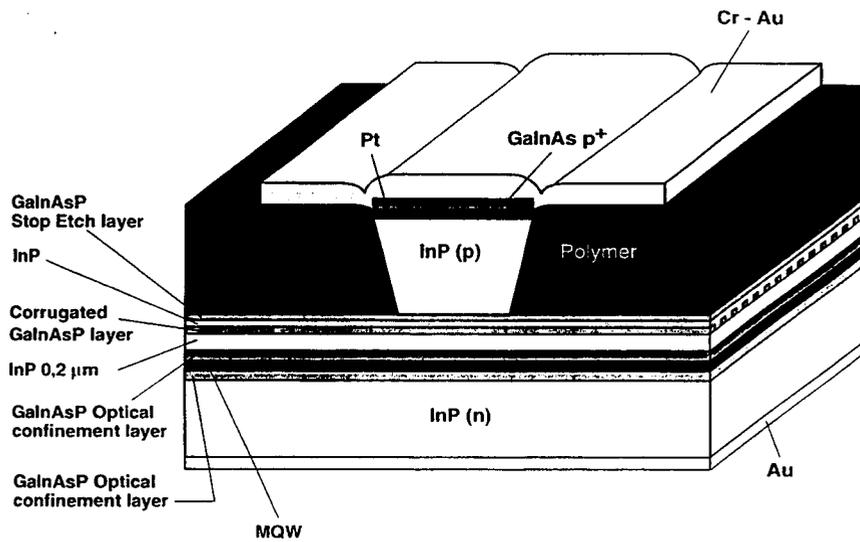


Fig. 5 : Structure RIDGE - DFB

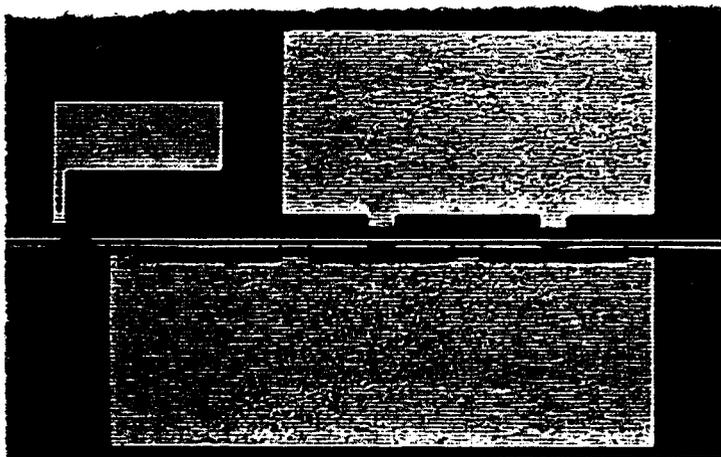


Fig. 6 : Composant final avant clivage

NEW CONCEPTS FOR MILLIMETRE WAVE OPTICAL LINKS

F. Deborgies, E. Goutain, Y. Combemale, J.C. Renaud, D. Rondi

THOMSON-CSF/LCR, 91404 ORSAY, FRANCE

☎: +33 1 69 33 09 32, Fax: +33 1 69 33 08 66, E-mail: deborgies@lcr.thomson.fr

Conference topic: 5/6

ABSTRACT

New opto-electronic components (namely a bi-electrode laser and a multimode waveguide PIN photodiode) have been realised to open the millimetre wave frequencies to lightwave. Preliminary results on the laser show a cut-off frequency of 27 GHz which is better than the best mono-electrode laser, while the photodiode has a responsivity of around 0.5 A/W with a 3 dB bandwidth greater than 60 GHz, far away from the more conventional surface illuminated PIN photodiode.

SUMMARY

1. Introduction

So far, due to the limitations of the opto-electronic components, the applications of optical links have been constrained to the frequency range below roughly 20 GHz. New developments on lasers and photodiodes are now opening the door of millimetre wave frequencies to lightwave.

2. Laser

Up to now, two main techniques have been developed to modulate an optical signal from a laser diode. The direct modulation of the bias current is the most often used technique. However, by using this method, the performances are limited in terms of frequency capability (the best result is around 25 GHz for 1.55 μm transmissions^[1]). A second technique based on the external modulation scheme, has been also developed to overcome the previous limitations. As a matter of fact, higher frequency transmissions (over 40 GHz^[2]) using a discrete electro-absorption modulator, have been demonstrated. Unfortunately such an approach requires an additional device, increasing the requirements on optical couplings. An intermediate solution is the monolithic integration of the laser and the modulator but the optimisation of both components independently is difficult and the performances are limited to around 20 GHz.

In order to solve those problems, we developed a third method which allows the millimetric signal generation using a simple

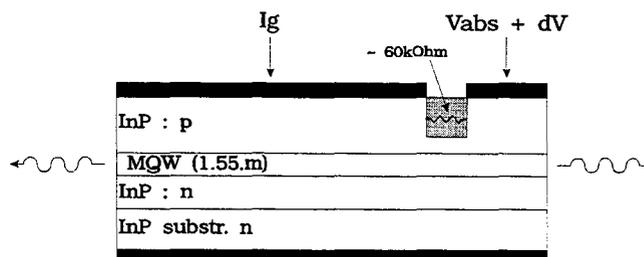


Fig. 2-1: Two-section laser schematic.

Papier présenté à EUNIC, Prague 9-13 sept. 1996.

concept component: it exploits a two-section laser behaviour. The long gain section is biased with a constant current while a modulated voltage is applied on the short section (called absorber) (See Fig. 2-1). This bias is lower than the built in voltage and so generates a saturable absorber area. This concept allows to modulate the absorption instead of the carriers as it is the case in a conventional single electrode laser diode. The fabrication is based on a simple and conventional DFB-RIDGE structure. Only a few modifications are required to implement the inter-electrode area.

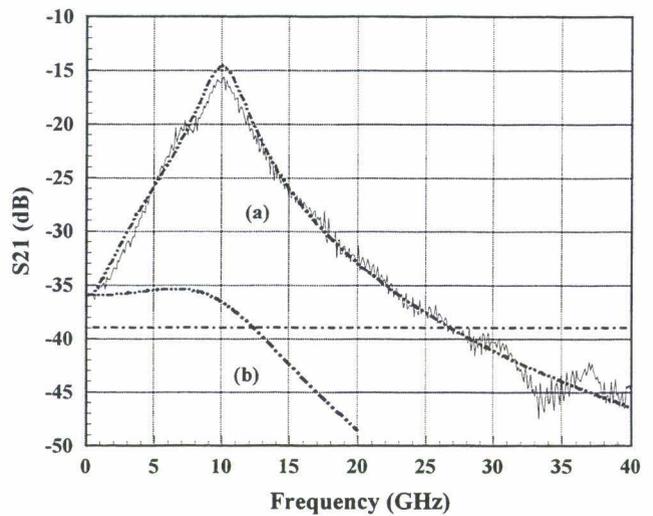


Fig. 2-2: Simulated (dashed lines) and experimental responses.

After simulation, the improvements brought by this new concept have been demonstrated experimentally. Fig. 2-2 represents the simulated and measured responses of the two-section configuration (a) compared to the mono-electrode case (b), showing a strong increase of the resonance level (~ 20 dB) and a post-resonance slope lowered by a factor of two. This effect translates into a big improvement of the cut-off frequency. Moreover, the low decrease of the response after this value leads to still reasonable losses at higher frequencies: for instance, at 40 GHz, the signal is only ~ 10 dB below the low frequency level. The result given in Fig. 2-2 have been obtained with a component which is not optimised in terms of high frequency operation. The next step will be the process of a structure which has, in a standard mono-electrode configuration, a 12 GHz resonance frequency and a lower RC constant, which may lead to a 40 GHz cut-off frequency for the two section laser.

3. Photodiode

All commercial photodetectors are based on a surface illuminated PIN photodiode structure. In this type of structure, the responsivity and the 3 dB bandwidth are the results of a trade-off. As a matter of fact, the frequency response of the chip can be limited by either its capacitance (RC time constant) and/or the thickness of the intrinsic region (transit time). The first problem can be alleviated by reducing the surface of the sensitive area while the latter is overcome by thinning the intrinsic region. However, since below a certain value, the sensitivity is proportional to the thickness of that region, increasing the bandwidth also means decreasing the responsivity. For a 20 GHz photodiode, the sensitivity is around 0.7 A/W.

In fact, the trade-off is due to the fact that both the carriers (electrons and holes) and the photons propagate in the same direction since the illumination comes from the surface of the chip. If now, the light is injected into the side of the intrinsic region of the photodiode, the thickness can be small enough to be compatible with the desired cut-off frequency while the length of the device is long enough to

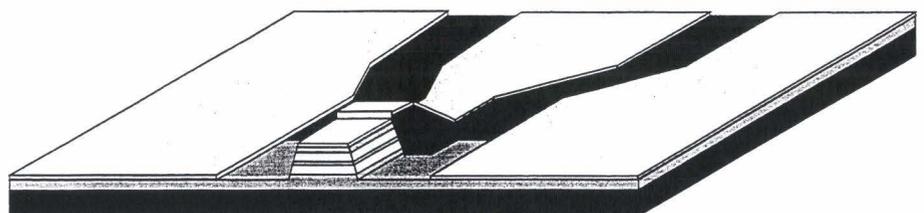


Fig. 3-1: 3D schematic of the waveguide PIN photodiode.

reach a proper responsivity, providing that the capacitance related to the surface of the junction does not limit the frequency. So, by using a waveguide type PIN photodiode (see Fig. 3-1), it is possible to have simultaneously a high 3 dB bandwidth and high responsivity. However, in order to have a good coupling efficiency between the fibre and the photodiode, the latter must have a numerical aperture similar to the one of the fibre. The solution is to design the optical waveguide such that it is multimode. Finally, the electrical access to the chip is of the utmost importance when reaching the millimetre wave frequency range. To minimise the problems related to the electrical interconnect, we have adopted a coplanar line access which is compatible with millimetre wave MMICs.

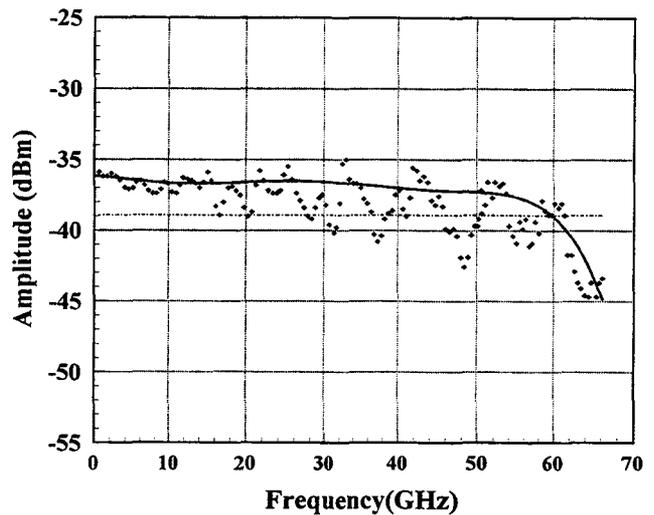


Fig. 3-2: Response of the waveguide PIN photodiode submodule.

Fig. 3-2 shows the frequency response of a waveguide PIN photodiode submodule in which the chip is fibre pigtailed and connected to an hybrid coplanar line. The cut-off frequency is around 60 GHz while the overall responsivity (including the coupling) is of the order of 0.5 A/W.

4. Conclusion

The new two-section laser shows promising results in terms of cut-off frequency (27 GHz) and with further development the 40 GHz should be obtained. Together with the high efficiency 60 GHz waveguide PIN photodiode, they open the path to new applications in the millimetre wave frequencies.

REFERENCES

- [1] P.A.Morton, T.Tanbun-Ek, R.A.Logan, N.Chand, K.W.Weicht, A.M.Sergent and P.F.Sciortino, Jr.
"Packaged 1.55 μm DFB Laser with 25 GHz modulation bandwidth"
Electronics Letters, 1994, 30, pp. 2044-2046
- [2] H.Haisch, D.Baums, E.Lach, D.Kaiser, E.Kühn, K.Satzke, J.Weber, R.Weinmann, P.Wiedemann, E.Zielinski
"Record bandwidth (42 GHz measured) and polarisation insensitive (<0.4 dB) tensile strained InGaAsP MQW Ridge waveguide electro-absorption modulator for ultra-high bitrate TDM systems"
Proc. 21st European Conference on Optical Communications (ECOC'95 - Brussels), pp.1007-1010

OPTO-ELECTRONIC DEVICES FOR MICROWAVE / MILLIMETRE-WAVE OPTICAL LINKS

J.C.Renaud, E.Goutain, F.Deborgies, M.Krakowski, G.Glastre, D.Rondi, R.Blondeau
THOMSON-CSF, Central Research Laboratory, Corbeville, F-91404 ORSAY Cedex

Summary

Microwave / Millimetre-wave optical fiber links are of great interest for high speed transmissions due to the low losses level and large bandwidth, as compared to conventional transmission links. Even if more mature technologies are today developed, it is clear that the main limitation is induced by the devices themselves. We explain in this paper the origin of those limitations and we show how new concepts (namely a bi-electrode laser and a multimode waveguide PIN photodiode) allow to overcome them and to build a complete millimetre-wave optical link.

1. Introduction

The use of optical fibers to route microwave / millimetre-wave signals is expected to bring many new applications and so to play an increasing role in all the telecommunication networks over the next decades [1,2]. A short list of the associated areas include :

- high speed communication systems
- antenna remoting
- radars
- delay lines
- Mobile Broadband Systems (MBS)
- high speed computer interfaces
- sensors...

In all cases, practical issues such as the size, weight, reliability, cost and commercial availability of the active devices are of critical importance.

Though optical fibers have the capability of transmitting signals with bandwidth of thousands of GHz with very low loss levels, there is no transmitter and receiver able to fulfill the requirements for such a bandwidth. Even if new technologies are today emerging, it is clear that the main limitation is induced by the devices themselves. So the wide development of the new transmission architectures will depend on the success of those technologies.

Before discussing recent realisations and trends, the limitations of the most standard devices will be presented and new concepts for improving performances will be discussed and detailed for the long wavelength range ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$).

2. Transmitter

Up to now, two main techniques have been developed to modulate an optical signal from a laser diode. The first one is based on the direct modulation of the laser diode by a microwave / millimetre-wave signal. The second technique, called "external modulation", uses CW laser, the optical signal being modulated by an external modulator.

External modulation

The use of external modulation allows to choose lasers with low noise, high output optical power and no chirp since they operate under CW conditions. Most of the modulators used in systems are electro-optic ones, based on a refractive index change when an electric field is applied. This effect is weak for III-V materials and so implies quite long coupling length ; the consequence is that the associated capacitance is high which prevents a high frequency capability. One solution in order to increase this bandwidth is to transform the electrodes into a 50Ω propagation line (travelling wave modulators). In practical, such a situation is difficult to achieve due to the velocity mismatch phenomena, electrical attenuation... Millimetre-wave operation was demonstrated with GaAlAs/GaAs double heterostructure on S.I. GaAs Mach-Zehnder modulators constituted of a broad, low-loss coplanar transmission-line capacitively loaded with high efficiency, lumped modulator elements [3]. But even in the ideal case where electrodes can be considered as a 50Ω impedance, the microwave power is high to get a 100 % modulation.

A large part of the efforts to overcome those limitations has been devoted to the development of new modulators based on the electro-absorption effects. A significant demonstration of the capability of such modulators has been established by Ido et al : including MQW structures, modulators integrated with access waveguides show low insertion loss (8 dB), low driving voltage (2.8 V) and a record modulation bandwidth ($f_{-3dB} = 50$ GHz) [4].

Unfortunately, this approach based on the external modulation requires an additional device (the modulator !), increasing thus the requirements in terms of optical couplings. An intermediate solution could be the monolithic integration of the laser and the modulator but the optimisation of both components independently is difficult and the performances are still limited to around 20 GHz.

Direct modulation

The most common solution to create microwave optical links is the use of direct modulation. In fact, compared to external modulation, the direct modulation is easier to implement. An important technological breakthrough has been observed a few years ago, associated once again to the development in the $1.55 \mu\text{m}$ wavelength range of MQW materials. Such new structures have already demonstrated their efficiency, mainly in terms of DC characteristics (threshold current, external efficiency, output power), linewidth and chirp... However, the predicted advantages about the laser speed have not been yet fully demonstrated, in spite of all the structure optimisations performed in that respect (number of wells, carriers transport, strains...). Only very recently, Morton et al have shown a performance slightly superior as compared to bulk lasers [5]. Unfortunately, the cut-off frequency is still limited to 25 GHz and the signal amplitude becomes very low at frequencies higher than 30 GHz.

New Modulation Scheme

In order to solve those problems, we developed another method which allows the millimetric signal generation, using a component based on a very simple concept : this exploits the two-section laser behaviour. The same type of structures has already been widely investigated for passive modelocking, Q-switching, gain leveraging or wavelength tunability... For our approach, the long gain section is biased with a DC current while a modulated voltage is applied on the short section, which is called absorber (see figure 1). This bias is lower than the built-in voltage (0.8 V) and so generates a saturable absorber area. So this concept allows to modulate the extraction of the carriers instead of their injection in the cavity as it is the case in a conventional single electrode laser diode. The theoretical advantages of such structures have been described elsewhere [6] ; the main conclusions are the following :

- the resonance amplitude can be significantly increased (> 20 dB)
- the slope of the intrinsic response can be strongly reduced ($\simeq 6$ dB/octave instead of 12 dB/octave for a conventional single electrode)
- the -3 dB cut-off frequency can be widely improved ($\simeq 40$ GHz if the resonance frequency is around 10 GHz).

To exploit those predictions, a 4 strained quantum wells RIDGE-DFB structure has been developed. This structure is described in figure 2. It requires two epitaxial steps which are performed by low-pressure MOCVD technique : the first one consists in depositing four GaInAsP compressively strained QW ($\epsilon = 0.9$ %, $e = 80$ Å) separated by GaInAsP barriers and surrounded by two GaInAsP ($\lambda = 1.15$ µm) confinement layers. The effective index modulation required to reach a 1.55 µm DFB source is obtained thanks to a grating delineated by holography in the upper confinement layer. During the second epitaxial step, InP:p (400 Å), stop etch GaInAsP layer (100 Å), InP:p (1.5 µm) and GaInAs:p⁺ (0.4 µm) layers are successively grown. The stop etch quaternary layer is efficient to provide a precise control of the etch depth during the ridge and inter-electrode implementations.

Finally, those details simply show that the technological steps to realise such structures are very similar to the ones required for a conventional MQW-DFB laser ! So their industrial development should not be a real difficulty.

Figure 3a shows the response obtained with a two electrode configuration, the gain and absorber lengths being respectively 550 µm and 50 µm. A small signal modulation (± 0.4 V) is applied on the absorber around 0 V while the gain current is 200 mA. For comparison, figure 3b shows the response of a single electrode laser with the same structure. It results, as predicted, a strong increase of the resonance level ($\simeq 20$ dB above the low frequency level) and a post-resonance slope lowered by a factor of two. This effect translates into a large improvement of the cut-off frequency ($\simeq 30$ GHz). Moreover, the low decrease of the response after this value leads to still reasonable losses at higher frequencies : for instance, at 40 GHz, the signal is only $\simeq 8$ dB below the low frequency level. The insertion losses are identical to those obtained with a single electrode laser ($\simeq -35$ dB).

The interest of this new modulation scheme is all the more interesting as the previous devices have not been optimised in terms of resonance frequency ($\simeq 7$ GHz) and RC product. Improvements in that field may lead to cut-off frequency higher than 40 GHz.

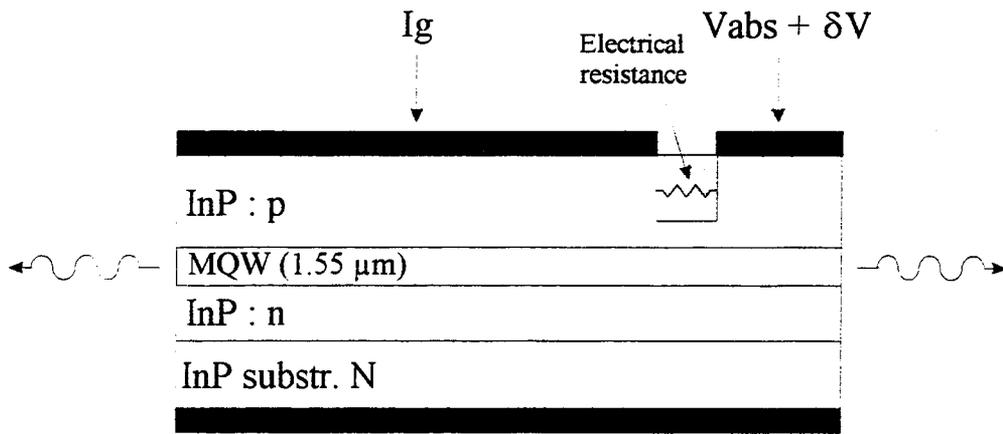


Fig.1 : Two section MQW laser schematic

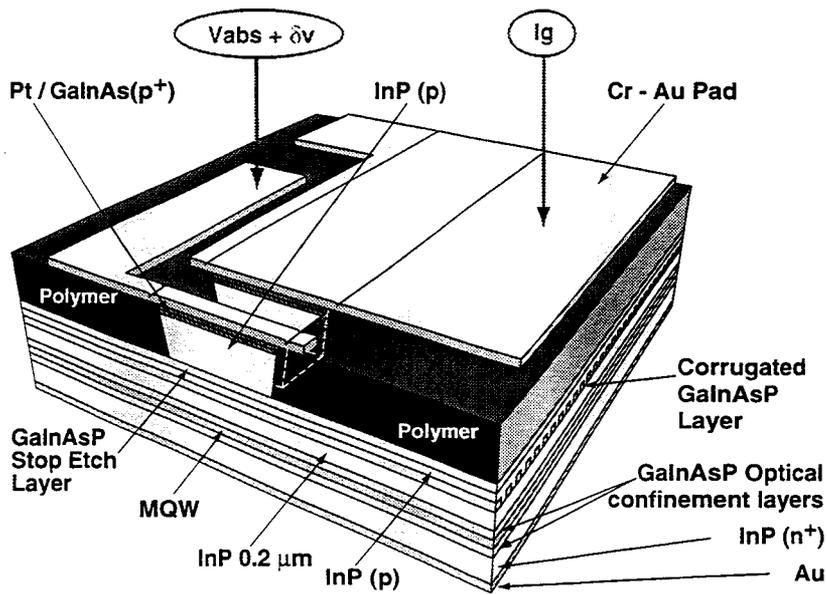


Fig.2 : Strained QW RIDGE DFB structures with two electrodes

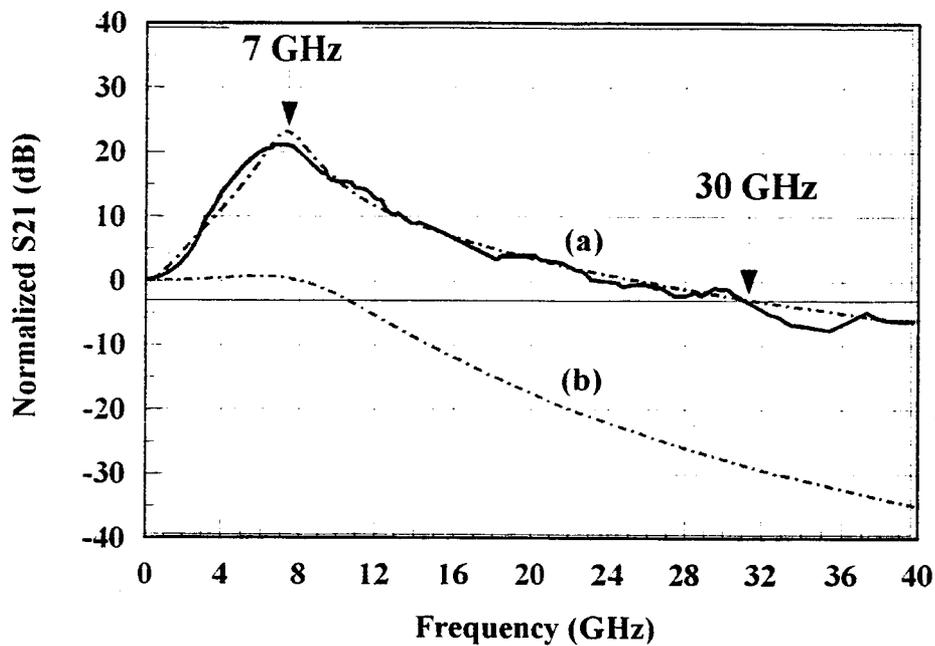


Fig.3 : Simulated (dashed lines) and experimental responses for two electrodes (a) and single electrode (b) configurations

Other trends

In research laboratories, other alternatives are investigated to generate millimetre-wave signals, such as the mode locking (active, passive or hybrid) the self-pulsations or the beating of two optical signals [7,8]. A key point for the development of these approaches concerns the flexibility which has to be improved to allow a larger choice of the signal frequency itself. Another approach exploiting the laser non linearities appears also very promising, with already some significant performances.

3. Photoreceiver

All commercial photodetectors are based on a surface illuminated PIN photodiode structure. In this type of structure, the responsivity and the -3 dB bandwidth are the results of a trade-off. As a matter of fact, the frequency response of the chip can be limited by either its capacitance (RC time constant) and/or the thickness of the intrinsic region (transit time). The first problem can be alleviated by reducing the surface of the sensitive area while the latter is overcome by thinning the intrinsic region. However, since below a certain value, the sensitivity is proportional to the thickness of that region, increasing the bandwidth also means decreasing the responsivity. For a 20 GHz photodiode, the sensitivity is around 0.8 A/W.

In fact, the trade-off is due to the fact that both carriers (electrons and holes) and the photons propagate in the same direction since the illumination comes from the surface of the chip (substrate or epi-layer). If now, the light is injected into the edge of the intrinsic area of the photodiode, the previous trade-off can be overcome : the device can be long enough to reach a proper responsivity together with an absorbing layer thickness small enough to provide a high cut-off frequency ; by this way, the capacitance related to the junction surface does not induce a large penalty considering the frequency point of view. This concept of waveguide PIN photodiode (see figure 4) has been introduced and exploited a few years ago by Kato et al [9].

Moreover, in order to have a good coupling efficiency between the optical fibre and the photodiode, the latter must have a numerical aperture similar to the one of the fibre. The solution is to design the optical waveguide such that it is multimode. The modelling of such structures has been performed by Harari et al : figure 5a shows the evolution of the cut-off frequency versus the GaInAs layer thickness and as a function of the waveguide length ; figure 5b illustrates the quantum efficiency versus the confinement GaInAsP layer thickness and as a function of the illuminating spot size [10]. For those calculations, the basic epitaxial structure is the following : InP:p+, GaInAsP:p+ ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$), GaInAs:n-, GaInAsP:n+ ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$), InP:n+ ; it is grown on a semi-insulating InP substrate to minimise the parasitics.

The conclusion is that a 60 GHz bandwidth can be achieved together with a quantum efficiency of 90 % using a 6 μm rib width, a 20 μm rib length, a 3 μm spot diameter, a 0.3 μm thick GaInAs layer and 1 μm thick GaInAsP confinement layers.

Another key point concerns the electrical access to the chip which is of the utmost importance when reaching the millimetre-wave frequency range. To minimise the problems related to the electrical interconnect, we have adopted a coplanar line access which is compatible with millimetre-wave MMICs (see figure 4).

Such chips have been realised and connected with an hybrid coplanar line ; the submodule has been fibre pigtailed using a YAG laser welding technique. The average responsivity, including coupling to the fibre, of the waveguide PIN photodiode is around 0.6 A/W. Figure 6 gives the

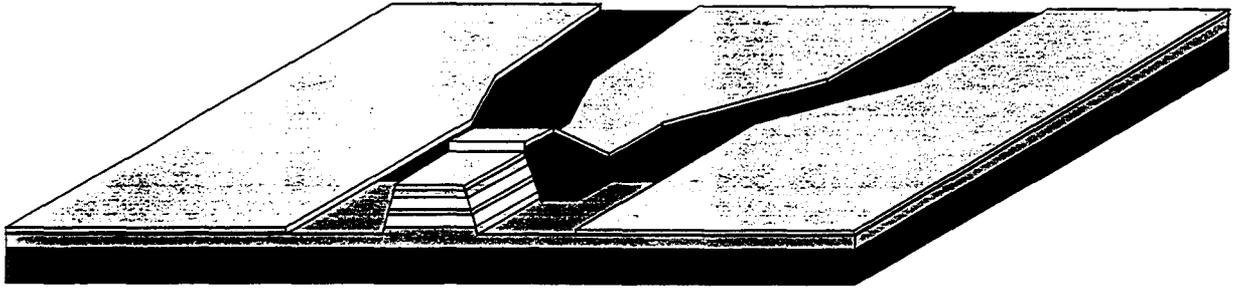


Fig. 4 : 3D schematic of the waveguide PIN photodiode

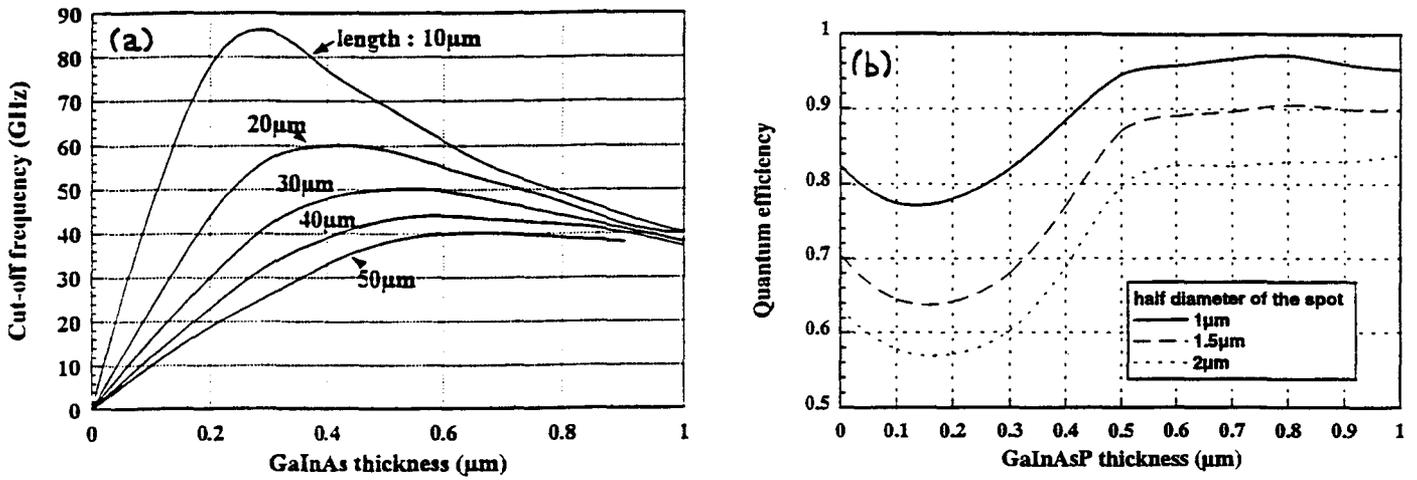


Fig. 5 : Responses of PIN WG photodiode. The ribwidth is 6 μm .
 5a : cut off frequency versus the GaInAs layer thickness for different device lengths
 5b : quantum efficiency versus GaInAsP layer thickness for different spot sizes.
 The device length is 20 μm .

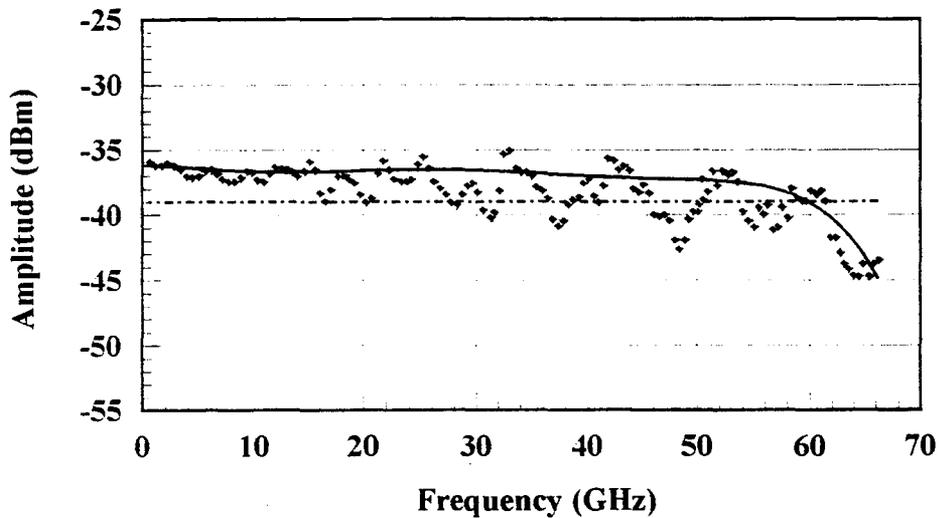


Fig. 6 : Response of the PIN Waveguide photodiode submodule.

frequency response of the waveguide PIN photodiode submodule : the cut off frequency measured by heterodyne technique is slightly above 60 GHz which is in good agreement with the previous modelling predictions.

4. Conclusion

Important improvements relative to the high speed behaviour of long wavelength opto-electronic devices have been demonstrated. They are based not only on the exploitation of the higher quality of new materials such as MQW (which have already proved their superiority in standard devices) but also by the design of new concepts which allow to operate with more appropriate techniques and so to open the door of millimetre wave frequencies to lightwave. This jump has been performed keeping in mind the industrial requirements which ask for simple and reliable devices. The associated cortege of applications, which will be developed starting from such types of devices, will allow in its turn to a large progress of these devices themselves : this is the privilege of new fields which are emerging and living !

Acknowledgments

Part of the work on the photoreceiver has been sponsored by EEC RACE MODAL and ACTS FRANS projects. We are grateful to partners, D. Decoster and J.P. Vilcot from IEMN , for the collaboration and discussions.

References

- [1] D. Wake et al
"Microwave and millimetre-wave radio fibre"
BT Technol. J. vol.11, n°2, April 1993
- [2] H.H. Meinel
"Commercial applications of millimeter-waves. History, Present Status and Future Trends".
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.43, n°7, July 1995
- [3] R.G. Walker et al
"GaAs/AlGaAs travelling-wave modulators for millimetre-wave frequencies"
ECOC, Paris, p. 437, September 1991
- [4] T. Ido et al
"An ultra high speed (50 GHz) MQW Electro-Absorption Modulator with Waveguides for 40 GBit/s Optical Modulation"
IOOC, Hong Kong, PD-1-1, 1995
- [5] P.A. Morton
"Packaged 1.55 μm DFB Laser with 25 GHz modulation bandwidth"
Electronics Letters, 30, p. 2044, 1994
- [6] E. Goutain et al
"30 GHz bandwidth - 1.55 μm MQW DFB laser diode based on a new modulation scheme"
To be published in Electronics Letters

- [7] H. Kawaguchi
"Progress in optical functional devices using two-section laser diodes / amplifiers"
IEE Proceedings-J, 1, p.3, 1993
- [8] J.J.O'Reilly et al
"Optical Generation of very narrow linewidth millimetre-wave signals"
Electronics Letters, 28, p.2309, 1992
- [9] Kato et al
"A high-efficiency 50 GHz InGaAs Multimode Waveguide photodetector"
IEEE J. of Quantum Electronics, vol.28, n°12, p.2728, 1992
- [10] J. Harari et al
"Modeling of PIN photodetectors for microwave and high power applications"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.43, n°9, Sept. 1995

