

50376
1990
150

68188

50376
1990
150

ACADEMIE DE LILLE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE
FLANDRES ARTOIS

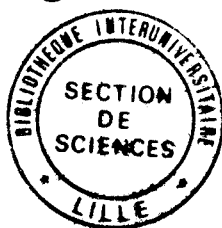
o d'ordre 548

THESE

Présentée à L'Université des Sciences et Techniques de Lille
Flandres Artois pour obtenir le diplôme de DOCTORAT
Spécialité : ELECTRONIQUE

CONTRIBUTION A L'ETUDE
DES PROPRIETES DYNAMIQUES
DES LASERS SEMICONDUCTEURS 1,5 μm
A MULTIPUITS QUANTIQUES

Par Augustin OLIVIER



Soutenue le 18 juin 1990 devant le Jury composé de :

MM.	E. CONSTANT	Président
	A. JOULLIE	Rapporteur
	D. DECOSTER	Rapporteur
	J. BENOIT	Directeur de thèse
	D. LECLERC	
	JC. BOULEY	
	Ph. GALLION	

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué aux Laboratoires de Marcoussis, Centre de Recherches de la Compagnie Générale d'Electricité, dans la division Composants Optoélectroniques, dirigée par Monsieur J.C. CARBALLEES que je remercie pour son accueil.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à Monsieur J. BENOIT, qui a dirigé ce travail et avec qui j'ai appris à travailler avec rigueur et méthode, et dont la compétence et le dévouement m'ont permis ainsi qu'à de nombreux thésards d'avoir des conditions de travail exceptionnelles. Je lui suis particulièrement redevable pour le soutien et la compréhension qu'il a manifesté ces dernières années.

Je remercie Monsieur E. CONSTANT, professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille I qui, par son enseignement enrichissant et passionnant, a déterminé ma vocation professionnelle, ainsi que d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je suis très heureux que Monsieur D. DECOSTER, professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille I, ait accepté d'être le rapporteur de ce travail. Je l'en remercie vivement ainsi que de l'amitié qu'il a manifesté durant ces années, et de m'avoir mis en relation avec Monsieur J. BENOIT.

Monsieur A. JOULLIE, professeur à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc, a accepté d'être le rapporteur de ce travail. Je lui en suis particulièrement reconnaissant.

Je remercie Monsieur J.C. BOULEY, chef de département au CNET-BAGNEUX, et Monsieur P.GALLION, professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, pour l'aide qu'ils m'ont apportée ainsi que pour avoir manifesté de l'intérêt à mon travail en me faisant l'honneur de le juger.

Monsieur D. LECLERC a encouragé des discussions et apporté une aide aussi efficace qu'amicale dans une collaboration fructueuse. Il a, en outre, accepté de participer au jury de cette thèse, je lui en suis particulièrement reconnaissant.

Je remercie Monsieur E. ZIELINSKI dont les calculs ont permis de valider une partie du travail expérimental présenté dans cette thèse.

J'exprime ma gratitude envers Mademoiselle A. PERALES et Monsieur M. GAILHANOU pour avoir fourni la matière première de ce travail, en épitaxiant de superbes structures.

Dans la réalisation de ce travail, je remercie l'équipe montage dirigée par Monsieur G. GELLY pour la qualité du travail et la diligence qu'ils ont manifestée, et plus spécialement Monsieur T. FILLION pour le montage délicat des photodiodes et Madame O. LEGOUZIGOU pour sa compétence et sa grande gentillesse.

Mes remerciements s'adressent aussi à tous les membres du laboratoire qui de près ou de loin ont contribué à l'aboutissement de ce travail et en particulier Madame E. GOARIN, Monsieur P. BROSSON, et Monsieur B. FERNIER pour leurs collaborations et discussions enrichissantes. Je ne peux oublier Monsieur J. JACQUET et Monsieur J.G. PROVOST pour leur aide efficace.

Je suis très reconnaissant à Madame C. GOUDIN, pour sa gentillesse et son efficacité, qui s'est littéralement mise en quatre afin que ce manuscrit soit terminé dans les temps ainsi que Mesdames M. DOUMERGUE et B. DUVAL qui ont assurée une partie de la frappe.

Je conserve une place spéciale, dans cette liste de remerciements, à Monsieur J.P. JICQUEL qui avec sa compétence et la gentillesse qui le caractérisait m'a appris l'Épitaxie en Phase Liquide. Cette thèse lui est en partie dédiée.

RESUME

Ce mémoire présente l'évaluation du gain différentiel et du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons des lasers SCMQW émettant à 1,5 μm .

Pour cela nous avons mis au point des méthodes de caractérisation originales pour analyser les propriétés dynamiques des lasers, pour lesquelles nous avons réalisé des photodiodes PIN de fréquence de coupure à - 3 dB supérieure à 18 GHz.

En considérant un gain linéaire pour les SCMQW, nous avons établi une relation linéaire entre le rapport fréquence de résonance au carré et de la puissance émise, proportionnelle au gain différentiel et l'inverse de la longueur de la cavité. Cette relation nous a permis de constater expérimentalement que le gain différentiel était 3 à 4 fois plus élevé dans les lasers SCMQW que dans les lasers conventionnels. L'analyse de la génération d'harmoniques dans la cavité a permis d'établir à la fréquence de résonance une relation linéaire entre le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons et le taux de modulation correspondant au point d'intersection des harmoniques. Une méthode de mesure fondée sur cette propriété a permis de déduire le coefficient de saturation du gain trois fois plus élevé dans les structures SCMQW. Ceci conduit à une fréquence de résonance ultime identique pour les structures SCMQW et conventionnelle.

Nous avons validé par une analyse de la modulation de fréquence, après avoir déterminé le coefficient de variation de l'indice de réfraction avec les porteurs, les valeurs précédemment évaluées et déterminé une réduction du facteur de Henry des lasers SCMQW.

MOTS CLES : LASER MULTIPUITS QUANTIQUES
PROPRIETES DYNAMIQUES
GAIN DIFFERENTIEL
SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS
MODULATION DE FREQUENCE
HARMONIQUES
InGaAsP

LISTE DES SYMBOLES.....12

INTRODUCTION.....16

**CHAPITRE I : PROPRIETES DES LASERS A MULTIPUITS
QUANTIQUES $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$**

I.	QUANTIFICATION ET OCCUPATION DES ETATS DANS UNE HETEROSTRUCTURE DE TYPE PUITSQUANTIQUES.....	23
I.1	RAPPELS	
I.2.	CAS DES PUIITS QUANTIQUES $\text{GaInAs}/\text{GaInAsP}$	27
II.	PROPRIETES OPTIQUES ASSOCIEES AUX TRANSITIONS INTRABANDE DANS LES PUITS QUANTIQUES $\text{GaInAs}/\text{GaInAsP}$.....	30
II.1	INTRODUCTION	
II.2.	GAIN MATERIAU ASSOCIE A L'EMISSION STIMULEE.....	32
	II.2.1. Modèles théoriques	
	II.2.2. Gain maximum	
	II.2.3. Densité de porteurs à la transparence	
	II.2.4. Gain différentiel, approximation du gain linéaire	
	II.2.5. Variation du gain différentiel avec l'énergie	
III.	LASERS A PUIITS QUANTIQUES $\text{GaInAs}/\text{GaInAsP}$.....	38

III.1. GAIN MODAL, FACTEUR DE CONFINEMENT, HETEROSTRUCTURES A MULTIPUITS QUANTIQUES ET CONFINEMENTS SEPARES (SCMQW).....	38
III.2. CONDITION DE SEUIL, GAIN DE SEUIL, DENSITE DE PORTEURS AU SEUIL.....	40
III.3. OPTIMISATION DU COURANT DE SEUIL DES LASERS SCMQW.....	44
III.4. EVALUATION DE LA DENSITE DE PORTEURS AU SEUIL DANS UN LASER 1,5 μm SCMQW A 5 PUIITS.....	46
IV. REALISATION ET CARACTERISATION DES SCMQW PAR EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES (SOURCES GAZ GSMBE ET ORGANOMETALLIQUES MOMBE).....	48
IV.1. PRINCIPE DE L'EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES.....	48
IV.2. CARACTERISATION DES MATERIAUX PAR PHOTOLUMINESCENCE.....	49
BIBLIOGRAPHIE.....	52

CHAPITRE II : PROPRIETES DYNAMIQUES DES LASERS SEMICONDUCTEURS

I. INTRODUCTION.....	57
II. PHENOMENE DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS, DESCRIPTION DES EQUATIONS DU MODELE.....	57
II.1. RAPPELS.....	57
II.2. PHENOMENE DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS.....	58
II.3. EQUATIONS DE CONTINUITE DE LA CAVITE LASER.....	60
III. ETUDE STATIQUE ET DYNAMIQUE D'UN LASER SEMICONDUCTEUR.....	61
III.1. CARACTERISTIQUE STATIQUE D'UN LASER SEMICONDUCTEUR.....	61
III.2. ETUDE DE LA FONCTION DE TRANSFERT D'UN LASER SEMICONDUCTEUR.....	65
III.2.1. Résolution des équations de continuité en modulation petits signaux	
III.2.2. Etude de l'évolution de la fréquence de résonance et effet de la saturation du gain	
III.2.3. Effet de la saturation du gain sur l'amortissement	
III.2.4. Etablissement de l'expression de la fréquence de résonance maximale d'une structure	
III.2.5. Evolution des fréquences de coupure	
III.3. EFFET D'UN FILTRE DU PREMIER ORDRE SUR LA FONCTION DE TRANSFERT DUN LASER SEMICONDUCTEUR.....	72

IV. DISTORSION PAR PRODUCTION D'HARMONIQUES DANS LA CAVITE LASER.....	76
IV.1. RESOLUTION DES EQUATIONS DE CONTINUTE PAR LA METHODE PERTURBATIVE, DES DISTORSIONS NON-LINEAIRES DANS LA CAVITE LASER.....	76
IV.2. EFFET DE LA SATURATION DU GAIN SUR LA GENERATION D'HARMONIQUES.....	80
IV.3. EFFET DU CIRCUIT DE CHARGE SUR LES HARMONIQUES.....	80
IV.4. DETERMINATION DE LA SATURATION DU GAIN ϵ	82
V. ETUDE DE LA FLUCTUATION DE LA LONGUEUR D'ONDE....	84
V.1. INTRODUCTION.....	84
V.2 DESCRIPTION DU MODELE.....	85
BIBLIOGRAPHIE.....	88

CHAPITRE III : DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PARAMETRES MATERIAUX DES LASERS SEMICONDUCTEURS

I. INTRODUCTION.....	94
II. TECHNIQUES DE MESURES EXPERIMENTALES.....	94
II.1. MESURE DE LA FONCTION DE TRANSFERT.....	95
II.2. MESURE DE LA REPONSE TRANSITOIRE.....	97
II.3. TECHNIQUE DE CARACTERISATION SPECTRALE DES LASERS SEMICONDUCTEUR.....	97
II.3.1. Technique de mesure de la réponse en modulation de fréquence (FM)	
II.3.2. Technique de caractérisation spectrale des lasers à un créneau de courant	
II.4. CIRCUITS DE DETECTION.....	102
II.5. CIRCUITS DE MODULATION LASER.....	104
II.6. EFFET DE LA REALIMENTATION OPTIQUE.....	104
III. CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS ETUDIES.....	105
IV. DETERMINATION EXPERIMENTALE DU GAIN DIFFERENTIEL ET DE LA SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DEPHOTONS.....	109
IV.1. DETERMINATION DU GAIN DIFFERENTIEL.....	109
IV.1.1. Conditions expérimentales	
IV.1.2. Détermination expérimentale du gain différentiel dg/dN	

IV.2. DETERMINATION DU COEFFICIENT DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS	119
IV.2.1. Méthode de mesure et conditions expérimentales	
IV.2.2. Détermination expérimentale du coefficient ϵ	
IV.2.3. Evaluation de la fréquence de résonance maximale	
IV.2.4. Performances des lasers SCMQW et conventionnels pour les transmissions analogiques	
V. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA VARIATION DE LA LONGUEUR D'ONDE PAR INJECTION DE PORTEURS.....	130
V.1. DETERMINATION DE LA VARIATION DE L'INDICE AVEC LES PORTEURS dg/dN ET EVALUATION DU COEFFICIENT DE HENRY α_H	130
V.2. ETUDE DE LA REPONSE FM DE LASERS SCMQW ET CONVENTIONNELS.....	133
V.3. INFLUENCE DE LA STRUCTURE HORIZONTALE ET DE LA COMPOSITION DU MATERIAU ACTIF SUR LA FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE.....	137
BIBLIOGRAPHIE.....	141

CHAPITRE IV : CONCEPTION ET REALISATION DE PHOTODIODES PIN RAPIDES

I. INTRODUCTION.....148

II. MODELISATION DE LA REPOSE EN FREQUENCE ET DU RENDEMENT DE PHOTODIODES PIN

A HETEROJONCTION InGaAs/InP.....153

II.1. STRUCTURES DES PHOTODIODES MODELISEES.....153

II.1.1. Double hétérojonction $p^+ \text{-InP/n}^- \text{-InGaAs/n}^+ \text{-InP}$

II.1.2. Double hétérojonction ayant la jonction p/n située dans le ternaire

II.1.3. Double hétérojonction avec une couche tampon $n^- \text{-InP}$

II.2. MODELISATION DES STRUCTURES.....156

II.2.1. Introduction

II.2.2. Cas d'une collecte des porteurs par entraînement

II.2.2.1. Equations de base et approximations

II.2.2.2. Résolution des équations du modèle

II.2.2.3. Réponse en fréquence de la photodiode

II.2.3. Cas d'une collecte des porteurs par entraînement et diffusion

II.2.3.1. Equation de base et approximations

II.2.3.2. Réponse en fréquence de la photodiode

II.2.4. Effet de la lumière réfléchié par la métallisation p, sur le rendement et la fréquence de coupure des photodiodes

II.2.4.1. Collecte des porteurs par entraînement

II.2.4.2. Collecte des porteurs par entraînement et diffusion

II.2.4.3. Réponse en fréquence de la photodiode	
II.2.5. Effet sur la réponse en fréquence d'une couche tampon n ⁻ -InP	
II.2.5.1. Equations de base et approximations	
II.2.5.2. Réponse en fréquence de la photodiode	
III. REALISATION DE PHOTODIODES PIN RAPIDES A HETEROJUNCTION InP/InGaAs.....	180
III.1. INTRODUCTION.....	180
III.2. EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES SOURCES GAZ.....	180
III.3. REALISATION DE PHOTODIODES DE FAIBLE DIAMETRE.....	181
III.3.1. Réalisation de la photodiode mesa	
III.3.2. Réalisation de la photodiode planar	
III.4 REALISATION DES EMBASES HYPERFREQUENCES ET MONTAGE DES PHOTODIODES.....	186
IV. CARACTERISATION DES PHOTODIODES.....	186
IV.1. CARACTERISATIONS STATISTIQUES DES PHOTODIODES.....	186
IV.2. CARACTERISATIONS DYNAMIQUES DES PHOTODIODES.....	190
IV.2.1. Introduction	
IV.2.2. Résultats expérimentaux	
IV.2.3. Comparaison des résultats expérimentaux théoriques et discussion	
BIBLIOGRAPHIE.....	196

LISTE DES SYMBOLES

(ALPHABET LATIN)

a	Gain différentiel constant
ad	Coefficient de recombinaison non radiative associé aux défauts de volume et d'interfaces.
b	Coefficient de recombinaison bande à bande
B_{eff}	Coefficient de recombinaison effectif
c_a	Coefficient de recombinaison Auger
d	Epaisseur de la couche active
E	Energie
E_cⁿ	Niveau d'énergie n des électrons dans le puits
E_g	Energie de bande interdite
E_{hh}ⁿ	Niveau d'énergie n des trous lourds dans le puits
E_{lh}	Niveau d'énergie n des trous légers dans le puits
Eⁿ	Niveau d'énergie n dans le puits
f_{-3dB}	Fréquence de coupure à - 3 dB

f_c^n, f_v^n	Fonction d'occupation dans chaque sous bande
$F_{c,v}$	Quasi-niveau de Fermi des électrons, des trous
f_R	Fréquence de résonance
f_R^{\max}	Fréquence de résonance ultime
$g(E)$	Gain du matériau
H	Fonction d'Heaviside
h, \hbar	Constante de Planck, $\hbar/2\pi$
I	Courant d'injection dans la cavité
J_S	Densité de courant de seuil
K_0	Coefficient de pertes par IVBA
L	Longueur du laser
L_z	Épaisseur du puits quantique
m	Taux de modulation
$ M(E) _{TE}^2$	Élément de matrice dipolaire
$m_{e,h}^*$	Masse effective de l'électron, du trou
m_{ij}	Taux de modulation correspondant à l'intersection des harmoniques d'ordre i et j
m_0	Masse de l'électron

m_p^*, m_b^*	Masse effective des particules dans le puits, dans la barrière
N	Densité de porteurs
N_p	Nombre de photons dans le mode
N_s	Densité de porteurs au seuil
N_t	Densité de porteurs à la transparence
N_w	Nombre de puits
S	Densité moyenne de photons dans la cavité laser
t_d	Durée de vie différentielle des porteurs
t_n	Durée de vie des porteurs
V_a	Volume de la cavité active
v_g	Vitesse de groupe des photons dans la cavité laser
w	Largeur du ruban

LISTE DES SYMBOLES**(ALPHABET GREC)**

α_i	Coefficient de pertes dans les couches épitaxiales
Δ	
β	Taux d'émission spontanée couplé au mode laser
Γ_d	Amortissement associé à la fréquence de résonance
Γ_a	Facteur de confinement du mode laser dans la cavité active
$\Delta E_{c,v}$	Différence d'énergie entre les bandes de conduction, de valence
ΔE_g	Différence d'énergie entre les bandes interdites de deux matériaux
$\Delta v/\Delta I$	Efficacité de modulation
ε	coefficient de saturation du gain avec la densité de photons
$\rho_{c,v}$	Densité d'états de la bande de conduction, de valence
ρ_{red}	Densité d'états réduite

INTRODUCTION

Les premiers résultats marquants obtenus de façon reproductible sur les lasers à puits quantiques émettant au voisinage de $1,55 \mu\text{m}$ sont relativement récents et remontent pour la plupart à ces deux dernières années où d'importants progrès ont été accomplis dans ce domaine.

Comment expliquer ce retard par rapport aux lasers à puits quantiques GaAlAs émettant au voisinage de $0,8 \mu\text{m}$ qui en sont aujourd'hui au stade de la production industrielle ?

L'explication la plus communément avancée s'appuie sur les progrès récents des nouvelles techniques d'épitaxie sur substrat de phosphure d'Indium (InP) telles que l'Épithaxie par Jets Moléculaires (EJM ou MBE) ou l'épithaxie en phase gazeuse à partir de composés organométalliques (EPVOM ou MOCVD). Bien qu'il ne puisse nier l'impact des progrès de ces technologies sur ceux des lasers à puits quantiques, le physicien doit reconnaître que les premiers échecs enregistrés sur les lasers utilisant des puits de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et des barrières en InP ou $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ($y = 2.2x$) sont avant tout dûs à une conception inadéquate des structures réalisées qui s'accomodent fort mal :

- de la faible masse effective des électrons dans les puits ($m_e^* \simeq 0.04 m_0$) et de la faible hauteur de barrières qu'ils rencontraient ($\Delta E_c \simeq 0.4 \Delta E_g$) qui rend leur confinement difficile.
- des propriétés physiques de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ peu favorables au fonctionnement laser et essentiellement liées à sa structure de bande de valence, en particulier une forte recombinaison non radiative Auger et une forte absorption liée aux transitions interbande de valence (IVBA).

Les progrès récents effectués ces dernières années sur ces lasers sont essentiellement dûs à une meilleure conception des hétérostructures lasers en regard de leurs propriétés de confinement électronique et optique et notamment à l'utilisation d'hétérostructures à multipuits quantiques à confinement électronique et optique séparés (SCMQW) suivant les prévisions théoriques de NAGLE [1]. Un effort de recherche très important est actuellement effectué sur le sujet à travers le monde pour améliorer ces lasers dont on espère, à tort ou à raison, qu'ils apporteront des avantages considérables par rapport aux

lasers à hétérojonctions $\text{Ga}_{0.36}\text{In}_{0.64}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}/\text{InP}$ pour les liaisons à grande distance et haut débit utilisant la détection directe ou la détection cohérente en raison de meilleures propriétés dynamiques qui résulteraient principalement d'un gain différentiel plus élevé.

En Europe l'essentiel des recherches sur le sujet est effectué dans le cadre de projets RACE, en particulier dans le projet "AQUA" (RACE 1057), auquel le travail présenté dans ce mémoire se trouve en partie rattaché. Dans ce projet un important effort de recherche sur la modélisation et sur la caractérisation des propriétés physiques des matériaux de type puits quantiques est entrepris dans le but de les optimiser pour des applications de transmissions à très haut débit (≥ 10 Gbit/s). Dans ce domaine il convient en particulier de noter les travaux pilotés par l'Université de Stuttgart [2] [3] qui permettent de rendre compte théoriquement des mesures de gain et des pertes en fonction de la densité de porteurs effectuées par pompage optique. L'accord entre la théorie et l'expérience n'est toutefois obtenue que par une technique de "best fit" en utilisant de nombreux paramètres ajustables et l'interprétation des résultats reste délicate compte tenu des incertitudes qui planent sur les modèles théoriques principalement en ce qui concerne les effets associés à la bande de valence.

A ce stade de la recherche la confrontation de ces premiers résultats déduits de l'analyse physique des matériaux avec les propriétés dynamiques des lasers à puits quantiques s'avère particulièrement utile, non seulement parce qu'elle permet de vérifier ces résultats par une autre approche mais également parce que seule l'analyse des propriétés dynamiques des lasers à puits quantiques peut donner une image complète de leurs réelles potentialités en vue d'applications pour lesquelles on leur prête à priori toutes les vertus. C'est à une telle confrontation qu'est consacré l'essentiel du travail présenté dans ce mémoire.

Dans le premier chapitre après avoir rappelé les propriétés physiques essentielles des hétérostructures de type puits quantique et plus particulièrement le gain associé à l'émission stimulée, nous montrerons en nous appuyant sur les modèles de gain matériau et sur les expériences de pompage optique effectuées à l'Université de Stuttgart que pour des lasers SCMQR $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ convenablement définis, le gain maximum g varie proportionnellement à la concentration de porteurs entre la densité de transparence $N_t \simeq 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et environ $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ suivant une loi de type $g \simeq a(N - N_t)$ et qu'il existe un mécanisme de pertes dans la couche active, vraisemblablement dû à l'absorption IVBA, caractérisé par un coefficient d'absorption également proportionnel à la densité de porteurs $\alpha_{AC} \sim K_0 N$.

Dans le premier chapitre nous rappellerons également le principe des techniques de croissance utilisées pour réaliser les échantillons caractérisés, à savoir l'Épitaxie par Jets Moléculaires avec des Sources Gaz pour les éléments V et des sources solides pour les éléments III (EJMSG) et l'Épitaxie par Jets Moléculaires avec des sources gaz pour les éléments V et des organométalliques pour les éléments III (EJMOM).

L'analogie constatée chapitre I entre la dépendance du gain et de la densité de porteurs et des pertes dans la couche active des lasers à puits quantiques et les lasers GaInAsP/InP conventionnels nous a conduit à utiliser le même formalisme pour décrire les propriétés dynamiques des deux types de structure (chapitre II). Ceci est effectué à partir des équations de continuité intégrées pour les électrons et les photons appliquées aux lasers monomodes à guidage par l'indice dans l'hypothèse d'une distribution de porteurs uniforme dans la cavité et en tenant compte de la saturation du gain avec la densité de photons S par un coefficient ϵ . Nous tenons également compte dans ce modèle de l'influence des éléments résistifs et réactifs parasites distribués, sur la dynamique d'établissement du courant dans le volume actif du laser. La résolution des équations de continuité linéarisées nous permet :

- de dériver une expression analytique originale de la fréquence des oscillations de relaxation f_R , montrant que le coefficient de proportionnalité reliant f_R^2 à la densité de photons moyenne est non pas proportionnel au gain différentiel $dg/dN = a$ mais au gain différentiel net $(a - K_0)$. À partir de cette expression nous montrerons ultérieurement (chapitre III) qu'on peut déduire le gain différentiel a à partir de la variation de la cavité laser pour des lasers Pérot - Fabry.
- d'explicitier l'influence de la saturation du gain avec la densité de photons sur l'amortissement des oscillations de relaxation et sur la fréquence de modulation maximale des diodes laser en vue de comparer dans ce domaine les limites des deux types de structures.
- d'établir un modèle simple pour décrire la réponse FM ou ce qui revient au même la fluctuation dynamique de la longueur d'onde ("chirp") d'un laser monomode.

La résolution des équations de continuité pour les harmoniques d'ordre n , nous permet de préparer une méthode originale pour déterminer le coefficient de saturation du gain avec la

densité de photons par la mesure de l'amplitude des différentes harmoniques de la puissance lumineuse émise en fonction du taux de modulation du courant en régime de modulation sinusoïdale. Disposant d'expressions analytiques reliant les paramètres dynamiques des lasers accessibles expérimentalement aux paramètres physiques des hétérostructures à puits quantiques et conventionnelles, nous nous sommes attachés à une étude expérimentale des propriétés dynamiques effectuée systématiquement de façon comparative sur les deux types de lasers. La description des techniques expérimentales utilisées et les principaux résultats obtenus sont présentés dans le chapitre III. En ce qui concerne les techniques expérimentales qui font largement appel aux techniques de mesures hyperfréquences, nous avons été amenés dans le cadre de cette thèse à concevoir et à caractériser des photodiodes PIN à hétérojonction $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ à très large bande passante ($> 18 \text{ GHz}$) de détections réalisées par EJMSG. Les travaux relatifs à ce sujet font l'objet d'un chapitre spécial placé en fin de mémoire (chapitre IV).

En ce qui concerne les résultats expérimentaux et leur analyse à partir du modèle théorique développé au chapitre II nous nous attardons dès le chapitre III sur les points suivants :

- la mesure de la fréquence de relaxation en fonction de la puissance et de la longueur du laser Pérot - Fabry nous a permis de montrer que le gain différentiel matériau, le gain net et les pertes dépendantes de la concentration étaient supérieures d'un facteur 3 à 4 dans les structures à puits quantiques par rapport aux structures conventionnelles à $1,5 \mu\text{m}$.
- la mesure des harmoniques d'ordre 2 et 3 en fonction du taux de modulation nous a permis de déterminer le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons n qui, dans le cas des lasers à puits quantiques, est typiquement trois fois plus élevé que dans les structures conventionnelles. A partir des valeurs de saturation du gain et de gain différentiel mesurées, nous serons en mesure de comparer les performances ultimes en bande passante de modulation des deux structures.
- après avoir déterminé expérimentalement la variation d'indice de réfraction avec la densité de porteurs sur des lasers Pérot - Fabry à puits quantiques et conventionnels, nous avons comparé sur des lasers à réaction distribuée élaborés à partir des deux structures la réponse FM en régime sinusoïdal et analysé les résultats en séparant bien les effets électroniques intervenant dans le domaine basse fréquence de ceux qui sont associés aux oscillations de relaxation. Nous présenterons ensuite une étude comparative effectuée sur différentes structures de ruban laser conventionnelles et de

différentes longueur d'onde d'émission ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ et $1,5 \mu\text{m}$), de la fluctuation dynamique de la longueur d'onde ("chirp") en régime de modulation par impulsions de courant.

- la détermination expérimentale de gain différentiel dg/dN et de la variation d'indice avec la densité de porteurs $d\mu/dN$ nous permettra d'estimer et de comparer le facteur d'élargissement de Henry pour les deux structures qui est plus faible pour les puits quantiques en bon accord avec les mesures effectuées par ailleurs [4].

La comparaison critique des avantages respectifs des lasers à puits quantiques et des lasers conventionnels à $1,55 \mu\text{m}$ nous permettra de dégager des conclusions sur les avantages potentiels des premiers en regard des différentes applications de transmission par fibres optiques et proposer des orientations en vue de leur emploi optimum.

BIBLIOGRAPHIE :

- [1] J. NAGLE
"Etude physique du laser à puits quantique"
Thèse soutenue le 8 octobre 1987 (PARIS VI)
- [2] RACE 1057, Université de Stuttgart
- [3] E. ZIELINSKI, F. KEPLER, S. HAUSSER, M.H. PILKUHN, R. SAUER,
W.T. TSANG
"Optical gain and loss process in InGaAsInP MQW laser structures"
IEEE J. Quantum Electron., QE-25 (6), p. 1407 (1989)
- [4] L.D. WESTBROOK, N.C. FLETCHER, D.M. COOPER, M. STEVENSON,
P.S. SPURDENS
"Intensity noise in $1.5 \mu\text{m}$ in GaInAs Quantum well buried heterostructure lasers"
Electron. Lett., vol 25 (17), p. 1183 (1989)

CHAPITRE I

PROPRIETES DES LASERS A MULTIPUITS QUANTIQUES Ga_{0,47}In_{0,53}As/Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}

I. QUANTIFICATION ET OCCUPATION DES ETATS DANS UNE HETEROSTRUCTURE DE TYPE PUITSQUANTIQUES.....	23
I.1 RAPPELS	
I.2. CAS DES PUIITS QUANTIQUES GaInAs/GaInAsP.....	27
II. PROPRIETES OPTIQUES ASSOCIEES AUX TRANSITIONS INTRABANDE DANS LES PUITS QUANTIQUES GaInAs/GaInAsP.....	30
II.1 INTRODUCTION	
II.2. GAIN MATERIAU ASSOCIE A L'EMISSION STIMULEE.....	32
II.2.1. Modèles théoriques	
II.2.2. Gain maximum	
II.2.3. Densité de porteurs à la transparence	
II.2.4. Gain différentiel, approximation du gain linéaire	
II.2.5. Variation du gain différentiel avec l'énergie	
III. LASERS A PUIITS QUANTIQUES GaInAs/GaInAsP.....	38

III.1. GAIN MODAL, FACTEUR DE CONFINEMENT, HETEROSTRUCTURES A MULTIPUITS QUANTIQUES ET CONFINEMENTS SEPARES (SCMQW).....	38
III.2. CONDITION DE SEUIL, GAIN DE SEUIL, DENSITE DE PORTEURS AU SEUIL.....	40
III.3. OPTIMISATION DU COURANT DE SEUIL DES LASERS SCMQW.....	44
III.4. EVALUATION DE LA DENSITE DE PORTEURS AU SEUIL DANS UN LASER 1,5 μm SCMQW A 5 PUIITS.....	46
IV. REALISATION ET CARACTERISATION DES SCMQW PAR EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES (SOURCES GAZ GSMBE ET ORGANOMETALLIQUES MOMBÉ).....	48
IV.1. PRINCIPE DE L'EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES.....	48
IV.2. CARACTERISATION DES MATERIAUX PAR PHOTOLUMINESCENCE.....	49
BIBLIOGRAPHIE.....	52

I. QUANTIFICATION ET OCCUPATION DES ETATS DANS UNE HETEROSTRUCTURE DE TYPE PUIITS QUANTIQUES

I.1. RAPPELS

Une double hétérostructure laser dans sa forme la plus simple est constituée d'une couche active placée entre deux couches dites de confinement à plus grande largeur de bande interdite et à plus faible indice de réfraction qui permettent la localisation des porteurs injectés dans la couche active et le guidage du mode optique amplifié par émission stimulée.

Si la différence d'énergie de bande interdite ΔE_g entre les couches de confinement et la couche active se répartit aux hétéro-interfaces à peu près également entre la bande de conduction et de valence, les électrons et les trous se trouvent placés dans un puits de potentiel à une dimension où ils seront confinés si :

$$\Delta E_c \gg kT$$

$$\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c \gg kT$$

ΔE_c , ΔE_v sont les différences d'énergies entre les bandes de conduction et les bandes de valence.

Quand l'épaisseur de la couche active L_z est réduite à une dimension comparable à la longueur d'onde associée aux porteurs :

$$\lambda_{e,h} = h \left(2 m_{e,h}^* kT \right)^{-1/2}$$

soit à température ambiante $L_z \simeq 100 \text{ \AA}$ pour un semiconducteur tel que $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, la quantité de mouvement des porteurs selon la direction oz se trouve quantifiée en valeurs discrètes auxquelles correspondent des états liés d'énergie E^n . La double hétérostructure est alors appelée puits quantique, la couche active constituant le puits et les couches de confinement les barrières.

Les niveaux d'énergie E^n évalués par rapport au fond du puits se calculent dans le modèle de la fonction enveloppe [1], qui suppose pour chaque particule associée à une bande

(électron, trou lourd, trou léger) la partie périodique de la fonction de Bloch identique dans le puits et dans la barrière, et décrit la fonction d'onde par son enveloppe $\Psi(z)$ lentement variable. Les énergies E^n correspondant aux états liés du puits seront les valeurs propres de l'équation de Schrödinger qui dans l'approximation de bandes paraboliques peuvent être calculées numériquement à partir des équations :

$$\operatorname{tg} \left(\frac{L_z \sqrt{2 m_p^* E}}{2 h} \right) = \frac{m_p^*}{m_b^*} \sqrt{\frac{m_p^* (\Delta E_{c, v} - E)}{m_b^* E}} \quad (\text{I.1})$$

pour les fonctions paires et :

$$\operatorname{cotg} \left(\frac{L_z \sqrt{2 m_p^* E}}{2 h} \right) = -\frac{m_p^*}{m_b^*} \sqrt{\frac{m_p^* (\Delta E_{c, v} - E)}{m_b^* E}} \quad (\text{I.2})$$

pour les fonctions impaires, où $\Delta E_{c, v}$ représente la profondeur du puits et m_p^* , m_b^* les masses effectives des particules considérées, dans le puits et la barrière.

Bien que les expressions (1) et (2) soient établies dans le cas de bandes paraboliques, on peut tenir compte de la variation de la masse effective avec l'énergie par itération dans la résolution numérique, en une bonne approximation dans $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ la masse effective des électrons varie avec l'énergie suivant la loi :

$$m_e^*(E) = m_e^*(0) \left[1 + \left(1 - \frac{m_e^*(0)}{m} \right)^2 \frac{E}{E_g} \right]$$

où E représente l'énergie par rapport au minimum de la bande de conduction, $m_e^*(0)$ la masse effective en bas de bande de conduction et m la masse de l'électron [2]. Dans le cas d'un puits de profondeur infinie, les énergies E^n sont données par :

$$E^n = \frac{h^2}{2 m_p^*} \left(\frac{n \pi}{L_z} \right)^2 \quad (\text{I.3})$$

Ces énergies sont définies comme les énergies de confinement dans le puits. Les énergies de confinement des états n pour les électrons, les trous lourds et les trous légers sont désignées respectivement par E_c^n , E_{hh}^n , E_{lh}^n . Pour un puits de profondeur finie, l'énergie de confinement est réduite par rapport à (I.3) et décroît avec $\Delta E_{c,v}$. La dépendance de E^n en L_z et m_p^* n'est cependant pas sensiblement modifiée.

Les particules qui ne sont pas confinées dans le plan du puits (plan ox, oy), pourront dans ce plan acquérir une énergie cinétique continûment variable et égale, dans le cas de bandes paraboliques à :

$$\frac{\hbar^2}{2 m_p^*} (k_x^2 + k_y^2) = \frac{\hbar^2}{2 m_p^*} k_t^2 \quad (I.4)$$

Dans un puits quantique les électrons, trous lourds et trous légers se répartissent donc en sous-bandes d'énergie caractéristiques d'un gaz de porteurs bidimensionnels :

$$E_t^n = E_{c,v}^n + \frac{\hbar^2}{2 m_p^*} k_t^2 \quad (I.5)$$

où les porteurs sont liés selon oz et libres selon ox et oy (figure 1a). On peut montrer [2] qu'à chaque sous-bande est associée une densité d'états volumique constante $\frac{m_p^*}{\hbar^2 \pi L_z}$. A

chaque particule dans le puits est associée une densité d'états totale :

$$\rho_{c,v}(E) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m_p^*}{\hbar^2 \pi L_z} H(E - E^n) \quad (I.6)$$

où H représente la fonction d'Heaviside. A la différence d'un semiconducteur infini (3D) où la densité d'états $\rho(E) \sim E^{1/2}$ augmente continûment avec l'énergie, la densité d'états dans un puits (2D) augmente par paliers discrets égaux à $m_p^*/\hbar^2 \pi L_z$ et est constante pour un même niveau E^n (figure 1b).

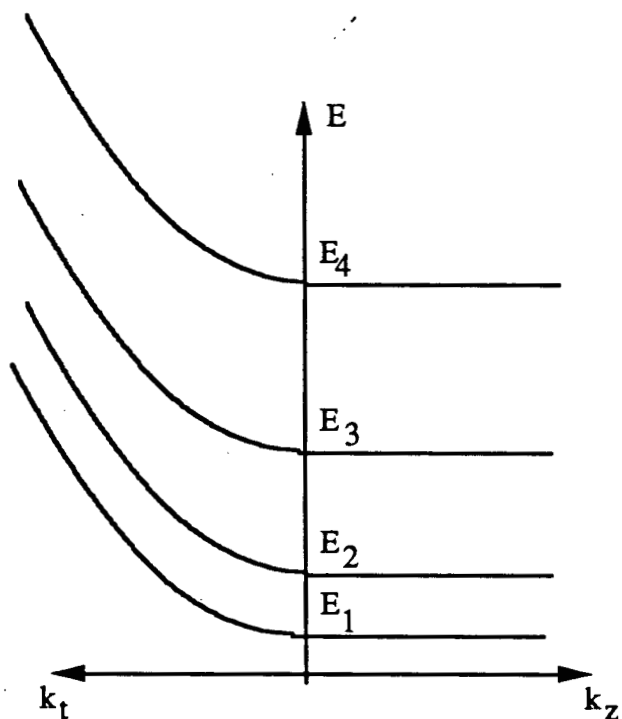


Figure 1a : représentation schématique des sous-bandes d'énergie avec une quantification suivant la direction perpendiculaire à l'interface du puits k_z et une variation pseudo-continue suivant k_t

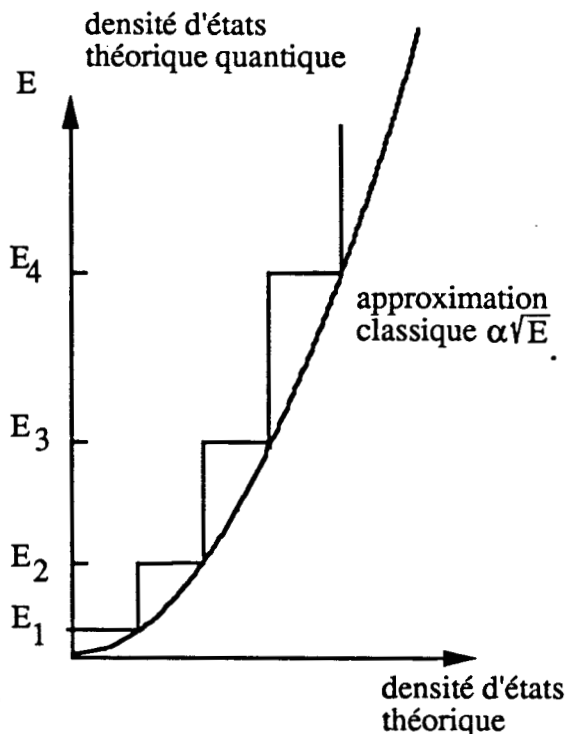


Figure 1b : comparaison de la densité d'états théorique entre un calcul quantique et une approximation classique.

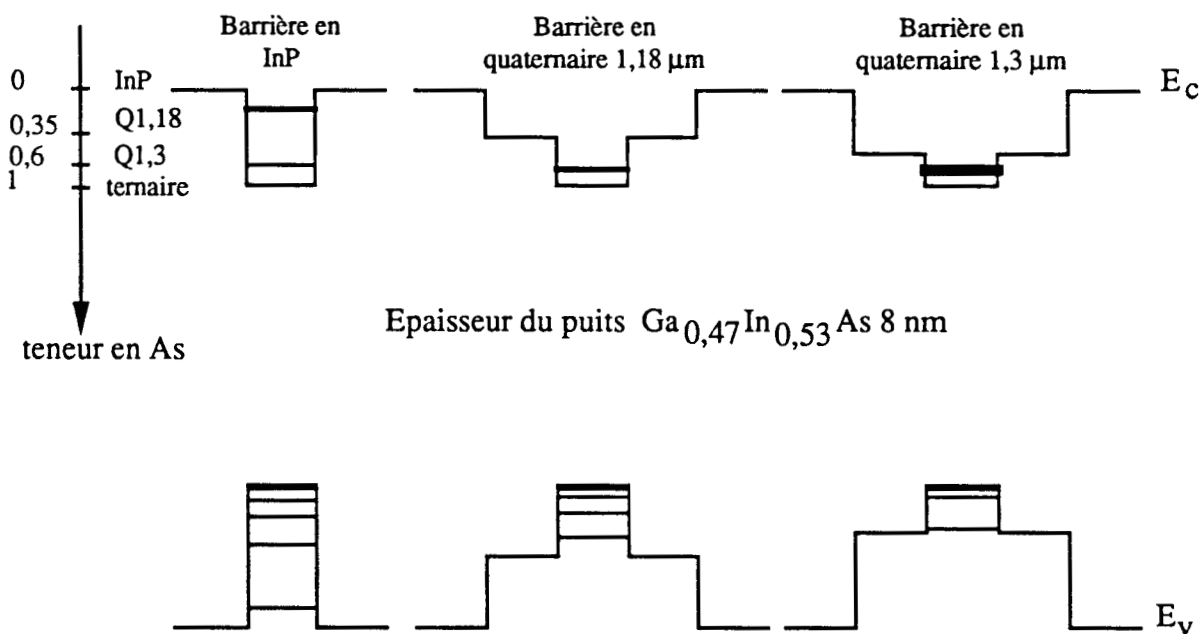


Figure 2 : représentation des niveaux d'énergie des électrons et des trous lourds dans un puits de 8 nm d'épaisseur compris entre des barrières de composition InP, Quaternaire 1.18 μm , ou Quaternaire 1.3 μm

I.2. CAS DES PUIITS QUANTIQUES GaInAs/GaInAsP

Dans le système $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ($y = 2,2x$) adapté en maille au phosphure d'indium (InP), la discontinuité de largeur de bande interdite à l'hétéro-interface se partage, indépendamment de la composition ($0 < y < 0,6$) [3] [4] [5], de la façon suivante :

$$\frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} = 0,40 \pm 0,05$$

$$\frac{\Delta E_v}{\Delta E_g} = 0,60 \pm 0,05$$

Compte tenu de la faible masse effective des électrons ($m_e^* \simeq 0,04 m_0$) leur énergie de confinement dans l'état fondamental est beaucoup plus grande que celle des trous lourds ($m_{hh}^* \simeq 0,5 m_0$) et lorsque, soit la différence de gap entre les barrières et le puits, soit l'épaisseur du puits sont suffisamment faibles, l'électron n'a qu'un seul état lié dans le puits. La figure 2 illustre ce cas, où sont représentées les énergies de confinement pour les électrons, et les trous lourds dans un puits de 8 nm d'épaisseur pour trois compositions de barrières correspondant à $y = 0$ (InP), $y = 0,35$ (quaternaire de longueur d'onde d'émission $1,18 \mu\text{m}$ noté Q1,18) et $y = 0,6$ (quaternaire de longueur d'onde d'émission $1,3 \mu\text{m}$ noté Q1,3). La forte valeur de E_c^1 et la faible hauteur de barrière ΔE_c dans ces puits ont pour conséquence :

- de conduire à une perte de confinement non négligeable des électrons dans le puits dès que leur densité volumique :

$$N = \frac{m_e^*}{h^2 \pi L_z} \int_{E_c^1}^{\infty} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - F_c}{kT}\right)} dE$$

où F_c représente le quasi-niveau de Fermi des électrons

$$N = \frac{m_c^* kT}{h^2 \pi L_z} \ln \left(1 + \exp \frac{F_c - E_c^1}{kT} \right)$$

qui se ramène si $(F_c - E_c^1)/kT > 1$ à

$$N = \frac{m_e^*}{h^2 \pi L_z} (F_c - E_c^1)$$

(I.7)

dépassera une valeur de l'ordre de

$$n_c \simeq \frac{m_e^*}{h^2 \pi L_z} (\Delta E_c - E_c^1)$$

(I.8)

qui a titre d'exemple pour un puits quantique de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ de 8 nm d'épaisseur avec des barrières de composition 1,18 μm vaut $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

- de délocaliser la fonction enveloppe des électrons par rapport à celle des trous (figure 3) ce qui a pour effet de diminuer l'élément de matrice dipolaire (figure 4) qui gouverne les transitions optiques.

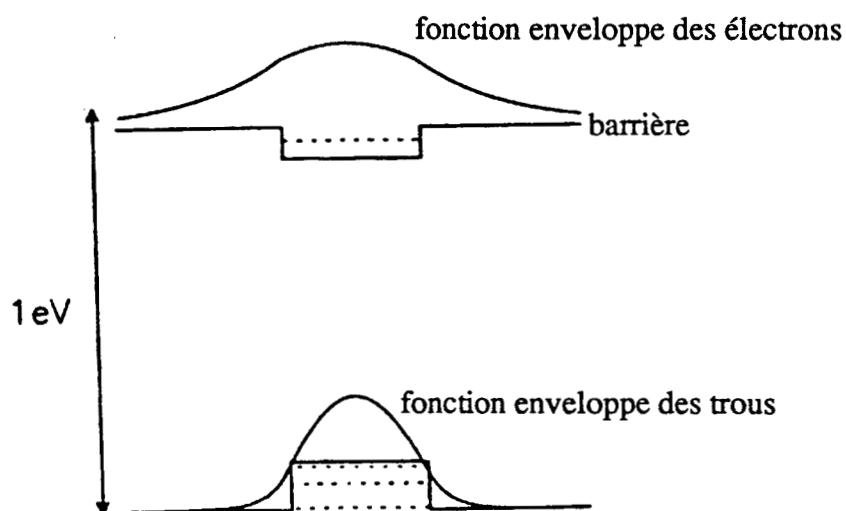


Figure 3 : délocalisation de la fonction enveloppe des électrons par rapport à celle des trous pour un puits d'épaisseur 6 nm et avec des barrières de composition 1.3 μm

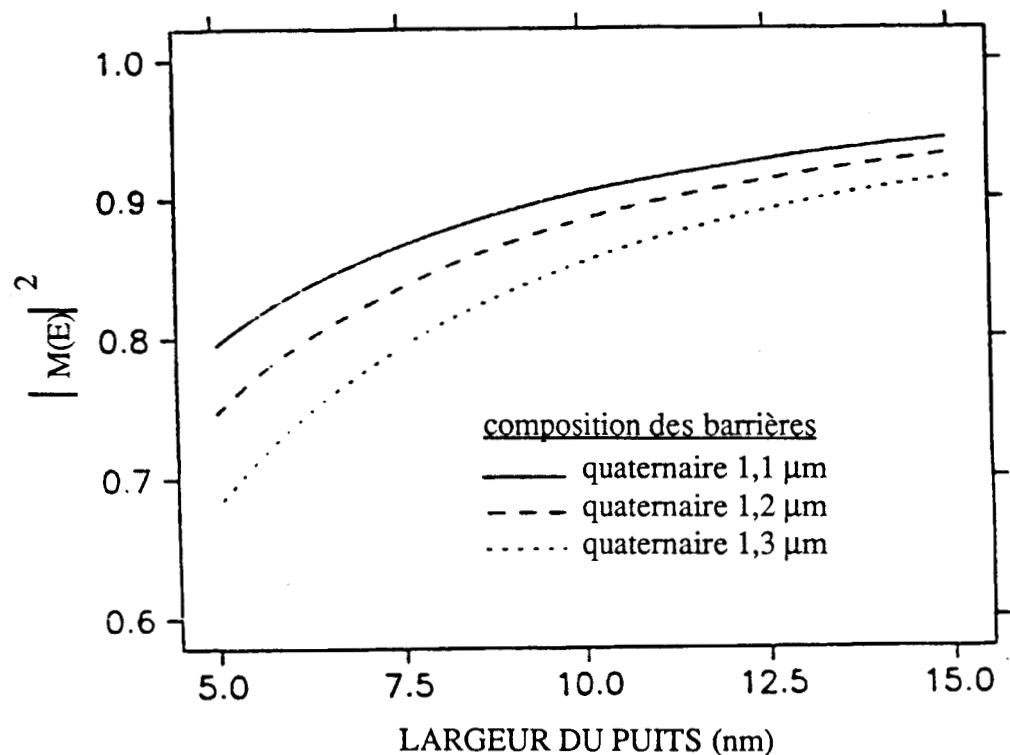


Figure 4 : variation de l'élément de matrice dipolaire gouvernant les transitions optiques en fonction de l'épaisseur des puits pour des barrières de différentes compositions

II. PROPRIETES OPTIQUES ASSOCIEES AUX TRANSITIONS INTERBANDES DANS LES PUIITS QUANTIQUES $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

II.1. INTRODUCTION

Les propriétés d'absorption et d'émission (spontanée et stimulée) associées aux transitions entre les états des différentes sous-bandes de valence et de conduction se calculent à partir de l'élément de matrice moyenné de l'opérateur impulsion du dipôle électrique que constitue une paire électron-trou telle que $\delta k_{e,h} = 0$. ASADA, qui a calculé la valeur moyenne de cet élément de matrice pour $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ 3D [6] et 2D [7], a montré que les différences essentielles étaient dues à la quantification du vecteur d'onde électronique selon k_z . Dans les puits quantiques, l'examen de l'élément de matrice moyenné sur toutes les valeurs de vecteurs d'onde électronique montre que :

- les seules transitions permises sont celles qui se font entre sous-bande d'électrons et de trous (lourds et légers) de même nombre quantique principal n , c'est-à-dire vérifiant la règle de sélection $\Delta n = 0$. Les spectres de photocourant (figure 5) [24] montrent une allure en forme d'escalier, chaque marche correspondant à une énergie

$$E = E_g + E_c^n + E_h^n (h,l) \quad (\text{I.9})$$

En ce qui concerne l'émission d'une diode laser, qui correspond à des transitions entre les premiers niveaux peuplés en électrons et en trous des sous-bandes de conduction et de valence, elle est en général centrée autour de l'énergie :

$$E = E_g + E_c^1 + E_{hh}^1 \quad (\text{I.10})$$

supérieure à l'énergie de bande interdite du puits et qui peut être ajustée en jouant principalement sur L_z et à un degré moindre de ΔE_g . La figure 6 représente la variation de l'énergie de la transition $E_{c, hh}^1$ en fonction de L_z pour un puits de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et différents types de barrières quaternaires (longueur d'onde équivalente 1,1 μm ; 1,2 μm ; 1,3 μm). Nous remarquons qu'une émission centrée autour de 1,55 μm ($E_{c, hh}^1 = 0,8 \text{ eV}$) est obtenue pour un puits d'épaisseur voisine de 8 nm.

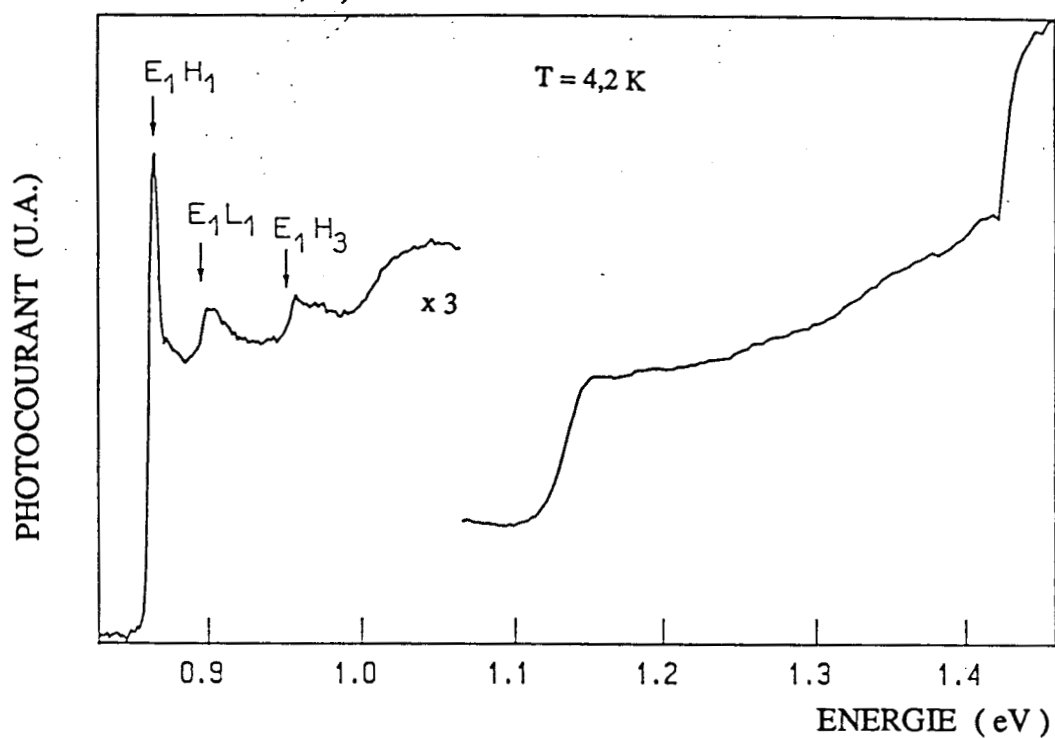


Figure 5 : spectre de photocourant en fonction de l'énergie d'une structure à puits quantiques [24]

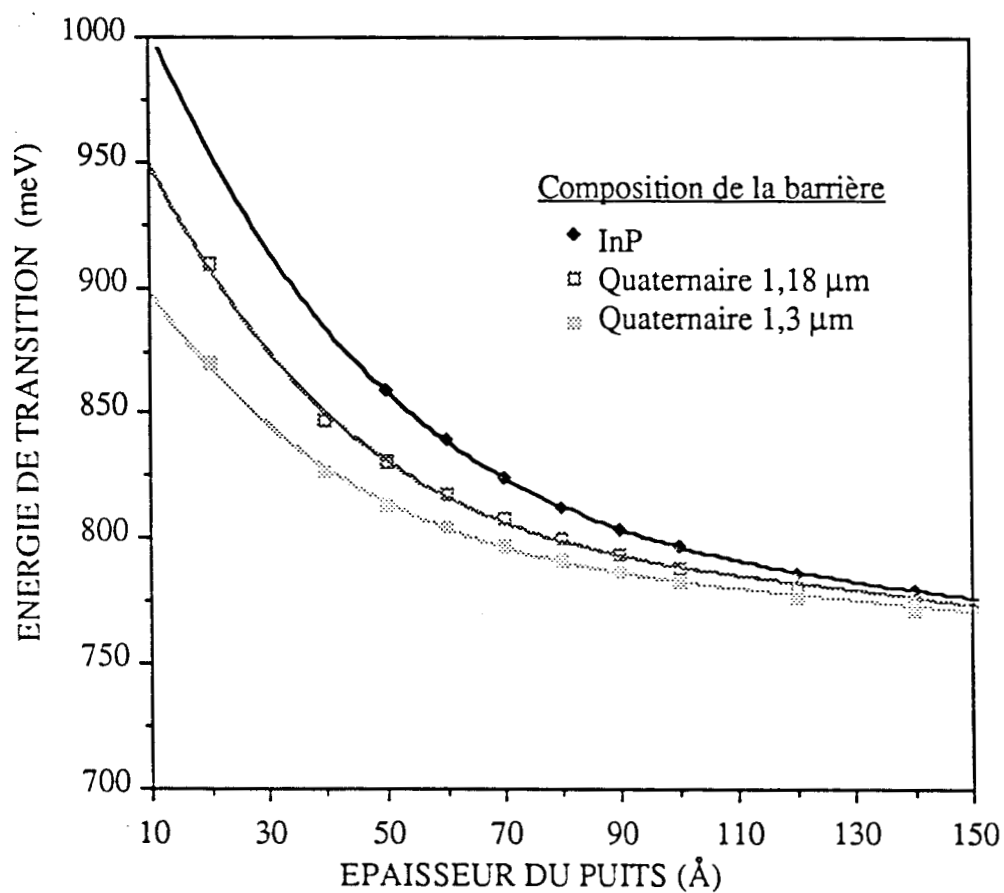


Figure 6 : variation de l'énergie de transition pour un puits GaInAs en fonction de l'épaisseur pour différentes compositions de barrières [25]

- les transitions entre sous-bandes se font avec conservation de l'impulsion transverse ($\Delta(\vec{k}_x + \vec{k}_y) = 0$). Cependant dans le cas de densités de porteurs élevées dans les sous-bandes ($n, p \simeq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), comme c'est le cas pour un laser, la durée de vie des états initiaux et finaux est réduite par les collisions entre porteurs (collision trou-trou et électron-trou) et entre porteurs (essentiellement les trous) et les phonons optiques longitudinaux. Ces collisions se traduisent par un temps de relaxation intrabande τ_i du moment dipolaire électrique, dépendant de la densité de porteurs et de l'énergie [8], qui conduit à un élargissement $\Gamma(E) = \hbar/\tau_i$ de la probabilité de transition à l'énergie E. Dans les matériaux III - V 3D et 2D τ_i est typiquement compris entre 10^{-14} s et 10^{-13} s ce qui correspond à un élargissement compris entre 60 meV et 6 meV.
- la probabilité de transition dépend de la polarisation de la lumière. Si on considère le cas d'une lumière polarisée se propageant parallèlement aux interfaces du puits, on constate que l'élément de matrice reliant les états de la sous-bande des trous lourds et de la sous-bande de conduction est nul pour la polarisation TM en $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = 0$, tandis qu'il est environ 1,5 fois supérieur au cas d'un matériau massif pour la polarisation TE (champ électrique de l'onde parallèle au plan des interfaces) et qu'en revanche pour les transitions entre les trous légers et les électrons de conduction l'élément de matrice est maximum pour la polarisation TM et non nul pour la polarisation TE. Ce comportement différent du cas d'un matériau massif explique pourquoi dans un laser à puits quantique la différence de gain entre le mode TE et le mode TM est accentuée ainsi que le décalage vers les fortes énergies du maximum de gain TM [9].

II.2. GAIN MATERIAU ASSOCIE A L'EMISSION STIMULEE DANS LES PUIITS QUANTIQUES GaInAs/GaInAsP

II.2.1. MODELES THEORIQUES

Le gain associé à l'émission stimulée dans un puits quantique s'évalue de la même façon que dans le cas d'un matériau massif, c'est-à-dire pour un photon d'énergie E supérieure à la bande interdite en intégrant sur tous les états possibles de la bande de conduction et de valence dont la différence d'énergie est égale à E le produit du carré de l'élément de matrice dipolaire $|M(E)|^2$ et de la densité d'états réduite $\rho_{red} = \rho_c \rho_v / (\rho_c + \rho_v)$, ρ_c et ρ_v désignent les densités d'états des bandes de conduction et de valence, par la différence des fonctions d'occupation (distribution de Fermi) $f_c - f_v$ des électrons dans chaque

bande. Un tel calcul a été réalisé par ASADA [8] qui a tenu compte de l'élargissement des états en introduisant un temps de relaxation intrabande. On peut préférer à un tel calcul une approche simplifiée basée sur l'hypothèse d'un élément de matrice indépendant de k_t dans chaque sous-bande qui permet d'obtenir une expression analytique du gain en fonction de l'énergie et de la densité de porteurs en remplaçant l'intégration sur tous les états possibles par une sommation sur les différentes sous-bandes impliquées [9] [10] [2]. Suivant cette approche le gain par unité de longueur pour un photon d'énergie $E > E_g + E_c^1 + E_h^1$ correspondant à une polarisation donnée (TE par exemple) est d'abord calculé en l'absence d'élargissement et peut s'exprimer par la relation :

$$g'(E) = \frac{\pi h e^2}{\epsilon_0 m \mu E L_z} \sum_n \sum_{h, l} \frac{4 \pi m_r^*}{h^2} |M(E)|_{TE}^2 H\left(E - \left[E_g + E_c^n + E_h^n(h, l)\right]\right) \left(f_c^n - f_v^n(h, l)\right) \quad (I.11)$$

où $m_r^* = m_e^* m_h^*(h, l) / (m_e^* + m_h^*(h, l))$ est la masse effective réduite (dépendante de l'énergie dans le cas de bandes non paraboliques) pour chaque paire de sous-bande considérée, $|M(E)|_{TE}^2$ le carré de l'élément de matrice pour la polarisation TE, H la fonction d'Heaviside est f_c^n et $f_v^n(h, l)$ les facteurs d'occupation effectifs de chaque sous-bande considérée :

$$f_c^n = \left(1 + \exp \left[\frac{\left[E_c^n + \frac{m_r^*}{m_c^*} \left(E - E_g - E_c^n - E_h^n(h, l) \right) - F_e \right]}{kT} \right] \right)^{-1} \quad (I.12 a)$$

et

$$f_v^n(h, l) = \left(1 + \exp \left[\frac{\left[F_v(h, l) - E_h^n(h, l) - \frac{m_r^*}{m_h^*(h, l)} \left(E - E_g - E_c^n - E_h^n(h, l) \right) \right]}{kT} \right] \right)^{-1} \quad (I.12 b)$$

où F_c et $F_v(h, l)$ représentent les pseudoniveaux de Fermi pour chacune des sous-bandes considérées qui sont reliées aux densités de porteurs pour des équations du même type que (I-7). Dans toutes ces expressions les énergies sont mesurées par rapport aux extremums des bandes de conduction et de valence du matériau 3D.

Une expression similaire à (I-11) mais qui n'implique pas les sous-bandes de trous lourds et affectée de l'élément de matrice approprié permet de calculer le gain pour la polarisation TM.

L'expression (I-11) permet de comprendre l'allure du spectre de gain d'un puits quantique qui présentera une série de maxima correspondant aux énergies $E_g + E_c^n + E_h^n(h, l)$ dont le nombre dépendra de la forme du puits (L_z et ΔE_c) et du niveau d'injection. Ces pics de gain en l'absence d'élargissement seront caractérisés par un flanc abrupt côté faibles énergies et par une décroissance lente côté fortes énergies qui traduit l'effet du remplissage de bande et de la variation de $|M(E)|^2$ avec l'énergie.

Les spectres de gain expérimentaux ne présentent pas une telle forme et, bien que les énergies des pics de gain correspondent en première approximation à la somme de l'énergie de bande interdite du matériau massif et des énergies de confinement de chaque sous-bande, leur allure est beaucoup plus symétrique (figure 7). On peut obtenir un bon accord avec l'expérience en introduisant à postériori un facteur d'élargissement lorentzien $\Gamma(E)$ dépendant de l'énergie et de la concentration [2] [10] pour traduire l'effet de la relaxation intrabande. Le gain élargi $g(E)$ est alors obtenu [10] à partir de l'intégrale de convolution :

$$I(g', E) = \int_{E_g + E_c^n + E_h^n(h, l)}^{F_c} g'(E) \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma(E')}{\frac{\Gamma^2(E')}{4} + (E - E')^2} dE' \quad (I.13)$$

qui conduit à :

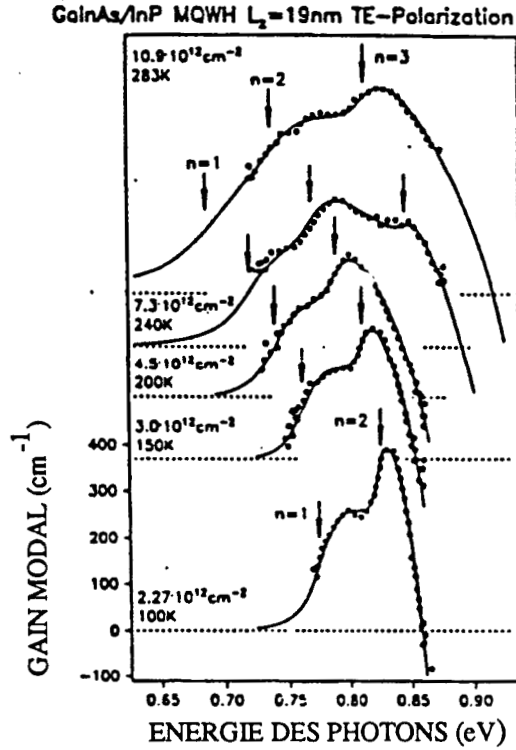


Figure 7 : évolution expérimentale du gain d'une MQWH avec $L_z = 19$ nm en fonction de l'énergie pour différentes températures. Les flèches indiquent les transitions d'une sous-bande à l'autre, les contributions des trois sous-bandes présentes dans les puits sont observées [16].

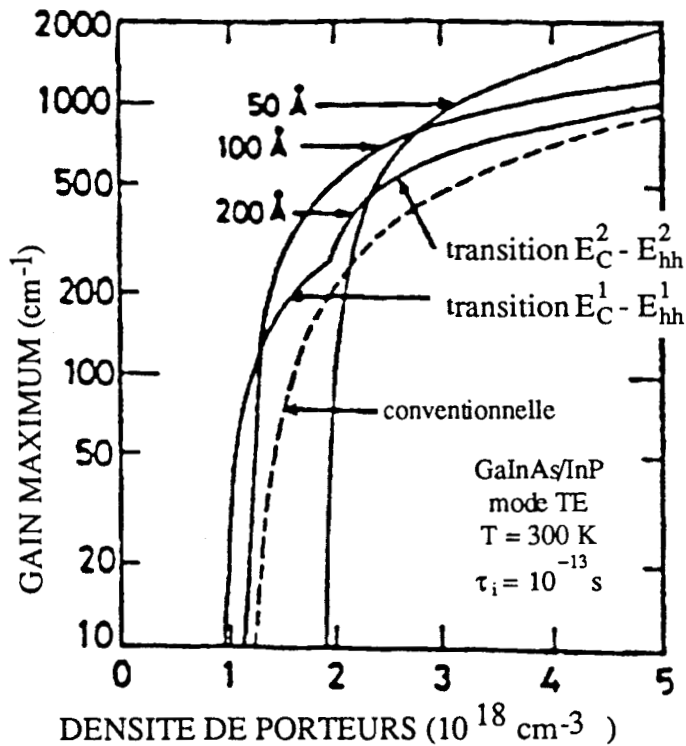


Figure 8 : variation du gain maximum en fonction de la densité de porteurs, calculée pour un puits GaInAs/InP, pour différentes épaisseurs des puits 50-100-200 Å et pour une structure conventionnelle [7]

$$g(E) = \begin{cases} I(g', E) \text{ pour } E < F_c \\ I(g', E) + g(E) \text{ pour } E > F_c \end{cases} \quad (\text{I.14})$$

Pour les puits quantiques $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, un bon accord est obtenu pour $\Gamma \sim 20$ meV auquel correspond un temps de relaxation intrabande de $3 \cdot 10^{-14}$ s.

II.2.2. GAIN MAXIMUM

L'examen de la figure 8 montre que le gain matériau maximum pour un mode TE dans un puits quantique est, à densité volumique de porteurs injectés équivalente nettement plus élevé ($\simeq 3$ fois) que dans le matériau massif. Ceci est non seulement dû à la valeur plus élevée de l'élément de matrice dipolaire mais également à la valeur constante de la densité d'états qui assure, pour l'énergie de maximum de gain, une meilleure inversion de population. En effet, à la différence d'une hétérostructure 3D, l'énergie du maximum de gain $E_g + E_c^1 + E_{hh}^1$ correspond à la valeur maximale de $f_c^n - f_v^n$.

II.2.3. DENSITE DE PORTEURS A LA TRANSPARENCE

Un paramètre important qui caractérise le gain d'un matériau est la densité de porteurs à la transparence N_t au-delà de laquelle le gain lié à la longueur d'onde de gain maximal lié à l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption bande à bande. Cette densité s'obtient à partir de la condition :

$$F_c + F_v + E_g = E_g + E_c^1 + E_{hh}^1 \quad (\text{I.15})$$

et de l'équation de neutralité qui pour un matériau peu dopé s'exprime simplement par :

$$N = P = N_t$$

tel que

$$N = \frac{m_e^* k T}{h^2 \pi L_z} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{F_c - E_c^1}{k T} \right) \right] \approx \frac{m_e^*}{h^2 \pi L_z} (F_c - E_c^1) \quad (\text{I.16 a})$$

$$P = \frac{m_h^* k T}{h^2 \pi L_z} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{-F_c + E_{hh}^1}{k T} \right) \right] \approx \frac{m_h^*}{h^2 \pi L_z} \left(-F_c + E_{hh}^1 \right) \quad (\text{I.16 b})$$

D'après ces relations il est clair que N_t augmentera avec l'énergie de confinement des porteurs donc quand la largeur du puits diminue. ASADA [7] a, par exemple, montré que pour un puits quantique $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ la densité de porteurs à la transparence varie de $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à $1.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ quand l'épaisseur du puits passe de 20 nm à 5 nm (figure 8). La valeur de N_t est augmentée quand on tient compte des effets d'élargissement, par exemple, pour un puits $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ de 100Å, la densité de porteurs à la transparence augmente de $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à $1.35 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ quand Γ augmente de 0 à 12 meV [7].

Dans le cas d'un puits quantique $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ($\lambda = 1,2 \mu\text{m}$) compatible avec l'émission à $1,55 \mu\text{m}$, un facteur d'élargissement de 20 meV conduit à $N_t \sim 1.56 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, valeur comparable mais légèrement supérieure à celle de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ massif ($N_t \simeq 1.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

II.2.4. GAIN DIFFERENTIEL, APPROXIMATION DU GAIN LINEAIRE

Une plus forte valeur de gain maximal à densité volumique de porteurs égale et une plus forte densité de porteurs à la transparence conduit dans le cas d'un laser à puits quantique à une variation plus rapide du gain maximal avec la densité de porteurs au voisinage de la transparence (figure 8). Cependant en raison de la valeur constante de la densité d'états réduite pour un puits quantique, le gain, à la différence de ce qu'on observe pour une structure 3D, a tendance à saturer avec la densité de porteurs conduisant à une caractéristique $g_m = f(N)$ non linéaire à forte densité de porteurs quand le puits ne contient qu'un seul niveau électronique confiné, ou dans le cas où le puits contient plusieurs niveaux électroniques confinés, chaque fois que F_c croise E_c^n . En conséquence la description de la variation du gain maximum avec la densité de porteurs par une relation linéaire.

$$g(E_{\text{max}}) = a_{2D} (N - N_t) \quad (\text{I.17})$$

comme pour un matériau massif, ne peut être considérée comme une approximation correcte que dans une plage limitée de densité de porteurs qui dépendra de l'épaisseur et

de la profondeur du puits. Une simulation numérique réalisée par E. ZIELINSKI [11] montre que dans le cas d'un puits de 8 nm d'épaisseur et de barrières quaternaires de longueur d'onde équivalente 1.18 μm la relation (I-17) peut être considérée comme une bonne approximation pour $1.56 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} < N < 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ cette simulation basée sur les expressions (I-11) et (I-14) fait apparaître une valeur de gain différentiel a_{2D} d'environ 10^{15} cm^2 soit environ 4 fois supérieure à celle de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ massif ($a \simeq 2.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$) [6].

II.2.5. VARIATION DU GAIN DIFFERENTIEL AVEC L'ENERGIE

De façon identique à ce que l'on observe dans les hétérostructures 3D le gain différentiel $dg/dN \simeq a$ est fonction de l'énergie des photons amplifiés et augmente avec elle. Ceci est clairement mis en évidence sur la figure 9 qui représente une simulation théorique effectuée à l'Université de Stuttgart [12]. Il conviendra de tenir compte de cette variation pour la conception de lasers à réaction distribuée en ajustant la longueur d'onde du Bragg du réseau.

III. LASERS A PUIITS QUANTIQUES GaInAs/GaInAsP

III.1. GAIN MODAL, FACTEUR DE CONFINEMENT, HETEROSTRUCTURE A MULTIPUIITS QUANTIQUES A CONFINEMENT OPTIQUE ET ELECTRONIQUE SEPARES (SCMQW)

Le gain effectif dans une diode laser est la gain modal g_m produit du gain matériau g par le facteur de confinement du mode transverse amplifié $g_m = \Gamma g$. Nous avons vu que pour contrôler l'émission à 1,55 μm à partir d'un puits quantique en GaInAs il convenait que l'épaisseur du puits soit typiquement de 8 nm. Pour un laser constitué d'un simple puits de GaInAs et de barrières en InP d'épaisseurs infinies, le facteur de confinement serait extrêmement faible typiquement de l'ordre de 10^{-3} .

En dépit de la valeur élevée que peut atteindre le gain matériau dans un puits quantique ($\simeq 10^3 \text{ cm}^{-1}$), le gain modal sera dans ces conditions nettement insuffisant pour contrebalancer les pertes dans la cavité dont la limite inférieure est imposée par la réalimentation distribuée dans un laser DFB ou localisée dans un laser Pérot - Fabry sur les facettes clivées. Pour augmenter le facteur de confinement d'une diode laser à couche active très fine THOMPSON et KIRKBY [13] ont proposé l'emploi d'une hétérostructure à confinements séparés (SCH) où les porteurs sont confinés dans une couche active

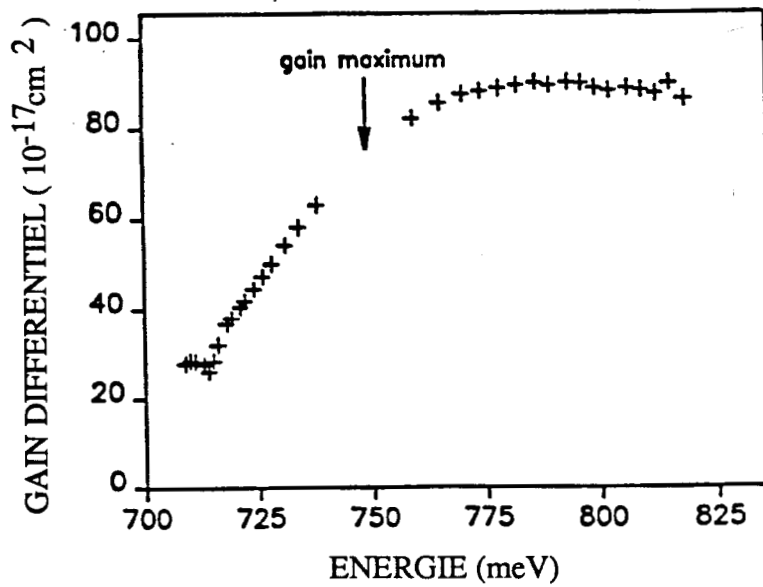


Figure 9 : variation théorique du gain différentiel en fonction de l'énergie pour une structure multipuits quantique constituée de 5 puits d'épaisseur 8 nm séparés par des barrières de composition 1,3 μm [12].

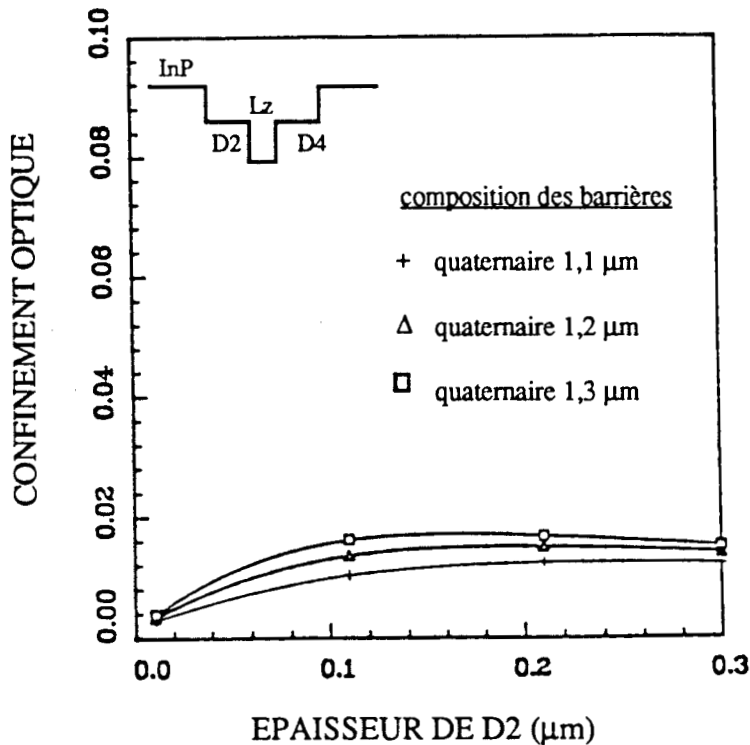


Figure 10 : variation du facteur de confinement d'un puits de 8 nm en fonction de la demi-épaisseur de la couche guide $D2 = L_{oc}/2$ pour différentes compositions de la couche guide [14].

d'épaisseur L_z et les photons dans un guide d'épaisseur L_{OC} également appelé cavité optique.

Dans le cas d'un puits quantique SCQW GaInAs/GaInAsP/InP, le facteur de confinement augmente quand l'indice de réfraction, c'est-à-dire la longueur d'onde équivalente du guide augmente. C'est ce que montre la figure 10 où on a représenté, pour une SCQW symétrique, la variation du facteur de confinement Γ_a dans un puits de 8 nm en fonction de la demi-épaisseur du guide $D_2 = L_{OC}/2$, pour trois compositions du guide [14]. On remarque qu'il existe une épaisseur du guide qui optimise le confinement. Les valeurs du confinement dans le puits Γ_a restent cependant faibles ($< 2 \cdot 10^{-2}$) et insuffisantes pour permettre au laser d'osciller. Pour augmenter Γ_a on réalise une hétérostructure à confinements séparés à puits quantiques multiples (SCMQW) constituée de N_w puits de même épaisseur séparés par des barrières de même composition que le guide et d'épaisseur juste suffisante (~ 10 nm) pour éviter un élargissement prohibitif des niveaux confinés dans les puits qui pourrait résulter du couplage des puits par effet tunnel. On peut calculer le facteur de confinement Γ_a du mode guidé dans l'ensemble des puits d'une structure SCMQW, pour un nombre de puits et une composition de barrières donnée et montrer qu'il existe une épaisseur de guide qui maximise le facteur de confinement Γ_a .

Pour une composition de couche guide donnée le facteur de confinement Γ_a maximum croît linéairement avec le nombre de puits. La figure 11 illustre ce comportement pour une SCMQW GaInAs/GaInAsP ($\lambda = 1,2 \mu\text{m}$)/InP utilisant des puits de 8 nm séparés par des barrières de même largeur avec une épaisseur de cavité optique voisine de $3\,000 \text{ \AA}$.

III.2. CONDITION DE SEUIL, GAIN DE SEUIL, DENSITE DE PORTEURS AU SEUIL.

La condition de seuil est obtenue quand le gain modal dépasse l'ensemble des pertes subies par le mode laser, à savoir quand :

$$\Gamma_a g_s = \Gamma_a \alpha_{ac} + (1 - \Gamma_a) \alpha_{ext} + \alpha_s + \alpha_M \quad (\text{I.18})$$

où g_s représente le gain au seuil et les coefficients α_i représentent les différents coefficients d'atténuation du mode laser par unité de longueur.

α_{ac} représente le coefficient de pertes dans la couche active. Dans les alliages de type $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ émettant au voisinage de $1,55 \mu\text{m}$ l'absorption intervalence entre la

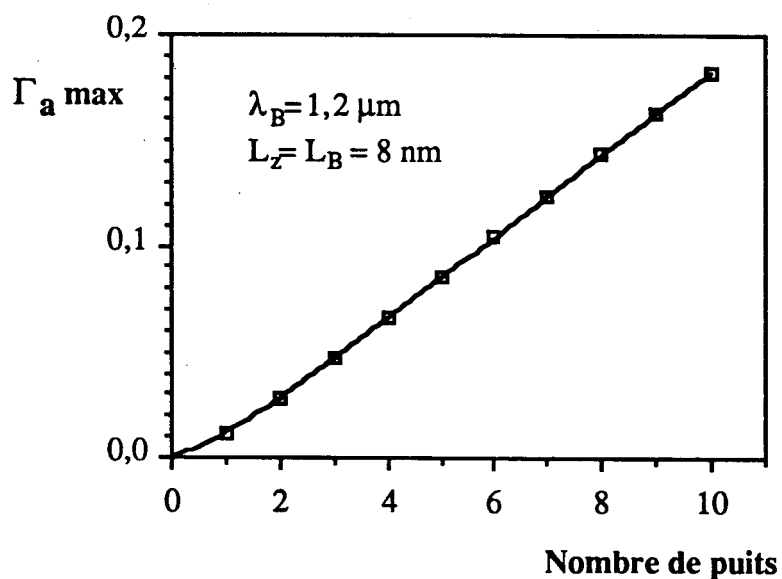


Figure 11 : variation du facteur de confinement maximum en fonction du nombre de puits pour des puits d'épaisseur 8 nm séparés par des barrières de composition 1,2 μm d'épaisseur 8 nm dans une cavité optique d'épaisseur 300 nm

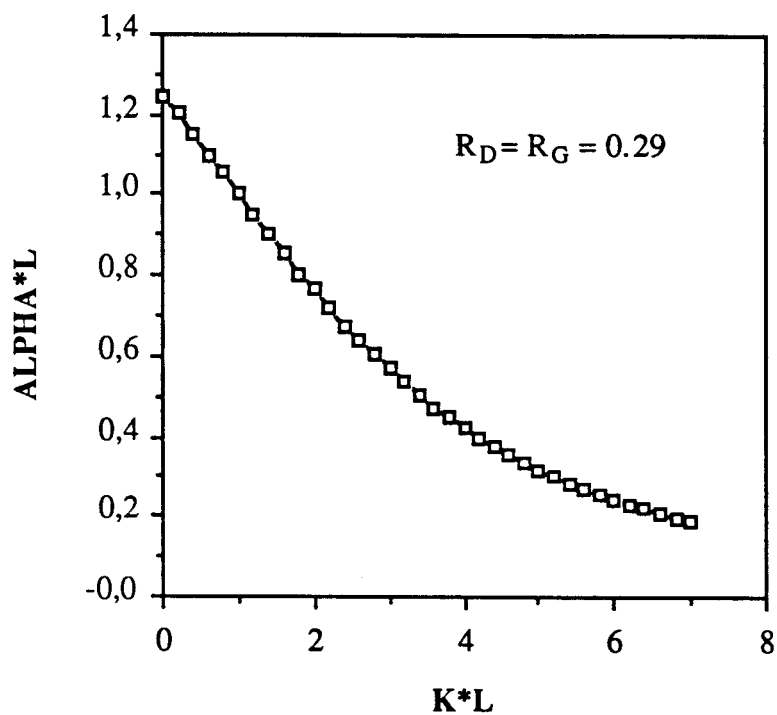


Figure 12 : variation du produit αL en fonction du produit KL pour des miroirs clivés non traités [20] moyenné sur 64 cas de phases

bande de conduction et la bande de valence (IVBA) séparée par couplage spin - orbite conduit à un mécanisme d'absorption important proportionnel à la densité de porteurs dans la couche active caractérisé par un coefficient d'absorption $\alpha_{ac} = K_0 N + \text{constante}$ avec $K_0 \simeq 3 - 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ [15]. Des mesures d'absorption récemment effectuées sur des multipuits quantiques GaInAs/InP ont montré que les pertes dans les puits augmentaient avec la densité de porteurs selon une loi de type $\alpha_{ac} \sim N^{1,3}$ [16]. En assimilant cette variation à une loi linéaire $\alpha_{ac} = K_0.N$, on obtient $K_0 \simeq 1.6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$.

α_{ext} représente l'ensemble des pertes par absorption dans les barrières, la cavité et les couches de confinement en InP. Dans la mesure où sont négligées les pertes de confinement électronique dans les barrières et dans la cavité, α_{ext} est indépendant de la densité de porteurs. Dans la mesure où l'ensemble des couches considérées est modérément dopé ($n \simeq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dans les barrières et le guide en quaternaire, $n, p < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour les couches de confinement en InP), on peut attribuer une valeur moyenne de 10 cm^{-1} à α_{ext} [17].

α_s représente les pertes optiques du mode par diffusion sur les irrégularités du guide actif. Ces pertes sont principalement imputables à des irrégularités de gravure lors de la fabrication de la structure latérale du laser et ne peuvent être attribuées à des irrégularités d'interfaces lorsque les puits quantiques sont réalisés par Epitaxie par Jets Moléculaires ou par décomposition d'organométalliques (MOCVD). Une valeur de $\alpha_s \simeq 10 \text{ cm}^{-1}$ rend bien compte de la technologie ruban actuelle.

α_M représente les pertes d'extrémités en cm^{-1} et supposées linéairement réparties dans la structure. Dans le cas d'un laser Fabry - Pérot, les pertes d'extrémités peuvent s'exprimer analytiquement sous la forme [18] :

$$\alpha_M = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_D} \frac{1}{R_G} \right) \quad (\text{I.19})$$

où R_D et R_G sont respectivement les réflectivités des miroirs avant et arrière de la cavité. Typiquement pour un laser de $300 \mu\text{m}$ de longueur et dont les réflectivités sont $R_D = R_G = 0.29$, les pertes d'extrémités valent $\alpha_M = 41 \text{ cm}^{-1}$.

Dans un laser DFB, seule une résolution numérique permet de les estimer [19] [20]. Les pertes d'extrémités α_M dépendent fortement de la position des faces clivées par rapport au profil du réseau. La figure 12 [20] représente l'évolution des pertes d'extrémités normalisées à la longueur de la cavité ($\alpha_M L$) moyennées sur 64 cas de phases en fonction du produit coefficient de couplage par longueur de cavité (KL) d'un laser à faces clivées sans traitement de miroir. Dans ce cas par rapport à un laser Fabry - Pérot ($KL = 0$), le réseau a pour effet de diminuer les pertes d'extrémités. Pour un laser DFB de longueur $300 \mu\text{m}$ et avec une efficacité de la réaction distribuée telle que $KL = 2$, les pertes d'extrémités sont de l'ordre de $\alpha_M = 25 \text{ cm}^{-1}$.

Si nous nous plaçons dans les conditions où le gain dans un puits varie linéairement avec la densité des porteurs, la condition de seuil suivant les hypothèses retenues pour les différents mécanismes de pertes s'écrira dans le cas d'un laser Fabry - Pérot :

$$\Gamma_a a_{2D}(N_s - N_t) = \Gamma_a K_0 N_s + (1 - \Gamma_a) \alpha_{\text{ext}} + \alpha_s + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (\text{I.20})$$

cette équation permet de déterminer la densité de porteurs au seuil :

$$N_s = \frac{1}{a_{2D} - K_0} \left[a_{2D} N_t + \frac{(1 - \Gamma_a) \alpha_{\text{ext}} + \alpha_s}{\Gamma_a} + \frac{1}{\Gamma_a} \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right] \quad (\text{I.21})$$

l'expression est identique, aux coefficients près, à celle que l'on établit pour un laser émettant à $1,5 \mu\text{m}$ GaInAsP utilisant une hétérostructure 3D.

Cette expression permet de constater que la densité volumique de porteurs au seuil minimale ($\alpha_M = \alpha_s = \alpha_{\text{ext}} = 0$) pour un laser à puits quantique est en tous points comparable à celle d'un laser à hétérostructure conventionnelle :

$$N_{S \text{ optimal}} = \frac{a}{a - K_0} N_t$$

qui est sensiblement constant, N_t est voisin dans les deux cas et le rapport $a/(a - K_0)$ est pratiquement inchangé, a et K_0 étant tous deux multipliés par un facteur 4 dans le cas d'un laser à puits quantique.

En outre elle permet de constater que pour des valeurs non nulles de α_M , α_s et α_{ext} , N_s est d'autant plus faible que Γ_a est élevé, c'est-à-dire que la structure SCMQR est optimisée du point de vue guidage avec un nombre de puits élevé.

III.3. OPTIMISATION DU COURANT DE SEUIL DES LASERS SCMQR

Dans l'hypothèse où tous les porteurs injectés sont localisés dans les puits, le courant alimentant la diode laser équilibre l'ensemble des recombinaisons dans les puits. Juste au dessous du seuil la densité de courant de seuil est simplement reliée au taux de recombinaison spontanée total $R_{spon\ tot}$ au seuil par la relation :

$$J_s = q N_w L_z R_{spon\ tot} \quad (I.22)$$

Dans les alliages de type $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ à forte teneur en Arsenic ($y \simeq 1$) $R_{spon\ tot}$ dépend de la densité de porteurs et est convenablement décrit par une loi du type

$$R_{spon\ tot} = a_d N_s + b N_s^2 + c_a N_s^3 \quad (I.23)$$

dans le cas où la densité de porteurs injectés ($N = P$) est nettement supérieure aux densités de porteurs d'équilibre, condition bien vérifiée dans le cas des puits où la concentration de porteurs est inférieure à 10^{16} cm^{-3} . Dans cette expression b représente le coefficient de recombinaison radiative bande à bande, a_d et c_a les coefficients de recombinaison non radiative associés d'une part aux défauts de volume et d'interfaces dans les puits et d'autre part à la recombinaison Auger. Les valeurs des coefficients a_d , b , c_a pour les lasers à puits quantiques à $1,55 \mu\text{m}$ sont voisines de celles des lasers à hétérojonctions $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}/InP$ émettant à la même longueur d'onde. Les valeurs qui ont été retenues dans cette thèse :

$$\begin{aligned} a_d &= 10^8 \text{ s}^{-1} \\ b &\simeq 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \\ c_a &\simeq 10^{-28} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

ont permis de décrire convenablement les valeurs des courants de seuil des lasers SCMQR réalisés au laboratoire.

On peut en une bonne approximation exprimer le taux de recombinaison spontanée total au seuil sous la forme :

$$R_{\text{spon tot}} \simeq B_{\text{eff}} N_s^2 \quad (\text{I.24})$$

En reportant (I.21) dans (I.24), puis (I.24) dans (I.22) il est simple de comprendre pourquoi pour un laser de longueur donnée, il existe un nombre optimal de puits qui minimise la densité de courant au seuil.

Plaçons nous dans le cas de lasers très courts et à faible réflectivité tel que :

$$N_s \simeq \frac{1}{a - K_0} \frac{1}{N_w \Gamma_a} \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (\text{I.25})$$

Γ_a^1 est le facteur de confinement d'un puits. La densité de courant de seuil :

$$J_s \simeq q \frac{B_{\text{eff}} L_z}{N_w} \left[\frac{1}{a - K_0} \frac{1}{\Gamma_a} \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right]^2 \quad (\text{I.26})$$

décroîtra avec le nombre de puits.

Plaçons nous au contraire dans le cas d'un laser très long ou à très forte réflectivité ($R \simeq 1$), on a alors :

$$N_s \simeq \frac{a}{a - K_0} N_t \quad (\text{I.27})$$

Le courant de seuil :

$$J_s \simeq q B_{\text{eff}} N_w L_z \left(\frac{a}{a - K_0} N_t \right)^2 \quad (\text{I.28})$$

croîtra avec le nombre de puits.

La figure 13 illustre une telle variation et montre que pour une longueur de 400 μm la densité de courant de seuil d'une structure SCMOW GaInAs/GaInAsP/InP est optimisée pour un nombre de puits $N_w = 5$.

III.4. EVALUATION DE LA DENSITE DE PORTEURS AU SEUIL DANS UN LASER SCMOW A 5 PUIITS

Pour justifier l'approximation du gain linéaire que nous utilisons pour l'analyse des propriétés dynamiques des lasers nous avons calculé pour une valeur de $\Gamma_a = 0,08$, qui correspond aux lasers étudiés (5 puits $L_z = 70 \text{ \AA}$), la densité de porteurs au seuil pour des lasers Pérot- Fabry de longueurs comprises entre 300 et 2 000 μm en utilisant un gain différentiel constant $a = 10^{-15} \text{ cm}^2$, un coefficient de pertes par IVBA $K_0 = 1.6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, une densité de porteurs à la transparence $N_t = 1.56 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et les valeurs des pertes définies paragraphe III.2. Les valeurs des densités de porteurs au seuil sont reportées tableau .

Longueur du laser (μm)	300	400	600	800	1 000	2 000
Densité de porteurs au seuil (10^{18} cm^{-3})	2.74	2.59	2.44	2.37	2.32	2.23

Tableau : Valeurs des densités de porteurs au seuil pour $a = 10^{-15} \text{ cm}^2$

Toutes ces valeurs de densités de porteurs au seuil sont bien comprises dans la plage $N_t - 2 N_t$ et justifient l'approximation du gain linéaire dans la plage de densités de porteurs considérée. Cette hypothèse a par ailleurs été confirmée par des mesures de gain par pompage optique effectuées à l'Université de Stuttgart sur différentes structures SCMOW réalisées au laboratoire.

Nous avons reporté figure 14 le gain modal en fonction de la densité de porteurs [12] pour une structure SCMOW de 5 puits à barrières de composition 1.18 μm ($L_z = 70 \text{ \AA}$,

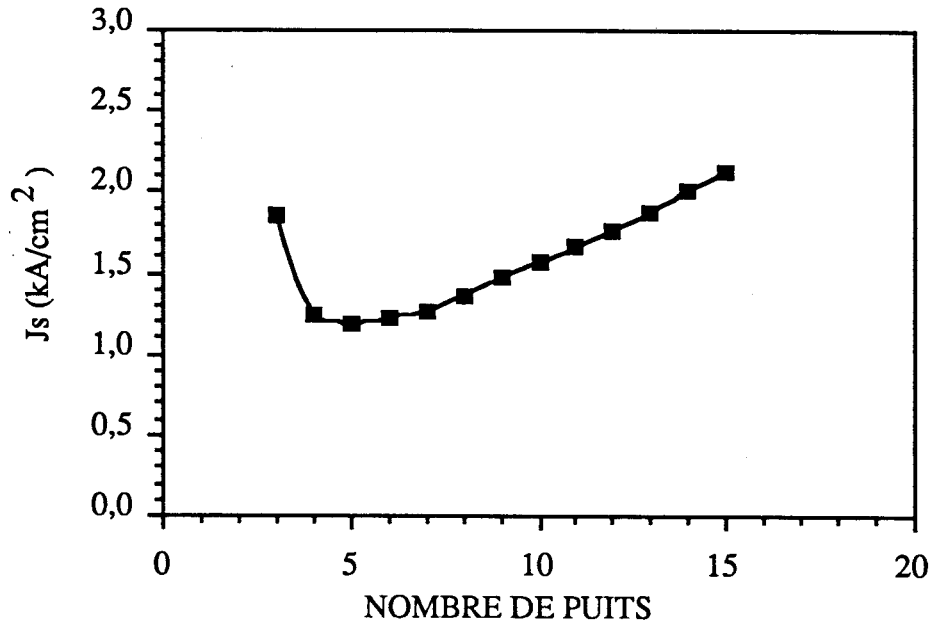


Figure 13 : variation du courant de seuil d'un laser de longueur 400 μm en fonction du nombre de puits d'épaisseur 8 nm séparés par des barrières de composition 1.2 μm d'épaisseur 8 nm [14]

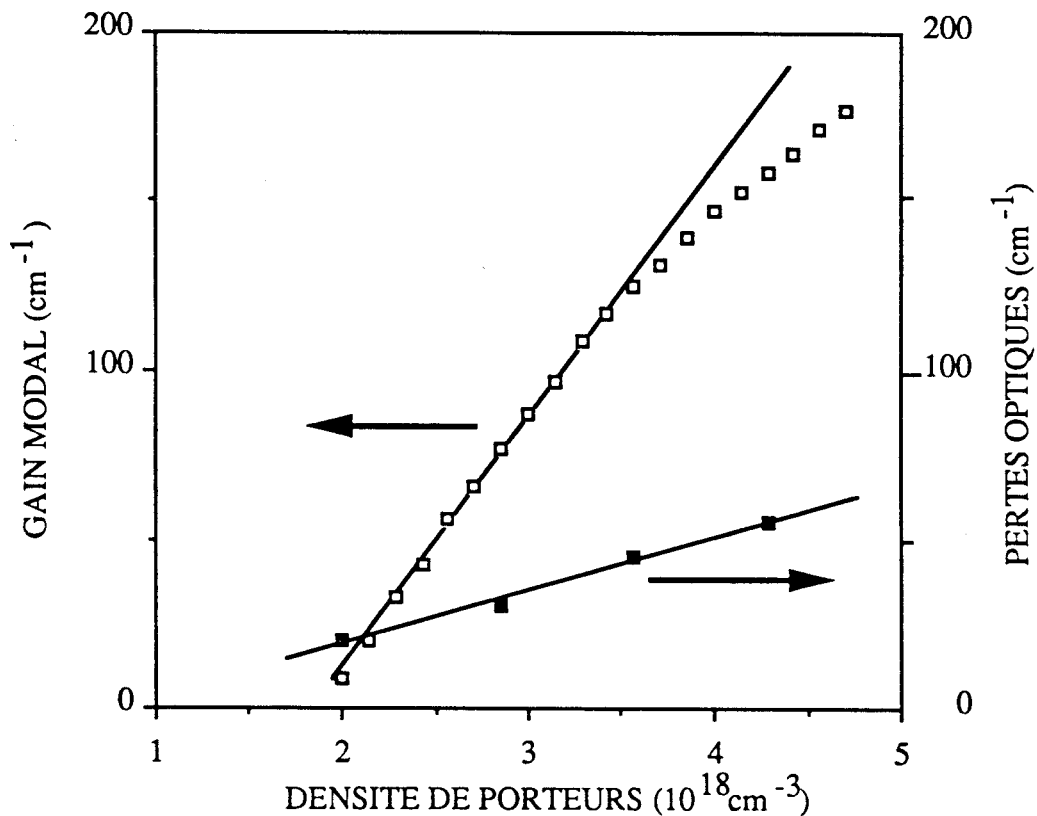


Figure 14 : variation expérimentale du gain modal et des pertes optiques en fonction de la densité de porteurs pour une structure à 5 puits d'épaisseur 7 nm séparés par des barrières de composition 1.18 μm d'épaisseur 6 nm [12]

$L_b = 60 \text{ \AA}$), ainsi que la variation des pertes optiques en fonction de la densité de porteurs.

La courbe de gain modal en fonction de la densité de porteurs présente une linéarité entre $N \simeq 1.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $N \simeq 3.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en concordance avec notre hypothèse initiale de gain linéaire entre N_t et $2 N_t$. La valeur estimée de densité de porteurs à la transparence est $N_t \simeq 1.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en accord avec notre hypothèse (paragraphe II.2.3.) de $N_t = 1.56 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La pente de la partie linéaire du gain modal en fonction de la densité de porteurs permet de déterminer un gain différentiel :

$$a_{2D} \simeq 10^{-15} \text{ cm}^2$$

Les pertes optiques dans la structure varient linéairement avec la densité de porteurs indiquant un paramètre K_0 de pertes IVBA élevé, soit :

$$K_0 \simeq 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle précédemment définie, paragraphe III.2, avec $K_0 \simeq 1.6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$.

IV. REALISATION ET CARACTERISATION DES SCMQW PAR EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES SOURCES GAZ (EJMSG) ET ORGANOMETALLIQUES (EJMOM)

IV.1. PRINCIPE DE L'EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES

Dans une enceinte placée sous ultra-vide (pression $< 10^{-10}$ torr), les flux atomiques ou moléculaires sont condensés sur un substrat monocristallin porté à une certaine température.

La composition du matériau épitaxié est déterminée par les différentes espèces chimiques se condensant sur les substrats et la cinétique de croissance dépend des flux utilisés et des mécanismes d'incorporation des éléments dans la couche épitaxiale. L'utilisation de flux très faibles conduit à des vitesses de croissance faibles de l'ordre du $\mu\text{m/heure}$, associé à un changement rapide, par un système d'obturateur des flux de la composition du matériau épitaxié, permettent d'obtenir des hétérojonctions ayant des profils très abrupts

(quelques monocouches atomiques) donc de réaliser des lasers à puits quantiques très facilement.

La croissance d'alliage de type $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ nécessite des flux d'éléments III (Ga, In) et V (As, P) ainsi que des éléments dopants. Selon la nature des sources de flux nous pouvons distinguer plusieurs variantes :

- l'EJM "traditionnelle" à sources solides n'employant que des éléments solides portés à haute température dans une cellule à effusion pour obtenir des flux atomiques.
- l'EJM à sources gazeuses (EJMSG) employant des hydrures AsH_3 , PH_3 comme sources d'éléments V. Les flux sont produits par décomposition thermique des gaz dans une cellule de craquage. Cette technique est la plus employée actuellement dans le laboratoire et fournit les structures SCMQW étudiées dans la thèse.
- l'EJM à base d'organométalliques (EJMOM) employant des hydrures comme sources d'éléments V et des sources d'organométalliques tels que le Triméthyl Indium ou Triméthyl Gallium comme source d'éléments III. Les flux sont produits par pompage de la vapeur saturante du corps ou par balayage de ce corps par un gaz vecteur. La décomposition du gaz est réalisée catalytiquement à la surface du substrat..

IV.2. CARACTERISATION DES MATERIAUX PAR PHOTOLUMINESCENCE

La mesure par photoluminescence de l'énergie de transition $E_c^1 - E_{hh}^1$ et de la largeur du spectre de photoluminescence sur des puits étroits mesurés à basse température [21], indique la régularité en épaisseur des puits et permet de qualifier les interfaces.

L'analyse a porté sur une structure de test comprenant des puits $Ga_{0,47}In_{0,53}As/InP$ épitaxiés par EJMOM [22] constituée par un ternaire de référence de 500 nm puis quatre puits de largeurs décroissantes ($L_z = 11,2 - 5,6 - 3,1$ et $1,7$ nm) séparés par des barrières en InP d'épaisseur 150 nm. Les épaisseurs des puits ont été mesurées directement par microscope électronique en transmission sur coin et à haute résolution [23].

Les spectres obtenus sont représentés figure 15; la finesse des raies $\Delta E = 7$ meV pour $L_z = 1,7$ nm traduit la qualité des puits réalisés par EJMOM et les classent parmi les meilleurs. Le spectre de photoluminescence d'une structure multipuits quantiques à

5 puits d'épaisseur $L_z = 9$ nm, réalisée dans les mêmes conditions est représenté figure 1. La largeur du spectre $\Delta E \simeq 5$ meV est comparable aux valeurs mesurées sur les structures monopuits GaInAs/InP de même épaisseur $\Delta E = 5$ meV ($L_z \simeq 11$ nm), elle indique la bonne qualité des interfaces et l'uniformité des cinq puits.

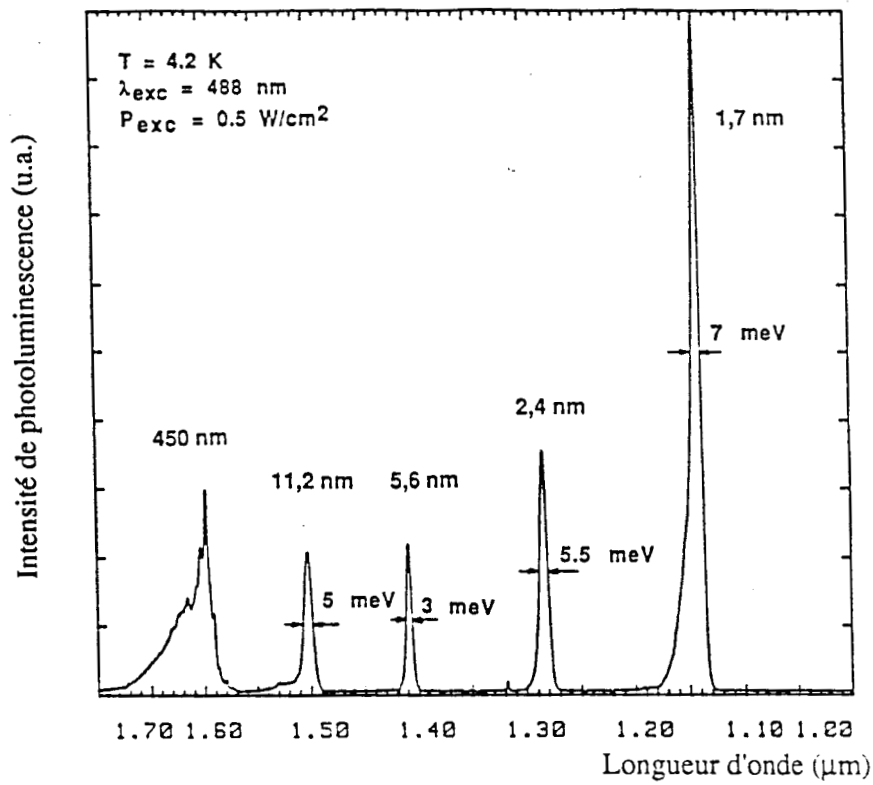


Figure 15 Spectre de photoluminescence à $T = 4,2 \text{ K}$ d'un échantillon EJMOM à quatre puits quantiques GaInAs/InP de largeurs $L_z = 1,7 - 2,4 - 5,6 - \text{et} - 11,2 \text{ nm}$ [22].

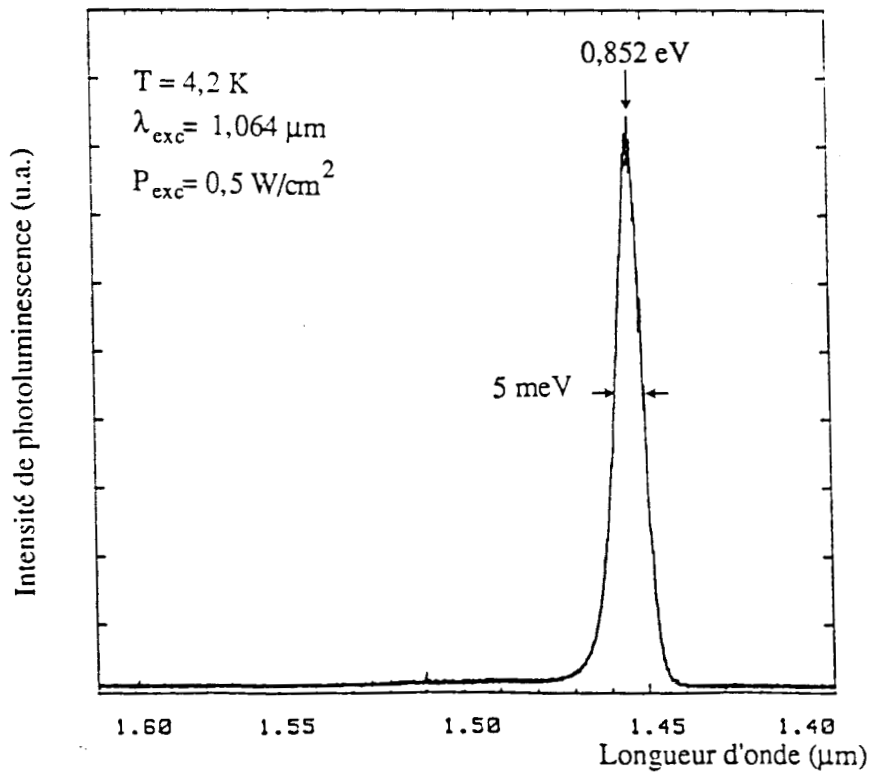


Figure 16 Spectre de photoluminescence à $T = 4,2 \text{ K}$ d'une structure laser isotype à cinq puits ternaires, composition des barrières : $\lambda = 1,18 \mu\text{m}$ [22].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. BASTARD
"Structure de bandes, niveaux d'impureté et effets Stark dans les super - réseaux"
 Acta Electronica 25 (2), p. 147 (1983)
- [2] J. NAGLE
"Etude physique du laser à puits quantique"
 Thèse soutenue le 8 octobre 1987 (PARIS VI)
- [3] D.V. LANG et al
*"Measurement of heterojunction band offsets by admittance spectroscopy :
 InP/Ga_{0.47}In_{0.53}As"*
 Appl. Phys. Lett. 50, n° 12 (1987)
- [4] E.A. MONTIE, P.J.A. THUIS and G.W. HOOFT
"Photoluminescence excitation spectroscopy of GaInAsP/InP quantum wells"
 Appl. Phys. Lett. 53, n° 17 (1988)
- [5] G, BASTARD
"Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures"
 Les Editions de Physique, Paris 1988
- [6] M. ASADA, Y. SUEMATSU
*"Density matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model -
 gain and gain suppression in semiconductor lasers"*
 IEEE J. Quantum Electron., QE-21 (5), p. 434 (1985)
- [7] M. ASADA, A. KAMEYAMA, Y. SUEMATSU
"Gain and Intervalence Band Absorption in Quantum-Well Lasers"
 IEE J. Quantum Electron., QE-20 (7), P. 745 (1984)
- [8] M. ASADA
"Intraband Relaxation Time in Quantum-Well lasers"
 IEEE J. Quantum Electron., QE-25 (9), p. 2019 (1989)

- [9] Y. ARAKAWA, Y. YARIV
"Theory of gain, modulation response, and spectral linewidth in AlGaAs Quantum Well lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-21 (10), p. 1666 (1985)
- [10] E. ZIELINSKI, H. SCHWEIZER, S. HAUSSER, R. STUBER,
M.H. PILKUHN, G. WEIMANN
"Systematics of Laser Operation in GaAs/AlGaAs Multiquantum Well Heterostructures"
IEEE J. Quantum Electron., QE-23 (6), p. 969 (1987)
- [11] E. ZIELINSKI, (SEL) communication privée
- [12] RACE 1057, Université de Stuttgart
- [13] G.H.B. THOMPSON and P.A. KIRKBY
"(GaAl)As lasers with a heterostructure for optical confinement and additional heterojunction for extreme carrier confinement"
IEEE J. Quantum Electron., QE-9, p. 311 (1973)
- [14] P. BROSSON, (Laboratoires de Marcoussis) communication privée
- [15] M. ASADA, Y. SUEMATSU
"The effects of loss and non radiative recombination on the temperature dependence of threshold current in 1.5 - 1.6 μm GaInAsP/InP lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-19 (6), p. 917 (1983)
- [16] E. ZIELINSKI, F. KEPLER, S. HAUSSER, M.H. PILKUHN, R. SAUER,
W.T. TSANG
"Optical gain and loss process in InGaAsInP MQW laser structures"
IEEE J. Quantum Electron., QE-25 (6), p. 1407 (1989)

- [17] B. SERMAGE, M. BLEZ, C. KAZMIERSKI, A. OUGAZZADEN, A. MIRCEA and J-C. BOULEY
"Influence of the p type doping of the InP cladding layer on the threshold current density in 1.5 μm Q.W. lasers"
 soumis à ECOC'90
- [18] H.C. CASEY Jr, M.B. PANISH
"Heterostructure lasers, Pt A"
 § 3.8, p. 165, Academic Press (1978)
- [19] W. STREIFER, D.R. SCIFRES, R.D. BURNHAM
"Coupling coefficients for Distributed Feedback Single and Double-Heterostructure Diode Lasers"
 IEEE J. Quantum Electron., QE-11 (11), p. 867 (1975)
- [20] J. JACQUET
"Modélisation de l'influence des miroirs sur les pertes au seuil d'un laser DFB"
 Rapport de D.E.A., Juin 1986
- [21] C. STARCK
"Caractérisation de doubles hétérostructures laser par photoluminescence"
 Thèse soutenue à l'INSA Toulouse (1990)
- [22] M. GAILHANOU, L. GOLDSTEIN, M. LAMBERT, M. BOULOU, C. STARCK and L. LE GOUEZIGOU
"MOMBE growth of GaInAs/InP structures Quantum Wells and selective epitaxy"
 ESSDERC'89, BERLIN (RFA) (1989)
- [23] P.A. BUFFAT, P. STADELMANN, J.D. GANIERE, D. MARTIN and F.K. REINHART
"HREM and REM observations of multiquantum well structures (AlGaAs/GaAs)"
 Inst. Phys. Conf., Ser. n° 87, Section 3, p. 207
- [24] M. BROUSSEAU, (Université de Toulouse) résultats non publiés
- [25] F. MOLLOT, (actuellement aux Laboratoires de Marcoussis) communication privée

CHAPITRE II

MODELISATION DES PROPRIETES DYNAMIQUES DES LASERS SEMICONDUCTEURS

I.	INTRODUCTION.....	57
II.	PHENOMENE DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS, DESCRIPTION DES EQUATIONS DU MODELE.....	57
II.1.	RAPPELS.....	57
II.2.	PHENOMENE DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS.....	58
II.3.	EQUATIONS DE CONTINUTE DE LA CAVITE LASER.....	60
III.	ETUDE STATIQUE ET DYNAMIQUE D'UN LASER SEMICONDUCTEUR.....	61
III.1.	CARACTERISTIQUE STATIQUE D'UN LASER SEMICONDUCTEUR.....	61
III.2.	ETUDE DE LA FONCTION DE TRANSFERT D'UN LASER SEMICONDUCTEUR.....	65
III.2.1.	Résolution des équations de continuité en modulation petits signaux	
III.2.2.	Etude de l'évolution de la fréquence de résonance et effet de la saturation du gain	
III.2.3.	Effet de la saturation du gain sur l'amortissement	
III.2.4.	Etablissement de l'expression de la fréquence de résonance maximale d'une structure	
III.2.5.	Evolution des fréquences de coupure	

III.3. EFFET D'UN FILTRE DU PREMIER ORDRE SUR LA FONCTION DE TRANSFERT DUN LASER SEMICONDUCTEUR.....	72
IV. DISTORSION PAR PRODUCTION D'HARMONIQUES DANS LA CAVITE LASER.....	76
IV.1. RESOLUTION DES EQUATIONS DE CONTINUITÉ PAR LA METHODE PERTURBATIVE, DES DISTORSIONS NON-LINEAIRES DANS LA CAVITE LASER.....	76
IV.2. EFFET DE LA SATURATION DU GAIN SUR LA GENERATION D'HARMONIQUES.....	80
IV.3. EFFET DU CIRCUIT DE CHARGE SUR LES HARMONIQUES.....	80
IV.4. DETERMINATION DE LA SATURATION DU GAIN ϵ	82
V. ETUDE DE LA FLUCTUATION DE LA LONGUEUR D'ONDE....	84
V.1. INTRODUCTION.....	84
V.2 DESCRIPTION DU MODELE.....	85
BIBLIOGRAPHIE.....	88

I. INTRODUCTION

Nous allons établir l'influence exercée par le gain différentiel et le phénomène de saturation du gain avec la densité de photons sur les propriétés dynamiques des lasers semiconducteurs, en développant en "petits signaux" un modèle fondé sur les équations de continuité.

Le chapitre II sera organisé comme suit, après avoir détaillé les équations du modèle applicable à une structure conventionnelle comme à une structure SCMQR, nous étudierons la caractéristique statique d'un laser et l'effet du phénomène de saturation du gain avec la densité de photons sur la puissance lumineuse émise et la densité de porteurs, puis la fonction de transfert d'un composant en modulation sinusoïdale "petits signaux". Nous mettrons en évidence l'existence d'une fréquence de résonance, limitant la réponse en fréquence de la cavité laser, dépendante du gain différentiel et d'un amortissement de l'amplitude à la résonance fonction de la puissance lumineuse émise régit par la saturation du gain avec la densité de photons. Nous définirons ainsi la fréquence de résonance maximale du matériau.

Le couplage entre la population d'électrons et de photons est à l'origine de la génération d'harmoniques dans la cavité, nous analyserons cette distorsion et proposerons une méthode de détermination du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons. En raison de la variation de l'indice de réfraction du matériau actif avec les porteurs, la longueur d'onde du mode laser fluctue en fonction de la modulation de la densité de porteurs. Nous développerons un modèle permettant d'évaluer l'importance des termes gouvernant ce phénomène.

II. PHENOMENE DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS, DESCRIPTIONS DES EQUATIONS DU MODELE

II.1 RAPPELS

Les porteurs injectés dans un laser à guidage par l'indice sont confinés dans une cavité dite cavité active, constituée par le matériau semiconducteur de plus faible largeur de bande interdite, définie dans le cas d'une structure conventionnelle (3D) par l'épaisseur de la couche active d , la largeur du ruban w et la longueur de la cavité L . Le volume

correspondant dit volume actif est noté V_a tel que $V_a = d w L$. Le facteur de confinement associé à l'épaisseur d de la couche active est notée Γ_a .

Dans le cas d'une structure multipuits quantiques SCMOW (2D), nous supposons que les puits sont découplés c'est à dire que la probabilité de transition d'un électron d'un puits à l'autre par effet tunnel est négligeable, que la densité de porteurs est la même dans chaque puits, et nous ferons l'approximation que tous les porteurs sont confinés dans les puits. Suivant ces hypothèses, le volume actif d'une structure SCMOW sera la somme des volumes de chaque puits soit :

$$V_a = N_w L_z w L \quad (\text{II-1})$$

avec N_w le nombre de puits de la structure SCMOW et L_z la largeur d'un puits. Le facteur de confinement actif Γ_a de la structure SCMOW, est le produit du facteur de confinement d'un puits par le nombre de puits (chapitre I figure 11).

La densité moyenne de photons S dans la couche active est exprimée par :

$$S = N_p \Gamma_a / V_a \quad (\text{II-2})$$

où N_p est le nombre de photons dans le mode laser.

II.2. PHENOMENE DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS

A fortes injections de courant, il est observé une saturation du gain attribuée essentiellement au phénomène de "spectral hole burning". Le "spectral hole burning" représente la déformation inhomogène du spectre de gain au-dessus du seuil. En présence d'une forte densité de photons un "trou" apparaît au maximum de la courbe de gain. Ce phénomène traduit une compétition entre la recombinaison bande à bande des électrons par émission stimulée et la relaxation intrabande des électrons dans la bande de conduction.

Le phénomène de saturation du gain avec la densité de photons est avant tout un phénomène lié au matériau actif [1] [2], cependant pour des raisons purement expérimentales de nombreux auteurs [3] [4] [5] [6] ont tendance à regrouper sous le phénomène de saturation du gain avec la densité de photons un ensemble de processus

intracavité, autre que l'émission spontanée, contribuant à l'amortissement des évolutions temporelles des densités de porteurs et de photons. Cette approche permet d'établir des modèles relativement simples décrivant les propriétés dynamiques des lasers. Nous suivrons cette démarche en écrivant que le gain du matériau actif, incluant le phénomène de saturation du gain avec la densité de photons, bien que prêtant à controverse sur la meilleure forme d'expression [7], s'écrira :

$$g(N,S) = g(N) \frac{1}{1 + \epsilon S} \quad (\text{II-3})$$

$g(N)$ est le gain dépendant de la densité de porteurs par une loi linéaire de la forme :

$$g(N) = a(N - N_t) \quad (\text{II-4})$$

Cette loi valable pour une structure conventionnelle est valable par analogie pour la structure SCMQR pour des densités de porteurs compris entre N_t et $2 N_t$.

ϵ sera dit le paramètre de saturation du gain avec la densité de photons. Il est possible à partir de ϵ de définir une densité de photons de "saturation" S_0^* correspondant à une réduction du gain par 2, soit pour $\epsilon = 2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$ une densité de photons $S_0^* = \frac{1}{\epsilon} = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ correspondant à une puissance optique sur les faces de 960 mW

(pour un laser de longueur 400 μm et de réflectivité de miroir 0.3).

L'équation (II-4) reportée dans l'équation (II-3) permet d'obtenir l'expression définitive du gain $g(N,S)$ pour un mode utilisée dans la suite de ce mémoire, soit :

$$g(N,S) = a(N - N_t) \frac{1}{1 + \epsilon S} \quad (\text{II-5})$$

Les différents processus contribuant au terme ϵ sont attribués à la diffusion latérale des porteurs [3] [4], à des phénomènes d'absorption à deux photons [4], à un effet de filtrage optique induit par l'effet combiné des ondes stationnaires imposées par l'oscillation de la cavité et la diffusion longitudinale des porteurs [6] [8], et à la saturation du gain matériau. Le phénomène de saturation du gain matériau peut être modélisé soit en considérant un modèle simple de recombinaison stimulée à deux niveaux [2], soit pour le cas d'un laser

semiconducteur à structure conventionnelle, en introduisant les notions de bande d'énergie et de temps de relaxation intrabande [1].

Dans le cas d'une structure multipuits quantiques, peu de travaux ont été publiés. Il apparaît cependant [9] que le terme ϵ , peut être supérieur de l'ordre de 50 % dans le cas d'un puits de 80 Å par rapport à une couche active d'épaisseur 200 Å

La contribution quantitative respective de chacun des termes est un sujet en développement [6] [8]. Le paramètre ϵ est obtenu expérimentalement par comparaison avec des simulations théoriques utilisant les équations de continuité. ϵ est voisin de quelques 10^{-23} m^3 , notons que ϵS_0 est un nombre sans dimension.

II.3.EQUATIONS DE CONTINUITÉ DE LA CAVITÉ LASER

Le modèle le plus communément employé pour décrire les propriétés dynamiques est fondé sur les équations de continuité [10] [11] qui décrivent l'évolution temporelle et expriment la conservation des densités de porteurs $N(t)$ et de photons du mode considéré $S(t)$ dans la cavité laser.

En admettant les hypothèses simplificatrices suivantes :

- nous ne considérons qu'un seul mode dans la cavité. Ceci est justifié dans le cas d'un laser monochromatique DFB, mais cette approximation permet également une bonne description des propriétés dynamiques des lasers multimodes de type Fabry-Perot [12]
- le mode est établi instantanément dans la cavité.
- le mode laser est centré au maximum de la courbe de gain et le maximum de la courbe de gain varie linéairement avec la densité de porteurs
- le courant d'injection est uniforme le long de la cavité
- les variations des densités de porteurs et de photons selon la longueur du laser sont négligées
- le gain sature avec la densité de photons, traduit par un coefficient ϵ
- les effets de diffusion des porteurs selon la largeur du ruban sont inclus dans le phénomène de saturation du gain avec la densité de photons.

Les équations de continuité s'écrivent sous la forme que nous employerons ultérieurement:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV_a} - v_g a (N - N_t) \frac{S}{1 + \epsilon S} - (a_d N + b N^2 + c_a N^3) \quad (\text{II-6})$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma_a v_g a (N - N_t) \frac{S}{1 + \epsilon S} - v_g \alpha_{\text{total}} S + \Gamma_a \beta b N^2 \quad (\text{II-7})$$

avec :

I le courant d'injection dans la cavité

q la charge de l'électron

v_g la vitesse de groupe des photons dans la cavité

a_d coefficient de recombinaison dû aux défauts

b coefficient de recombinaison radiative bande à bande

c_a coefficient de recombinaison Auger

α_{total} pertes optiques totales du laser

β taux d'émission spontanée couplée au mode laser

III. ETUDE STATIQUE ET DYNAMIQUE DES EQUATIONS DE CONTINUITE

Nous résoudrons les équations de continuité dans le cas d'une polarisation continue du composant et dans le cas d'une modulation sinusoïdale. Nous mettrons en évidence, la caractéristique statique d'un composant, la puissance lumineuse émise en fonction du courant d'injection continu, et la fonction de transfert caractérisée par une fréquence de résonance, ainsi que l'influence de la saturation du gain avec la densité de photons sur ces caractéristiques.

Nous analyserons l'effet des éléments parasites d'une structure représentée par un filtre du premier ordre sur la fonction de transfert d'un composant.

III.1. CARACTERISTIQUE STATIQUE D'UN LASER SEMICONDUCTEUR

Sous un courant de polarisation continu, une diode laser à semiconducteur est caractérisée par sa courbe puissance optique émise en fonction du courant injecté. En appelant I_0 , N_0 , S_0 les valeurs à l'équilibre, la résolution des équations de continuité en régime statique donne de façon implicite la densité de photons à l'équilibre :

$$S_0 = \frac{\Gamma_a \beta b N_0^2}{v_g \alpha_{\text{total}} - \Gamma_a v_g a (N_0 - N_t) \frac{1}{1 + \epsilon S_0}} \quad (\text{II-8})$$

Pour une valeur de saturation du gain avec les photons $\epsilon = 0$, nous pouvons déterminer à partir de l'équation précédente une valeur de densité de porteurs seuil lorsque la densité de photons S tend vers l'infini soit :

$$N_s = N_t + \frac{\alpha_{\text{total}}}{\Gamma_a a} \quad (\text{II-9})$$

Nous déterminons ainsi le courant de seuil I_s du laser à partir duquel le gain du matériau actif compense les pertes de la cavité soit :

$$I_s = q V_a (a_d + b N_s + c_a N_s^2) N_s \quad (\text{II-10})$$

Les équations II-9 et II-10 sont identiques aux équations I-21 et I-22 définies précédemment.

Le flux énergétique total émis par les faces du laser s'écrit :

$$P_0 = hv \frac{V_a}{\Gamma_a} v_g \alpha_M S_0 \quad (\text{II-11})$$

La figure 1 montre les caractéristiques puissance en fonction du courant de polarisation $P(I)$ et densité de porteurs en fonction du courant de polarisation $N(I)$ d'un laser de structure conventionnelle (tableau 1), pour une saturation du gain avec la densité de photons $\epsilon = 0$ et $\epsilon = 2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$ correspondant à une puissance de saturation P^* de 960 mW. Nous remarquons que :

- la saturation du gain avec la densité de photons a peu d'influence pour $P < 10 \text{ mW}$ ($P/P^* < 2\%$) sur la caractéristique puissance en fonction du courant de polarisation (figure 1a).

Au-dessus de ce cette valeur elle a pour effet de nécessiter de polariser à un courant de polarisation plus important pour obtenir la même puissance lumineuse émise.

- pour un coefficient de saturation du gain avec la densité de photons $\epsilon = 0$, la densité de porteurs tend vers une valeur constante au-dessus du courant de seuil N_S tandis que pour $\epsilon = 2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$ la densité de porteurs au-dessus du courant de seuil continue à croître linéairement (figure 1b). La variation de la densité de porteurs au-dessus du courant de seuil est plus importante pour un coefficient ϵ non nul, par exemple (figure 1b) la variation de la densité de porteurs $\Delta N < 0,1 \%$ pour P compris entre 1 mW et 20 mW pour $\epsilon = 0$ et $\Delta N < 0,3 \%$ pour $\epsilon = 2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$, tandis qu'il n'y a pas de différence notable sous le courant de seuil sur la densité de porteurs.

Paramètres	Valeurs
N_t	10^{18} cm^{-3}
a	$2.8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
K_o	$3.75 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$
Γ_a	0.18
a_d	10^8 s
b	$10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
c_a	$10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$
α_{int}	30 cm^{-1}
β	10^{-3}
v_g	$0.9 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
L	$400 \mu\text{m}$
w	$2.5 \mu\text{m}$
d	$0.1 \mu\text{m}$
R	0.3

Tableau 1 : valeur des différents paramètres utilisés pour la structure conventionnelle

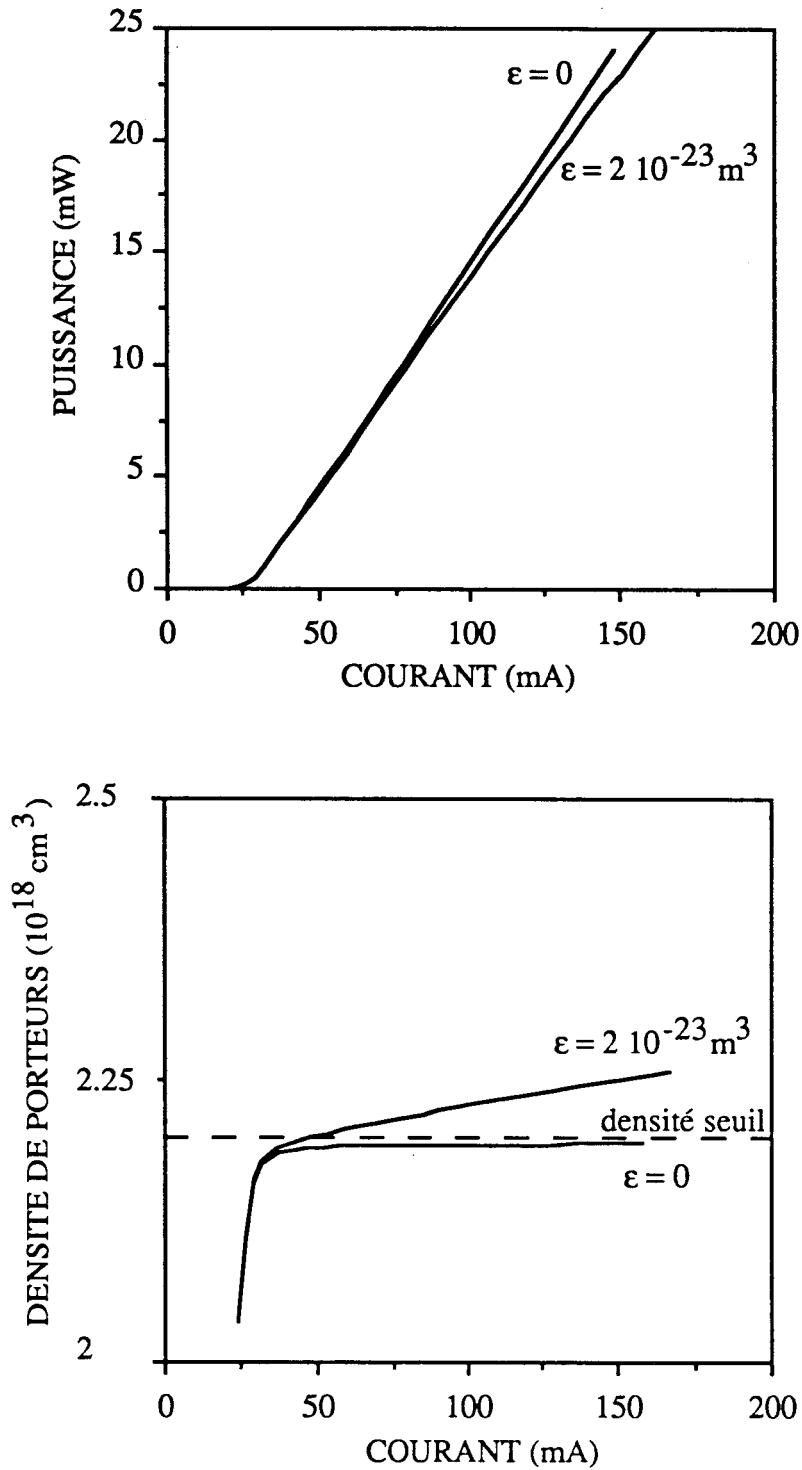


Figure 1 : effet de la saturation du gain avec la densité de photons sur les caractéristiques statiques, Puissance et densité de porteurs en fonction du courant, calculées d'une diode laser à semiconducteur conventionnelle

III.2. ETUDE DE LA FONCTION DE TRANSFERT D'UN LASER SEMICONDUCTEUR

III.2.1. RESOLUTION DES EQUATIONS DE CONTINUTE EN MODULATION PETITS SIGNAUX

La méthode de résolution en modulation petits signaux appliquée aux équations de continuité, consiste à superposer un signal sinusoïdal en notation complexe de courant $i(t) = i(\omega) e^{j\omega t}$ de fréquence ω au signal continu I_0 soit $I = I_0 + i(\omega) e^{j\omega t}$. Les solutions des paramètres N, S sont de la forme :

$$\begin{aligned} N &= N_0 + n(\omega) e^{j\omega t} \\ S &= S_0 + s(\omega) e^{j\omega t} \end{aligned}$$

avec N_0, S_0 les solutions à l'équilibre des équations de continuité et $n(\omega), s(\omega)$ les modulations induites aux populations d'électrons et de photons par le courant $i(\omega)$. Les solutions reportées dans les équations de continuité II-6, II-7 et en négligeant les termes d'ordre supérieur à la fréquence ω , permettent d'obtenir les fonctions de transfert des densités de porteurs $n(\omega)$ et de photons $s(\omega)$ à un courant appliqué $i(\omega)$, soit :

$$n(\omega) = \frac{1 + \epsilon S_0}{q V_a} \frac{g(\omega)}{f(\omega) g(\omega) - A C} i(\omega) \quad (\text{II-12})$$

$$s(\omega) = \frac{1 + \epsilon S_0}{q V_a} \frac{A}{f(\omega) g(\omega) - A C} i(\omega) \quad (\text{II-13})$$

avec :

$$A = \Gamma_a \left[v_g a S_0 - v_g K_0 (1 + \epsilon S_0) S_0 + 2 \beta b N_0 (1 + \epsilon S_0) \right]$$

$$C = \epsilon \frac{I_0}{q V_a} - \epsilon N_0 (a_d + b N_0 + c_a N_0^2) - v_g a (N_0 - N_t)$$

$$f(\omega) = j\omega (1 + \epsilon S_o) + v_g a S_o + (1 + \epsilon S_o) \left(a_d + 2 b N_o + 3 c_a N_o^2 \right)$$

$$g(\omega) = j\omega (1 + \epsilon S_o) + (1 + 2 \epsilon S_o) v_g \alpha_{\text{total}} - \Gamma_a \left[v_g a (N_o - N_t) + \epsilon \beta b N_o^2 \right]$$

Nous avons tracé (figure 2), la fonction de transfert $\left| \frac{s(\omega)}{s(o)} \right|$ en fonction de la fréquence pour le laser calculé précédemment (tableau 1) à $P_o = 5 \text{ mW}$ pour $\epsilon = 0$ et $\epsilon = 2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$. La caractéristique met en évidence, une fréquence de résonance f_R limitant la bande passante du composant, l'amplitude à la résonance caractérisée par un facteur d'amortissement Γ_d et la fréquence de coupure à -3 dB $f_{.3\text{dB}}$. Nous voyons l'amortissement important dû à la saturation du gain.

La fréquence de résonance déduite de la fonction de transfert se met sous la forme analytique suivante :

$$f_R = \frac{1}{2\pi(1 + \epsilon S_o)} \sqrt{\omega_o^2 - \frac{1}{2} \Gamma_d^2} \quad (\text{II-14})$$

où

$$\omega_o^2 = \left[v_g a S_o + (1 + \epsilon S_o) (a_d + 2 b N_o + 3 c_a N_o^2) \right] \left[(1 + 2 \epsilon S_o) v_g \alpha_{\text{total}} - \Gamma_a (v_g a (N_o - N_t) + \epsilon \beta b N_o^2) \right] - A C \quad (\text{II-15})$$

et

$$\Gamma_d = v_g a S_o + (1 + \epsilon S_o) (a_d + 2 b N_o + 3 c_a N_o^2) + (1 + 2 \epsilon S_o) v_g \alpha_{\text{total}} - \Gamma_a \left[v_g a (N_o - N_t) + \epsilon \beta b N_o^2 \right] \quad (\text{II-16})$$

En utilisant l'équation II-13 nous étudierons successivement la fréquence de résonance et l'amortissement sous l'influence de la saturation du gain avec la densité de photons.

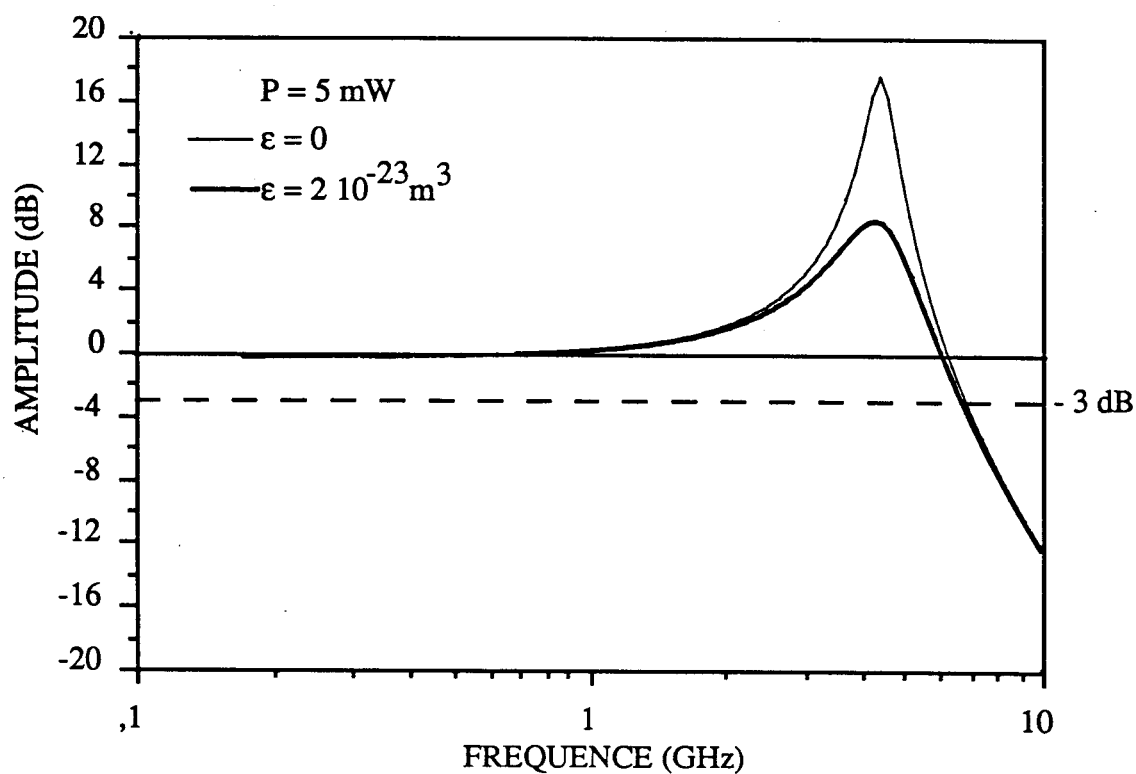


Figure 2 : effet de la saturation du gain avec la densité de photons sur la fonction de transfert de la cavité laser

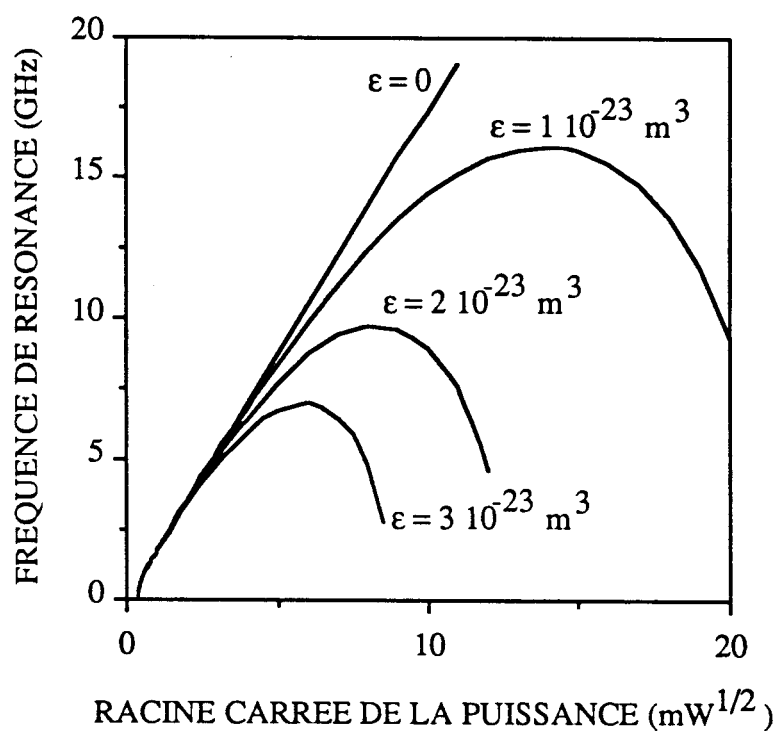


Figure 3 : évolution de la fréquence de résonance d'une structure conventionnelle en fonction de la racine carrée de la puissance pour différentes valeurs de la saturation du gain avec la densité de photons.

III.2.2. ETUDE DE L'EVOLUTION DE LA FREQUENCE DE RESONANCE ET EFFET DE LA SATURATION DU GAIN

La relation précédemment calculée de la fréquence de résonance montre une dépendance avec la racine carrée de la densité de photons S_0 aussi, nous avons reporté figure 3 l'évolution de la fréquence de résonance avec la racine carrée de la puissance émise par une face du laser pour différentes valeurs de la saturation du gain.

Les paramètres du composant sont ceux utilisés paragraphe III.1 (tableau 1)

De ces courbes on peut souligner une partie linéaire commune à toutes les courbes et un effet de saturation de la fréquence de résonance, dépendant fortement de ϵ .

Etablissons l'équation régissant la partie linéaire des courbes précédentes. Dans la partie linéaire où la saturation du gain peut être négligée et en estimant l'ordre de grandeur des différents termes compris dans l'expression de f_R (équation II-14), nous obtenons la formule simplifiée suivante :

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \left[v_g (a - K_0) \frac{S_0}{t_p} \right]^{1/2} \quad (\text{II-17})$$

avec $1/t_p = v_g \alpha_{\text{total}}$

Cette expression diffère de celle communément exprimée dans la littérature par la dépendance directe de la fréquence de résonance en fonction de la racine carrée du gain différentiel net $(a - K_0)$.

Nous verrons chapitre III que la mesure de la fréquence de résonance en fonction de la racine carrée de la puissance émise permet d'estimer la valeur du gain différentiel.

III.2.3. EFFET DE LA SATURATION DU GAIN SUR L'AMORTISSEMENT

La fonction de transfert $\left| \frac{s(\omega)}{s(0)} \right|$ (figure 2) montre l'amortissement important dû à la saturation du gain en plus de la variation de la fréquence de résonance. Etudions pour le même laser (tableau 1), la variation de l'amortissement Γ_d avec la densité de photons S_0 (figure 4) et avec le carré de la fréquence de résonance (figure 5) pour différentes valeurs de la saturation du gain.

Variation de l'amortissement en fonction de la puissance émise (figure 4) :

L'évolution de l'amortissement présente une caractéristique linéaire aux puissances supérieures à deux milliwatts, en dessous la non-linéarité est liée au taux de recombinaison spontanée [13]. La pente de la partie linéaire est fortement dépendante de la saturation du gain et se met sous la forme suivante :

$$\Gamma_d = \Gamma_a \beta \frac{b N_o^2}{S_o} + v_g a S_o + (a_d + 2 b N_o + 3 c_a N_o^2) + \epsilon S_o v_g \alpha_{total} \quad (\text{II-18})$$

N_o varie faiblement au-dessus du seuil (paragraphe III.1) aussi l'intersection de la droite définie par l'équation II-18 en $S = 0$ est souvent appelée le temps de vie différentiel des porteurs t_d défini par $\frac{1}{t_d} = a_d + 2 b N_s + 3 c_a N_s^2$ où N_s est la densité de porteurs au seuil. La détermination de ϵ bien que possible de cette façon n'a pas à notre connaissance été réalisée, seul t_d a été déterminé ainsi [14] [15].

Variation de l'amortissement avec le carré de la fréquence de résonance (figure 5) :

OLSHANSKY et al [13] ont les premiers noté une dépendance linéaire entre l'amortissement et le carré de la fréquence de résonance. Cette dépendance, traduite par la relation : $\Gamma_d = K f_R^2$ où K permet de déterminer le coefficient ϵ , n'est vrai que dans les limites (figure 5) où la saturation du gain a peu d'influence sur la fréquence de résonance, K s'exprime sous la forme :

$$K = (2 \pi)^2 \left[t_p + \frac{\epsilon}{v_g a} \right] \quad (\text{II-19})$$

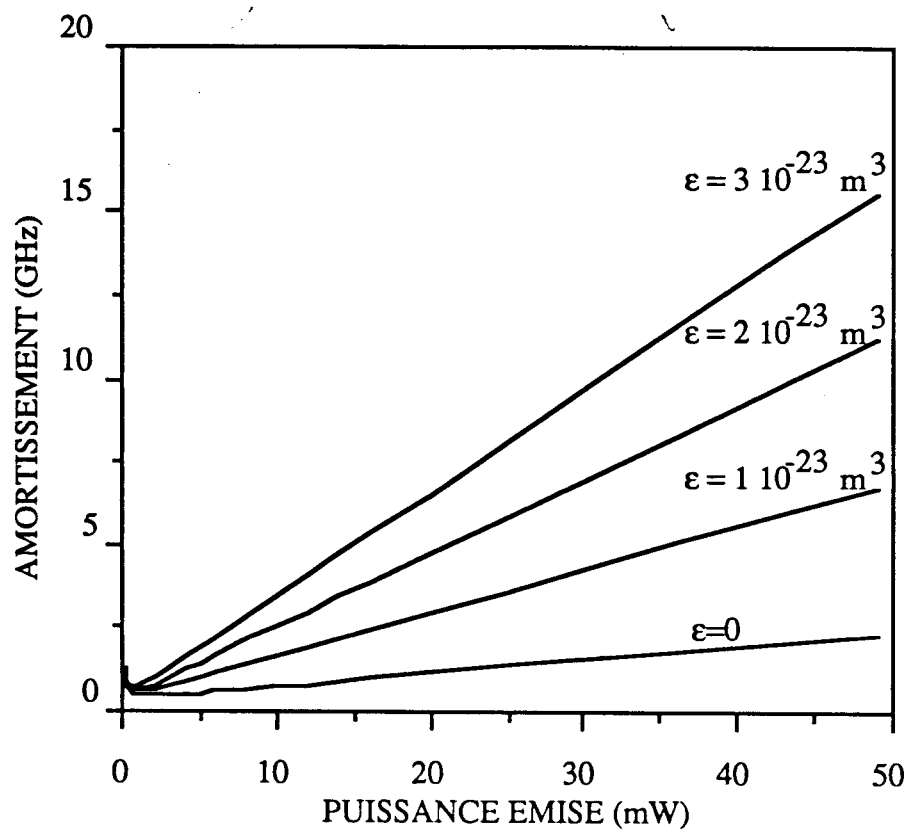


Figure 4 : évolution de l'amortissement en fonction de la puissance d'une structure conventionnelle pour différentes valeurs de la saturation de gain avec la densité de photons

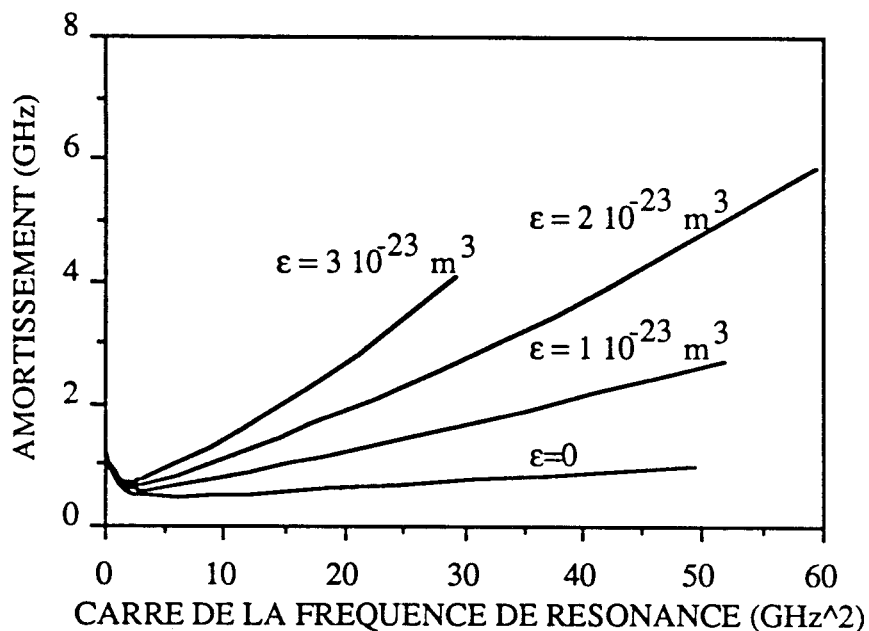


Figure 5 : évolution de l'amortissement en fonction du carré de la fréquence de résonance d'une structure conventionnelle pour différentes valeurs de la saturation de gain avec la densité de photons

III.2.4. ETABLISSEMENT DE L'EXPRESSION DE LA FREQUENCE DE RESONANCE MAXIMALE D'UNE STRUCTURE

La fréquence de résonance maximale est définie comme étant la fréquence de résonance atteinte lorsque la fonction de transfert intrinsèque du composant est égale à - 3 dB. Soit f_R^{\max} la fréquence de résonance maximale, tel que :

$$f_R^{\max} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sqrt{2}}{\left(t_p + \frac{\epsilon}{v_g a} \right)} \quad (\text{II-20})$$

Si le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons est faible, la fréquence de résonance maximale est imposée par les pertes de la structure, alors que pour des lasers GaInAsP/InP le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons est supérieure ou du même ordre de grandeur que $\epsilon = 10^{-23} \text{ m}^3$ si bien que t_p ($\approx 10^{-12} \text{ s}$) peut être négligé devant $\epsilon/(v_g a)$ (pour $\epsilon = 10^{-23} \text{ m}^3$ et $a = 2,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\epsilon/(v_g a) \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$), l'équation II-20 devient alors :

$$f_R^{\max} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sqrt{2} v_g a}{\epsilon} \quad (\text{II-21})$$

Le rapport gain différentiel sur le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons apparaît donc comme un paramètre important. Cette fréquence maximale n'est jamais atteinte en raison de la saturation en puissance des composants due aux effets thermiques et aux fuites électriques dans la structure.

III.2.5. EVOLUTION DES FREQUENCES DE COUPURE

Les fréquences les plus intéressantes après la fréquence de résonance sont les fréquences situées après le pic de résonance (figure 2) et croisant la valeur en continu de la fonction de transfert à 0 dB $f_{0\text{dB}}$, ou à 3 dB en dessous de celle-ci $f_{-3\text{dB}}$, ou à - 6 dB $f_{-6\text{dB}}$.

Par résolution de la fonction de transfert $\left| \frac{s(\omega)}{s(0)} \right|$ et en évaluant ces fréquences nous obtenons les relations simples suivantes :

$$\begin{aligned} f_{0dB} &= f_R \sqrt{2} \\ f_{-3dB} &\approx f_R \sqrt{1 + \sqrt{2}} \\ f_{-6dB} &\approx f_R \sqrt{3} \end{aligned}$$

Tout écart expérimental, éventuel, à ces relations signale la présence d'un système parasite associé à la cavité laser.

III.3. EFFET D'UN FILTRE DU PREMIER ORDRE SUR LA FONCTION DE TRANSFERT D'UNE DIODE LASER SEMICONDUCTEUR

La fonction de transfert expérimentale d'un laser (figure 6) présente un creux noté "roll-off" [16] [17] [18], compensé en totalité ou en partie par la résonance de la cavité laser. Ce roll-off est dû aux éléments électriques parasites associés au composant. Une fraction du courant modulé injecté est dérivée par les éléments parasites formant un système passe-bas, l'autre partie du courant étant utilisée pour moduler la population de porteurs dans la cavité laser.

Différents travaux ont été consacrés à la détermination des schémas électriques équivalents des éléments parasites des diverses structures lasers [12] [18] [19] [20]. Nous représentons figure 7, le schéma équivalent de la structure BH [12] et celui de la structure ridge. Cette structure peut avec une bonne approximation être schématisée par une résistance R_s en série avec la diode correspondant au ruban actif, et une capacité MIS C_0 en parallèle.

Ce schéma particulièrement simple constitue un filtre du premier ordre de constante de temps $R_s C_0$.

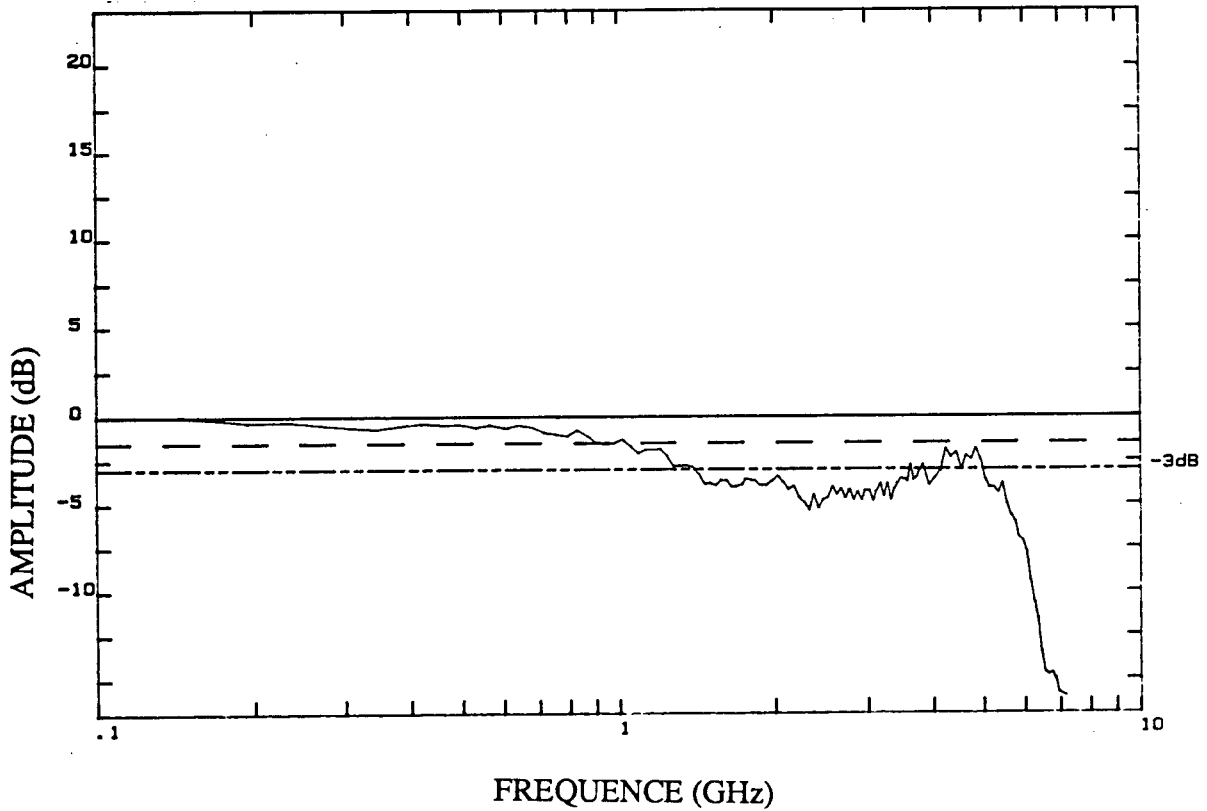


Figure 6 : fonction de transfert expérimentale d'un laser à $P = 5$ mW présentant un "roll-off" dû aux éléments parasites associés à la structure masquant en partie le pic de résonance

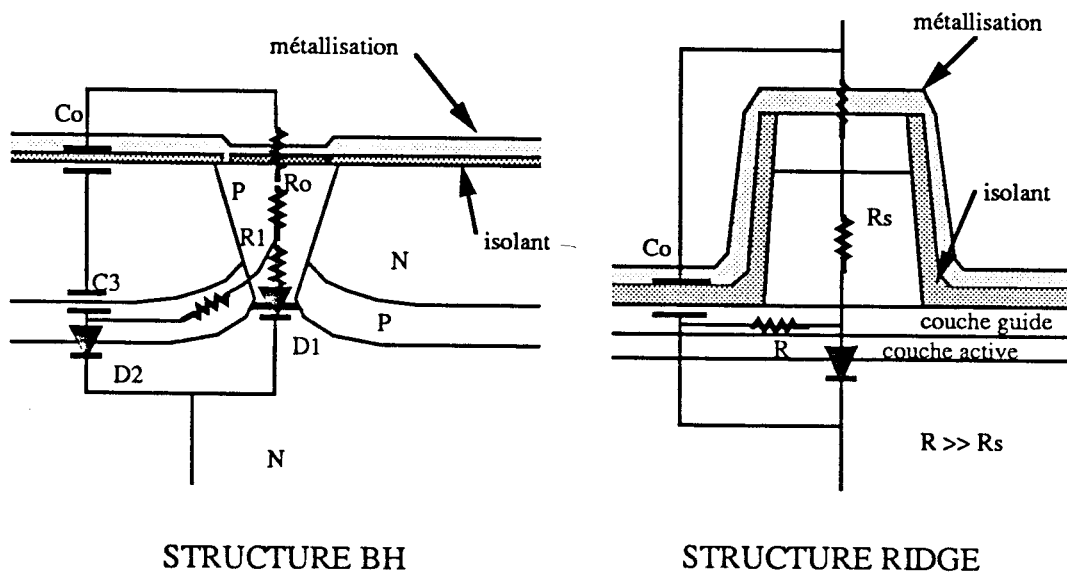


Figure 7 : schéma électrique équivalent des structures BH et Ridge.

Par la suite nous considérons que les éléments parasites des structures pourront être modélisés par un filtre du premier ordre. Cette approche décrit en première approximation de façon satisfaisante le comportement expérimental des fonctions de transfert en régime de modulation sinusoïdale. Ainsi le courant traversant réellement la cavité laser s'écrit :

$$i_{\text{cavité}}(\omega) = \frac{1}{1 + j R_s C_o \omega} i_{\text{total}}$$

en notation complexe et en supposant un courant total délivré par le générateur de type $\exp(j\omega t)$.

Nous avons reporté figure 8 les fonctions de transfert théoriques d'un composant en fonction de la puissance lumineuse émise pour un filtre du premier ordre ayant une résistance série $R_s = 5 \Omega$ et une capacité MIS $C_o = 20 \text{ pF}$.

Nous voyons que le filtre du premier ordre peut imposer sa fréquence de coupure à - 3 dB lorsque la résonance est trop éloignée de la fréquence de coupure du filtre pour la compenser.

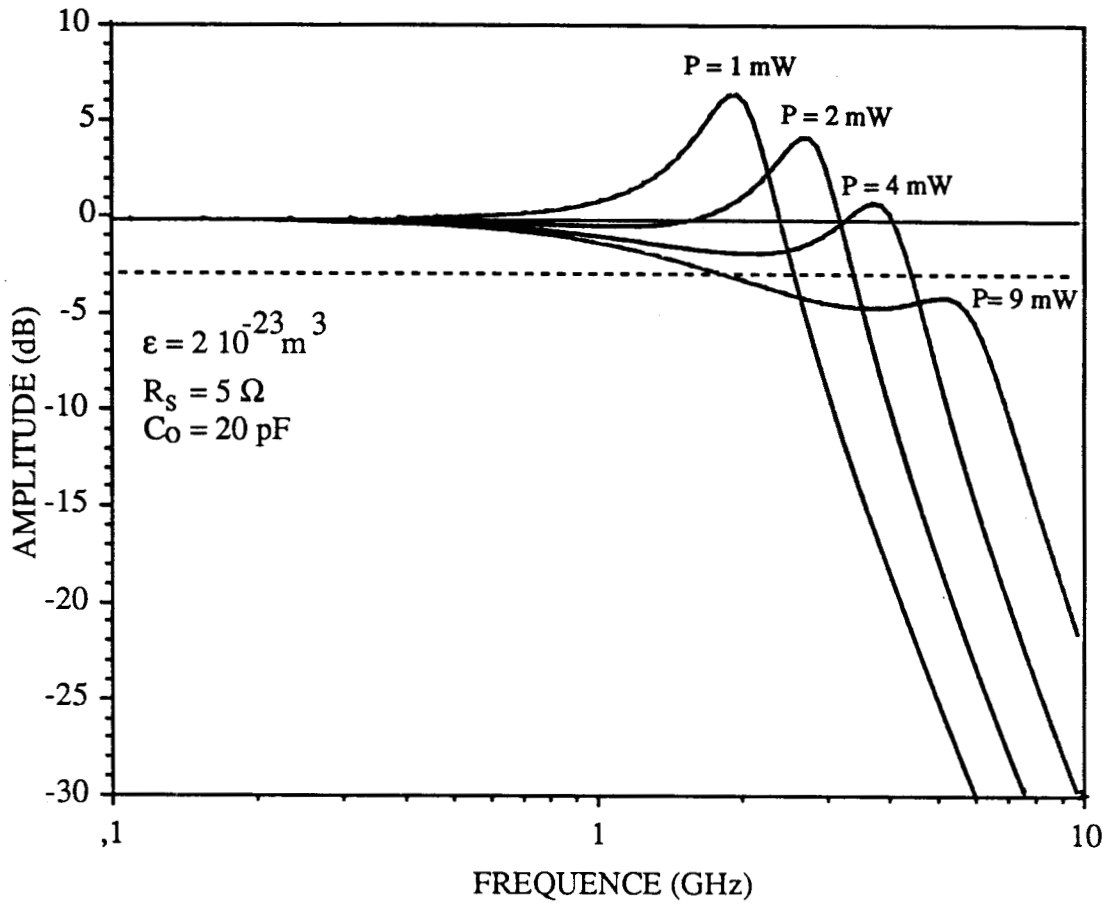


Figure 8 : effet d'un filtre du premier ordre sur la fonction de transfert d'un composant pour différentes puissances lumineuses émises.

IV. DISTORSION PAR PRODUCTION D'HARMONIQUES DANS LA CAVITE LASER

Le couplage entre les populations de photons et de porteurs décrit par les équations de continuité II-6 et II-7, est responsable de la génération d'harmoniques dans la réponse optique du laser [10] [21]. L'étude de ce phénomène est particulièrement importante pour des applications de transmission en modulation analogique [22]. Nous nous intéresserons théoriquement et expérimentalement à la génération d'harmoniques en insistant en particulier sur l'influence de la saturation du gain avec la densité de photons sur ce phénomène et montrerons de façon originale que le relevé des harmoniques permet de déterminer le terme de saturation du gain ϵ [23].

IV.1. RESOLUTION DES EQUATIONS DE CONTINUTE PAR LA METHODE PERTURBATIVE, DES DISTORSIONS NON-LINEAIRES DANS LA CAVITE LASER

Au-dessus du courant de seuil en régime d'émission stimulée la densité de porteurs (figure 1b) varie faiblement en fonction du courant de polarisation ($\Delta N \simeq 0,1 \%$ entre 1 et 20 mW à $\epsilon = 0$ et $\Delta N \simeq 0,3 \%$ à $\epsilon = 2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$), pour cette raison nous pouvons écrire que :

$$\frac{1}{t_n} = a_d + b N_s + c_a N_s^2 \quad (\text{II-22})$$

où t_n est la durée de vie des porteurs supposée constante, de même en définissant :

$$\eta = \frac{b N_s}{a_d + b N_s + c_a N_s^2} \quad (\text{II-23})$$

Les équations de continuité s'écriront alors :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV_a} - v_g a (N - N_t) \frac{S}{1 + \epsilon S} - \frac{N}{t_n} \quad (\text{II-24})$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma_a v_g a (N - N_t) \frac{S}{1 + \epsilon S} - v_g \alpha_{\text{total}} S + \Gamma \beta \eta \frac{N}{t_n} \quad (\text{II-25})$$

Pour un courant d'injection de la forme :

$$I = I_0 + \frac{1}{2} \left[i_1 e^{j\omega t} + i_1^* e^{-j\omega t} \right] \quad (\text{II-26})$$

décomposées en série de FOURIER, les densités de porteurs et de photons N , S s'écrivent :

$$N = N_0 + \frac{1}{2} \sum_k \left[n_k e^{jk\omega t} + n_k^* e^{-jk\omega t} \right] \quad (\text{II-27})$$

$$S = S_0 + \frac{1}{2} \sum_k \left[s_k e^{jk\omega t} + s_k^* e^{-jk\omega t} \right] \quad (\text{II-28})$$

où i_1^* , n_k^* , s_k^* sont les complexes conjugués de i_1 , n_k , s_k .

Les expressions de N et S sont introduites dans les équations de continuité, les termes de même fréquence sont regroupés.

L'approximation utilisée dite "méthode des perturbations" permet de négliger pour une harmonique d'ordre k les termes d'ordre supérieur $n_m \cdot s_p e^{k\omega t}$ tels que $m + p > k$.

La première harmonique ou "fondamentale" est la solution calculée en modulation petits signaux dans le paragraphe III.2.1, quand les termes d'ordre supérieur sont négligés, soit :

$$n_1(\omega) = \frac{1 + \epsilon S_0}{q V_a} \frac{g(\omega)}{f(\omega) g(\omega) - A C} i_1(\omega) \quad (\text{II-29})$$

$$s_1(\omega) = \frac{1 + \epsilon S_0}{q V_a} \frac{A}{f(\omega) g(\omega) - A C} i_1(\omega) \quad (\text{II-30})$$

avec

$$f(\omega) = j\omega (1 + \varepsilon S_o) + v_g a S_o + \frac{1 + \varepsilon S_o}{t_n}$$

$$g(\omega) = j\omega (1 + \varepsilon S_o) + (1 + 2\varepsilon S_o) v_g \alpha_{\text{total}} - \Gamma_a \left[v_g a (N_o - N_t) + \varepsilon \beta \eta \frac{N_o}{t_n} \right]$$

$$A = \Gamma_a \left[v_g a S_o - v_g K_o (1 + \varepsilon S_o) S_o + \beta \eta \frac{1 + \varepsilon S_o}{t_n} \right]$$

$$C = \varepsilon \frac{I_o}{qV_a} - \varepsilon \frac{N_o}{t_n} - v_g a (N_o - N_t)$$

La seconde harmonique sera donnée par :

$$\begin{aligned} n_2 = & \frac{h(\omega) g(2\omega) + B C}{f(2\omega) g(2\omega) - A C} n_1 s_1 - \varepsilon C \frac{\frac{1}{2} v_g \alpha_{\text{total}} + j \frac{\omega}{2}}{f(2\omega) g(2\omega) - A C} s_2 \\ & + \frac{\varepsilon}{2 q V_a} \frac{g(2\omega)}{f(2\omega) g(2\omega) - A C} s_1 i_1 \end{aligned} \quad (\text{II-31})$$

$$\begin{aligned} s_2 = & \frac{A h(\omega) + B f(2\omega)}{f(2\omega) g(2\omega) - A C} n_1 s_1 - \varepsilon f(2\omega) \frac{\frac{1}{2} v_g \alpha_{\text{total}} + j \frac{\omega}{2}}{f(2\omega) g(2\omega) - A C} s_1 \\ & + \frac{\varepsilon}{2 q V_a} \frac{A}{f(2\omega) g(2\omega) - A C} s_1 i_1 \end{aligned} \quad (\text{II-32})$$

avec

$$B = \frac{\Gamma_a}{2} \left[v_g a + \eta \beta \frac{\varepsilon}{t_n} \right]$$

$$h(\omega) = -\frac{1}{2} \left[v_g a + \frac{\epsilon}{t_n} + j \epsilon \omega \right]$$

Avec la même méthode l'harmonique d'ordre k sera donnée par :

$$\begin{aligned} n_k = & \sum_{i=1}^k n_i s_{k-i} \frac{h(i\omega) g(k\omega) + B C}{f(k\omega) g(k\omega) - A C} - \epsilon C \sum_{i=1}^k s_i s_{k-i} \frac{\frac{1}{2} v_g \alpha_{total} + j \frac{i\omega}{2}}{f(k\omega) g(k\omega) - A C} \\ & + \frac{\epsilon}{2 q V_a} \frac{g(k\omega)}{f(k\omega) g(k\omega) - A C} s_{k-1} i_1 \end{aligned} \quad (II-33)$$

$$\begin{aligned} s_k = & \sum_{i=1}^k n_i s_{k-i} \frac{A h(i\omega) - B f(k\omega)}{f(k\omega) g(k\omega) - A C} - \epsilon \sum_{i=1}^k s_i s_{k-i} \frac{\frac{1}{2} v_g \alpha_{total} + j \frac{i\omega}{2}}{f(k\omega) g(k\omega) - A C} f(k\omega) \\ & + \frac{\epsilon}{2 q V_a} \frac{A}{f(k\omega) g(k\omega) - A C} s_{k-1} i_1 \end{aligned} \quad (II-34)$$

où

$$h(k\omega) = -\frac{1}{2} \left[v_g a + \frac{\epsilon}{t_n} + j \epsilon k \omega \right]$$

$$f(k\omega) = j k \omega (1 + \epsilon S_o) + v_g a S_o + \frac{1 + \epsilon S_o}{t_n}$$

$$g(k\omega) = j k \omega (1 + \epsilon S_o) + (1 + 2 \epsilon S_o) v_g \alpha_{total} - \Gamma_a \left[v_g a (N_o - N_t) + \epsilon \eta \beta \frac{N_o}{t_n} \right]$$

La formule de récurrence montre que la k^{ième} harmonique présente k pics de résonance à $\frac{f_R}{k}$ où f_R est la fréquence de résonance du fondamental et que son intensité est

proportionnelle à i_1^k . Nous avons reporté figure 9 l'évolution de l'harmonique d'ordre 3 en fonction de la fréquence pour $\varepsilon = 0$, les trois pics de résonance apparaissent clairement à $\frac{f_R}{3}$, $\frac{f_R}{2}$ et f_R .

IV.2. EFFET DE LA SATURATION DU GAIN SUR LA GENERATION D'HARMONIQUES

Nous voyons, figure 9, en traçant l'évolution de l'harmonique d'ordre 3 en fonction de la fréquence pour $\varepsilon = 0$ et $\varepsilon = 10^{-23} \text{ m}^3$, que la saturation du gain a trois effets :

- une atténuation des pics de résonance de l'harmonique plus difficiles à différencier
- une réjection plus élevée de l'harmonique 2 par rapport au fondamental
- un étalement de l'harmonique vers les fréquences inférieures au premier pic de résonance

De plus l'harmonique a une intensité maximale située au dernier pic de résonance soit à la fréquence de résonance f_R .

IV.3. EFFET D'UN FILTRE DU PREMIER ORDRE SUR LA GENERATION D'HARMONIQUES

Un filtre du premier ordre (figure 10) ne modifie pas la forme générale de la réponse de l'harmonique. La position de la fréquence de résonance par rapport à la fréquence de coupure du filtre impose seule l'atténuation sur l'harmonique.

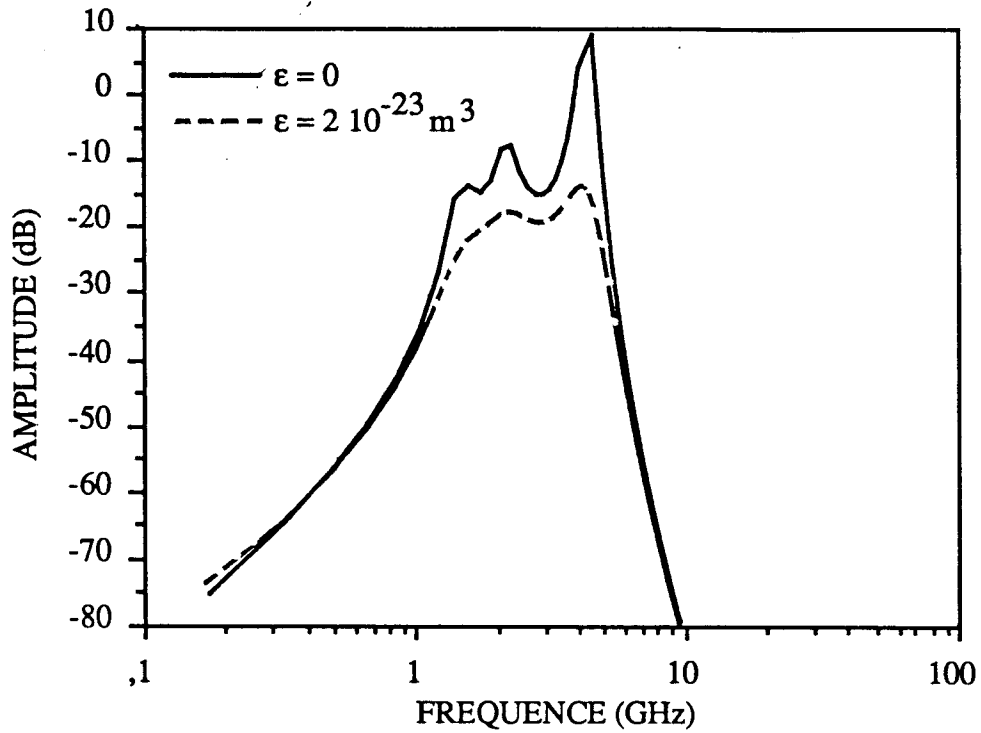


Figure 9 : effet de la saturation du gain avec la densité de photons sur l'évolution de l'harmonique d'ordre 3 en fonction de la fréquence

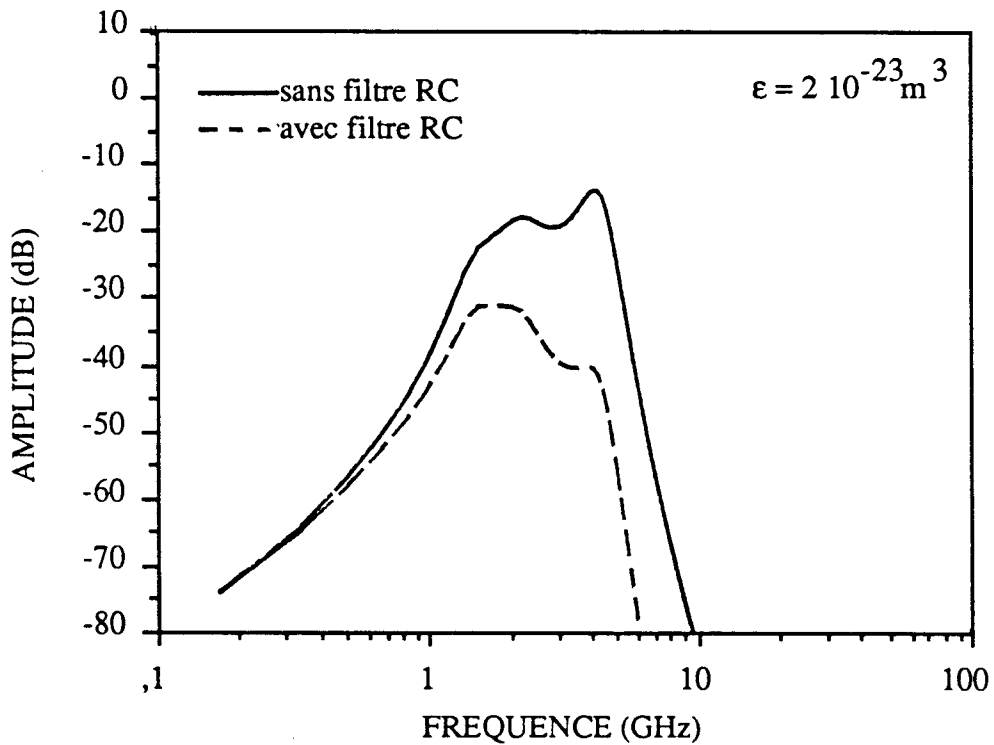


Figure 10 : effet d'un filtre du premier ordre sur l'évolution de l'harmonique d'ordre 3 en fonction de la fréquence

IV.4. DETERMINATION DU COEFFICIENT DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS

La saturation du gain ϵ avec la densité de photons influe de façon importante sur les harmoniques (figure 9), essayons de la déterminer à partir des harmoniques générées dans la cavité.

L'harmonique d'ordre k présente une intensité (paragraphe IV.1) proportionnelle au courant modulant le laser en i_1^k , et des pics de résonances à $\frac{f_R}{n}$ avec $1 < n < k$ (n entier).

Traçons pour le laser dont les paramètres sont représentés tableau 2 et $\epsilon = 10^{-23} \text{ m}^3$ en modulant à la fréquence de résonance, l'évolution de l'intensité des harmoniques 2, et 3, à $2f_R$ et $3 f_R$ en fonction du taux de modulation le composant (figure 11), défini par :

$$m = \frac{i_1}{P_0} \eta_{\text{ext}}$$

où P_0 , i_1 , η_{ext} sont respectivement la puissance optique continue, le courant de modulation, et le rendement différentiel externe (exprimé en mW/mA).

Les courbes présentent une linéarité dont les pentes sont les ordres des harmoniques. Les points d'intersection des harmoniques sont dépendants de la saturation du gain avec la densité de photons.

En se fixant à f_R et observant les harmoniques à $2 f_R$ et $3 f_R$ selon l'harmonique, nous avons reporté figure 13 l'évolution des points d'intersection des harmoniques en variant le coefficient de saturation du gain. Nous disposons ainsi d'un moyen de détermination du coefficient ϵ , en connaissant les paramètres internes du laser, que nous utiliserons chapitre III.

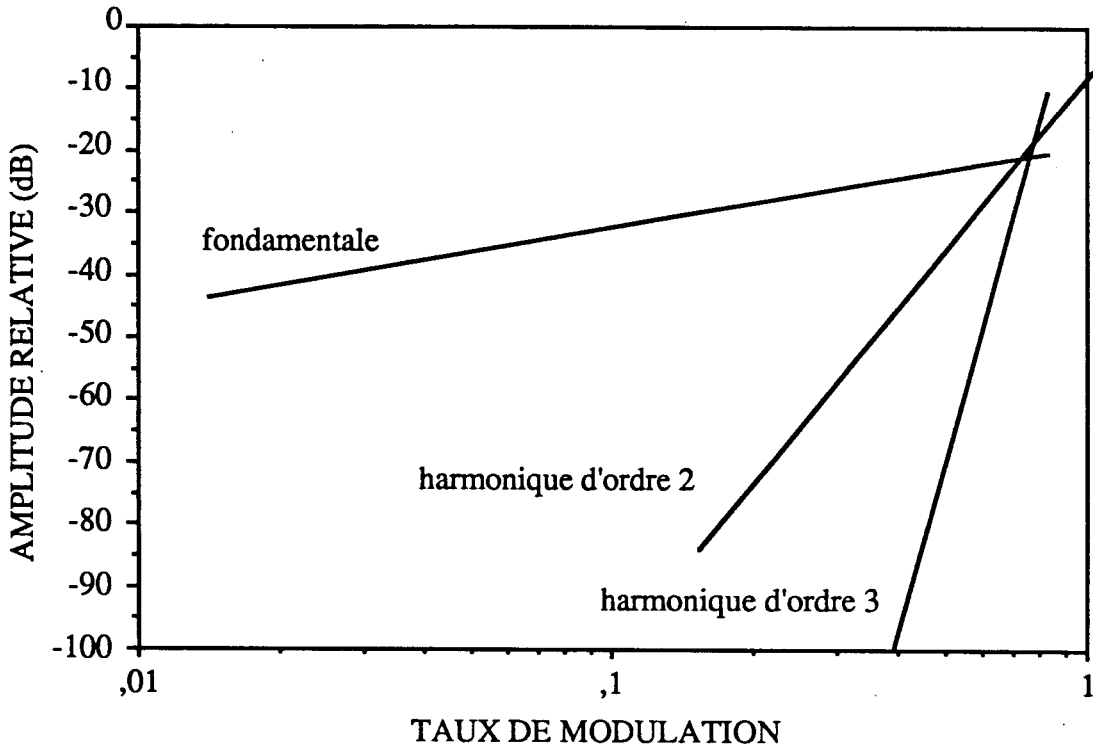


Figure 11 : variation théorique de l'amplitude des harmoniques d'ordre 2, 3 et de la fondamentale à la fréquence de résonance en fonction du taux de modulation.

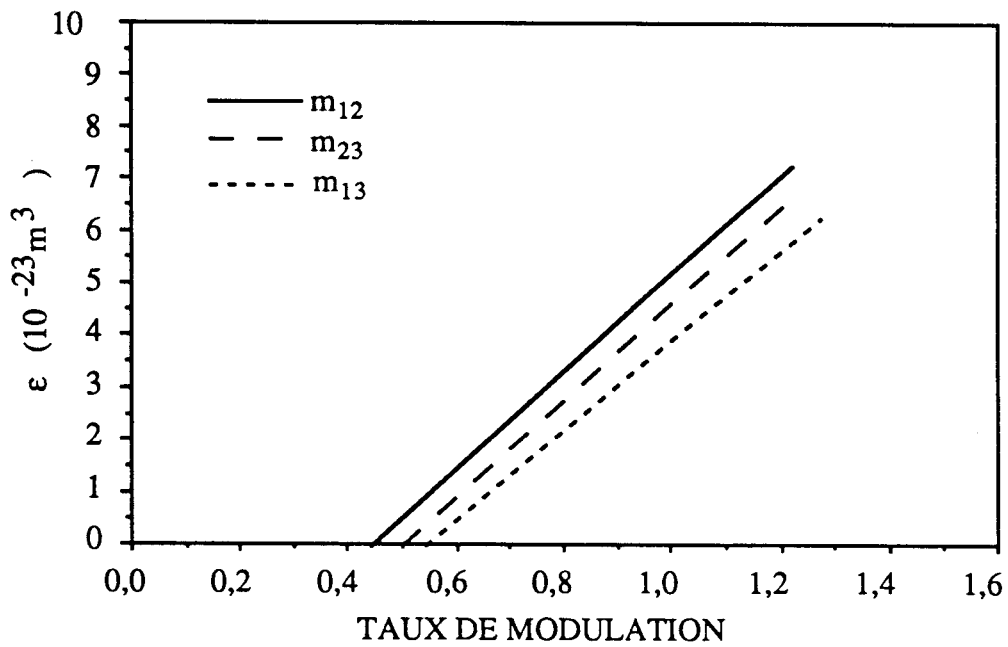


Figure 12 : variation du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons en fonction des taux de modulation correspondant aux points d'intersection des harmoniques d'ordre 1, 2 et 3

V. ETUDE DE LA FLUCTUATION DE LA LONGUEUR D'ONDE

V.1. INTRODUCTION

L'observation d'un mode laser lors de la modulation de la population de porteurs par un créneau de courant ou un signal sinusoïdal montre un déplacement de la raie dans un cas et l'apparition de raies latérales dans l'autre cas.

Cette fluctuation de la longueur d'onde est due à la modulation de l'indice de la couche active par les porteurs, et se traduit par :

$$\Delta\lambda(t) = \frac{\lambda}{\mu_g} \Gamma_a \frac{d\mu}{dN} \Delta N(t) \quad (\text{II-35})$$

où μ est l'indice de réfraction de la couche active
 μ_g l'indice de groupe
 $\Delta\lambda(t)$ la fluctuation de la longueur d'onde en fonction du temps
 $\Delta N(t)$ la fluctuation de la densité de porteurs en fonction du temps.

Sous cette forme nous remarquons que la saturation du gain avec la densité de photons influe fortement sur la fluctuation de la longueur d'onde par l'intermédiaire du terme $\Delta N(t)$. Nous avons constaté (figure 1b) que la saturation du gain avec la densité de photons génère une variation de la densité de porteurs croissante avec la valeur du coefficient ϵ .

La valeur de la fluctuation de la longueur d'onde est relativement faible lors d'une faible variation aussi il est fréquent d'exprimer cette fluctuation en terme de fluctuation de la fréquence d'émission ν du mode laser, l'équation II-35 devient :

$$\Delta\nu(t) = -\frac{\nu_g}{\lambda} \Gamma_a \frac{d\mu}{dN} \Delta N(t) \quad (\text{II-36})$$

Cette équation peut-être introduite directement dans un modèle grand signaux [12] permettant en particulier d'illustrer les résultats expérimentaux présenté chapitre III paragraphe V.3, ou utilisée dans un modèle petits signaux (équations II-6, II-7) que nous développons ci-dessous.

V.2. DESCRIPTION DU MODELE

Nous nous intéresserons principalement à la modulation des porteurs par un signal sinusoïdal de faible amplitude (conditions correspondant à la modulation de fréquence, FM), d'efficacité de modulation $\Delta v/\Delta I$, pour des applications systèmes utilisant la détection cohérente. Les composants étudiés doivent typiquement présentés une réponse FM indépendante de la fréquence et une efficacité de modulation $\Delta v/\Delta I$ élevée. Nous négligeons les effets thermiques sur la fréquence de modulation, ces effets sont importants aux basses fréquences de modulation < 10 MHz [24], nous ne nous intéresserons qu'aux effets électroniques. Le modèle développé à partir de l'équation II-36 transposée en modulation petits signaux devient :

$$\Delta v(\omega) = -\frac{v_g}{\lambda} \Gamma_a \frac{d\mu}{dN} n(\omega) \quad (\text{II-37})$$

$n(\omega)$ décrit par l'équation II-12 est la fonction de transfert de la densité de porteurs dans la cavité.

Il peut-être utile de faire apparaître le facteur matériau d'élargissement de la raie α_H [25] :

$$\alpha_H = -\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{d\mu/dN}{dg/dN} \quad (\text{II-38})$$

dans l'équation II-37 qui devient alors :

$$\Delta v(\omega) = +\frac{v_g}{4\pi} \alpha_H \Gamma_a \frac{dg}{dN} n(\omega)$$

La figure 14 est le résultat du calcul pour une puissance lumineuse émise $P = 5 \text{ mW}$ d'une structure conventionnelle (tableau 1), de l'efficacité de modulation en fonction de la fréquence de modulation pour différentes valeurs du coefficient ϵ . Nous constatons que la saturation du gain avec la densité de photons à deux effets, en premier lieu il augmente fortement l'efficacité de modulation et en deuxième lieu amortit de façon importante l'efficacité de modulation à la fréquence de résonance.

Afin de mieux illustrer les effets des paramètres de structure et de matériau sur l'efficacité de modulation dans une application de type détection cohérente, exprimons l'équation II-37 sous une forme simplifiée, lorsque la fréquence de modulation f est petite devant la fréquence de résonance f_R (en négligeant la contribution de l'émission spontanée couplée au mode laser) l'équation II-37 s'écrit en notation complexe :

$$\frac{\Delta v}{\Delta I} = -\frac{v_g}{\lambda} \frac{d\mu}{dN} \frac{\Gamma_a}{q V_a} \left[\frac{\epsilon}{v_g a} + j \frac{f}{2\pi f_R^2} \right] \quad \text{pour } f \ll f_R \quad (\text{II-40})$$

Nous voyons que les paramètres essentiels sont le rapport Γ_a/V_a , le coefficient ϵ , le gain différentiel a , la fréquence de résonance f_R . L'équation II-40 possède au second membre deux termes, l'un indépendant de la fréquence f est dû aux paramètres matériau de la structure par le rapport $(\epsilon/v_g a)$ donne la limite de l'efficacité de modulation lorsque $f = 0$, le deuxième dépend de la fréquence de résonance imposée par le point de fonctionnement du laser et des pertes optiques dans le laser et donne la dépendance de l'efficacité de modulation avec la fréquence. L'ensemble est pondéré par les paramètres géométriques du ruban laser.

Nous pouvons aussi remarquer que l'on peut obtenir une réponse FM indépendante de la fréquence de modulation sur une large gamme de fréquence et une efficacité de modulation élevée, en augmentant Γ_a/V_a par exemple et en augmentant la fréquence de résonance. Cette discussion sera détaillée chapitre III.

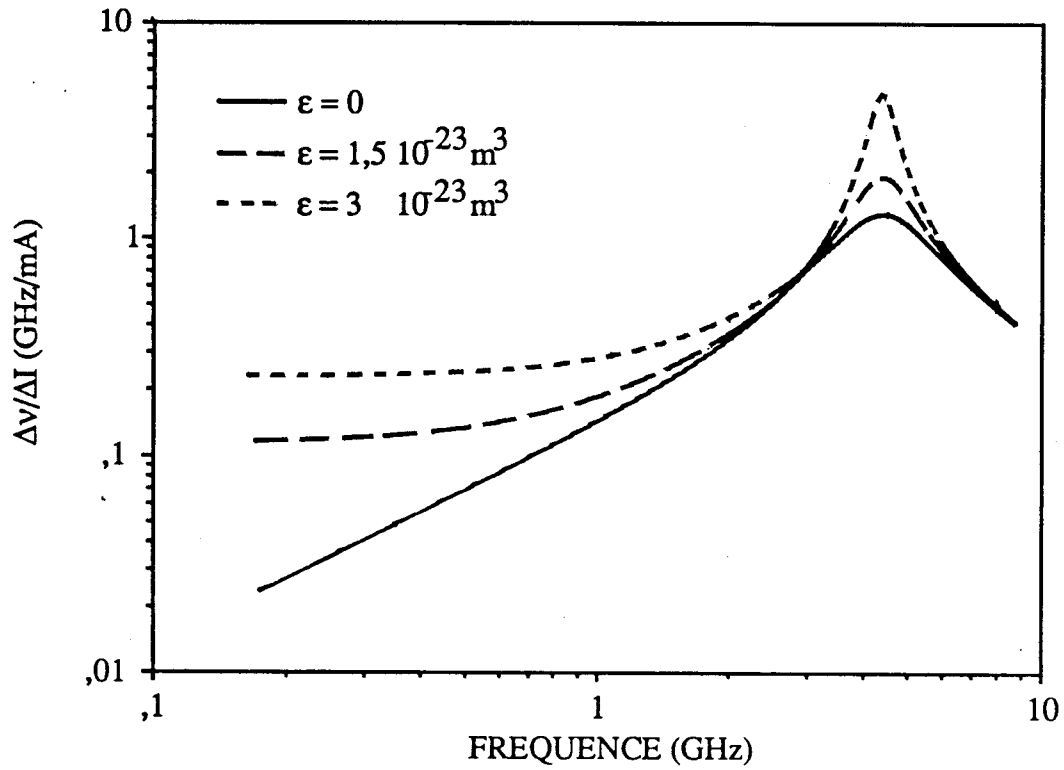


Figure 13 : effet de la saturation du gain avec la densité de photons sur la réponse en modulation de fréquence d'un composant émettant à une puissance lumineuse de 5 mW.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. ASADA, Y. SUEMATSU
"Density matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model - gain and gain suppression in semiconductor lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-21 (5), p. 434 (1985)
- [2] A. YARIV
"Optical electronics"
(3ème édition, HRW éditeur)
- [3] R.S. TUCKER, D.J. POPE
"Circuit modelling of the effect of diffusion on damping in a narrow-stripe semiconductor laser"
IEEE J. Quantum Electron., QE-19 (7), p. 1179 (1983)
- [4] J.E. BOWERS, T.L. KOCH, B.R. HEMENWAY, D.P. WILT, T.J. BRIDGES, E.J. BURKHARDT
"High frequency modulation of 1.52 μm Vapour Phase Transported InGaAsP lasers"
Electronics Letters, vol. 21 (9), p. 392 (1985)
- [5] J.E. BOWERS, B.R. HEMENWAY, A.H. GNAUCK, D.P. WILT
"High-speed InGaAsP constricted mesa lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-22 (6), p. 833 (1986)
- [6] C.B. SU
"Dielectric grating induced by cavity standing wave as a new explanation of origin of nonlinear gain in semiconductor diode lasers"
Electronics Letters, vol. 24 (7), p. 370, (1988)

- [7] G.P. AGRAWAL
"Effect of gain nonlinearities on the dynamic response of single mode semiconductor lasers"
IEEE Photonics Technology Letters, vol-1(12),p.419 (1989)
- [8] H.E. LASSEN, H. OLESEN, B. TROMBORG
"Gain compression and asymmetric gain due to the Bragg grating induced by the standing waves in Fabry - Perot lasers"
IEEE Photonics Technology Lett., vol. 1 (9), p. 261 (1989)
- [9] Y. ARAKAWA, T. TAKAHA
"Effect of nonlinear gain on modulation dynamics in quantum-well lasers"
Electronics Letters, vol. 25 (2), p. 169 (1989)
- [10] K.Y. LAU
"Ultra-high frequency dynamics of semiconductor injection lasers"
Thèse soutenue le 18 mai 1981 (Caltech, USA)
- [11] H. STATZ, G. DE MARS
"Quantum Electronics"
(C. H. TOWNES, ED), Columbia Uni. Press, New-York (1960)
- [12] D. LECLERC
"Etude des propriétés dynamiques des lasers à semiconducteurs à injection"
Thèse soutenue le 21 novembre 1986 (Paris VII)
- [13] R. OLSHANSKY, P. HILL, V. LANZISERA, W. POWAZINIK
"Frequency response of 1.3 μm InGaAsP high speed semiconductor lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-23 (9), p. 1410 (1987)
- [14] C.H. LANGE, J. EOM, C.B. SU, J. SCHLAFER, R.B. LAUER
"Measurement of intrinsic Frequency response of semiconductor lasers using optical modulation"
Electronics Letters, vol. 24 (18), p. 1131 (1988)

- [15] J. EOM, C.B. SU, J. LACOURSE, R.LAUER
"Simultaneous measurement of spontaneous emission factor nonlinear gain coefficient and carrier lifetime in semiconductor lasers using a parasitic free optical modulation technique"
ECOC'89, GOTHENBURG (Suède), 10 - 14 septembre 1989
- [16] J.M. DUMANT, Y. GUILLAUSEAU, M. MONERIE
"Small signal modulation of DH laser diodes : effect of the junction capacitance"
Optics Communications, vol. 33 (2), p. 188 (1980)
- [17] K.Y. LAU, A. YARIV
"Ultra-high speed semiconductor lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-21 (2), p. 121 (1985)
- [18] A. OLIVIER, D. LECLERC, C. PADIOLEAU, J. BENOIT
"Caractéristiques hyperfréquences de différentes structures de lasers ruban InGaAsP/InP"
Journées Nationales Microélectronique III-V, AUSSOIS (FRANCE), VI-4, 7-9, Janvier 1987
- [19] R.S. TUCKER, D.J. POPE
"Microwave circuit models of semiconductor injection lasers"
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-31 (3), p. 289 (1983)
- [20] R.S. TUCKER, I.P. KAMINOW
"High-frequency characteristics of directly modulated InGaAsP ridge waveguide and buried heterostructure lasers"
J. of Lightwave Technology, vol. LF 2 (4), p. 385 (1984)

- [21] P.A. MORTON, R.F. ORMONDROYD, J.E. BOWERS, M.S. DEMOKIAN
"Large signal harmonic and intermodulation distortions in wide bandwidth GaInAsP semiconductor lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-25 (6), p. 1559 (1989)
- [22] R. OLSHANSKY, V. A. LANZISERA
"60 channel FM video sub-carrier multiplexed optical communication system"
Electronics Letters, vol-22, p 1196 (1987)
- [23] B. HOUSSAY
"Influence de la saturation du gain et des impédances parasites sur la bande passante et la distorsion d'harmonique d'un laser semiconducteur en régime de modulation directe sinusoïdale"
Rapport de DEA, juin 1988
- [24] S.KOBAYASHI, Y. YAMAMOTO, M. ITO, T, KIMURA
"Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-18,p. 582 - 595, April 1982
- [25] C.H. HENRY
"Theory of the linewidth of semiconductor lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-18 (2), p. 259 (1982)

CHAPITRE III**DETERMINATION EXPERIMENTALE
DES PARAMETRES MATERIAUX
DES LASERS SEMICONDUCTEURS**

I. INTRODUCTION.....	94
II. TECHNIQUES DE MESURES EXPERIMENTALES.....	94
II.1. MESURE DE LA FONCTION DE TRANSFERT.....	95
II.2. MESURE DE LA REPOSE TRANSITOIRE.....	97
II.3. TECHNIQUE DE CARACTERISATION SPECTRALE DES LASERS SEMICONDUCTEUR.....	97
II.3.1. Technique de mesure de la réponse en modulation de fréquence (FM)	
II.3.2. Technique de caractérisation spectrale des lasers à un créneau de courant	
II.4. CIRCUITS DE DETECTION.....	102
II.5. CIRCUITS DE MODULATION LASER.....	104
II.6. EFFET DE LA REALIMENTATION OPTIQUE.....	104
III. CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS ETUDIES.....	105

IV. DETERMINATION EXPERIMENTALE DU GAIN DIFFERENTIEL ET DE LA SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DEPHOTONS.....	109
IV.1. DETERMINATION DU GAIN DIFFERENTIEL.....	109
IV.1.1. Conditions expérimentales	
IV.1.2. Détermination expérimentale du gain différentiel dg/dN	
IV.2. DETERMINATION DU COEFFICIENT DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS	119
IV.2.1. Méthode de mesure et conditions expérimentales	
IV.2.2. Détermination expérimentale du coefficient ϵ	
IV.2.3. Evaluation de la fréquence de résonance maximale	
IV.2.4. Performances des lasers SCMQW et conventionnels pour les transmissions analogiques	
V. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA VARIATION DE LA LONGUEUR D'ONDE PAR INJECTION DE PORTEURS.....	130
V.1. DETERMINATION DE LA VARIATION DE L'INDICE AVEC LES PORTEURS dg/dN ET EVALUATION DU COEFFICIENT DE HENRY α_H	130
V.2. ETUDE DE LA REPONSE FM DE LASERS SCMQW ET CONVENTIONNELS.....	133
V.3. INFLUENCE DE LA STRUCTURE HORIZONTALE ET DE LA COMPOSITION DU MATERIAU ACTIF SUR LA FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE.....	137
BIBLIOGRAPHIE.....	141

I. INTRODUCTION

Nous allons utiliser les résultats des modèles établis dans le chapitre II, pour déterminer la valeur du gain différentiel, la valeur du coefficient de saturation du gain ainsi que la réponse en modulation de fréquence d'une structure SCMQR constituée de 5 puits et d'une structure conventionnelle.

Le chapitre III sera organisé comme suit, en premier lieu nous décrirons les bancs de mesure qui nous ont permis de déterminer les coefficient a et ϵ . Nous évaluerons d'une façon originale le gain différentiel à partir de la variation de la fréquence de résonance en fonction de la racine carrée de la puissance ainsi que le terme de pertes par IVBA K_0 . Nous utiliserons la méthode originale du chapitre II, pour déterminer le coefficient ϵ de la saturation du gain avec la densité de photons par la mesure de l'amplitude des harmoniques en fonction du taux de modulation. La connaissance de a et ϵ permet d'évaluer la fréquence de résonance maximale des structures et de prédire le comportement du composant en régime de transmission analogique.

La détermination du coefficient de variation de l'indice de réfraction avec les porteurs pour les structures conventionnelles et SCMQR nous permettra d'étudier la réponse en modulation de fréquence et validerons notre modèle décrit chapitre II.

II. TECHNIQUES DE MESURES EXPERIMENTALES

La caractérisation des lasers dans le domaine des hyperfréquences a nécessité l'emploi d'un matériel particulier et un soin important à la conception des circuits de détection et de modulation laser. Nous décrivons les principaux bancs employés dans les trois domaines suivants, fréquentiel, temporel et spectral soit respectivement :

- un banc de mesure de la fonction de transfert des lasers.
- un banc de mesure de la réponse transitoire des lasers à un créneau de courant de 110 ps de temps de montée.
- un banc de mesure dit de "spectres résolus dans le temps" permettant d'analyser la fluctuation temporelle du mode laser en réponse à un créneau de courant.

Nous détaillerons les circuits de détection et de modulation laser et de leur emploi optimum. Nous verrons aussi le problème de la réalimentation optique, extrêmement perturbateur ainsi que les solutions pour y remédier.

II.1 TECHNIQUE DE CARACTERISATION DANS LE DOMAINE FREQUENTIEL

Ce banc réalisé dans cette étude est employé pour mesurer la fonction de transfert S_{21} d'une diode laser en régime linéaire ainsi que pour la mesure des harmoniques générées dans la cavité optique (chapitre II). Afin de remplir sa mission le banc doit disposer de circuits de modulation laser et de circuit de détection dont les fréquences de coupure sont élevées.

Le banc représenté schématiquement figure 1 comporte un wobulateur WILTRON 6647 A délivrant une puissance électrique ajustable de - 2 à + 12 dBm et stabilisé à $\pm 0,5$ dBm dans la gamme de fréquence 0.01 - 18.6 GHz, asservi par une boucle à verrouillage de phase (avec un comparateur de phase HP8709A) à un analyseur de spectres HP8569B, un circuit de modulation laser et un circuit de détection. L'ensemble est géré par un microordinateur HP86B permettant de corriger la réponse fréquentielle mesurée.

Grâce aux améliorations apportées à ce banc de caractérisation durant cette thèse, notamment avec l'augmentation de la bande passante des photodiodes jusqu'à 18 GHz (chapitre IV), nous avons pu mesurer des fréquences de coupure de lasers supérieures à 9 GHz.

La gamme étendue de fréquence de mesure permet d'analyser les termes limitatifs en fréquence des structures laser [1] et d'optimiser les différents paramètres technologiques d'une structure, telle la structure ridge [2].

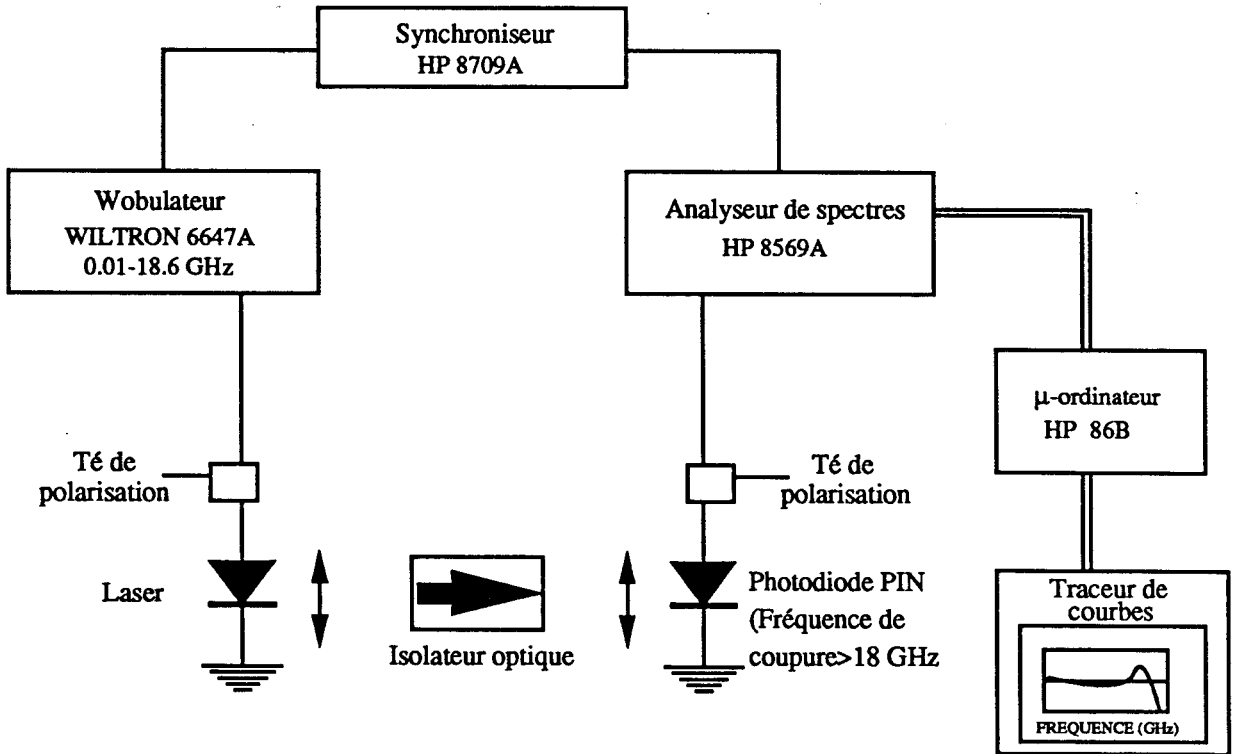


Figure 1 : schéma synoptique du banc de mesure des fonctions de transfert des lasers semiconducteur

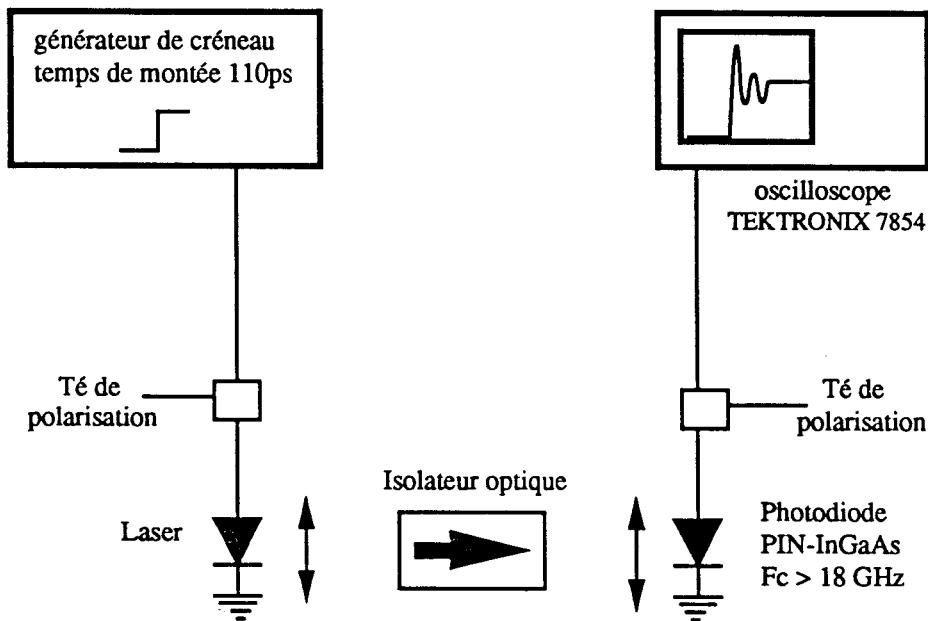


Figure 2 : schéma synoptique de la mesure transitoire des lasers semiconducteur

II.2. TECHNIQUE DE CARACTERISATION DANS LE DOMAINE TEMPOREL

Ce banc, mis au point par D. Leclerc [3] initialement pour la mesure en transitoire d'un laser à un créneau de courant de temps de montée égale au temps de descente de 110 ps et de longueur ajustable par un circuit de mise en forme, a surtout été utilisé pour l'étude des oscillations de relaxation et la fluctuation temporelle de la longueur d'onde. Le schéma synoptique du banc (figure 2) comporte un générateur d'impulsions ou de créneau, un circuit de modulation laser, un circuit de détection et une électronique de traitement du signal constituée par un oscilloscope numérique Tektronix 7854 et de têtes d'échantillonnage S4 ou S6.

II.3. TECHNIQUE DE CARACTERISATION SPECTRALE DES LASERS SEMICONDUCTEURS

Selon le mode de modulation des porteurs appliqué au laser semiconducteur, sinusoïdale "petits signaux" ou transitoire, nous différencierons les techniques particulières à chaque type de modulation :

- la caractérisation en modulation de fréquence (FM) qui consiste à déterminer l'efficacité de modulation $\Delta\nu/\Delta I$ du laser en fonction de la fréquence de modulation.
- la caractérisation par la méthode dite des "spectres résolus dans le temps" qui consiste à mesurer le spectre du laser en fonction du temps en réponse à un créneau de courant.

II.3.1. TECHNIQUE DE MESURE DE LA REPONSE EN MODULATION DE FREQUENCE (FM)

Un laser modulé en fréquence présente un spectre de raies (figure 3) distantes de la fréquence de modulation appliquée et d'amplitudes proportionnelles aux fonctions de Bessel. L'observation du spectre de raies du mode laser est réalisée par l'intermédiaire d'un interféromètre Fabry - Pérot à balayage d'intervalle spectral libre 2 GHz (modèle TECOPTICS SA - 2M - F) sur un oscilloscope. La fréquence de modulation est générée par un analyseur de réseau employé comme générateur de fréquence. Le schéma synoptique du banc de mesure est reporté figure 4 [4].

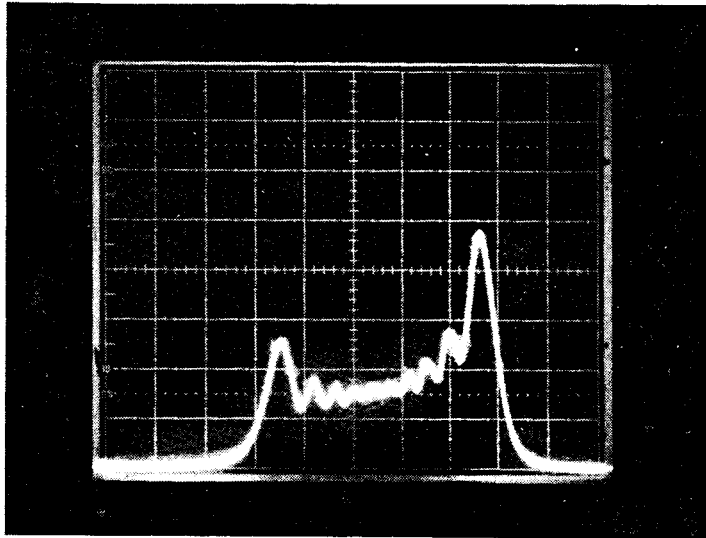


Figure 3 : réponse spectrale d'un laser modulé par une fréquence de 400 MHz et un taux de modulation de 75%

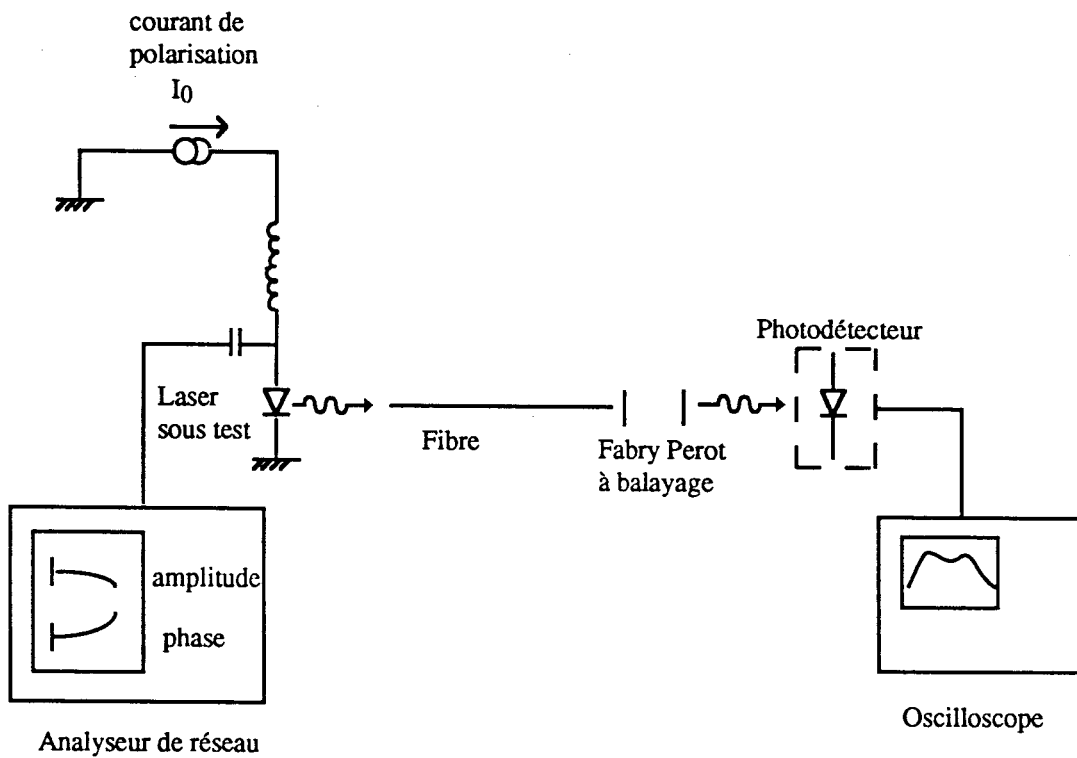


Figure 4 : schéma synoptique de la mesure en réponse de modulation de fréquence



Afin de déterminer l'efficacité de modulation $\Delta v/\Delta I$, la caractérisation est découpée en deux étapes, la première consiste à étalonner électriquement le circuit de polarisation du laser et le composant dans la gamme de fréquence de modulation prévue pour la caractérisation, la deuxième à déterminer l'excursion en fréquence Δv en mesurant les amplitudes relatives des raies du spectre.

La connaissance de la puissance délivrée par le générateur et le coefficient de réflexion à la fréquence considérée permet de calculer le terme ΔI .

II.3.2. TECHNIQUE DE CARACTERISATION SPECTRALE DES LASERS A UN CRENEAU DE COURANT

Le laser modulé par un créneau de courant présente une longueur d'onde qui fluctuera selon la réponse optique décrite par le transitoire. La méthode expérimentale utilisée pour analyser ce phénomène est dite méthode des "spectres résolus dans le temps" (figure 5). Le banc est constitué d'un banc de mesure de réponse transitoire décrit paragraphe II.2 dans lequel est inséré un monochromateur, l'ensemble étant géré par un microordinateur. Le laser est généralement prépolarisé dans des conditions proches des transmissions optiques soit à un courant continu $I_{DC} \simeq 1.02$ à $1.05 I_{th}$.

Le monochromateur de marque SOPRA modèle F1150 a une focale de 1.15 mètre, une résolution spectrale de 0.3 \AA sur la gamme $1.3 - 1.6 \mu\text{m}$ et une reproductibilité en longueur d'onde de 0.1 \AA .

Le signal détecté par la photodiode est amplifié par un amplificateur B&H modèle DC-7000HL laissant passer le continu jusqu'à 7 GHz, avant d'être visualisé par une tête d'échantillonnage S6 (temps de montée 30 ps) sur le scope 7854.

Le microordinateur HP86B après chaque incrémentation en longueur d'onde du monochromateur relève la réponse temporelle sur l'oscilloscope numérique 7854, qui améliore le rapport signal sur bruit par un moyennage du signal détecté.

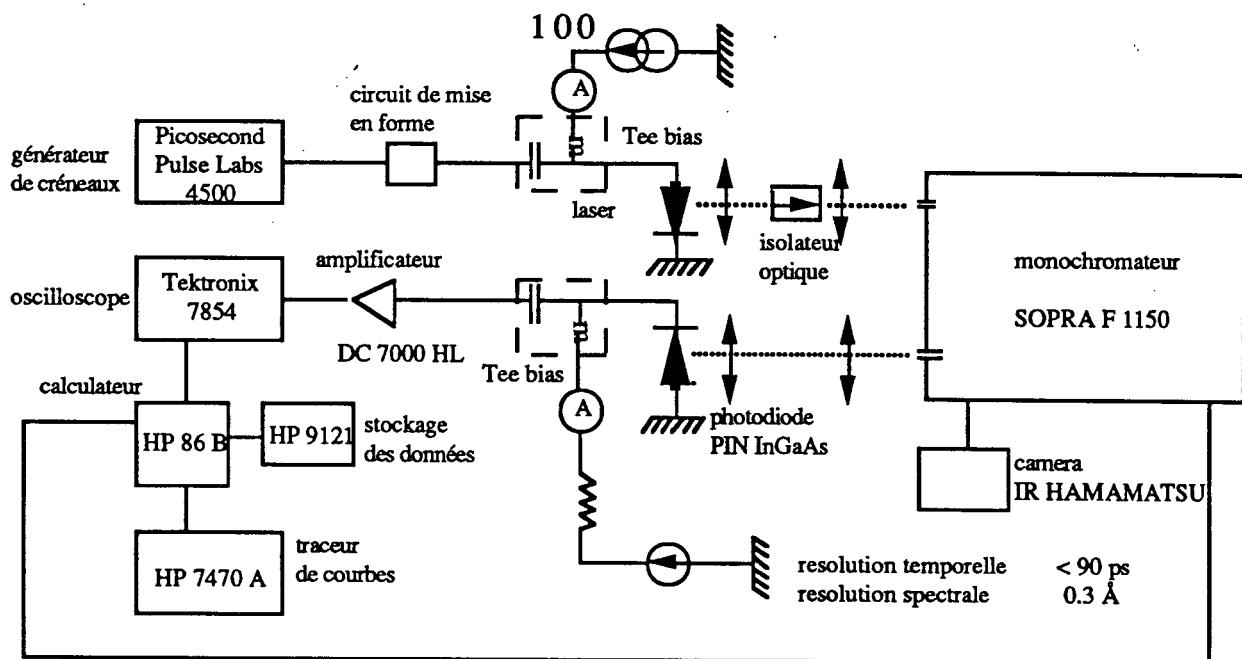


Figure 5 :Schéma synoptique du banc de mesure de "spectres résolus dans le temps"

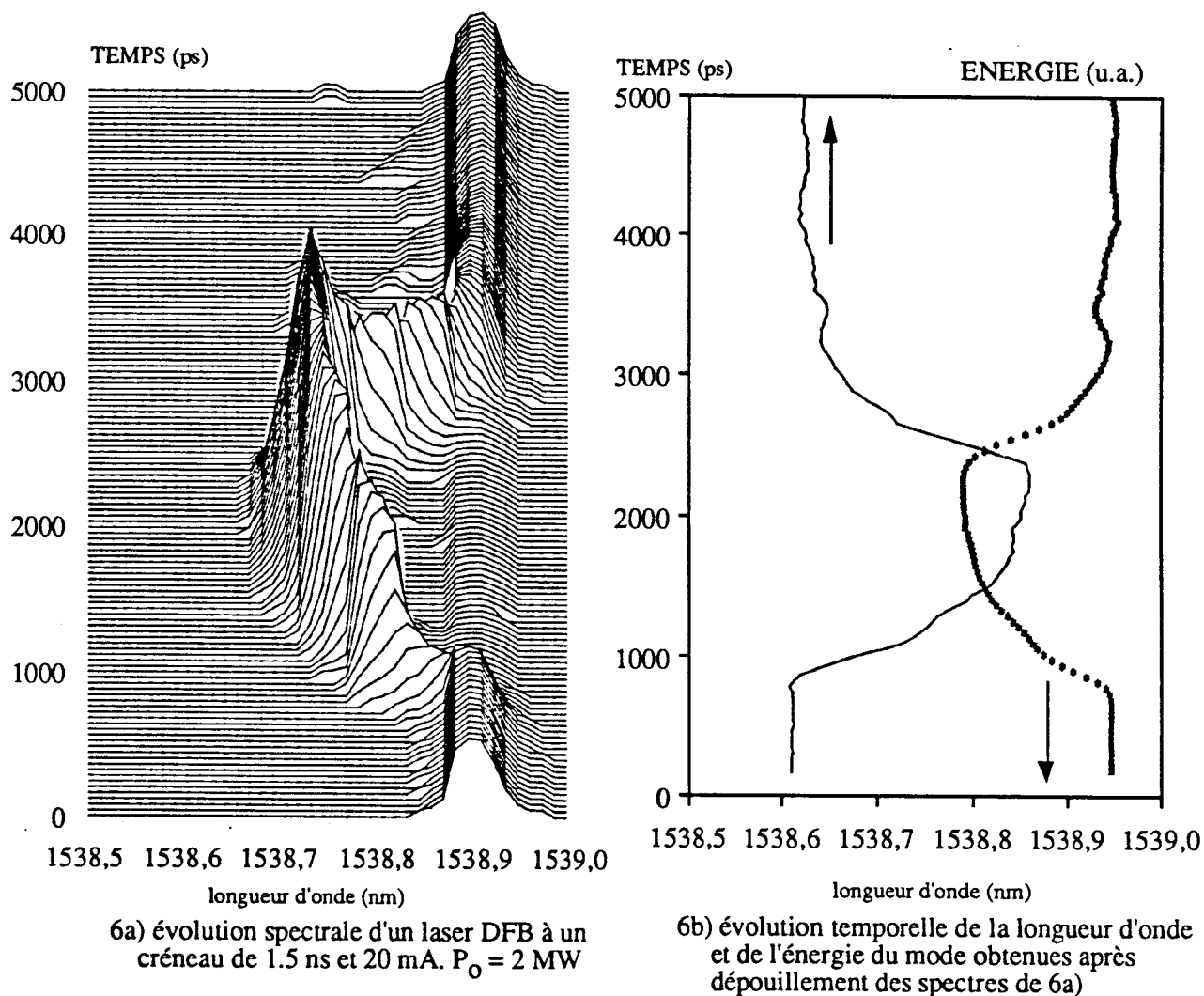


Figure 6 :Exemple de réponse spectrale et de dépouillement des résultats d'un laser DFB soumis à un créneau de courant de 1.5 ns

Chaque réponse temporelle à une longueur d'onde est stockée pour permettre un traitement ultérieur calculant l'énergie contenue dans le mode (P), le maximum du mode ($\bar{\lambda}$), et la largeur à mi-hauteur du mode ($\Delta\lambda$).

Les algorithmes suivants sont utilisés pour le traitement des données à un instant t_1 donné :

- la puissance contenue dans le mode $P(t_1)$

$$P(t_1) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda, t_1) \cdot d\lambda$$

- la valeur moyenne de la longueur d'onde $\bar{\lambda}(t_1)$:

$$\bar{\lambda}(t_1) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda, t_1) \cdot \lambda \cdot d\lambda \quad / \quad \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda, t_1) \cdot d\lambda$$

- la valeur quadratique moyenne $\overline{\lambda^2}(t_1)$:

$$\overline{\lambda^2}(t_1) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda, t_1) \cdot \lambda^2 \cdot d\lambda \quad / \quad \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda, t_1) \cdot d\lambda$$

ainsi que la largeur à mi-hauteur du mode ramenée à une gaussienne soit :

$$\Delta\lambda(t_1) = 2 (2 \ln 2)^{1/2} \cdot (\overline{\lambda^2}(t_1) - \bar{\lambda}^2(t_1))^{1/2}$$

L'application de ces calculs à chaque instant permet la visualisation temporelle de chacun des termes.

La figure 6 représente la réponse temporelle d'un laser BH - DFB à un créneau de courant (figure 6a) et le traitement des données correspondant (figure 6b). Le laser pré-polarisé au

dessus du seuil ($P_0 = 2 \text{ mW}$) est excité par un créneau de courant de 20 mA ($P = 5 \text{ mW}$). Le créneau a un taux de répétition de 100 kHz, de durée 1.5 ns, et est symétrique (temps de montée = temps de descente = 110 ps). Un spectre est dessiné toutes les 40 ps. Le signal est détecté par un montage série et permet de visualiser le courant continu. Les traces fantômes de mode continu durant l'application du créneau sont dues à l'amplificateur DC-7000 HL, ne présentant pas le même gain en continu qu'en transitoire et favorise ainsi la composante continue.

Le traitement des données permet (figure 6b) de voir nettement sur la réponse transitoire une symétrie due au système parasite du laser, et un déplacement de 1.2 Å de la longueur d'onde du mode laser.

II.4. CIRCUITS DE DETECTION

Les photodiodes employées sont des PIN à éclairage face arrière méso ou planar, de diamètre 70 μm fabriquées de manière standard par ALCATEL, de bande passante de l'ordre de 6 GHz, et des photodiodes de diamètre 25 ou 50 μm de fréquence de coupure à -3dB supérieure à 18 GHz conçues dans le cadre de cette thèse (chapitre IV).

Dans les bancs de mesure réalisés ou utilisés pendant la durée de la thèse, deux circuits ont été couramment employés (figure 7), avec un oscilloscope pour la visualisation des signaux dans le domaine temporel. Le premier dit montage "série", la photodiode est montée sur une ligne 50 Ω . en série avec la source de polarisation et la tête d'échantillonnage. Ce montage, présente l'avantage de posséder un coefficient de réflexion électrique faible assurant une déformation minimale du signal, et permet aussi de visualiser le niveau optique continu facilitant ainsi une calibration de puissance optique émise par le laser.

Par contre, il est intrinséquement moins rapide que l'autre montage car chargé par 100 Ω . Le deuxième montage dit "parallèle", la photodiode est montée à l'extrémité d'une ligne 50 Ω . La source de polarisation et la tête d'échantillonnage sont placées en parallèle sur la photodiode séparées par le "T" de polarisation.

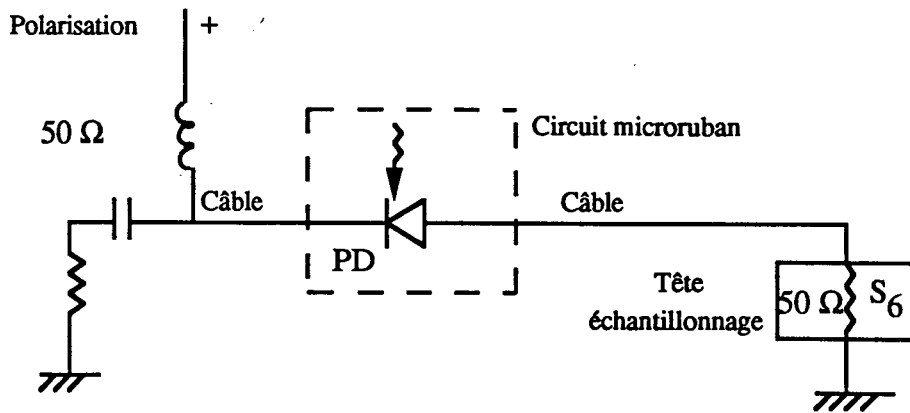


Figure 7.a : circuit de détection de type "série"

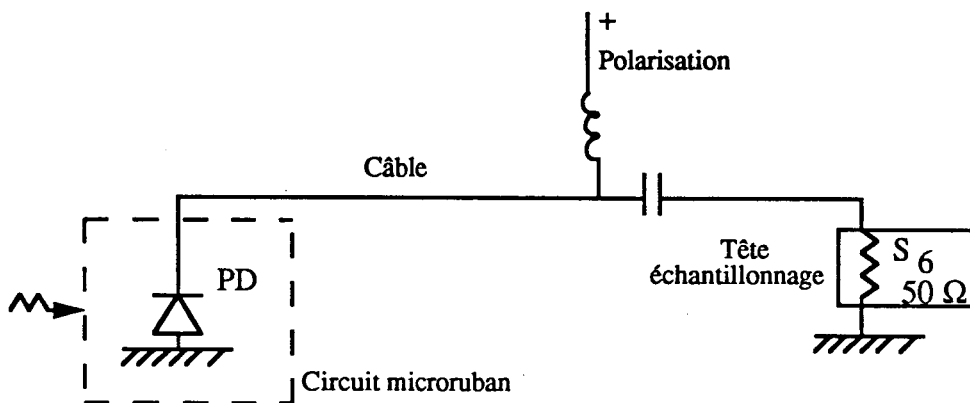


Figure 7.b : circuit de détection de type "parallèle"

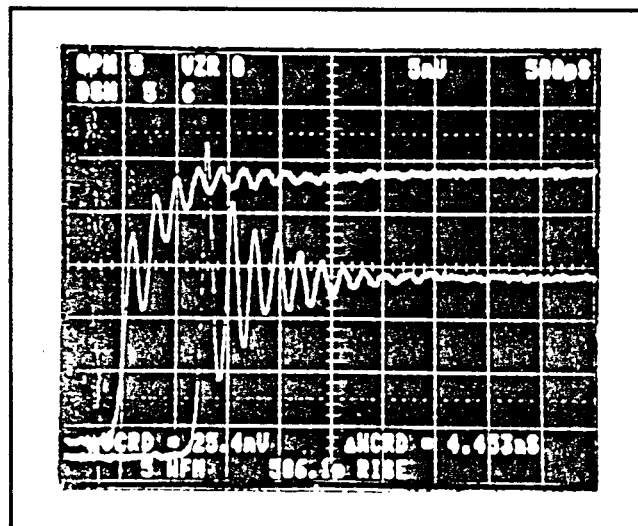


Figure 8 : réponse transitoire d'un laser prépolarisé

- a) sous le seuil
- b) au-dessus du seuil

II.5. CIRCUITS DE MODULATION LASER

L'embase laser est placée à l'extrémité d'un câble coaxial semi-rigide de bande passante 18 GHz et refroidie par un élément peltier contrôlant la température à mieux que 0.1°C. Selon que nous travaillons en modulation sinusoïdale large bande ou en transitoire, nous employons deux circuits différents testés à l'analyseur de réseau jusqu'à 6 GHz en transmission et en réflexion.

Circuit de modulation laser en modulation sinusoïdale

L'âme centrale du câble coaxial semirigide est posée sur l'alumine de l'embase laser de telle façon que toute l'extrémité de l'âme repose sur celle-ci afin de minimiser la désadaptation. Le circuit testé à l'analyseur montre une atténuation de 1 dB en transmission à 6 GHz et une réflexion de - 15 dB. Lorsque le circuit est bouclé sur un composant laser l'onde incidente est réfléchie à 90 %, afin que l'onde réfléchie ne perturbe pas le fonctionnement du wobulateur, un atténuateur est installé en sortie du wobulateur.

Circuit de modulation laser en transitoire

Afin que le créneau soit utilisé au maximum pour moduler le composant, une résistance de charge de 50 Ω est inséré sur l'âme centrale du câble semi-rigide. L'onde incidente est réfléchie à 1 % (20 dB) jusqu'à 6 GHz.

II.6. EFFET DE LA REALIMENTATION OPTIQUE

Les lasers semiconducteurs sont sensibles aux réalimentations optiques provenant de diverses réflexions du faisceau de lumière entre l'émetteur et le récepteur. Les réalimentations optiques se traduisent par un niveau de bruit accru en mesure temporelle, et dans la mesure sinusoïdale par des pics de résonance dont l'écart est caractéristique de la longueur de la zone où est située la réalimentation. Elles perturbent fortement les mesures et faussent l'analyse des résultats.

Le faisceau de lumière suit un parcours constitué par une optique de couplage de la lumière qui crée un faisceau de lumière parallèle, le laser étant positionné au point objet de l'optique. Puis une optique de couplage recueille la lumière et la focalise sur la photodiode placée au point image. Sur ce trajet, des réflexions sont générées en trois zones :

- zone 1 : face avant du laser et optique de couplage
- zone 2 : entre les deux optiques de couplage
- zone 3 : optique de couplage et face d'entrée de la photodiode.

Pour s'affranchir des réflexions, dans les zones 1 et 3, nous utilisons des optiques de couplage (objectifs de microscope) traitées anti-reflet et dans la zone 2 un isolateur optique constitué d'un polariseur et d'une lame quart d'onde qui assure une isolation de 30 dB. Les optiques de couplage et l'isolateur optique sont centrés sur 1.5 μm .

III. CARACTERISTIQUE DES ECHANTILLONS ETUDIES

Nous caractérisons, en nous comparant toujours avec une structure conventionnelle, une structure multi-puits quantiques SCMQR de 5 puits en ternaire $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ séparés par des barrières en quaternaire InGaAsP.

Pour déterminer le gain différentiel, nous étudierons l'influence pour une structure SCMQR de :

- la structure horizontale (BH, Ridge).
- la composition des barrières 1.3 μm ou 1.18 μm .

Les caractéristiques des composants de type Fabry-Pérot sont regroupées tableau 1 pour les dimensions des puits et des barrières des structures SCMQR et tableau 2 pour les paramètres géométriques de toutes les structures (SCMQR et conventionnelles). La détermination du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons est réalisée sur des composants précédemment testés lors de la détermination du gain différentiel.

L'étude de la variation de la longueur d'onde d'émission a porté sur des lasers DFB dont les caractéristiques sont reportées tableau 3. La structure SCMQR est composée de 5

puits d'épaisseur 90 Å séparés par des barrières de composition 1.18 μm d'épaisseur 80 Å. La longueur d'onde d'émission λ_B des lasers DFB est suffisamment proche de la longueur d'onde maximale de la courbe de gain λ_p (tableau 3) pour que les paramètres ϵ et a déterminés pour les lasers Pérot -Fabry puissent être correctement utilisés.

structures verticales	SCMQW à 5 puits		
structures horizontales	BH	Ridge	PBH [24]
largeur des puits L_z (Å)	80	80	70
largeur des barrières L_b (Å)	80	80	60
composition des barrières λ_g (μm)	1.3	1.3	1.18

Tableau 1 : Caractéristiques géométriques des structures SCMQW étudiées.

structures verticales	conventionnelle	SCMQW à 5 puits		
structures horizontales	BH	BH	Ridge	PBH [24]
épaisseur d de la couche active (μm) (somme des épaisseurs des puits)	0.1	0.04	0.04	0.035
facteur de confinement Γ_a	0.18	0.08	0.08	0.07
largeur du ruban w (μm)	2.4	3.4	2.8	2.25
épaisseur de la cavité optique (μm)	0.1	0.25	0.25	0.26

Tableau 2 : Paramètres géométriques généraux liés aux structures étudiées.

paramètres	structure conventionnelle	structure SCMOW	unités
L	800	800	μm
W	2.3	1.3	μm
d	0.08	0.045	μm
rendement quantique extérieur	0.22	0.18	
$ \lambda_B - \lambda_p $	7	3	nm
Γ_a	0.11	0.095	
longueur d'onde d'émission	1.54	1.56	μm

Tableau 3 : Caractéristiques des lasers DFB caractérisés en réponse FM.

IV. DETERMINATION EXPERIMENTALE DU GAIN DIFFERENTIEL ET DE LA SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS.

Nous aborderons la détermination expérimentale de deux paramètres essentiels à la connaissance des propriétés dynamiques des lasers, en utilisant la mesure de la fréquence des oscillations de relaxation pour la détermination du gain différentiel a d'une part et d'autre, par une méthode originale de mesure des points d'intersection des harmoniques, le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons ϵ .

Nous comparerons ainsi les structures conventionnelles-SCMQW. Nous estimerons également la fréquence de résonance ultime pouvant être atteinte par ces structures.

IV.1. DETERMINATION DU GAIN DIFFERENTIEL

IV.1.1. CONDITIONS EXPERIMENTALES

Nous avons vu, chapitre II paragraphe III.2.2, qu'il existait une relation simple équation II-17 liant le gain différentiel a au carré de la fréquence de résonance soit :

$$f_R^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} v_g (a - K_0) \frac{S_0}{t_p}$$

(II-17)

Ainsi la mesure de la variation de la fréquence de résonance avec la puissance optique émise par le laser, permet d'évaluer le gain différentiel.

Deux méthodes permettent de mesurer la fréquence de résonance, la mesure de la fonction de transfert en régime de modulation sinusoïdale et la réponse transitoire avec la mesure des oscillations de relaxation. La mesure de la fonction de transfert présente trois inconvénients notables :

- l'amortissement du pic de résonance rend difficile dans certains cas de préciser la valeur de la fréquence de résonance.

- les éléments parasites intervenant dans la structure déplacent vers des fréquences plus faibles le pic de résonance accroissant l'erreur sur la fréquence de résonance.
- le laser est polarisé en continu jusqu'à des valeurs de courant importantes (10 fois le courant de seuil) et des phénomènes thermiques intervenant dans la cavité ont pour effets globaux de réduire la fréquence de résonance [5], en réduisant le gain différentiel.

La fréquence de résonance peut aussi se déduire des oscillations de relaxation observées dans la réponse transitoire. Comparée avec la méthode de la mesure de la fonction de transfert nous pouvons, en grande partie, nous affranchir de ces inconvénients.

Nous avons représenté figure 8 la réponse transitoire d'un laser prépolarisé sous le seuil et prépolarisé au-dessus du seuil. Le laser prépolarisé au-dessus du seuil présente une réponse transitoire où les oscillations de relaxations sont perturbées par le temps de montée du créneau de courant, le circuit d'attaque laser et les éléments parasites du composant. Lorsque le laser est prépolarisé sous le seuil, il apparaît un retard τ_d lié au temps nécessaire pour que la densité de porteurs atteigne sa densité seuil, et la population de photons [6], exprimée analytiquement sous la forme :

$$\tau_d = t_n \ln \left[\frac{I_s - I_0}{I_p - I_s} \right]$$

ou I_p est le courant final atteint par le créneau de courant modulant

I_0 est le courant de prépolarisation continu

I_s est le courant seuil du composant.

De cette façon, en prépolarisant le laser sous le seuil, il est possible, si ce retard est inférieur à la constante de temps imposée par les éléments parasites, de minimiser l'effort des éléments parasites à la montée sur la réponse transitoire. De plus, le fonctionnement impulsionnel à faible taux de répétition (un créneau de 20 ns toutes les 10 μ s) permet d'éviter les problèmes d'échauffement de la jonction.

Les oscillations de relaxation restent nettement discernables à forte injection de courant au contraire de la mesure de la fonction de transfert où les éléments parasites associés au composant et la saturation du gain avec la densité de photons atténuent fortement le pic de résonance.

Pour ces raisons, nous avons choisi de mesurer la fréquence de résonance des composants à partir des réponses transitoires. Le problème expérimental important est la détermination précise de la puissance émise atteinte au sommet du créneau de courant.

La caractérisation d'un composant se découpera en deux étapes :

- mesure de la fréquence des oscillations de relaxation en fonction de la puissance électrique délivrée par le générateur de créneaux en employant le détecteur "parallèle" (paragraphe III.4) large bande (fréquence de coupure à -3 dB > 18 GHz).
- dans les mêmes conditions de polarisation du composant, calibration avec le détecteur "série" (paragraphe III.4) de la puissance optique en fonction de la puissance électrique délivrée par le générateur de créneaux.

IV.1.2. DETERMINATION EXPERIMENTALE DU GAIN DIFFERENTIEL

Nous avons comparé les caractéristiques f_R en fonction de la racine carrée de la puissance émise pour une structure conventionnelle BH et une structure SCMQW-BH de même longueur et de caractéristiques puissance-courant continu voisines (figure 9). Pour les deux lasers, nous observons une variation linéaire de f_R en fonction de \sqrt{P} conformément à la relation II-17 :

$$f_R^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} v_g (a-K_0) \frac{S_0}{t_p}$$

(II-17)

La densité de photons S_0 s'exprime en fonction de la puissance optique émise pour une face P sous la forme :

$$S_0 = \frac{2 \Gamma_a}{h\nu V_a} P t_p \frac{\alpha_{total}}{\alpha_M}$$

(III-1)

En reportant la relation III-1 dans la relation II-17, nous obtenons l'expression :

$$f_R^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{2 \Gamma_a}{h\nu V_a} \frac{\alpha_{\text{total}}}{\alpha_M} v_g (a - K_0) P \quad (\text{III-2})$$

reliant f_R^2/P au gain différentiel net $(a - K_0)$.

La structure SCMQR (figure 9) présente une pente f_R/\sqrt{P} 1.6 fois plus grande que celle de la structure conventionnelle. D'après la relation III-2, les composants ayant le même rapport Γ_a/V_a et les autres paramètres sensiblement identiques, la différence de pente f_R/\sqrt{P} ne peut être due qu'au gain différentiel net $(a - k_0)$. Nous obtenons, de cette façon, par comparaison une première valeur du gain différentiel net pour la structure SCMQR sachant que le gain différentiel net d'une structure conventionnelle est compris entre $2.2 - 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, soit :

$$(a - K_0)_{\text{SCMQR}} \approx 6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Nous observons l'accroissement du gain différentiel prévu pour la structure SCMQR. Il serait intéressant de déduire plus précisément le gain différentiel a de la structure en développant l'expression III-3

Le rapport $\alpha_{\text{total}}/\alpha_M$ est défini par :

$$\frac{\alpha_{\text{total}}}{\alpha_M} = \left(1 + \frac{K_0}{a - K_0} \right) \left[1 + \frac{\alpha_s + (1 - \Gamma_a) \alpha_{\text{CL}} + \Gamma_a K_0 N_t L}{\ln \frac{1}{R}} \right] \quad (\text{III-3})$$

En reportant l'expression III-3 dans l'équation III-2, nous obtenons une relation de la forme :

$$S = f_R^2 / P = \frac{1}{(2\pi)^2} v_g \frac{2\Gamma_a}{h\nu w d} a \left[\frac{1}{L} + \frac{\alpha_{int}^*}{\ln \frac{1}{R}} \right] \quad (\text{III-4})$$

avec $\alpha_{int}^* = \alpha_s + (1 - \Gamma_a) \alpha_{ext} + \Gamma_a K_0 N_t$

Dans la mesure où a est constant, ce qui constitue l'hypothèse de base de notre analyse, on constate que le paramètre S varie linéairement en fonction de $1/L$. Suivant cette hypothèse, la pente de la droite $S = f(1/L)$ permet de déterminer a et l'ordonnée à l'origine les pertes à la transparence α_{int}^* .

Nous avons reporté, pour des lasers de différentes structures, les paramètres S en fonction de $1/L$. On observe en général (figure 10) une variation linéaire conformément aux prévisions théoriques, ceci nous a permis de déterminer pour chaque structure la valeur du gain différentiel a et les pertes à la transparence α_{int}^* (tableau 4).

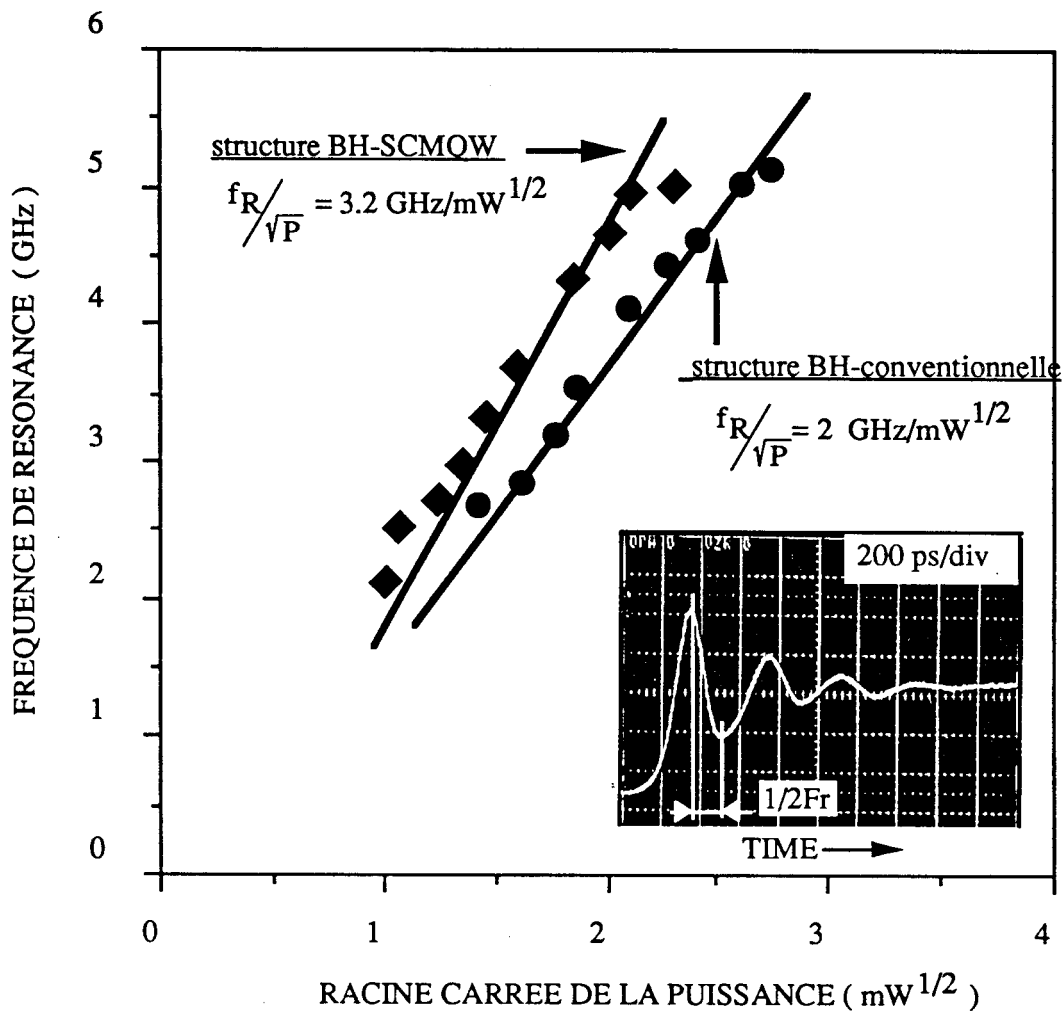


Figure 9 : comparaison de la variation de la fréquence de résonance en fonction de la racine carrée de la puissance lumineuse émise d'une structure SCMQW et d'une structure conventionnelle ,de même technologie , $L \sim 400\mu\text{m}$

	dg/dN (10 ⁻¹⁶ cm ²)	* α_{int} (cm ⁻¹)
structure conventionnelle	2.6	20
SCMQW-Ridge barrières 1.3 μm	7.9	42
SCMQW-BH barrières 1.3 μm	8.1	9
SCMQW-PBH barrières 1.18 μm	9.4	4

Tableau 4 : Récapitulatif des mesures réalisées sur les différentes structures.

Nous remarquons en particulier (figure 10, tableau 4) :

- les structures SCMQW ont un gain différentiel 3 à 3.6 fois plus élevé que la structure conventionnelle.
- les valeurs plus élevées des paramètres S de la structure Ridge sont attribuées aux pertes internes plus élevées dues à l'absorption de la lumière dans la métallisation.
- le type de structure horizontale (Ridge ou BH) n'influe pas sur la valeur du gain différentiel a.
- les structures SCMQW à barrières 1.3 μm ont un gain différentiel plus faible que la structure SCMQW à barrières 1.18 μm . Nous pouvons attribuer à cette augmentation du gain différentiel à un meilleur confinement des porteurs dans la structure à barrières 1.18 μm .
- les valeurs de α_{int}^* sont du même ordre de grandeur que celles obtenues en traçant la variation de α_{total}/α_M en fonction de L.

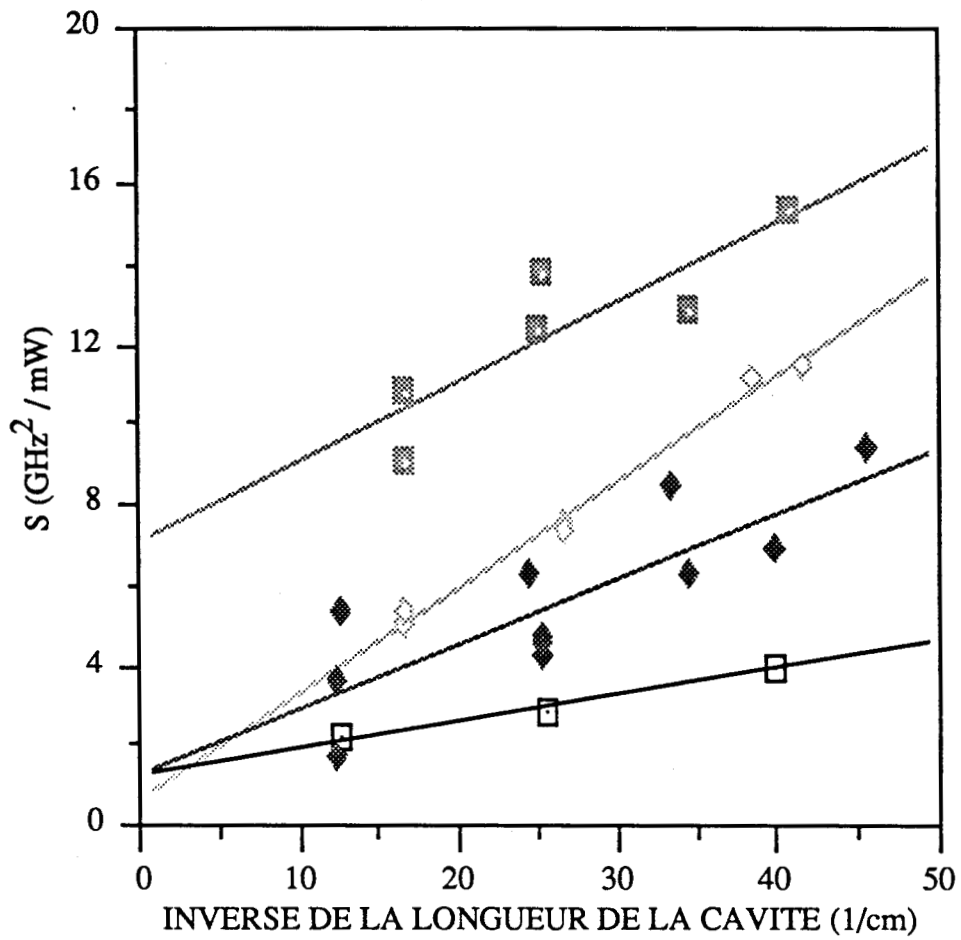


Figure 10 : variation de S en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité pour les structures : \square structure BH-conventionnelle

- \blacklozenge structure Bh-SCMQW
- \blacksquare structure Ridge-SCMQW
- \diamond structure PBH-SCMQW

Nous pouvons estimer K_0 à partir de la valeur du gain différentiel net ($a-K_0$) précédemment déterminée, d'où :

$$K_0 \simeq 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Ceci est en bon accord avec des mesures d'absorption en fonction de la densité de porteurs précédemment publiées [7]. Nous n'avons pas cherché à déterminer le coefficient K_0 à l'origine de la droite S en fonction de $1/L$, en effet α_{int}^* représente la somme des pertes optiques à la transparence :

$$\alpha_{\text{int}}^* = \alpha_s + (1 - \Gamma_a) \alpha_{\text{ext}} + \Gamma_a K_0 N_t$$

Si on tient compte de la pondération par le facteur de confinement et l'incertitude qui existe sur α_s et α_{ext} , la détermination de K_0 déduit de α_{int}^* peut être entâchée de grossières erreurs.

Nous avons reporté tableau 5 les principaux résultats publiés pour les structures conventionnelles et les structures multipuits quantiques. Les valeurs mesurées sont en bon accord avec les résultats publiés pour des structures identiques.

structure	gain différentiel (10^{-16} cm ²)	méthode de mesure
conventionnelle	2.6	cette étude
conventionnelle	2.5	calcul théorique [8]
conventionnelle	2.7	Hakki-Paoli [9]
multiports barrière 1.3	8	cette étude
multiports barrière 1.3	10	Hakki-Paoli [10]
multiports barrière 1.3	10	pompage optique [11]
multiports barrière 1.18	9.4	cette étude
multiports barrière 1.18	10	pompage optique [11]

Tableau 5 : Comparaison des principaux résultats publiés.

IV.2. DETERMINATION DU COEFFICIENT DE SATURATION DU GAIN AVEC LA DENSITE DE PHOTONS.

IV.2.1. METHODE DE MESURE ET CONDITIONS EXPERIMENTALES

Trois méthodes ont jusqu'à présent permis de mesurer le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons ϵ , la mesure de la différence de phase entre la modulation d'amplitude AM et la modulation de fréquence FM [12], la mesure des impulsions optiques générées, en fonction du courant de prépolarisation d'un laser fonctionnant avec une cavité extérieure [13] et la mesure de l'amortissement Γ_d en fonction du carré de la fréquence de résonance [14].

Nous utiliserons une méthode inédite [15] (chapitre II, paragraphe IV.4) basée sur la mesure du point d'intersection des harmoniques générées dans la cavité. L'analyse développée chapitre II permet de prédire le taux de modulation m_{ij} afin que l'harmonique d'ordre i H_i ait la même énergie que l'harmonique d'ordre j H_j pour un coefficient ϵ donné. La génération d'harmoniques et les effets de la saturation du gain avec la densité de photons sont renforcés à la fréquence de résonance du laser, aussi nous fixerons la fréquence de modulation du laser à la fréquence de résonance et observerons en fonction de la puissance électrique injectée l'évolution des énergies des harmoniques H_1 , H_2 et H_3 . De plus, à $f=f_R$, la théorie prédit que :

- les taux de modulation m_{12} , m_{23} , m_{13} correspondant aux points d'intersection des harmoniques H_1 , H_2 , H_3 présentent une dépendance linéaire en fonction du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons ϵ .
- les taux de modulation m_{12} , m_{23} , m_{13} sont peu différents les uns des autres.

La caractérisation d'un composant se déroulera en quatre étapes, compte tenu des remarques précédentes :

- détermination du taux de modulation en fonction de la puissance électrique délivrée par le wobulateur.
- relevé de la fonction de transfert en modulation petits signaux afin de déterminer la fréquence de résonance.

- tracé de l'évolution des harmoniques, le fondamental étant fixé à la fréquence de résonance, en fonction de la puissance injectée et détermination des points d'intersection des harmoniques H_1 , H_2 et H_3 .
- calcul du taux de modulation correspondant à l'intersection des harmoniques et comparaison avec les courbes théoriques pour la détermination du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons ϵ correspondant.

La détermination du taux de modulation m , est important pour donner la précision du coefficient ϵ , m est défini par :

$$m = \frac{i_1}{P_0} \eta_{\text{ext}}$$

avec P_0 puissance lumineuse émise au point de fonctionnement du composant, η_{ext} le rendement différentiel par face (exprimé en W/A) et i_1 est la valeur crête du courant modulant la population de porteurs de la cavité laser. Nous avons donc besoin de déterminer précisément i_1 , car c'est le paramètre principal donné par la théorie. Nous pouvons déterminer i_1 par deux moyens, le premier moyen électrique par la mesure du coefficient de réflexion de la puissance électrique délivrée par le wobulateur sur le laser et un deuxième moyen optique en observant sur un oscilloscope la modulation de puissance générée par le wobulateur en fonction de la puissance électrique.

La détermination de m par la mesure du coefficient de réflexion n'est possible que si la fonction de transfert (S_{12}) du laser ne présente pas de roll-off dû aux éléments parasites à la fréquence de modulation du composant. Dans le cas contraire, nous ne pouvons pas déterminer la fraction de courant i_1 passant dans la cavité laser du courant total passant dans le composant, et la valeur de m sera sur-évaluée.

La détermination de m peut être réalisée par des moyens optiques, en déterminant d'abord la contribution des éléments parasites à la réponse optique d'un laser par la mesure de la fonction de transfert en modulation "petits signaux". Ensuite, en employant le détecteur "série", paragraphe II.4, à $f = 200$ MHz. Nous relevons sur l'oscilloscope la valeur de i_1 en fonction de la puissance délivrée par le wobulateur. Finalement, nous corrigeons le taux de modulation à $f = f_R$ en tenant compte de la contribution des éléments parasites.

IV.2.2. DETERMINATION EXPERIMENTALE DU COEFFICIENT ϵ

Nous déterminons le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons ϵ pour des lasers Pérot-Fabry de structure SCMOW à 5 puits de barrière de composition $1.18 \mu\text{m}$ (PBH-MOMBE [24]) et de structure conventionnelle (BH) de longueurs respectives $375 \mu\text{m}$ et $390 \mu\text{m}$ dont les paramètres de cavité laser sont décrits tableaux 1 et 2 (paragraphe III).

Les résultats expérimentaux sont regroupés tableau 7 pour la structure SCMOW, tableau 6 pour la structure conventionnelle. Nous avons reporté les taux de modulation et le coefficient ϵ correspondant aux différentes puissances lumineuses émises P_0 , nous constatons que :

- le taux de modulation correspondant aux points d'intersection des harmoniques de la structure conventionnelle est inférieur à celui de la structure SCMOW, indiquant ainsi que le coefficient ϵ attendu est plus important dans la structure SCMOW.
- la dispersion des valeurs du coefficient ϵ correspond à l'incertitude sur la mesure du taux de modulation, mais le coefficient élevé pour $P_0 = 1 \text{ mW}$ peut être attribué à une contribution du taux d'émission spontanée couplé au mode laser.
- le coefficient ϵ de la structure SCMOW est trois fois plus important que celui de la structure conventionnelle.

Puissance émise (mW)	Taux de modulation (%)	Coefficient ϵ (10^{-23} m^3)
1	100	3.3
2	80	2.3
3	75	1.9
4	95	2.4

Tableau 6 : Caractéristiques expérimentales de la structure conventionnelle.

Puissance émise (mW)	Taux de modulation (%)	Coefficient ϵ (10^{-23} m^3)
1	115	8
2	140	7.4
3	135	6.1

Tableau 7 : Caractéristiques expérimentales de la structure SCMQR.

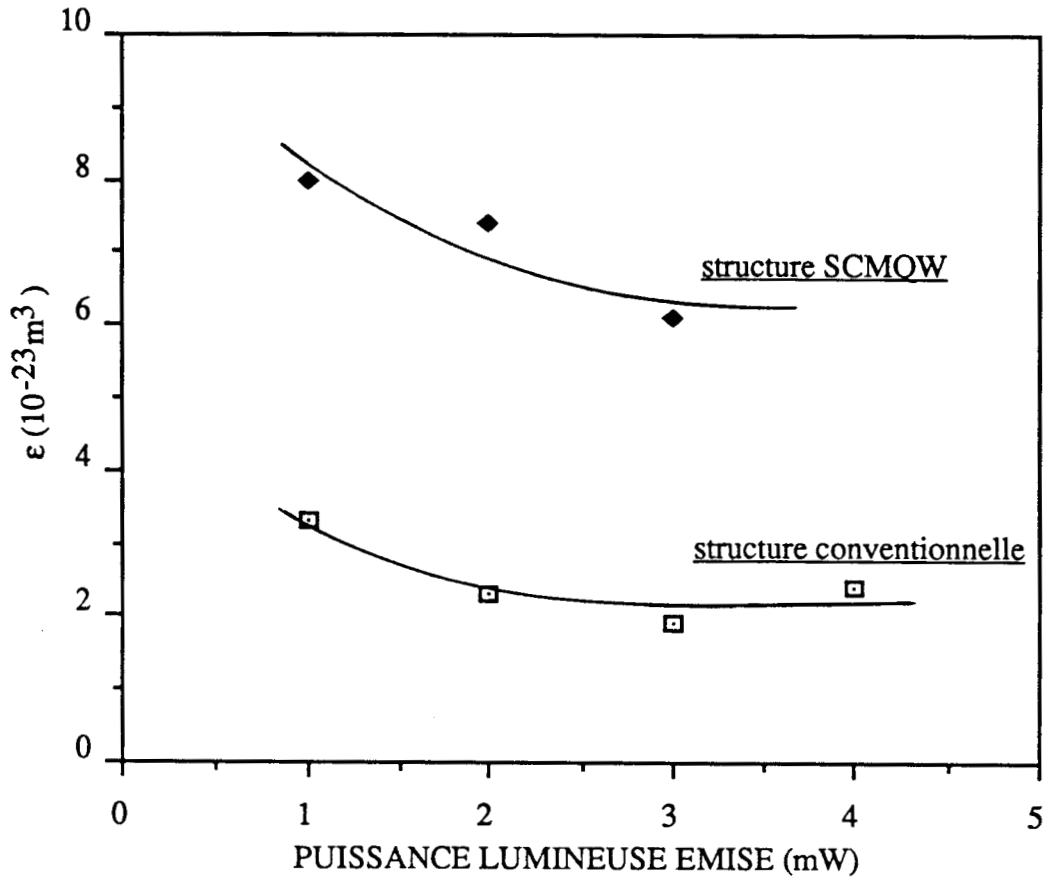


Figure 11 : évolution du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons en fonction de la puissance pour les structures étudiées

Nous avons tracé figure 11, la dépendance du coefficient ϵ avec la puissance optique pour les deux structures. Nous prendrons pour la suite le coefficient ϵ constant défini aux puissances optiques élevées soit :

- structure conventionnelle : $\epsilon \simeq 2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$
- structure SCMOW : $\epsilon \simeq 6 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$

La connaissance des paramètres ϵ et a permet d'évaluer la fréquence de résonance maximale des structures ainsi que d'étudier les phénomènes de fluctuation de la longueur d'onde lors de la modulation de la population de porteurs.

IV.2.3. EVALUATION DE LA FREQUENCE DE RESONANCE MAXIMALE DES STRUCTURES ETUDIEES.

La détermination du gain différentiel et du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons permet l'évaluation de la fréquence de résonance maximale f_R^{\max} des deux types de structures, soit (équation II-21) :

$$f_R^{\max} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi} \frac{v_g a}{\epsilon}$$

La fréquence de résonance maximale f_R^{\max} sera pour les deux structures de l'ordre de $f_R^{\max} \simeq 30 \text{ GHz}$. Ce résultat est en bon accord avec la valeur de OLSHANSKY [16] pour une structure conventionnelle et avec WESTBROOK [17] pour une structure SCMOW.

Cela implique que pour les lasers $1.5 \mu\text{m}$ réalisés dans le système GaInAsP/InP, le terme K de la loi $\Gamma_d = K f_R^2$ (chapitre II, paragraphe III.2.4) est identique quelque soit

la structure conventionnelle ou SCMOW (avec $t_p \simeq \frac{1}{7} \frac{\epsilon}{v_g a}$)

En supposant une variation linéaire de l'amortissement avec la puissance, nous pouvons déterminer la puissance optique optimum nécessaire pour atteindre cette fréquence de résonance maximale (tableau 8). L'intérêt de la structure SCMQW est, qu'étant donné la pente f_R/\sqrt{P} plus importante, la fréquence de résonance maximale est atteinte à des puissances plus faibles, pour les lasers testés, la puissance nécessaire pour la structure SCMQW est 2.3 fois plus petite, 107 mW au lieu de 242 mW.

Structure ($L \simeq 400 \mu\text{m}$)	f_R/\sqrt{P} (GHz/mW ^{1/2})	P_{optimum} (mW)
SCMQW	2.7	107
Conventionnelle	1.8	242

Tableau 8 : Valeurs optimum de puissances lumineuses pour atteindre la fréquence de résonance maximale.

IV.2.4. PERFORMANCES DES LASERS SCMQW ET CONVENTIONNELS POUR LES TRANSMISSIONS ANALOGIQUES

Le modèle précédemment développé, chapitre II, incluant l'étude des harmoniques, et la détermination expérimentale du gain différentiel a et du facteur de saturation du gain en fonction de la densité de photons ϵ , nous permet utilement d'estimer les performances attendues des lasers étudiés au regard d'application système utilisant la modulation analogique. Ce type de système a récemment suscité un intérêt accru pour la distribution de canaux de télévision dans le cadre de réseaux locaux. Un exemple typique comporte une distribution de 35 canaux vidéo dans une bande de 45-450 MHz sur des distances de l'ordre de 15 kms. Ce type de transmission trouve son intérêt dans son coût modéré, cependant en raison des faibles distorsions d'harmoniques requis pour la modulation analogique, il impose des contraintes sévères sur les performances des lasers. Ainsi le taux de réjection de l'harmonique d'ordre 2 doit être supérieur à 30 dB par rapport à la

porteuse (-30 dBc), et celui de l'harmonique d'ordre 3 de 60 dB (-60 dBc) ceci pour un taux de modulation optique de 30 % dans la gamme de fréquence 45-450 MHz. Nous présentons à l'aide des figures suivantes les performances estimées des lasers étudiés et discuterons de ces résultats.

Nous avons reporté, figure 12, les réponses normalisées en fréquence (f/f_R) d'une structure conventionnelle et d'une structure SCMOW, à une puissance lumineuse continue $P_O = 5$ mW, dont les paramètres sont regroupés tableau 9. Le taux de réjection des harmoniques de la structure SCMOW est plus faible pour $f/f_R < 0.12$ dû à la saturation du gain avec la densité de photons qui accentue les harmoniques aux basses fréquences (chapitre II, paragraphe IV.2). Les conditions de réjection sont vérifiées pour $f/f_R = 0.1$ pour la structure conventionnelle et $f/f_R = 0.09$ pour la structure SCMOW.

Intrinsèquement, la structure conventionnelle est meilleure qu'une structure SCMOW mais à puissance d'émission continue identique, en raison de sa fréquence de résonance plus importante, la structure SCMOW présente une bande de fréquence d'utilisation plus élevée. A $P_O = 5$ mW, la gamme d'utilisation de la structure SCMOW s'étend du continu à $f \simeq 630$ MHz alors que la gamme de la structure conventionnelle a pour limite supérieure $f \simeq 420$ MHz (figure 13).

Nous voyons ainsi que des spécifications requises, c'est le taux de réjection sur l'harmonique d'ordre 3 qui semble le plus contraignant. En effet jusqu'à des fréquences de 1 GHz l'harmonique d'ordre 2 est bien supérieure au spécification. Nous pouvons remarquer que pour des structures conventionnelles les spécifications requises sur l'harmonique d'ordre 3 dans la gamme 45-450 MHz peut-être juste atteinte à $P_O = 5$ mW mais en fixant un point de fonctionnement plus élevé elles présenteraient comme les structures SCMOW une gamme d'utilisation plus élevée.

L'avantage de la structure SCMOW par rapport à une structure conventionnelle dans un système est qu'elle nécessiterait un courant de polarisation continu inférieur, en raison du courant de seuil plus faible et du gain différentiel élevé qui permet d'obtenir la bande de fréquence 45-450 MHz à plus faible puissance lumineuse émise.

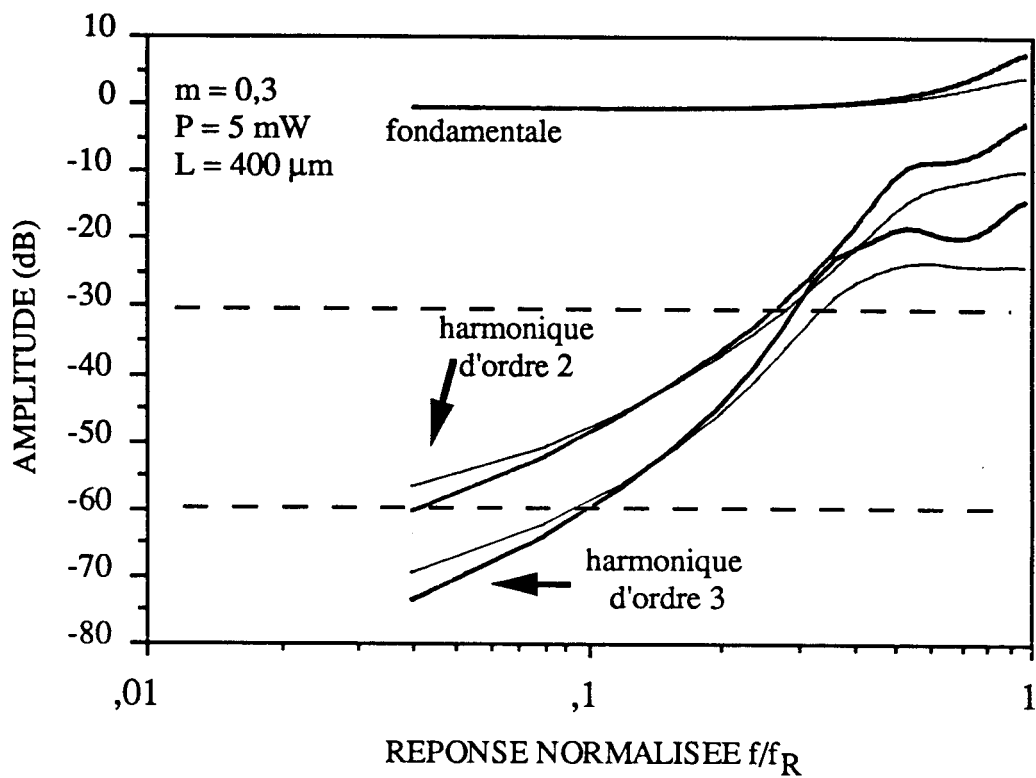


Figure 12 : comparaison d'une structure SCMqw et d'une structure conventionnelle de l'amplitude des harmoniques en fonction de la réponse normalisée (f/f_R)

— structure SCMqw
 — structure conventionnelle

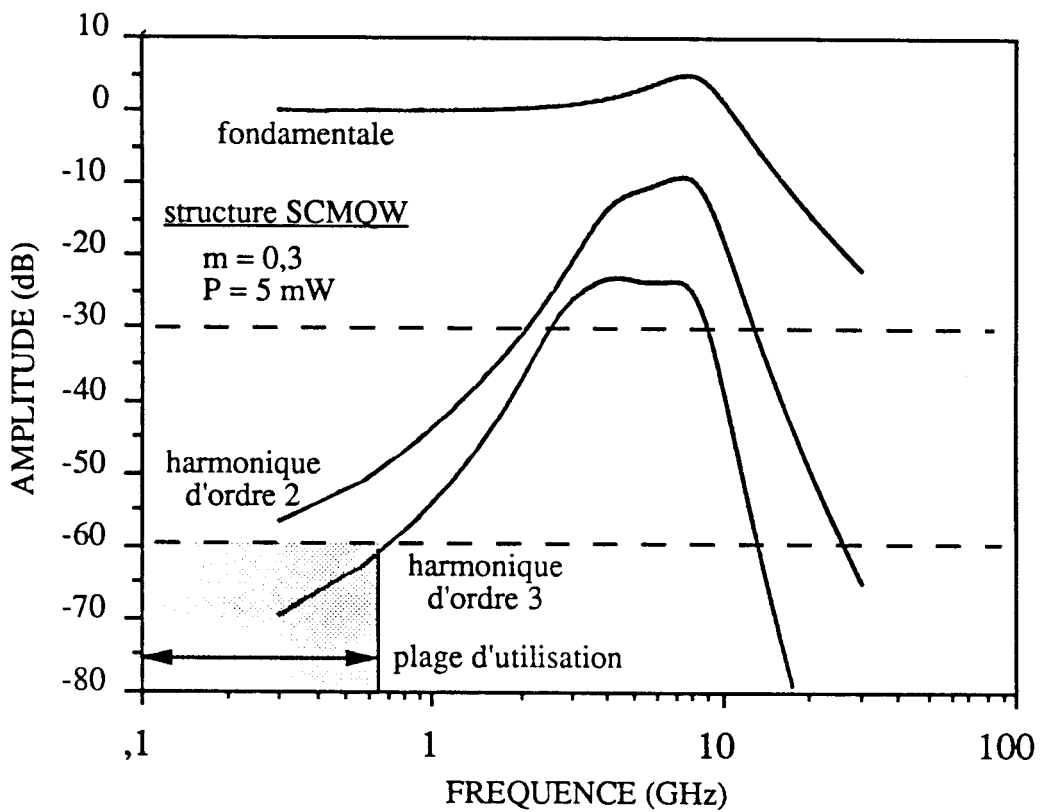
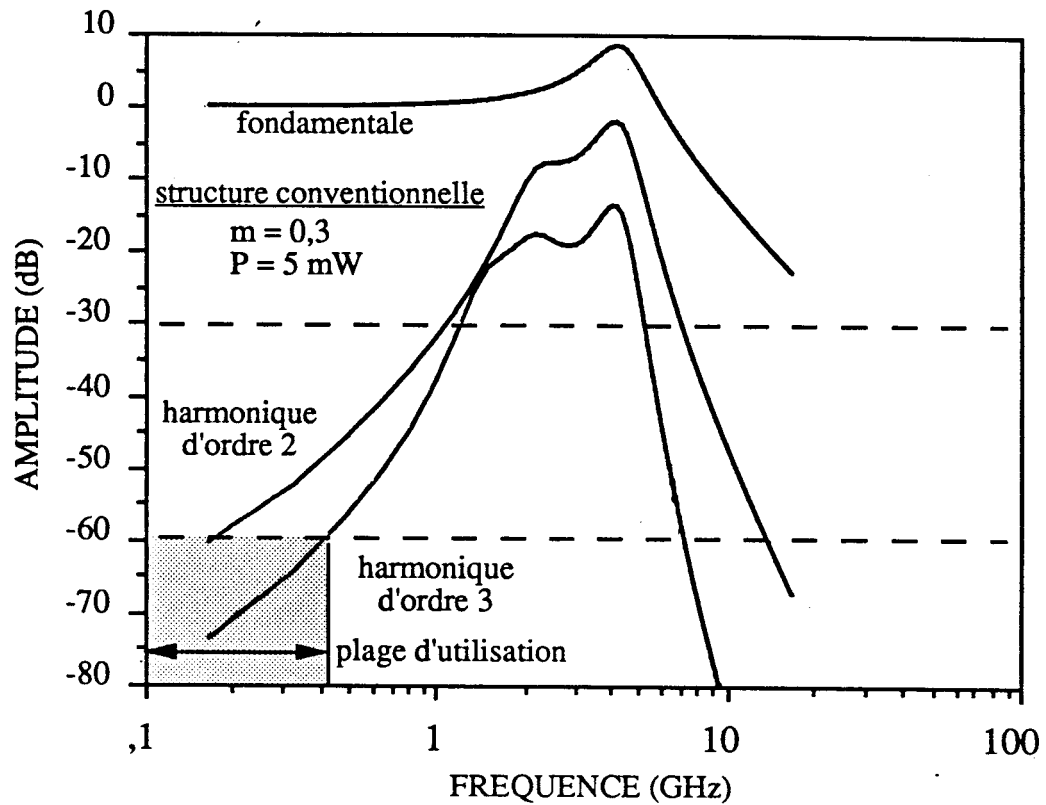


Figure 13 : fonctions de transfert de la fondamentale et des harmoniques d'ordre 2 et 3 pour une structure conventionnelle et une structure SCMOW polarisée à 5 mW sous un taux de modulation de 0,3

Paramètres	Structure conventionnelle	Structure SCMQW (5 puits)	Unités
$dg.dN$	2.6	9	10^{-16} cm^2
ϵ	2	6	10^{-23} m^3
K_0	0.37	1.6	10^{-16} cm^2
β	10^{-4}	10^{-4}	
η_{ext}	0.2	0.2	mW/mA
d	0.1	0.035	μm
w	2	2	μm
L	400	400	μm
Γ	0.18	0.07	

Tableau 9 : Paramètres des structures modélisées.

V. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA VARIATION DE LA LONGUEUR D'ONDE PAR INJECTION DE PORTEURS

Nous aborderons l'analyse du comportement spectral des lasers, en réponse à une modulation sinusoïdale (réponse en modulation de fréquence) et à un créneau de courant (réponse transitoire), en deux temps :

- comparaison d'une structure conventionnelle et SCMQR en réponse de modulation de fréquence après avoir préalablement déterminé les coefficients de variation de l'indice avec les porteurs $d\mu/dN$
- étude de l'effet de la structure horizontale (guidage par l'indice ou par le gain) et de la composition du matériau actif pour des lasers de structure conventionnelle.

V.1. DETERMINATION DU COEFFICIENT DE VARIATION DE L'INDICE AVEC LES PORTEURS $d\mu/dN$ ET EVALUATION DU FACTEUR DE HENRY α_H

Le coefficient de variation de l'indice avec les porteurs $d\mu/dN$ est un paramètre important pour :

- la modulation en fréquence des lasers
- l'évaluation de la fluctuation de la longueur d'onde d'émission du laser
- la détermination du facteur d'élargissement de Henry α_H

$$\alpha_H = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{d\mu}{a dN}$$

Nous avons déterminé le coefficient de variation de l'indice avec les porteurs en mesurant sous le courant de seuil le déplacement des modes [18], près du maximum de la courbe de gain à la longueur d'onde λ_p , en fonction de la densité de courant J injecté. Nous observons que la longueur d'onde d'un mode donné décroît linéairement avec \sqrt{J} (figure

14) sous le seuil puis sature et croît en raison des effets thermiques. La densité de courant J est mesurée sur des lasers à contact large, la pente de la zone linéaire (figure 14) $\frac{d \Delta \lambda}{d \sqrt{J}}$ reportée dans l'expression suivante :

$$\frac{d\mu}{dN} = \frac{n_{\text{groupe}}}{\lambda} \frac{n_{\text{eff}}}{\mu} \frac{1}{\Gamma_a} \sqrt{q d B_{\text{eff}}} \frac{d \Delta \lambda}{d \sqrt{J}}$$

(III-5)

permet de déduire $d\mu/dN$. B_{eff} est le coefficient de recombinaison effectif défini chapitre I paragraphe III.3 de l'ordre de :

- structure conventionnelle : $B_{\text{eff}} \simeq 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$

- structure SCMQR : $B_{\text{eff}} \simeq 4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$

Nos estimations évaluent le coefficient $d\mu/dN$ à :

- structure conventionnelle : $d\mu/dN = 21 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$

- structure SCMQR : $d\mu/dN = 36 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$

soit une variation de l'indice avec les porteurs 1.8 fois plus grand pour la structure SCMQR, en accord avec les résultats de WESTBROOK [10] où il est exprimé d'une façon implicite. Cet accroissement de $d\mu/dN$ pour la structure SCMQR a par ailleurs été observé sur la structure GaAs/GaAlAs [19].

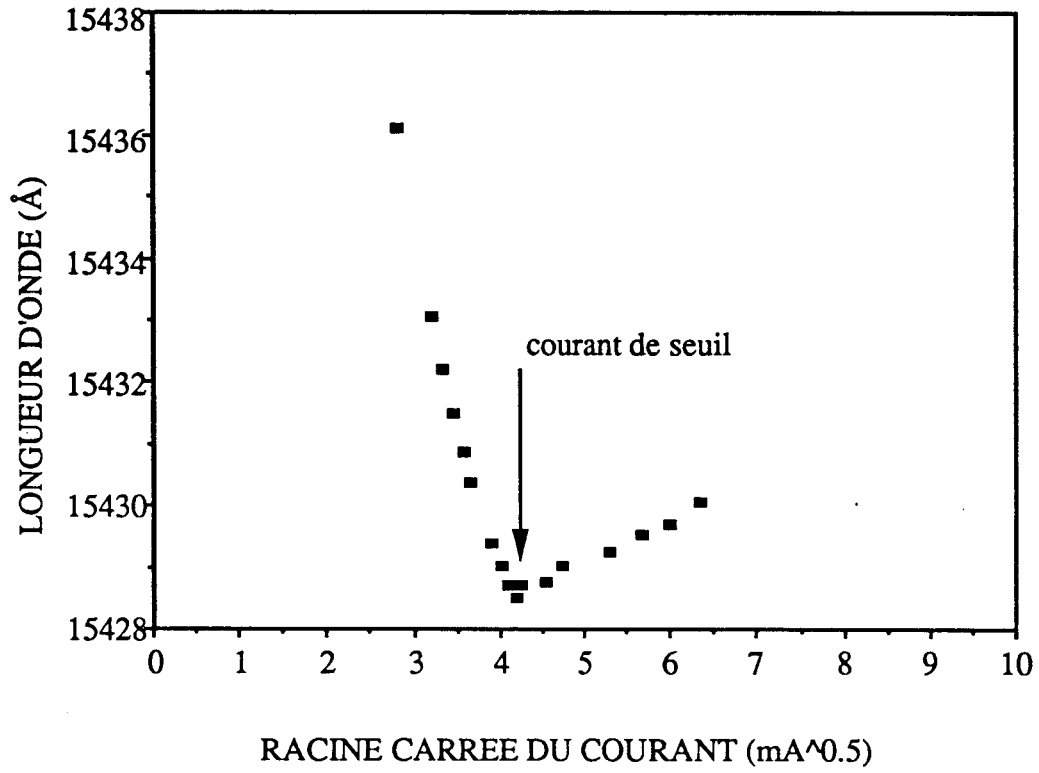


Figure 14 : variation de la longueur d'onde d'un mode en fonction du courant

Evaluation du facteur de Henry α_H

Nous calculons le facteur de Henry α_H traduisant l'effet d'élargissement spectral, pour les structures étudiées, par la définition :

$$\alpha_H = \frac{4 \pi}{\lambda} \frac{d\mu}{dN a}$$

La structure SCMqw présente un facteur de Henry $\alpha_H \simeq 3$ contre une valeur $\alpha_H \simeq 7$ pour une structure conventionnelle. La réduction du facteur de Henry par 2 est en bon accord avec les résultats mesurés [10] et ceux calculés [20] pour $N \simeq 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

V.2. ETUDE DE LA REPONSE FM DES LASERS SCMqw ET CONVENTIONNELS

Nous avons comparé la réponse FM dans la gamme 0.1 - 1 GHz d'un laser DFB conventionnel et d'un laser DFB SCMqw. Les expériences ont été effectuées pour une puissance lumineuse émise $P_0 = 2 \text{ mW}$. Les paramètres des lasers sont reportés tableau 3, nous remarquons que la structure DFB conventionnelle est une structure particulière car son facteur de confinement actif est sensiblement le même que celui de la structure SCMqw pour le double de l'épaisseur de la couche active (en raison de la technologie utilisée), de plus l'écart entre la longueur d'onde λ_B et la longueur d'onde du maximum de la courbe de gain λ_p , $(\lambda_p - \lambda_B)$ est faible cela pour nous permettre d'utiliser les valeurs de a , ϵ et $d\mu/dN$ déterminées précédemment à λ_p . Les mesures sont réalisées en utilisant le banc de mesure de la réponse de la modulation de fréquence décrit au paragraphe II.3.1.

Les résultats expérimentaux reportés figure 15 pour les deux structures montrent que la structure conventionnelle présente une efficacité de modulation $\Delta\nu/\Delta I$:

- plus faible que la structure SCMqw dans la gamme 0.1 - 1 GHz
- qui croît en fonction de la fréquence au contraire de la structure SCMqw qui reste sensiblement constante.

Nous avons reporté figure 15 la simulation théorique étudiée chapitre II paragraphe V.2 décrivant la réponse FM d'une structure en employant les paramètres a , ϵ , $d\mu/dN$ déterminés précédemment, et constatons que les résultats expérimentaux valident notre modèle et les paramètres précédemment mesurés.

Nous pouvons définir à partir de la relation II-40 soit :

$$\frac{\Delta v}{\Delta I} = -\frac{v_g}{\lambda} \frac{d\mu}{dN} \frac{\Gamma_a}{q V_a} \left[\frac{\epsilon}{v_g a} + j \frac{f}{2 \pi f_R^2} \right] \quad (\text{II-40})$$

décrivant la réponse FM d'une structure laser, l'efficacité de modulation $\left(\frac{\Delta v}{\Delta I}\right)_{f=0}$ à une fréquence de modulation nulle soit :

$$\left(\frac{\Delta v}{\Delta I}\right)_{f=0} = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{1}{q} \cdot \frac{\Gamma_a}{v_a} \cdot \frac{d\mu}{dN} \cdot \frac{\epsilon}{a} \quad (\text{III-6})$$

Nous pouvons attribuer les effets expérimentaux observés sur la réponse FM (figure 15) de la structure conventionnelle soit :

- une réponse FM plus faible que la structure SCMQW due à trois phénomènes, un rapport ϵ/a sensiblement constant quelque soit la structure, un rapport Γ_a/V_a de la structure SCMQW 2.6 fois plus grand que la structure conventionnelle dans ce cas particulier et un $d\mu/dN$ 1.8 fois plus grand sur la structure SCMQW que sur la structure conventionnelle.

Soit un rapport théorique global de

$$\left(\frac{\Delta v}{\Delta I}\right)_{f=0}^{\text{SCMQW}} \Big/ \left(\frac{\Delta v}{\Delta I}\right)_{f=0}^{\text{conventionnelle}} = 2.6 \times 1.8 = 4.68$$

que nous retrouvons expérimentalement $\simeq 5$

- une croissance de l'efficacité de modulation en fonction de la fréquence due à la fréquence de résonance de la structure conventionnelle $f_R \simeq 2.4$ GHz alors que la fréquence de résonance de la structure SCMOW est $f_R \simeq 7$ GHz générant une réponse indépendante de la fréquence dans la gamme 0.1 - 1 GHz (figure 16).

Les lasers peuvent être employés dans deux types d'utilisation, les systèmes à détection directe ou à détection cohérente, chacune de ces applications ayant des exigences particulières dans le domaine spectral :

- la détection directe numérique nécessite, de façon à diminuer le nombre de répéteurs sur une liaison longue distance et augmenter le débit de transmission, une fluctuation de la longueur d'onde la plus faible possible due aux oscillations de relaxation lors de la transmission d'un bit. En raison de sa fréquence de résonance plus élevée la structure SCMOW présente un amortissement plus important du pic de résonance. Dans le cas particulier étudié l'efficacité de modulation à la résonance est de 1 GHz/mA pour la structure SCMOW et 1.6 GHz/mA pour la structure conventionnelle.
- la détection cohérente nécessite une efficacité de modulation à basse fréquence élevée et une réponse FM indépendante de la fréquence sur une large gamme. La réponse FM à basse fréquence (< 10 MHz) est fortement perturbée par les effets thermiques [21] tandis qu'à fréquence plus élevée les éléments parasites et la fréquence de résonance la perturbe dans des sens opposés. Nous ne pouvons conclure avec nos mesures sur la réponse à basse fréquence des composants car nous ne nous sommes intéressés qu'aux effets électroniques. Aux fréquences plus élevées, le composant nécessite une structure telle que les éléments parasites n'influent pas sur la réponse et une fréquence de résonance grande. La structure conventionnelle peut, en réduisant la longueur de la cavité, réunir les conditions exigées efficacité de modulation élevée et réponse FM indépendante de la fréquence sur une large gamme comme une structure SCMOW mais en raison du $d\mu/dN$ plus grand sur la structure SCMOW à Γ_a/V_a identique une structure SCMOW aura une efficacité de modulation plus forte ainsi qu'une fréquence de résonance plus élevée. Globalement nous ne pouvons pas conclure sur la prédominance d'une structure par rapport à l'autre, les deux pouvant potentiellement réunir les deux conditions.

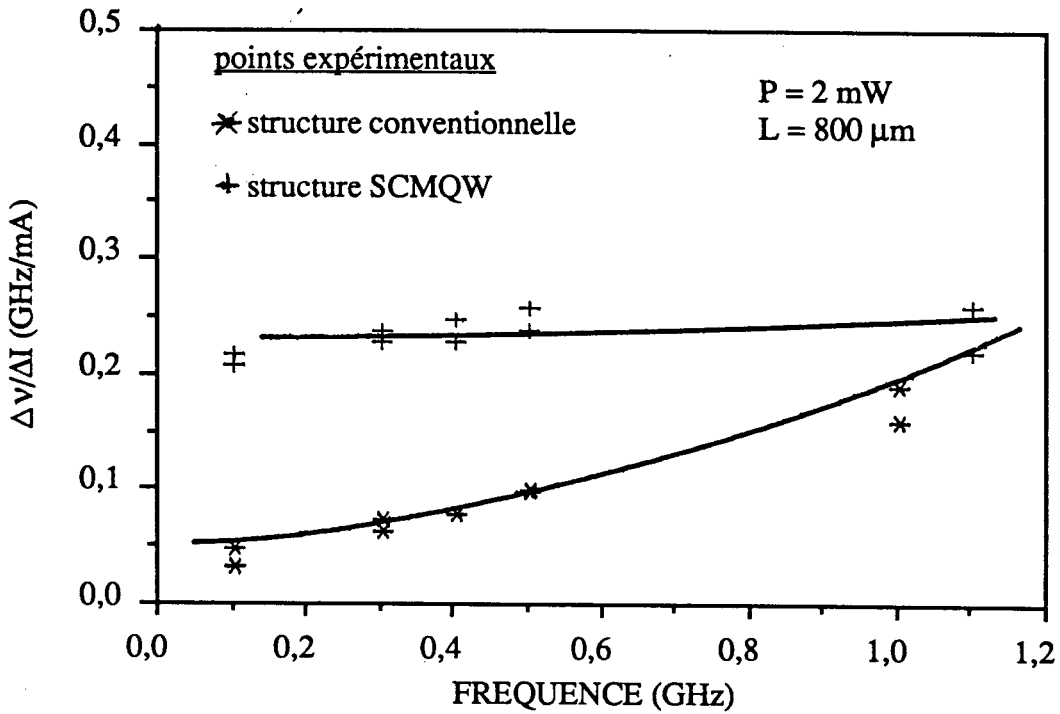


Figure 15 : réponse expérimentale en modulation de fréquence d'une structure conventionnelle et d'une structure SCMQR, comparaison avec les courbes théoriques (trait plein)

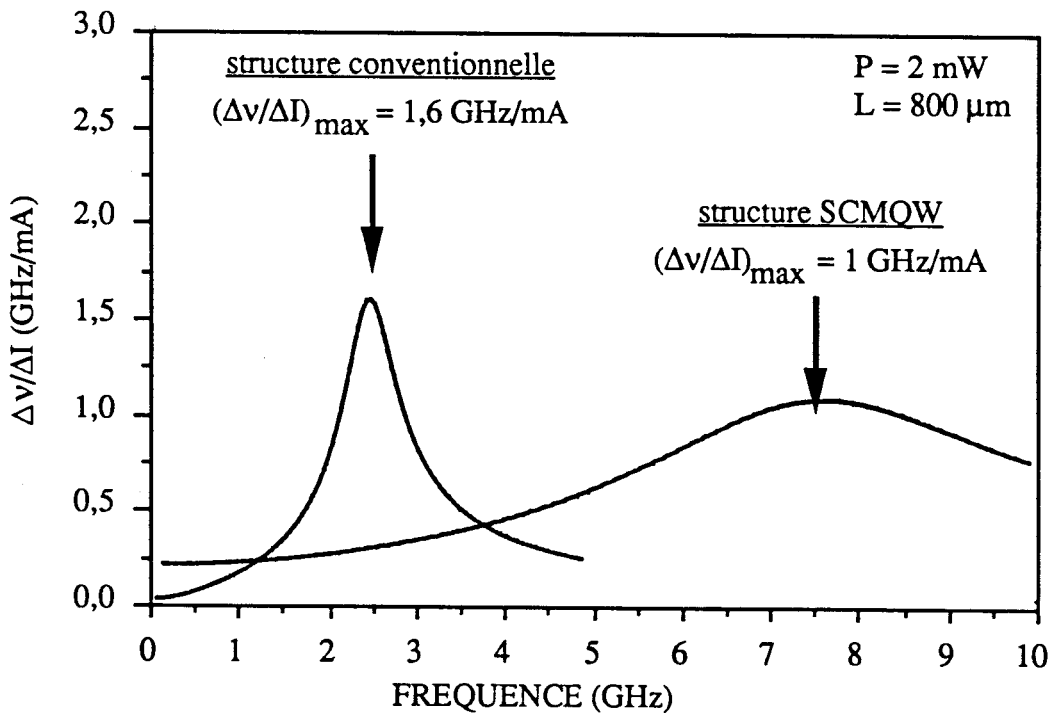


Figure 16 : courbes théoriques comparant la réponse en modulation de fréquence de la structure conventionnelle et de la structure SCMQR caractérisés

V.3. INFLUENCE DE LA STRUCTURE HORIZONTALE ET DE LA COMPOSITION DU MATERIAU ACTIF SUR LA FLUCTUATION DE LA LONGUEUR D'ONDE.

Par la méthode des spectres résolus dans le temps (paragraphe II.3.2) nous étudions dans les mêmes conditions expérimentales (lasers prépolarisés de 1.02 à 1.05 fois le courant de seuil et modulant avec un créneau de courant polarisant les lasers à 5 mW), trois structures :

- structure DCPBH émettant à 1.3 μm
- structure BH émettant à 1.55 μm
- structure RIDGE émettant à 1.55 μm

Les structures DCPBH et BH sont des structures enterrées à fort guidage par l'indice latéralement à la couche active, elles nous permettent d'analyser l'influence de la composition du matériau actif. Tandis que la comparaison entre la structure RIDGE où le confinement latéral est plus faible que celui de la structure BH permet d'analyser l'effet de la structure horizontale.

Les lasers testés sont des DFB présentant des taux de réjection du mode principal par rapport aux modes secondaires de l'ordre de 40 dB.

Structure DCPBH

La réponse transitoire (figure 17), réalisée dans les mêmes conditions de caractérisation que pour les spectres résolus dans le temps, montre un temps de descente de 340 ps et des oscillations de relaxation faiblement amorties.

Le mode laser fluctue de $\partial\lambda = 1.2 \text{ \AA}$ autour de sa position d'équilibre à 5 mW (figure 17), dû au faible amortissement des oscillations de relaxation. Nous observons en particulier, le déphasage d'un quart de période entre les oscillations de relaxation de la longueur d'onde (densité de porteurs) et le flux énergétique (densité de photons). Ce déphasage entre les deux populations a précédemment été observé [3].

Structure BH

Au contraire de la structure DCPBH, les oscillations de relaxation ont totalement disparues de la réponse transitoire du composant (figure 18). Le temps de descente est sensiblement le même, de l'ordre de 325 ps.

La réponse transitoire déduite du spectre (figure 18) est identique à la réponse transitoire, sans oscillations de relaxation visibles. La longueur d'onde fluctue peu et atteint rapidement sa valeur d'équilibre après un $\partial\lambda = 0.2 \text{ \AA}$.

Structure RIDGE

Le temps de descente est de l'ordre de 175 ps, en raison d'un système parasite plus faible que sur les autres structures. Les oscillations de relaxation sont plus visibles sur la réponse transitoire (figure 19). La longueur d'onde varie davantage par rapport à la structure BH d'un écart $\partial\lambda = 0.5 \text{ \AA}$.

Pour chacune des structures nous calculons la largeur spectrale moyenne $\Delta\lambda$ sur 500 ps du mode laser ramené à une gaussienne soit :

$$\frac{1}{\Delta\lambda} = 8 \ln 2 \left[\left(\int_{t,\lambda} \lambda P(\lambda,t) d\lambda dt \right) - \left(\int_{t,\lambda} \lambda P(\lambda,t) d\lambda dt \right)^2 \right]$$

$P(\lambda,t)$ est la variation de la densité spectrale normalisée sur 500 ps. $\Delta\lambda$ permet d'évaluer l'excursion en fréquence du mode laser lors d'une modulation à 2 Gbits/s. Le tableau 10 regroupe, pour les structures considérées, les variations de longueur d'onde du mode $\partial\lambda$ ainsi que les largeurs spectrales moyennes $\Delta\lambda$.

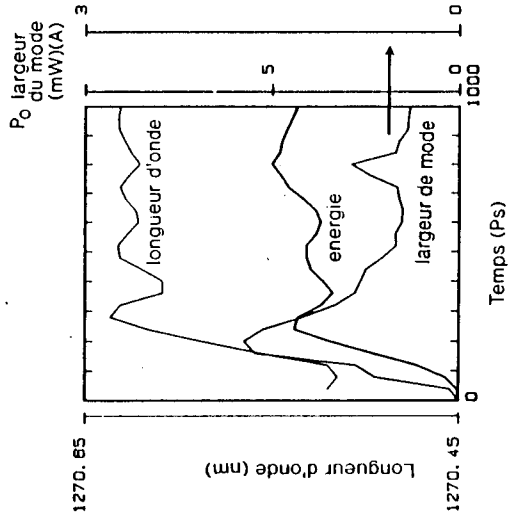
	$\delta\lambda$ (Å)	$\Delta\lambda$ (Å)	λ (μm)
DCPBH	1.2	1.2	1.3
BH	0.2	0.6	1.5
RIDGE	0.5	0.6	1.5

Tableau 10 : Variation expérimentale de la longueur d'onde des différentes structures.

Le chirp "transitoire" observé est fortement dépendant des oscillations de relaxation et de l'amortissement lié à la structure [22]. La structure DCPBH émettant à 1.3 μm présente un faible amortissement comparé à la structure BH émettant à 1.5 μm , pour des composants ayant les mêmes limitations parasites. Deux paramètres sont responsables de la diminution du chirp pour la structure BH 1.5 μm , les pertes totales plus importantes dans la structure BH (100 cm^{-1} au lieu de 40 cm^{-1}) et le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons plus faible dans le matériau 1.3 μm que dans le matériau 1.5 μm (de l'ordre de 10^{-23} m^3 [13] au lieu de $2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$).

La structure RIDGE présente un chirp plus important que la structure BH que nous pouvons attribuer à des paramètres de structures soit :

- un confinement latéral du mode dans la structure RIDGE plus faible que dans la structure BH [21][23]
- la structure RIDGE présente un système parasite moins limitatif que la structure BH expliquant l'amortissement plus faible du RIDGE



Reponse transitoire

$P = 5\text{mW}$ $I_0 = 1.05 \text{ Is}$

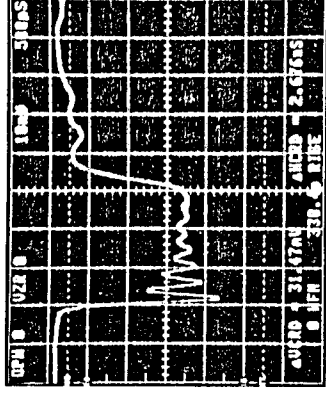
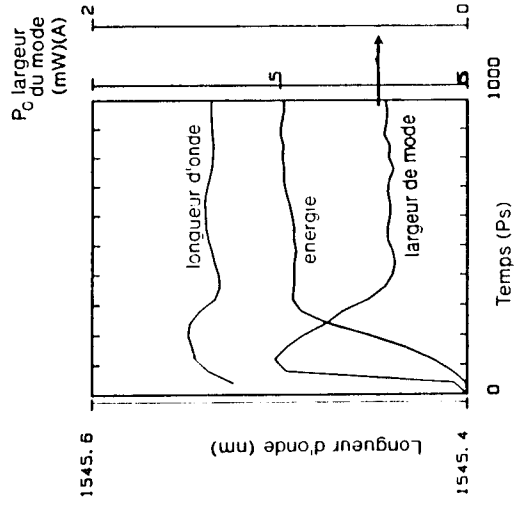


Figure 17 : laser DCPBH émettant à $1.3\mu\text{m}$



Reponse transitoire

$P = 5\text{mW}$ $I_0 = 1.05 \text{ Is}$

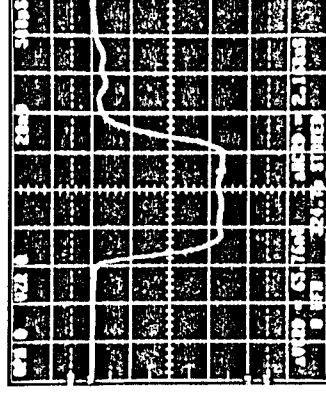
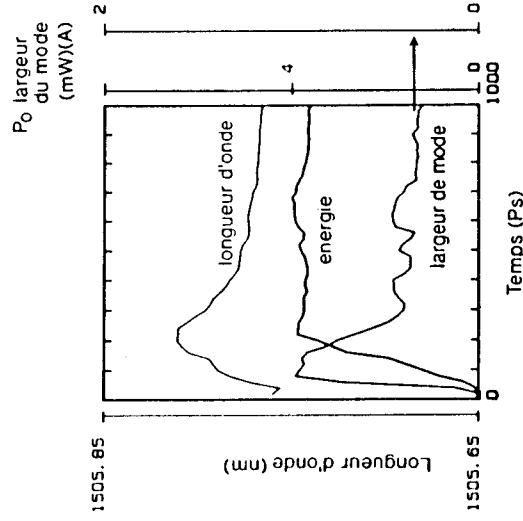


Figure 18 : laser BH émettant à $1.5\mu\text{m}$



Reponse transitoire

$P = 4\text{mW}$ $I_0 = 1.05 \text{ Is}$

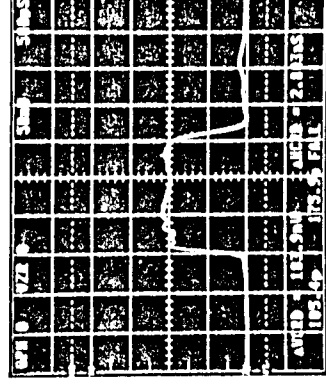


Figure 19 : laser ridge émettant à $1.5\mu\text{m}$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. OLIVIER, D. LECLERC, C. PADIOLEAU, J. BENOIT
"Caractéristiques hyperfréquences de différentes structures de lasers ruban InGaAsP/InP"
Journées Nationales Microélectroniques III-V, AUSSOIS (FRANCE), VI-4, 7-9,
Janvier 1987
- [2] E. GOARIN
"Mise au point d'un procédé de photolithographie submicronique à 220 nm. Application à la réalisation de lasers InGaAsP 1,5 μm à réaction distribuée"
Thèse soutenue à l'USTL, Montpellier, le 30 juin 1989
- [3] D. LECLERC
"Etude des propriétés dynamiques des lasers à semiconducteurs à injection"
Thèse soutenue le 21 novembre 1986 (Paris VII)
- [4] P. SALET
"Caractérisation de lasers multisections accordables en longueur d'onde pour systèmes de télécommunications à détection cohérente"
Rapport de stage Février 1990
- [5] J.E. BOWERS
"High speed semiconductor laser design and performance"
Solid State electronics, vol. 30 (1), p. 1, 1987
- [6] G.P. AGRAWAL, N.K. DUTTA
"Long wavelength semiconductor lasers"
Van Nostrand Reinhold company Inc. 1986

- [7] E. ZIELINSKI, D. KEPPLER, S. HAUSSER, M.H. PILKUHN, R. SAUER and W.T.TSANG
"Optical gain and Loss processes in GaInAs/InP MQW Laser structures"
IEEE J. Quantum Electron., Vol. 25 (6), p. 1407, (1989)
- [8] M. ASADA and Y. SUEMATSU
"Density-Matrix Theory of Semiconductor Lasers with Relaxation Broadening Model - Gain and Gain-Suppression in Semiconductor Lasers"
IEEE J. Quantum Electron., Vol. 21 (5), p. 434, (1985)
- [9] L.D. WESTBROOK
"Measurements of dg/dN and dn/dN and their dependence on photon energy in $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ in InGaAsP laser diodes"
IEE Proc., Vol. 133, Pt. J, n° 2, p. 135 (1986)
- [10] L.D. WESTBROOK, D.M. COOPER and P.C. SPURDENS
"Measurements of linewidth enhancement, gain and spontaneous emission in InGaAs quantum well lasers with InGaAsP barriers"
11th IEEE International Semiconductor Laser Conference, BOSTON (U.S.A.) (1988)
- [11] RACE 1057, Université de Stuttgart
- [12] S. TSUJI, R.S. VODHANEL and M.M. CHOY
"Measurements of the nonlinear damping factor in $1.5 \mu\text{m}$ distributed feedback lasers"
Appl. Phys. Lett. 54 (2), p. 90 (1989)
- [13] M. SERENYI, E. GOBEL and J. KUHL
"Inhomogeneous gain saturation in a mode-locked semiconductor laser"
Appl. Phys. Lett. 53,(3), p. 169 (1988)

- [14] J. EOM, C.B. SU, J. LACOURSE and R. B. LAUER
"Simultaneous measurement of spontaneous emission factor, nonlinear gain coefficient and carrier lifetime in semiconductor lasers using a parasitic-free optical modulation technique"
ECOC'89, WeB 16-4, GOTHEBURG (SUEDE)
- [15] B. HOUSSAY
"Influence de la saturation du gain et des impédances parasites sur la bande passante et la distorsion d'harmonique d'un laser semiconducteur en régime de modulation directe sinusoïdale"
Rapport de DEA, juin 1988
- [16] R. OLHANSKY, P. HILL, V. LANZISERA and W. POWAZINIK
"Frequency Response of 1.3 μm InGaAsP High Speed Semiconductor Lasers"
IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-23, n° 9, p. 1410, (1987)
- [17] L.D. WESTBROOK, N.C. FLETCHER, D.M. COOPER, M. STEVENSON, P.S. SPURDENS
"Intensity noise in 1.5 μm in GaInAs Quantum well buried heterostructure lasers"
Electron. Lett., vol 25 (17), p. 1183 (1989)
- [18] P. BROSSON, J. JACQUET, A. OLIVIER, A. PERALES, B. MERSALI, D. LECLERC
"Carrier Induced differential refractive index and detuning effect in GaInAsP SCMOW lasers with 3, 5 and 9 wells"
soumis à Semiconductor Laser Conference, DAVOS (1990)
- [19] N. OGASAWARA, R. ITO, R. MORITA
"Linewidth enhancement factor in GaAs/AlGaAs Multiquantum well Lasers"
JJAP, vol 24 (7), p. L 519 (1985)
- [20] T.OHTOSHI and N. CHINONE
"Linewidth Enhancement factor in Strained Quantum Well Lasers"
IEEE Photonics Technology Lett., vol. 1, N° 6, June 19889

- [21] S. KOBAYASHI, Y. YAMAMOTO, M. ITO and T. KIMURA
"Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers"
IEEE J. Quantum Electron., QE-18, p. 582 - 595, April 1982
- [22] T.L. KOCH and R.A. LINKE
"Effect of nonlinear gain reduction on semiconductor laser wavelength chirping"
Appl. Phys. Lett., vol 48 (10), p. 613 (1986)
- [23] K. VAHALA, L.C. CHIU, S. MARGALIT, A. YARIV
"On the linewidth enhancement factor α in semiconductor injection lasers"
Appl. Phys. Lett. , vol. 42 (8), P. 631, (1983)
- [24] M. GAILHANOU, (Laboratoires de Marcoussis) résultats non publiés.

CHAPITRE IV

CONCEPTION ET REALISATION DE PHOTODIODES PIN RAPIDES

I. INTRODUCTION.....	148
II. MODELISATION DE LA REPONSE EN FREQUENCE ET DU RENDEMENT DE PHOTODIODES PIN A HETEROJONCTION InGaAs/InP.....	153
II.1. STRUCTURES DES PHOTODIODES MODELISEES.....	153
II.1.1. Double hétérojonction p^+ -InP/ n^- -InGaAs/ n^+ -InP	
II.1.2. Double hétérojonction ayant la jonction p/n située dans le ternaire	
II.1.3. Double hétérojonction avec une couche tampon n^- -InP	
II.2. MODELISATION DES STRUCTURES.....	156
II.2.1. Introduction	
II.2.2. Cas d'une collecte des porteurs par entraînement	
II.2.2.1. Equations de base et approximations	
II.2.2.2. Résolution des équations du modèle	
II.2.2.3. Réponse en fréquence de la photodiode	
II.2.3. Cas d'une collecte des porteurs par entraînement et diffusion	
II.2.3.1. Equation de base et approximations	
II.2.3.2. Réponse en fréquence de la photodiode	
II.2.4. Effet de la lumière réfléchié par la métallisation p, sur le rendement et la fréquence de coupure des photodiodes	
II.2.4.1. Collecte des porteurs par entraînement	
II.2.4.2. Collecte des porteurs par entraînement et diffusion	

II.2.4.3. Réponse en fréquence de la photodiode	
II.2.5. Effet sur la réponse en fréquence d'une couche tampon n ⁻ -InP	
II.2.5.1. Equations de base et approximations	
II.2.5.2. Réponse en fréquence de la photodiode	
III. REALISATION DE PHOTODIODES PIN RAPIDES A HETEROJUNCTION InP/InGaAs.....	179
III.1. INTRODUCTION.....	179
III.2. EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES SOURCES GAZ.....	179
III.3. REALISATION DE PHOTODIODES DE FAIBLE DIAMETRE.....	180
III.3.1. Réalisation de la photodiode mesa	
III.3.2. Réalisation de la photodiode planar	
III.4 REALISATION DES EMBASES HYPERFREQUENCES ET MONTAGE DES PHOTODIODES.....	185
IV. CARACTERISATION DES PHOTODIODES.....	185
IV.1. CARACTERISATIONS STATISTIQUES DES PHOTODIODES.....	185
IV.2. CARACTERISATIONS DYNAMIQUES DES PHOTODIODES.....	189
IV.2.1. Introduction	
IV.2.2. Résultats expérimentaux	
IV.2.3. Comparaison des résultats expérimentaux théoriques et discussion	
BIBLIOGRAPHIE.....	195

CHAPITRE IV

CONCEPTION ET REALISATION DE PHOTODIODES PIN RAPIDES

La caractérisation hyperfréquence de lasers semiconducteurs nécessite de disposer d'un système de détection à large bande passante afin que la mesure ne soit pas affectée par le système de détection et en particulier par le photorécepteur. Les photorécepteurs standards, photodiode PIN ou photodiode à avalanche fabriqués pour les systèmes de télécommunication pour fibres optiques à haut débit 560 - 622 Mbit/s et 2.4 - 2.5 Gbit/s ont une bande passante limitée pour les premiers à 5-6 GHz et pour les seconds à ~ 2.5 GHz ce qui est insuffisant pour la caractérisation hyperfréquence des lasers jusqu'à 10 GHz.

Nous avons dans le cadre de cette thèse conçu et réalisé des photodiodes PIN à large bande adaptées au problème posé. Dans ce chapitre, nous analysons les paramètres physiques qui contrôlent le fonctionnement de ce dispositif, en particulier leur rapidité, et les contraintes imposées par la technologie d'une part et les conditions de mesure d'autre part. Nous montrons qu'une modélisation rigoureuse du dispositif et des éléments électriques parasites associés à son boîtier permet de concevoir des photodiodes de technologie relativement simple présentant des bandes passantes de l'ordre de 20 GHz.

Après avoir rappelé le procédé de fabrication de ces photodiodes qui utilise l'épithaxie par jets moléculaires source gaz (EJMSG), nous décrivons la technique de caractérisation de leur bande passante qui a été évaluée à plus de 18 GHz.

INTRODUCTION

Nous souhaitons mesurer des bandes passantes de l'ordre d'une dizaine de gigahertz sans que l'erreur relative relevée sur la bande passante soit supérieure à 10 %. Pour cela la bande passante du détecteur doit être au minimum deux fois plus grande que celle du laser (figure 1). L'objectif de cette étude sera d'obtenir des photodiodes dont la fréquence de coupure à -3 dB est de l'ordre de 20 GHz.

Le principe de la photodétection rapide par une photodiode est de limiter à la zone de charge d'espace la génération de paires électron-trou, par absorption de photons d'énergie supérieure à la bande interdite du semiconducteur, suivie de la séparation des charges de signes opposés par le champ électrique. La limitation intrinsèque de ce processus est le temps moyen séparant l'absorption du photon à la collecte des porteurs de charge par le circuit extérieur [1].

En première approximation ce temps dit de "transit" est de l'ordre de $t_d = \frac{L}{2 \cdot v_p}$ ou L représente l'épaisseur de la zone de charge d'espace et v_p la vitesse d'entraînement des trous qui sont les porteurs les plus lents ($v_p \simeq 5 \cdot 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ pour $E = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ pour la plupart des matériaux III - V). Le processus de détection est efficace dans une diode, à éclairage de surface, si L n'est pas trop faible devant la longueur d'absorption α^{-1} des photons. Pour la plupart des semiconducteurs III - V ($\alpha \simeq 10^4 \text{ cm}^{-1}$) une valeur de $L \simeq 1 \text{ }\mu\text{m}$ permet une absorption efficace du rayonnement incident donc une bonne sensibilité à un temps de réponse intrinsèque voisin de 10 ps ($f_{-3\text{dB}} \simeq 44 \text{ GHz}$) [1] pour une tension appliquée de 10 V. Suivant ce principe il est possible, en l'absence de tout autre élément limitatif d'atteindre des bandes passantes extrêmement élevées ($f_{-3\text{dB}} \simeq 100 \text{ GHz}$) pour peu qu'on accepte de perdre en sensibilité.

Ce principe de photodétection rapide, dans lequel toute composante de diffusion, (limitative en rapidité) est éliminée dans le photocourant, peut être utilisé avec deux types de structures : les photodiodes Schottky et les photodiodes à hétérojonctions. Les photodiodes Schottky sur GaAs utilisées pour la détection de signaux rapides à de courtes longueurs d'onde ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) ont permis d'atteindre des bandes passantes de 20 GHz [2] mais avec un rendement de 0.15 A/W, ainsi que des bandes passantes de 100 GHz [3].

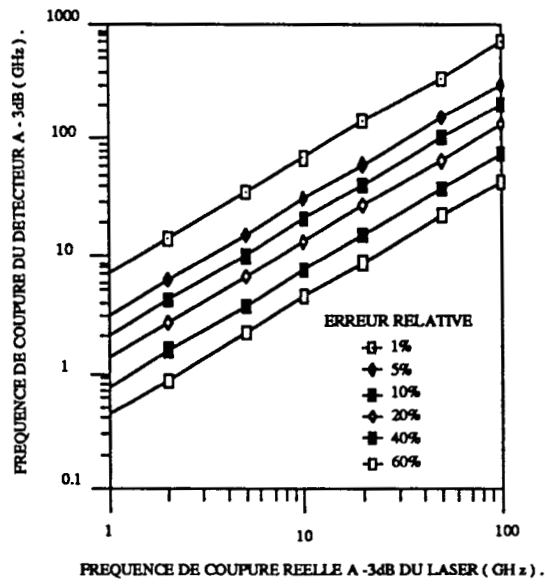


Figure 1 : erreur relative réalisée sur une mesure de fréquence de coupure à - 3 dB d'un laser en fonction de la fréquence de coupure à - 3 dB du détecteur

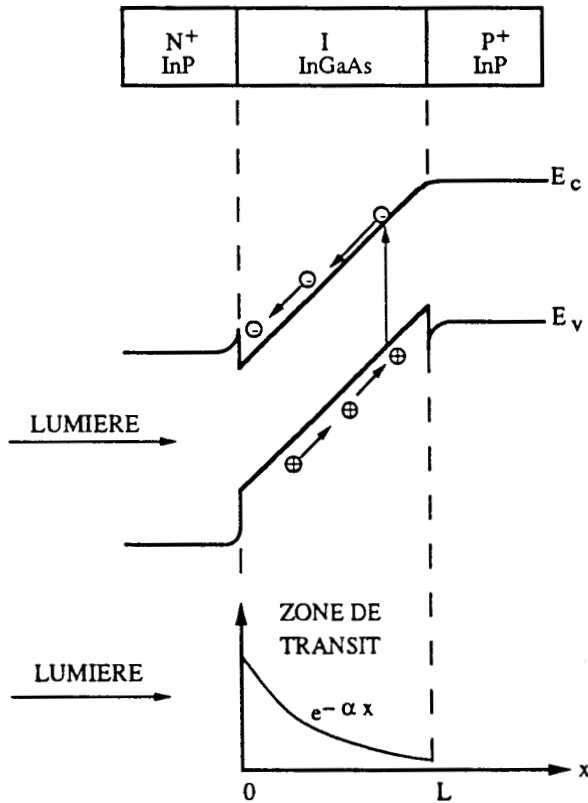


Figure 2 : Diagramme de bandes de la structure InP/InGaAs/InP (P-I-N)

Le matériau le plus couramment utilisé pour la photodétection rapide à 1.55 μm est l'alliage ternaire $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ($E_g = 0.75 \text{ eV}$) adapté en maille cristalline avec InP [4]. Les faibles valeurs de largeur de bande interdite et de hauteur de barrière du matériau de type n avec les métaux ($\phi_{\text{BN}} \sim 0.2 \text{ eV}$) rend la réalisation de photodiodes Schottky GaInAs délicate puisqu'elle impose le contrôle d'un faible dopage de type p [5]. En revanche, ce matériau est très bien adapté à la réalisation d'hétérostructures de type P⁺I⁻N (figure 2), constituée d'une couche de ternaire de faible concentration électronique ($n \leq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) prise en sandwich entre deux couches de type p et n d'InP ($E_g = 1.35 \text{ eV}$) plus fortement dopées qui pour les photons d'énergie compris entre 0.75 eV ($\lambda = 1.65 \mu\text{m}$) et 1.35 eV ($\lambda = 0.91 \mu\text{m}$) assure une détection selon le principe énoncé plus haut.

Compte tenu de la forte impédance interne d'une diode polarisée en inverse une photodiode peut être assimilée à un générateur de courant idéal délivrant un courant $I_{p0} \exp(j\omega t)$ proportionnel au flux de photons incidents $\phi_0 \exp(j\omega t)$. Pour les applications de photodétection rapide le signal électrique d'origine photoélectrique est une tension recueillie aux bornes d'une résistance R de 50 Ω . Le temps d'établissement du courant dans cette charge est non seulement limité par le temps de réponse intrinsèque de la photodiode mais également par les éléments électriques du circuit de réception à savoir (figure 3) :

- la capacité intrinsèque de la photodiode C_0 dont la valeur maximale est égale à la capacité de la zone de charge d'espace de la diode $C_0 = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{A}{L}$ où A représente la surface de la diode, et L la largeur de la zone de charge d'espace.
- la résistance série que nous négligeons, car de valeur faible (quelques ohms).
- les éléments réactifs et capacitifs associés aux fils de connexion et au boîtier qu'on représentera en première approximation par une inductance L_s et une capacité C_b . Ces éléments introduisent une limitation de la bande passante caractérisée par une fréquence de coupure à -3 dB f_c . Si la fréquence de coupure à 3 dB liée au temps de transit des porteurs dans la zone de charge d'espace est f_i , la bande passante f du système photodiode montée sur l'embase est approximée en considérant que les systèmes sont des filtres du premier ordre par :

$$f = \frac{f_c f_i}{\sqrt{f_c^2 + f_i^2}}$$

Pour que $f > 20 \text{ GHz}$ avec $f_i \simeq 40 \text{ GHz}$ il faut que $f_c > 25 \text{ GHz}$.

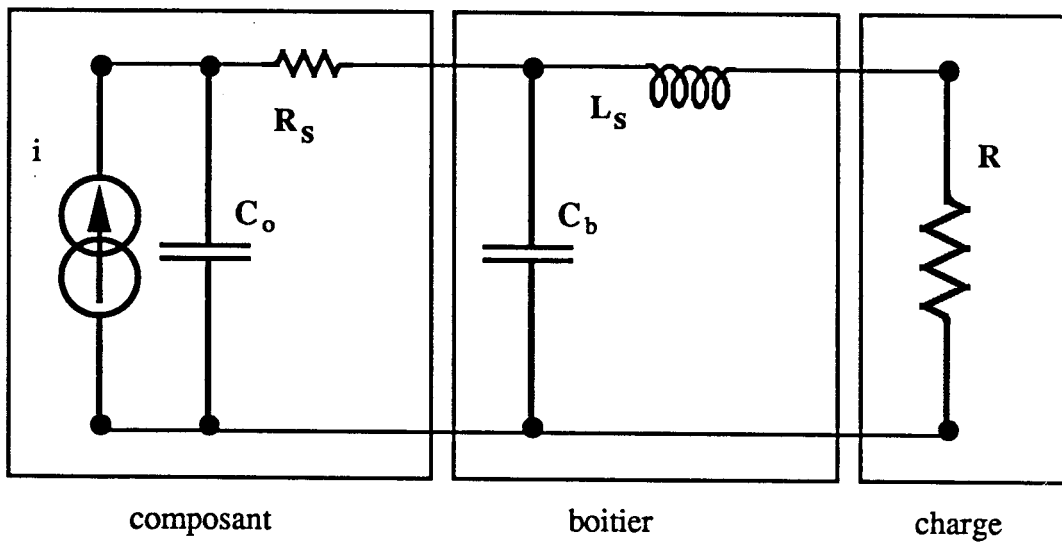


Figure 3 : Schéma électrique équivalent du composant dans son boîtier

	KD 01	KD 94	boîtier varactor modifié
C_b (pF)	0.1-0.15	0.2-0.25	0.2-0.25

Tableau 1 : Valeurs des capacités associées aux boîtiers

Si on ne tient compte que des éléments capacitifs on voit que pour que le circuit de détection n'impose pas une fréquence de coupure inférieure à 25 GHz, il convient que la constante de temps $R(C_o + C_b)$ soit inférieure à 5 ps, c'est-à-dire que la somme des capacités $C_o + C_b$ soit inférieure à 0.1 pF. Le tableau 1 représente les valeurs des capacités parasites associées aux boîtiers dits hyperfréquence commercialement disponibles. Dans le meilleur des cas (KD 01) la capacité de boîtier est de 0.1 à 0.15 pF.

La capacité minimale de la diode est proportionnelle à sa surface. Le diamètre minimal d'une photodiode est imposé par la technologie, il correspond en première approximation à deux fois le diamètre du fil de connexion pour une technologie de soudure "ball bonding". Elle conduit pour un fil de diamètre 18 μm à un diamètre minimum voisin de 36 μm . Une telle contrainte impose, pour une structure méssa et pour limiter les courants de fuite en surface à un diamètre minimum de 50 μm , et, pour une structure planar à un diamètre de jonction de 25 μm pour diminuer la capacité MIS additionnelle créée par la métallisation et le nitrure ainsi que pour faciliter le réglage de la position du récepteur devant le signal à détecter. Ces diamètres correspondent pour une épaisseur de ternaire n^- de 1 μm à des capacités de jonctions de l'ordre de 0.22 pF et 0.06 pF. A la structure planar il faut ajouter la capacité MIS de l'ordre de 0.025 pF due au diélectrique Si_3N_4 de 0.4 μm pris entre l'électrode de diamètre 30 μm et la zone de p^+ de diamètre 25 μm .

Ces considérations simples montrent qu'avec les technologies disponibles la réalisation de photodiodes capables de détecter efficacement des signaux modulés à 20 GHz n'est pas évidente du fait des limitations imposées par les capacités de jonction et de boîtier. Ceci nous a conduit à concevoir des photodiodes et des boîtiers compatibles avec le problème posé, à savoir obtenir une bande passante de photodétecteur de l'ordre de 20 GHz et ayant un diamètre grand pour ne pas poser de problèmes importants au niveau de la technologie et de l'utilisation. Cette conception a été rendue possible grâce à une modélisation détaillée d'une photodiode PIN à hétérojonction $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ qui a permis d'évaluer l'influence des différents paramètres technologiques sur la bande passante et le rendement.

II. MODELISATION DE LA REPOSE EN FREQUENCE ET DU RENDEMENT DE PHOTODIODES PIN A HETEROJONCTION InGaAs/InP

II.1. STRUCTURE DES PHOTODIODES MODELISEES

Les photodiodes modélisées ont une structure à éclairage par la surface arrière. Cette structure potentiellement moins performante en rapidité et sensibilité que la structure à éclairage par la tranche [6] [7] présente par rapport à celle-ci le grand avantage pratique d'un meilleur couplage de la lumière émise par un laser soit au travers d'une optique de couplage soit par l'intermédiaire d'une fibre optique. Pour les composants à éclairage de surface, l'éclairage par la face arrière présente pour les photodiodes à hétérojonction InP/InGaAs/InP les avantages suivants :

- InP ($E_g = 1.35\text{eV}$) est transparent pour les photons d'énergie 0.8 eV ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) qu'on souhaite détecter.
- la lumière subit une réflexion pratiquement totale sur la métallisation du côté p^+ , ce qui permet de multiplier par deux la longueur d'absorption et d'augmenter le rendement sans affecter le temps de transit.
- la surface de la métallisation du contact est plus faible que dans une photodiode à éclairage face avant, ce qui permet de minimiser la capacité de la diode.

Une autre raison du choix de cette structure était que le laboratoire maîtrisait les technologies d'élaboration, mesa et planar, de ces photodiodes [8]. Aujourd'hui, transférées en production à Alcatel, ces technologies permettent de réaliser à partir d'hétérostructures élaborées par épitaxie en phase liquide des photodiodes de $70 \mu\text{m}$ de diamètre caractérisées par une bande passante de 6 GHz et une sensibilité de 0.9 A/W à $1.5 \mu\text{m}$.

Dans notre travail de modélisation nous nous sommes particulièrement intéressés à des photodiodes de diamètre $50 \mu\text{m}$ et $25 \mu\text{m}$ qui apparaissent comme les diamètres minimums accessibles à la technologie du laboratoire respectivement pour les structures mesa et planar.

Nous avons modélisé la réponse en fréquence et le rendement de photodiodes PIN de trois types de double-hétérojonctions :

- la double hétérojonction $p^+ - \text{InP}/n^- - \text{InGaAs}/n^+ - \text{InP}$ (figure 2)
- la double hétérojonction ayant la jonction p.n placée dans le ternaire $p^+ - \text{InP}/p^+ - \text{InGaAs}/n^- - \text{InGaAs}/n^+ - \text{InP}$ (figure 4)
- la double hétérojonction ayant une couche tampon $n^- \text{InP}$ de structure $p^+ - \text{InP}/p^+ - \text{InGaAs}/n^- - \text{InGaAs}/n^- - \text{InP}/n^+ - \text{InP}$, la jonction pouvant éventuellement être localisée à l'interface $p^+ \text{InP}/n^- \text{InGaAs}$ (figure 5).

II.1.1.DOUBLE HETEROJONCTION $p^+ - \text{InP}/n^- - \text{InGaAs}/n^+ - \text{InP}$

Dans cette double hétérojonction (figure 2) les photoporteurs sont générés dans la zone de charge d'espace suivant le principe énoncé dans l'introduction. Mais le schéma de bandes montre un piégeage possible des trous à l'interface $p^+ - \text{InP}/n^- - \text{InGaAs}$ et des électrons à l'interface $n^- \text{InGaAs}/n^+ \text{InP}$. Le piégeage des électrons est négligeable compte tenu de la valeur de la masse effective des électrons ($m_e = 0.041 m_0$) et de la hauteur de barrière $\Delta E_c (\simeq 0.2 \text{ eV})$ qu'ils ont à franchir. En raison de la valeur relativement élevée de la discontinuité de la bande de valence ($\Delta E_v = 0.4 \text{ eV}$) à l'interface InGaAs/InP on peut suspecter, comme il a été constaté pour les photodiodes à avalanche SAM [9], un effet pénalisant sur la sensibilité et la rapidité des photodiodes dû au piégeage des trous, 10 fois plus lourds que les électrons. Il convient toutefois de noter que dans le cas des photodiodes PIN le champ électrique régnant à l'interface p^+/n^- atteint des valeurs plus élevées que pour les photodiodes à avalanche (interface n/n), et peut communiquer aux trous l'énergie cinétique nécessaire au franchissement de cette barrière.

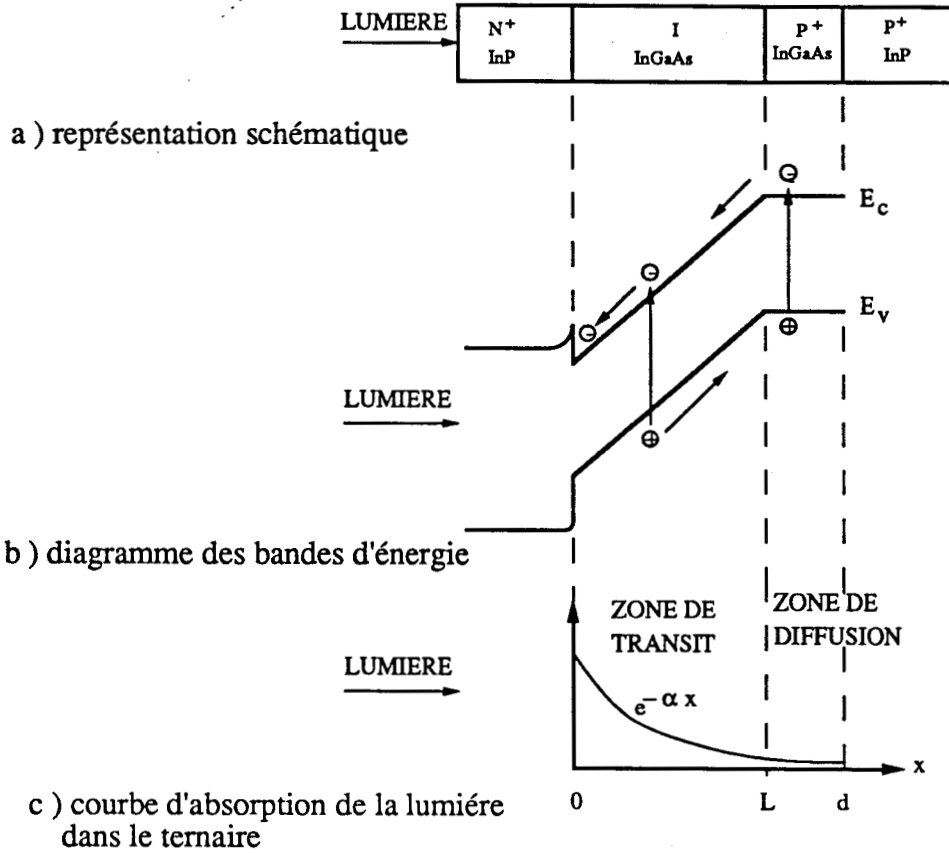


Figure 4 : Schéma de principe d'une photodiode PIN
 a) représentation schématique
 b) diagramme des bandes d'énergie
 c) courbe d'absorption de la lumière dans le ternaire

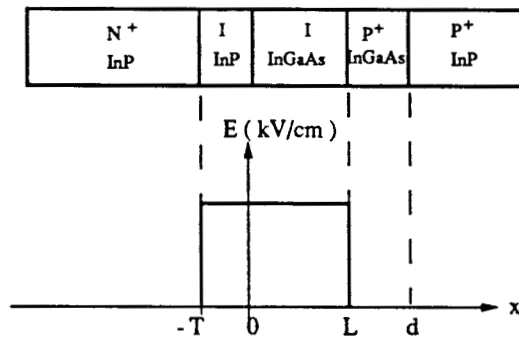


Figure 5 : Représentation schématique d'une photodiode avec une couche tampon d'InP intrinsèque et du champ électrique dans la structure .

II.1.2. DOUBLE HETEROJONCTION AYANT LA JONCTION p/n SITUÉE DANS LE TERNAIRE

Deux solutions sont possibles, pour pallier le problème du piégeage des trous à l'interface p^+ -InP/ n^- -InGaAs, épitaxier plusieurs couches de quaternaire entre le p^+ -InP et le ternaire, dont les compositions permettent de passer graduellement du matériau binaire au ternaire (solution retenue pour la réalisation des photodiodes à avalanche SAGM [9]), ou de situer la jonction dans le ternaire. Nous avons choisi la deuxième solution (figure 4) plus simple à réaliser en diffusant des impuretés de type p (par exemple : Zn ou Cd). La présence de la couche p^+ -InGaAs apporte alors une contribution au photocourant total par une composante de diffusion limitative en rapidité [10] [11].

II.1.3. DOUBLE-HETEROJONCTION AVEC UNE COUCHE TAMPON n^- -InP

La couche tampon de n^- -InP entre la couche n^+ -InP et la couche de ternaire n^- -InGaAs (figure 5) permet d'élargir la zone de charge d'espace, d'où une réduction de la capacité de jonction, sans augmenter le temps de transit des trous plus lent que les électrons. Les électrons sont retardés mais la vitesse des électrons dans la couche n^- -InP pour le champ électrique prévu dans la zone de charge d'espace est $v_{eInP} = 2 \cdot 10^7$ cm/s [12] soit plus de deux fois la vitesse des électrons et quatre fois la vitesse des trous dans le ternaire. Une épaisseur optimum de cette couche doit garantir un compromis entre une capacité faible avec une fréquence de coupure élevée.

II.2. MODELISATION DES STRUCTURES

II.2.1. INTRODUCTION

Ce modèle est dérivé de celui que Lucovsky et al [13] ont développé pour une photodiode PIN où la collecte des photoporteurs est uniquement assurée par entraînement dans la zone de charge d'espace où ils sont générés. Ce modèle qui décrit la structure II.1.1. (figure 2) a été complété pour tenir compte :

- des effets du circuit
- du courant de diffusion, de la structure II.1.2. (figure 4), provenant de la couche p^+ -InGaAs
- de la réflexion de la lumière sur la métallisation de contact p^+
- du retard introduit par la couche tampon de n^- -InP de la structure II.1.3. (figure 5).

II.2.2. CAS D'UNE COLLECTE DES PORTEURS PAR ENTRAINEMENT

II.2.2.1. Equations de base et approximations

L'évolution temporelle des densités de porteurs $n(t,x)$ et $p(t,x)$ sont décrits par les équations de continuité classiques suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n(t,x)}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n(t,x)}{\partial x} + g_n(t,x) - r_n(t,x) \\ \frac{\partial p(t,x)}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p(t,x)}{\partial x} + g_p(t,x) - r_p(t,x) \end{array} \right.$$

q représente la charge d'électron, $J_n(t,x)$ et $J_p(t,x)$ la densité de courant d'électrons et des trous, $g_n(t,x)$ et $g_p(t,x)$ le taux de génération des électrons et des trous, $r_n(t,x)$ et $r_p(t,x)$ le taux de recombinaison des électrons et des trous.

Les densités de courant d'électrons $J_n(t,x)$ et de trous $J_p(t,x)$ générés dans un matériau semiconducteur sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} J_n(t,x) = n(t,x) \cdot q \cdot v_n(E,x) + q D_n \frac{\partial n(t,x)}{\partial x} \\ J_p(t,x) = p(t,x) \cdot q \cdot v_p(E,x) - q D_p \frac{\partial p(t,x)}{\partial x} \end{array} \right.$$

où $v_n(E,x)$ et $v_p(E,x)$ est la vitesse d'entraînement des électrons et des trous sous un champ électrique E , D_n et D_p sont les constantes de diffusion des électrons et des trous.

Le photocourant total délivré par la photodiode est :

$$J_{\text{total}}(t,x) = J_n(t,x) + J_p(t,x) + \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E(t,x)}{\partial t}$$

Le terme de courant de déplacement $\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E(t,x)}{\partial t}$ traduit l'effet perturbateur de la charge d'espace créée par les porteurs sur le champ électrique E.

Les équations de continuité ainsi définies sont non-linéaires et difficiles à résoudre. Pour linéariser les équations nous adopterons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- le champ électrique dans la zone de charge d'espace est uniforme et suffisamment élevé pour que les porteurs aient atteint leurs vitesses de saturation [14] soit :

$$\text{pour les électrons } v_n = 710^6 \text{ cm/s}$$

$$\text{pour les électrons } v_p = 410^6 \text{ cm/s}$$

- le champ électrique est suffisamment élevé pour pouvoir négliger le courant de diffusion dans la zone de transit.

- la durée de vie des porteurs dans la zone de transit est beaucoup plus grande que le temps nécessaire aux porteurs pour traverser la zone :

$$\text{soit : } r_n(t,x) = r_p(t,x) = 0$$

En posant $b = \frac{v_n}{v_p}$ les équations du modèle deviennent après les simplifications :

$$\frac{\partial p(t,x)}{\partial t} = g(t,x) - v \cdot \frac{\partial p(t,x)}{\partial x}$$

$$\frac{\partial n(t,x)}{\partial t} = g(t,x) + bv \frac{\partial n(t,x)}{\partial x}$$

$$J_p(t,x) = q \cdot p(t,x) \cdot v.$$

$$J_n(t,x) = q \cdot n(t,x) \cdot b \cdot v.$$

$$J_{\text{total}}(t,x) = J_p(t,x) + J_n(t,x) + \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E(t,x)}{\partial t}$$

v est la vitesse de saturation des trous.

II.2.2.2. Résolution des équations du modèle

Pour obtenir l'expression de la densité de courant, commençons par évaluer le courant de déplacement. La photodiode est montée en série avec une source de tension délivrant une différence de potentiel V_0 , fixant la valeur maximum du champ électrique dans la zone de charge d'espace, et une résistance de charge R (figure 6).

Selon le système de coordonnées choisi nous avons :

$$\int_0^L E \, dx = V_0 - AR \cdot J_{\text{total}}(t)$$

où A est la surface photosensible de la photodiode.

Le courant de déplacement est :

$$\frac{\epsilon_r \epsilon_0}{L} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L E(t) \, dx = -RC_0 \frac{\partial J_{\text{total}}(t)}{\partial t}$$

$C_0 = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{A}{L}$ est la capacité de jonction.

L'expression du courant de déplacement reporté dans l'équation du courant total donne :

$$J_{\text{total}}(t) + RC \frac{\partial J_{\text{total}}(t)}{\partial t} = \frac{1}{L} \int_0^L [J_n(t, x) + J_p(t, x)] \, dx$$

Nous résolvons les équations simplifiées du modèle par la méthode des transformées de Laplace, en définissant une génération non uniforme des photoporteurs suivant la loi :

$$g(t,x) = g(t) \cdot \alpha e^{-\alpha x}$$

avec α étant le coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde de travail.

Nous obtenons ainsi les solutions suivantes :

$$\tilde{J}_{\text{total}}(\omega) = \frac{1}{1 + jRC_o \omega} \cdot \frac{1}{L} \int_0^L [\tilde{J}_n(\omega, x) + \tilde{J}_p(\omega, x)] dx$$

$$\tilde{J}_n(\omega, x) = \tilde{J}_n(\omega, L) e^{j\omega \frac{x-L}{bv} + q} \frac{\alpha \tilde{G}(\omega)}{j \frac{\omega}{bv} + \alpha} \left[e^{-\alpha x} - e^{j\omega \frac{x-L}{bv} - \alpha L} \right]$$

$$\tilde{J}_p(\omega, x) = \tilde{J}_p(\omega, 0) e^{-j\omega \frac{x}{v} + q} \frac{\alpha \tilde{G}(\omega)}{j \frac{\omega}{v} - \alpha} \left[e^{-\alpha x} - e^{-j\omega \frac{x}{v}} \right]$$

$\tilde{J}_{\text{total}}(\omega)$, $\tilde{J}_p(\omega, x)$, $\tilde{J}_n(\omega, x)$, $\tilde{G}(\omega)$ sont les transformées de Laplace des fonctions $J_{\text{total}}(t)$, $J_p(t,x)$, $J_n(t,x)$, $g(t)$.

$\tilde{J}_n(\omega, L)$, $\tilde{J}_p(\omega, 0)$, sont les contributions des porteurs générés en dehors de la zone déplétée, et diffusant vers la zone de charge d'espace, en $x = L$ et $x = 0$ selon l'orientation définie figure 6 et déterminées par les conditions aux limites.

II.2.2.3. Réponse en fréquence de la photodiode

Dans la double hétérojonction simple $p^+ - \text{InP} / n^- - \text{InGaAs} / n^+ - \text{InP}$ (figure 2) la génération de photoporteurs n'a lieu que dans la zone de charge d'espace $n^- - \text{InGaAs}$. La contribution d'une composante de diffusion est nulle du fait de l'absence de ternaire de type p^+ et n^+ dans la structure, les conditions aux limites s'expriment simplement sous la forme :

$$\tilde{J}_n(\omega, L) = 0$$

$$\tilde{J}_p(\omega, 0) = 0$$

Le report des conditions aux limites dans le système d'équations donne l'expression de la fonction de transfert de la photodiode soit :

$$\tilde{J}_{\text{total}}(\omega) = q \frac{\tilde{G}(\omega)}{1 + jRC_0\omega} \left[\frac{1 - e^{-j\omega\tau}}{j\omega\tau} + e^{-\alpha L} \frac{e^{-j\omega\tau + \alpha L} - 1}{j\omega\tau - \alpha L} - e^{-\alpha L} \cdot \frac{1 - e^{-j\omega\frac{\tau}{b}}}{j\omega\frac{\tau}{b}} + \frac{1 - e^{-j\omega\frac{\tau}{b} - \alpha L}}{j\omega\frac{\tau}{b} + \alpha L} \right]$$

où $\tau = L/v$ est le temps de transit des trous à travers la zone de champ d'espace.

En continu nous retrouvons l'expression classique :

$$J_0 = qG_0(1 - e^{-\alpha L})$$

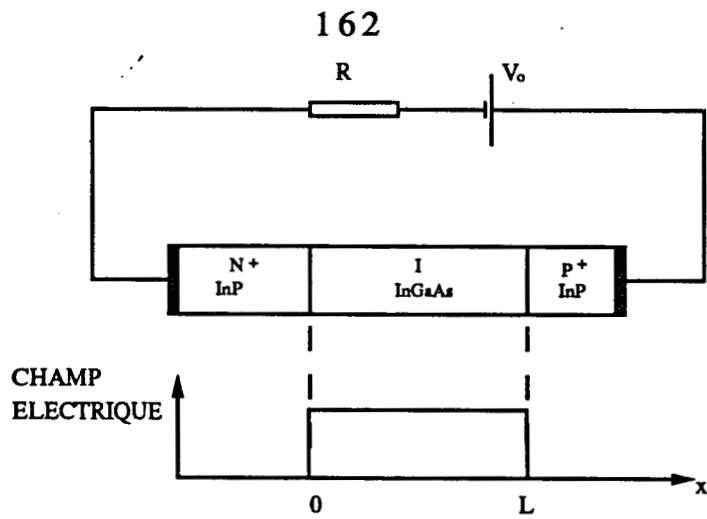


Figure 6 : Schéma de polarisation de la photodiode système de coordonnées choisies .

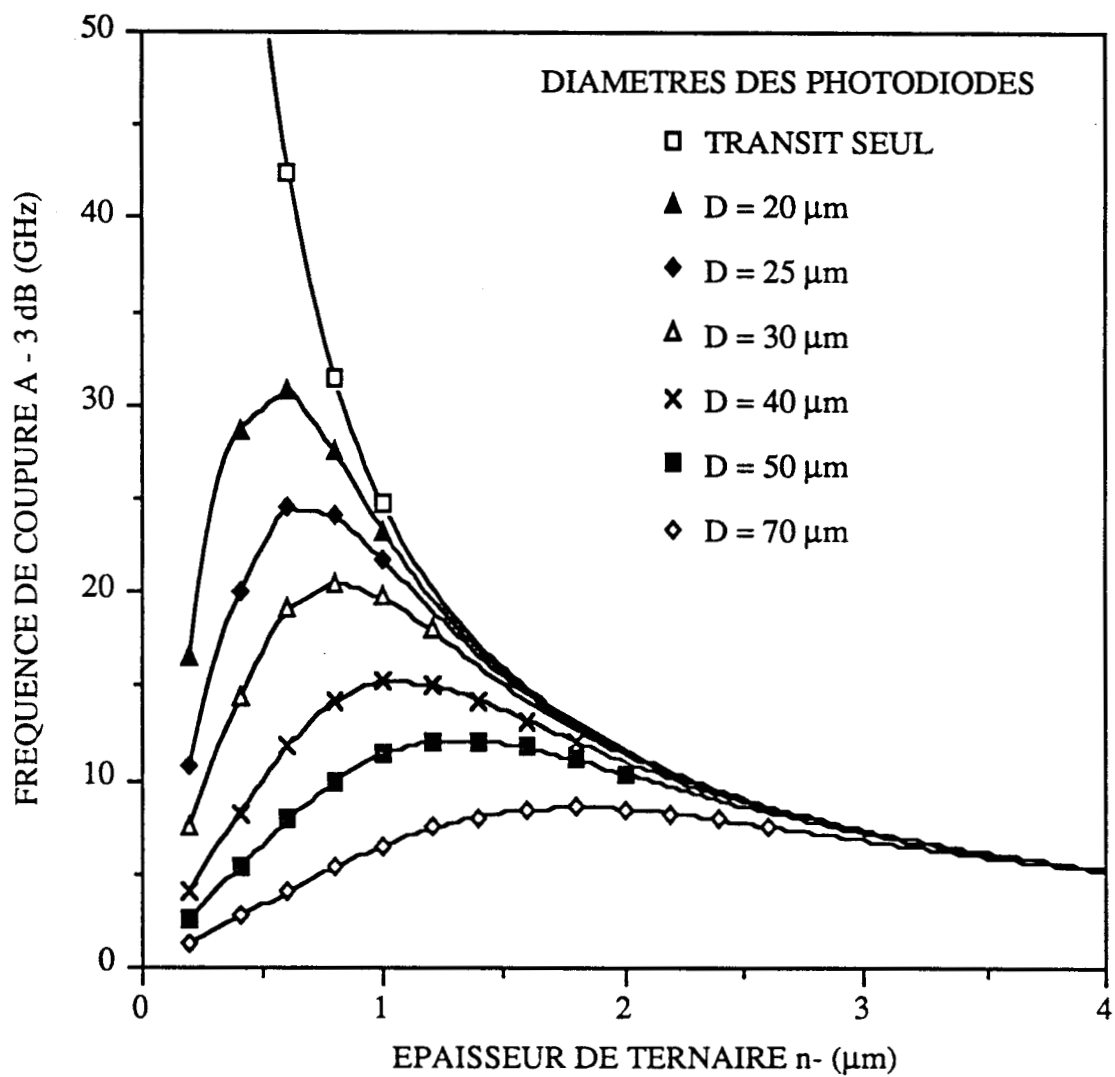


Figure 7 : Fréquence de coupure à - 3 dB en fonction de l'épaisseur de ternaire n- pour différents diamètres D de photodiodes

En supposant un rendement quantique interne égal à 1 le rendement externe est :

$$\eta_{\text{ext}} = 1 - e^{-\alpha L}$$

Le tracé de la fréquence de coupure à -3dB en fonction de l'épaisseur de ternaire de type n^- (figure 7) laisse ressortir deux enseignements pour la réalisation de composants rapides, il faut :

- diminuer la surface photosensible
- diminuer la zone de transit

La diminution de la surface photosensible augmente la fréquence de coupure par abaissement de la capacité de jonction. Les courbes présentent (figure 7) un optimum correspondant au meilleur compromis temps de transit à travers la zone déplétée et surface photosensible.

Les photodiodes de "grands" diamètres 50 et 70 μm sont rapidement limités par leur capacité de jonction avec un optimum situé à 12 GHz ($L \simeq 1.4 \mu\text{m}$) pour la photodiode de 50 μm . Cette structure ne permet d'obtenir des fréquences de coupure de l'ordre de 20 GHz que dans le cas de photodiodes dont le diamètre est inférieur à 30 μm .

II.2.3. CAS D'UNE COLLECTE PAR ENTRAINEMENT ET DIFFUSION

II.2.3.1. Equation de base et approximations

La présence d'une couche de p^+ -InGaAs d'épaisseur $d-L$ dans la structure (figure 4) contribue à augmenter le photocourant total par l'apport d'une composante de diffusion des électrons, générés dans la couche, vers la zone de charge d'espace où ils seront entraînés. Les conditions aux limites sont :

$$\tilde{J}_p(\omega, 0) = 0 \text{ car il n'y a pas de couche } n^- \text{ - InGaAs}$$

$$\tilde{J}_n(\omega, L) \neq 0 \text{ contribution de la zone } p^+ \text{ - InGaAs à évaluer}$$

La contribution des photoporteurs de la zone p⁺ InGaAs est déduite à partir des équations de continuité générale du paragraphe II.2.2.1. soit :

$$\begin{cases} \frac{\partial n(t, x)}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n(t, x)}{\partial x} + g_n(t, x) - r_n(t, x) \\ J_n(t, x) = q \cdot n(t, x) \cdot v_n(E, x) + q D_n \frac{\partial n(t, x)}{\partial x} \end{cases}$$

Pour simplifier ces expressions nous emploierons les approximations suivantes :

- le champ électrique est nul dans la zone p⁺ - InGaAs $v_n(E, x) = 0$
- le taux de recombinaison $r_n(t, x)$ est une décroissance linéaire en fonction de τ_d , la durée de vie des électrons dans la zone p⁺. Par la suite nous considérerons $L_n^2 = D_n \cdot \tau_d$ où L_n est la longueur de diffusion ($L_n \simeq 2 \mu\text{m}$; $D_n = 260 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\tau_d \simeq 160 \text{ ps}$ [11]).

Par résolution de l'équation avec la transformée de Laplace, nous obtenons en nous fixant les conditions aux limites suivantes :

- en $x = L$ les photoporteurs sont évacués immédiatement et la densité de porteurs sera considérée nulle en ce point :

$$n(t, L) = 0$$

- en $x = d$ au contact de la zone ohmique, le cristal est considéré comme suffisamment perturbé (vitesse de recombinaison de surface infinie) que nous admettrons une durée de vie des porteurs nulle d'où une densité de porteurs nulle :

$$n(t, d) = 0$$

Le courant de diffusion en $x = L$ s'écrit alors sous la forme :

$$\tilde{J}_n(\omega, L) = q \frac{\alpha \tilde{G}(\omega) h^2}{(\alpha^2 h^2 - 1) \operatorname{sh} \left\{ \frac{d-L}{h} \right\}} \left[\frac{1}{h} e^{-\alpha d} - \frac{1}{h} \operatorname{ch} \left\{ \frac{d-L}{h} \right\} e^{-\alpha L} + \alpha \operatorname{sh} \left\{ \frac{d-L}{h} \right\} e^{-\alpha L} \right]$$

où $h = L_n (1 + j\omega\tau_d)^{-1/2}$ est une longueur de diffusion dynamique.

Sous un éclairage constant le photocourant de la zone de diffusion contribue au courant total par :

$$\tilde{J}_n(\omega, L) = q \frac{G}{\left(1 - \frac{1}{\alpha^2 L_n^2} \right) \operatorname{sh} \left\{ \frac{d-L}{L_n} \right\}} \left[\frac{1}{\alpha L_n} e^{-\alpha d} - \frac{1}{\alpha L_n} \operatorname{ch} \left\{ \frac{d-L}{L_n} \right\} e^{-\alpha L} + \operatorname{sh} \left\{ \frac{d-L}{L_n} \right\} e^{-\alpha L} \right]$$

II.2.3.2. Réponse en fréquence de la photodiode

Le photocourant total est la somme du photocourant de la zone de transit $\tilde{J}_{\text{transit}}(\omega)$ précédemment calculé (paragraphe II.2.2.3.) et du courant de diffusion soit :

$$\tilde{J}_{\text{total}}(\omega) = \tilde{J}_{\text{transit}}(\omega) + \frac{\tilde{J}_n(\omega, L)}{1 + jRC_{\sigma}\omega} \cdot \frac{1 - e^{-j\omega\tau/b}}{j\omega\tau/b}$$

La figure 8 illustre l'influence du courant de diffusion sur la fréquence de coupure du composant. Les caractéristiques de photodiodes de diamètre 50 et 25 μm sont respectivement représentées pour différentes épaisseurs de zones p^+ InGaAs en fonction de l'épaisseur de la couche n^- . Le courant de diffusion, tend à diminuer la fréquence de coupure de la photodiode (et ceci d'autant plus que sa capacité est faible), en particulier pour les diodes de petits diamètres où la fréquence de coupure est déterminée par le temps de collecte des porteurs.

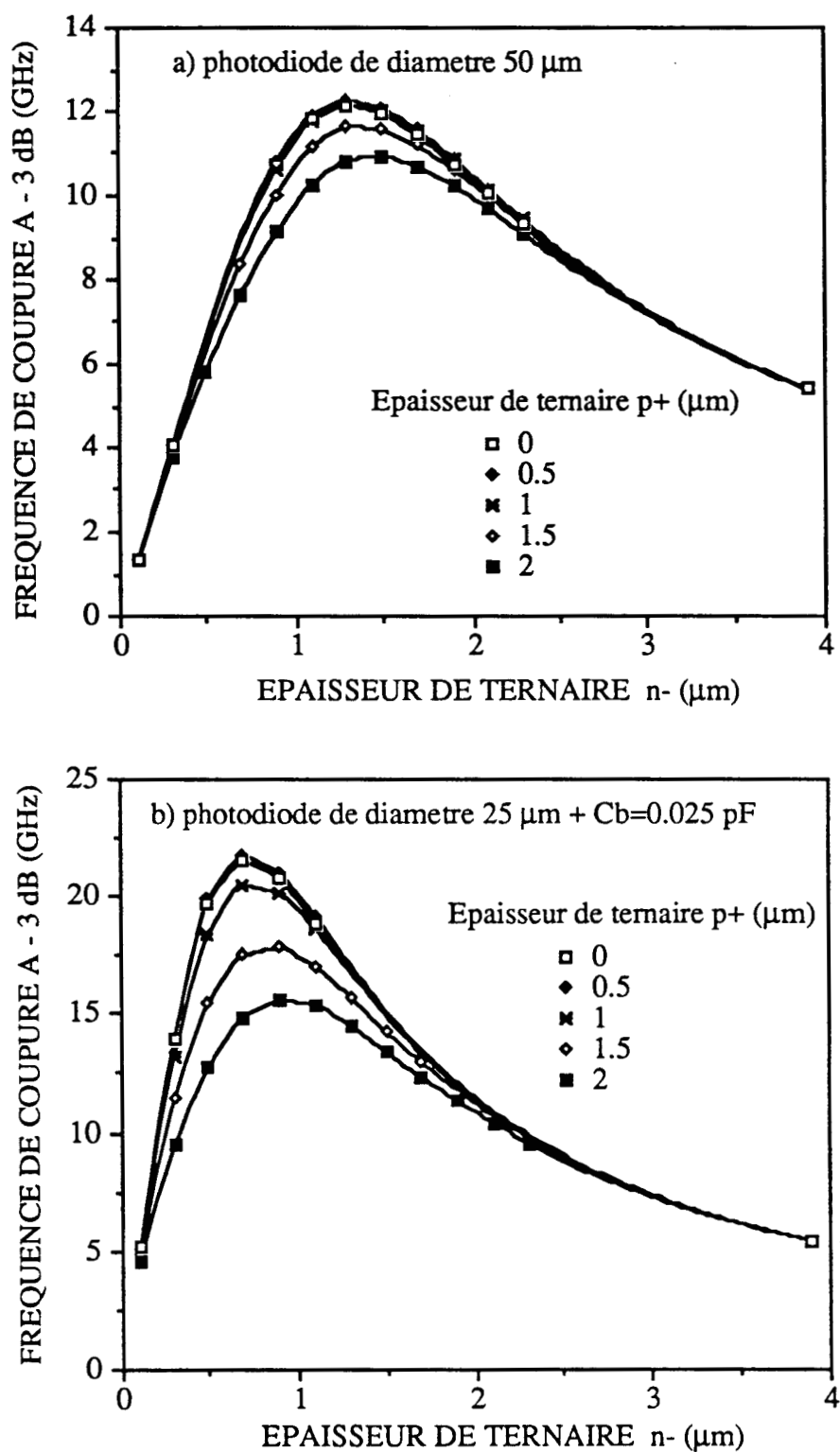


Figure 8 : Evolution de la fréquence de coupure à - 3 dB en fonction de l'épaisseur de ternaire n- pour différentes épaisseurs de ternaire p+:
 a) photodiode de diametre 50 μm
 b) photodiode de diametre 25 μm + $C_b = 0.025$ pF

II.2.4. EFFET DE LA LUMIERE REFLECHIE PAR LA METALLISATION P, SUR LE RENDEMENT ET LA FREQUENCE DE COUPURE DES PHOTODIODES

Le besoin de disposer de couches détectrices de faibles épaisseurs (figure 7), pour augmenter la bande passante, empêche l'absorption totale du rayonnement lors de la traversée du matériau absorbant ; le rayonnement non absorbé, pendant un trajet aller est réfléchi par la métallisation P pour effectuer un trajet retour dans la couche détectrice. Cet effet contribue à augmenter le rendement de la photodiode.

Etudions la contribution de la réflexion dans l'approximation d'une réflexion totale de l'onde incidente sur la métallisation. Cette approximation est justifiée par les valeurs élevées des coefficients de réflexion à 1.5 μm des différents métaux constituant cette métallisation (tableau 2).

Métaux	Coefficient de réflexion à 1.5 μm
Au	0.99
Ti	0.98
Pt	0.97

Tableau 2 : coefficient de réflexion à 1.5 μm des principaux métaux utilisés.

Nous supposons que la densité de porteurs à l'interface métal semiconducteur est nulle (vitesse de recombinaison de surface infinie) et qu'au niveau de l'échelle des temps qui nous intéresse le temps de propagation des photons dans le dispositif est négligeable.

La contribution de la lumière réfléchi sur la métallisation se traduit selon la structure du composant soit sur la zone de charge d'espace seule (figure 2), soit sur la zone de charge d'espace et la zone p⁺-InGaAs (figure 4).

II.2.4.1. Collecte des porteurs par entraînement

Dans cette structure, l'onde réfléchie génère des porteurs dans la zone de charge d'espace suivant la loi :

$$g(t,x) = g(t) \cdot \alpha e^{-2\alpha L + \alpha x}$$

A partir des équations de continuité précédemment étudiées (paragraphe II.2.) et par transformation de Laplace, le courant généré par la réflexion $\tilde{J}_{\text{ref}}(\omega)$ s'écrit :

$$\tilde{J}_{\text{ref}}(\omega) = q \frac{\tilde{G}(\omega)e^{-2\alpha L}}{1 + jRC_0\omega} \left[-\frac{1 - e^{-j\omega\tau}}{j\omega\tau} - e^{\alpha L} \cdot \frac{e^{-j\omega\tau - \alpha L} - 1}{j\omega\tau + \alpha L} + e^{\alpha L} \cdot \frac{1 - e^{-j\omega\tau/b}}{j\omega\tau/b} - \frac{1 - e^{-j\omega\tau/b + \alpha L}}{j\omega\tau/b - \alpha L} \right]$$

Le photocourant résultant est la somme du photocourant de l'onde incidente et du photocourant de l'onde réfléchie.

Sous un éclairage constant le photocourant est :

$$J_0 = qG_0 (1 - e^{-2\alpha L})$$

et le rendement quantique résultant est :

$$\eta_{\text{réflexion}} = 1 - e^{-2\alpha L}$$

La réflexion du miroir augmente de façon importante (figure 9) le rendement pour de faibles épaisseurs de couches ternaires (pour $L = 0.5 \mu\text{m}$, $\eta_{\text{incident}} = 28 \%$ et $\eta_{\text{réflexion}} = 48 \%$).

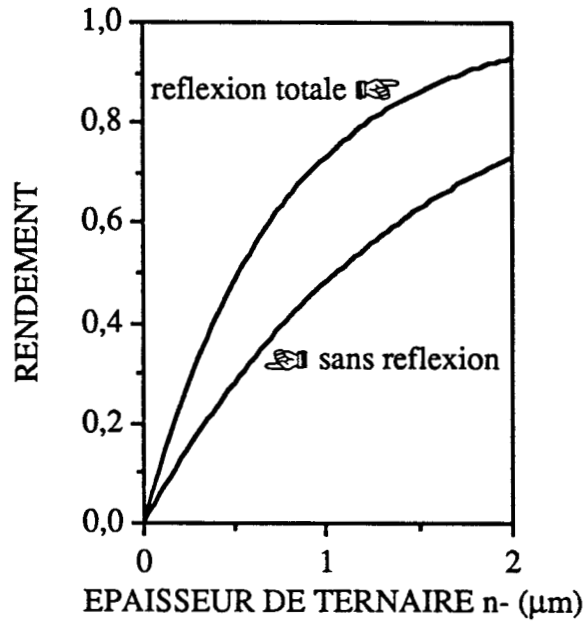


Figure 9 : Effet de la réflexion de la lumière incidente sur le contact ohmique, sur le rendement d'une photodiode en fonction de l'épaisseur de ternaire n-, en l'absence de ternaire p+.

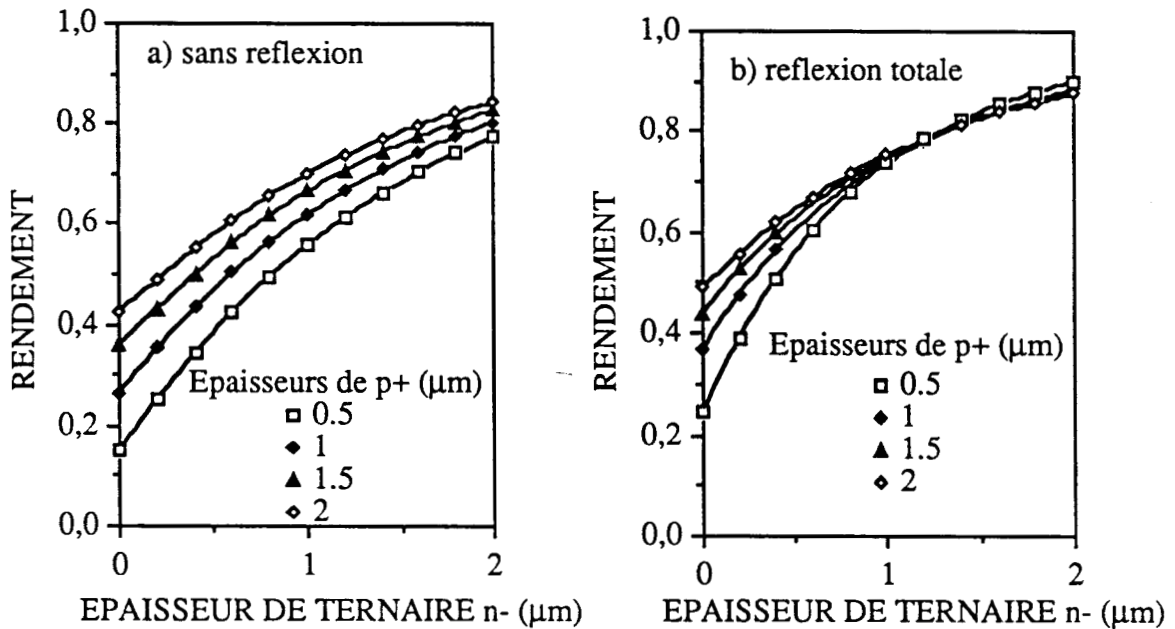


Figure 10 : Effet de la réflexion de la lumière incidente sur le contact ohmique, sur le rendement d'une photodiode en fonction de l'épaisseur de ternaire n-, pour différentes épaisseurs de ternaire p+.
 a) sans reflexion
 b) reflexion totale

II.2.4.2. Collecte des porteurs par entraînement et diffusion

La présence de la couche p⁺-InGaAs modifie la loi de génération des porteurs et s'écrit :

$$g(t,x) = g(t) \cdot \alpha \cdot e^{-2\alpha d + \alpha x}$$

Le photocourant de la zone de charge d'espace $\tilde{J}_{\text{ref}}(\omega)$ et de la zone p⁺-InGaAs $\tilde{J}_{\text{n ref}}(\omega, L)$, dû à la réflexion du faisceau, se mettront respectivement sous la forme :

$$\tilde{J}_{\text{réfléchi}}(\omega) = q \frac{\tilde{G}(\omega) e^{-2\alpha d}}{1 + jRC_0 \omega} \left[-\frac{1 - e^{-j\omega\tau}}{j\omega\tau} - e^{\alpha L} \cdot \frac{e^{-j\omega\tau - \alpha L} - 1}{j\omega\tau + \alpha L} \right. \\ \left. + e^{\alpha L} \frac{1 - e^{-j\omega\tau/b}}{j\omega\tau/b} - \frac{1 - e^{-j\omega\tau/b + \alpha L}}{j\omega\tau/b - \alpha L} \right]$$

$$\tilde{J}_{\text{nL refléchi}}(\omega) = q \frac{\tilde{G}(\omega) \alpha h^2 e^{-2\alpha d}}{\left\{ \alpha^2 h^2 - 1 \right\} \text{sh} \left\{ \frac{d-L}{h} \right\}} \left[\frac{e^{\alpha d}}{h} - \frac{e^{\alpha L}}{h} \text{ch} \left\{ \frac{d-L}{h} \right\} - \alpha e^{\alpha L} \text{sh} \left\{ \frac{d-L}{h} \right\} \right]$$

Le photocourant délivré par la diode est la somme de toutes les contributions décrites. L'accroissement du rendement quantique $\eta_{\text{réflexion}}$ par rapport à η_{incident} (figure 10) n'est réellement sensible que pour des zones de charge d'espace (L) faibles (typiquement $\leq 0.5 \mu\text{m}$) et des épaisseurs de ternaire p^+ peu importantes ($\leq 0.5 \mu\text{m}$) au-delà l'effet de la réflexion est peu important et tend à se confondre avec η_{incident} (écart de 10 à 15 % pour $p^+ = 1 \mu\text{m}$ entre $\eta_{\text{réflexion}}$ et η_{incident}).

II.2.4.3. Réponse en fréquence de la photodiode

La réflexion de la lumière sur la métallisation améliore légèrement la bande passante des photodiodes (figures 11-12) lorsqu'il n'y a pas de p^+ -InGaAs dans la structure. La réflexion tend à homogénéiser l'absorption des photons, en générant une quantité plus importante de trous près de la zone p^+ conduisant à une durée moyenne de transit dans la zone de charge d'espace plus faible. Ce résultat a déjà été observé par Lucovsky et al [13] où ils comparent la génération uniforme et non uniforme ainsi que le sens de propagation des photons dans la structure.

L'existence d'une couche p^+ -InGaAs dégrade la bande passante (figures 11-12) sauf pour des épaisseurs de p^+ faible (typiquement $\leq 0.5 \mu\text{m}$) où l'effet de l'uniformisation de la génération dans la couche n^- -InGaAs l'emporte sur l'accroissement du nombre de porteurs lents.

L'effet de la réflexion est peu important sur les fréquences de coupure à - 3 dB pour les structures considérées jusqu'à présent.

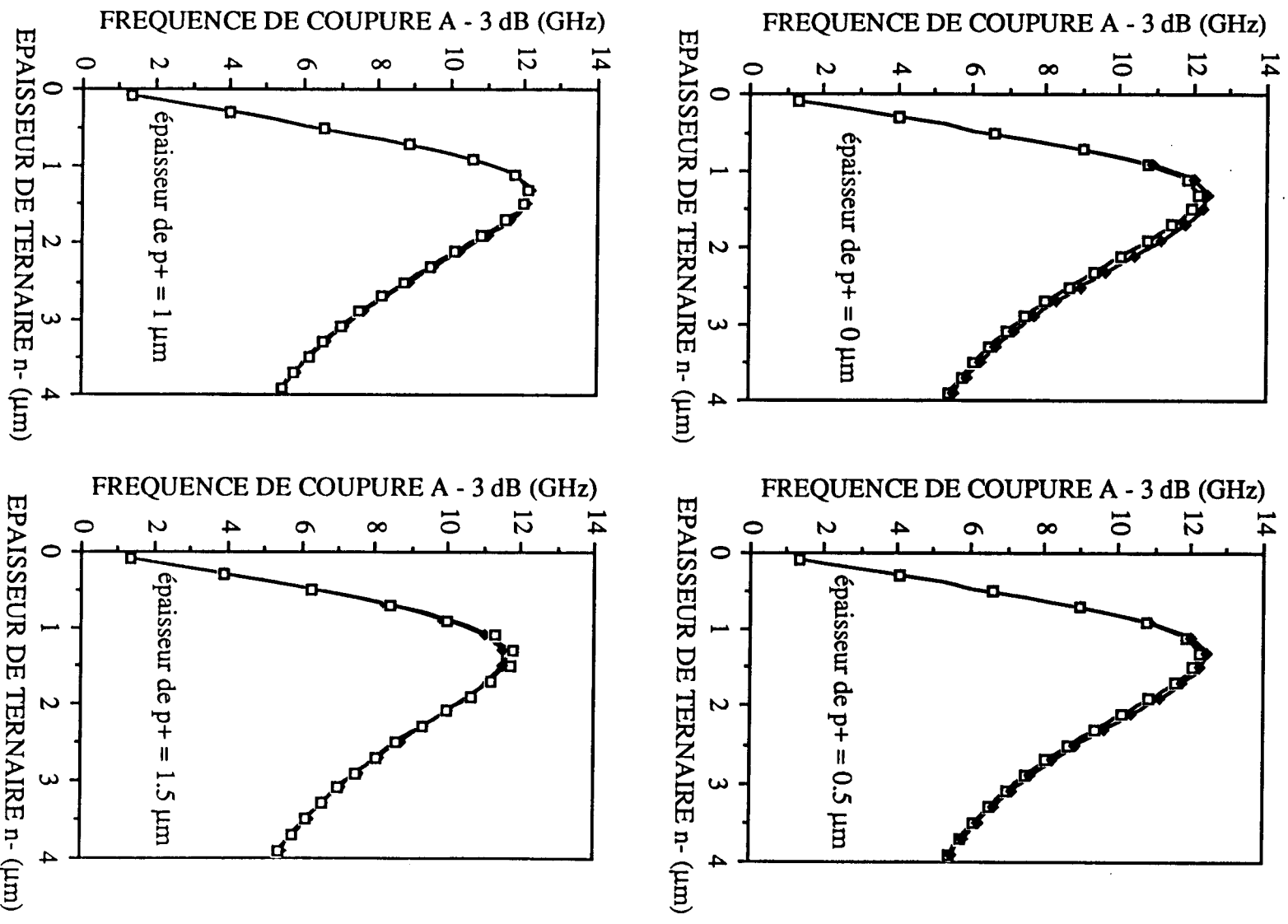


Figure 11 : Effet de la reflexion sur la frequence de coupure a - 3 dB en fonction de l'épaisseur de ternaïre n-, pour la photodiode de diamètre 50 μm à différentes épaisseurs de ternaïre p+.

□ sans reflexion
 ◆ reflexion totale

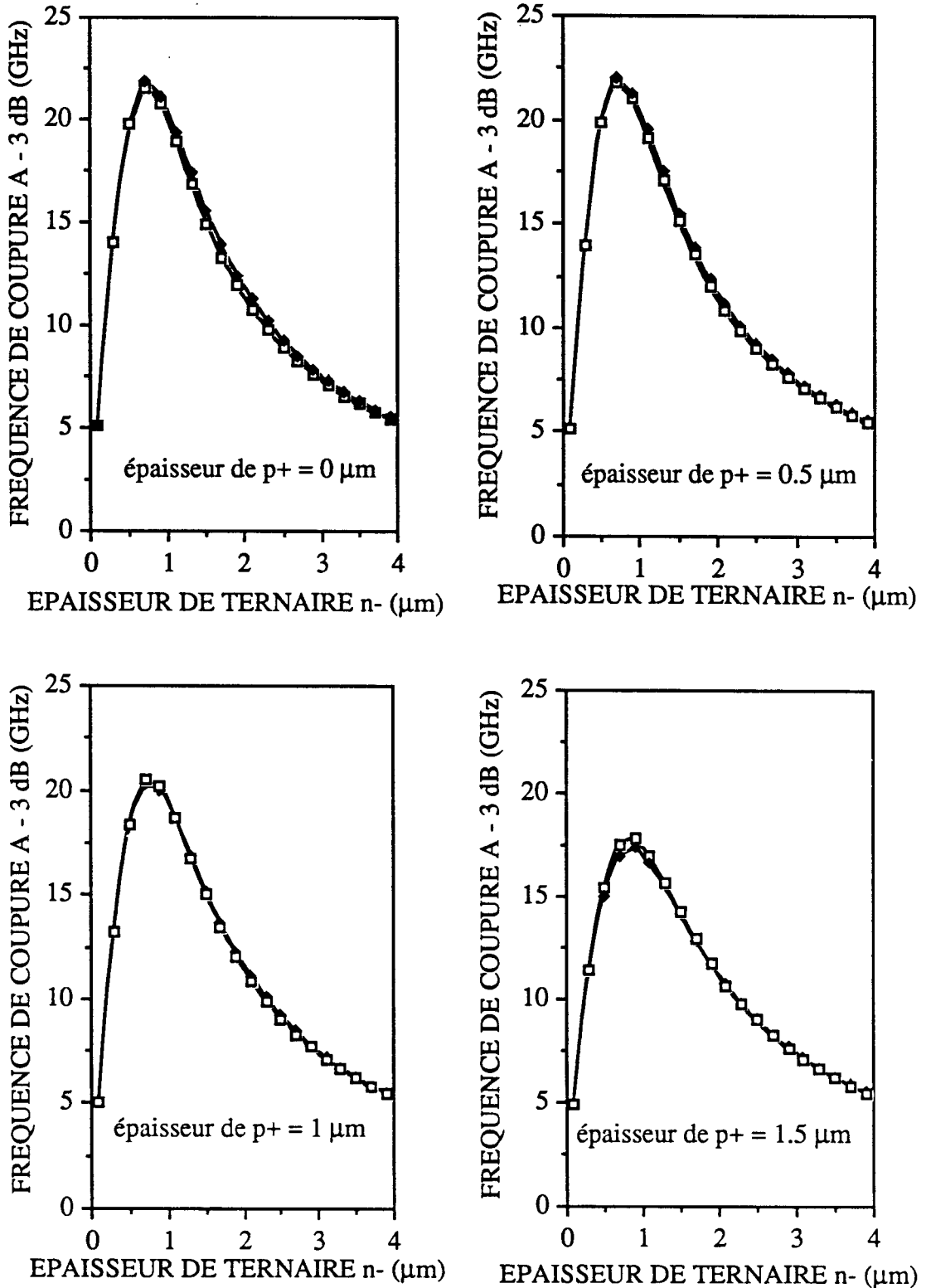


Figure 12 : Effet de la reflexion sur la frequence de coupure a -3 dB en fonction de l'épaisseur de ternaire n-, pour la photodiode de diametre 25 μm à différentes épaisseurs de ternaire p+.

- sans reflexion
- ◆ reflexion totale

II.2.5. EFFET SUR LA REPOSE EN FREQUENCE D'UNE COUCHE TAMPON n⁻ .InP

Les simulations effectuées précédemment ont montré que les photodiodes de diamètre 25 μm permettent d'atteindre des fréquences de coupure voisines de 20 GHz. Les photodiodes de diamètre 50 μm étant limitées par leur capacité de jonction. Nous montrons dans ce paragraphe que l'on peut réduire la capacité de la photodiode sans pratiquement modifier le temps de collecte des porteurs en utilisant une couche tampon n⁻ InP (figure 5).

II.2.5.1. Equations de base et approximations

Les simulations effectuées précédemment ont montré que pour les de diamètre 2.5 μm permettant

Aux systèmes d'équations précédents, nous ajoutons les équations de continuité suivantes régissant le courant d'électrons traversant la couche de n⁻InP :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n(t, x)}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n(t, x)}{\partial x} + g_n(t, x) - r_n(t, x) \\ J_n(t, x) = q \cdot n(t, x) \cdot v_n(E, x) + q D_n \frac{\partial n(t, x)}{\partial x} \end{array} \right.$$

Nous adoptons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- la couche tampon de n⁻InP est transparente au rayonnement incident, d'où une génération nulle de photoporteurs dans la zone n⁻ :

$$g_n(t, x) = 0$$

- la couche tampon de n⁻InP est totalement désertée lors du fonctionnement de la photodiode

- la durée de vie des porteurs dans la zone n⁻InP est beaucoup plus grande que le temps nécessaire aux porteurs pour la traverser :

$$r_n(t, x) = 0$$

- le champ électrique est suffisamment élevé pour pouvoir négliger le courant de diffusion dans la zone de charge d'espace

- les phénomènes à l'interface n⁻-InGaAs/n⁻-InP sont négligeables

- la permittivité relative ϵ_r de l'InP est la même que celle du ternaire.

La capacité de la jonction est alors définie par

$$C_0 = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{A}{(L + T)}$$

où T est l'épaisseur de la couche n⁻-InP.

L'équation de continuité simplifiée est simplement (en prenant les orientations de la figure), et par transformation de Laplace :

$$\frac{dJ_n(\omega, x)}{dx} - j \frac{\omega}{v_n} \cdot J_n(\omega, x) = 0 \quad \text{"pour } -T < x < 0\text{"}$$

En intégrant cette équation et en la reportant dans le calcul du photocourant délivré par la photodiode, nous voyons que la couche tampon de n⁻-InP ajoute simplement un temps de retard $\frac{T}{v_n}$ aux électrons.

II.2.5.2. Réponse en fréquence de la photodiode

Pour une épaisseur de n⁻InGaAs $L = 1 \mu\text{m}$ nous pouvons obtenir une fréquence de coupure à - 3dB, sans effet de capacité de jonction ($C_0 = 0 \text{ pf}$), de l'ordre de 25 GHz (figure 7). L'insertion d'une couche tampon de n⁻InP entre le substrat et le n⁻InGaAs permet d'augmenter de façon spectaculaire la fréquence de coupure à - 3dB, de la photodiode de diamètre $50 \mu\text{m}$ (figure 13), de 11.5 GHz à 19.5 GHz pour une réflexion nulle et $2 \mu\text{m}$ de n⁻InP. Les couches de p⁺InGaAs diminuent la réponse fréquentielle de la photodiode de $50 \mu\text{m}$ sans modifier l'épaisseur optimum de n⁻InP. La réflexion de la lumière sur la métallisation devient défavorable au contraire d'une structure sans couche tampon. En effet, la diminution du temps moyen de transit des trous à travers la zone de charge d'espace va de pair avec l'augmentation du temps moyen de transit des électrons, mais cet effet reste globalement faible. Par exemple, pour la photodiode de diamètre $50 \mu\text{m}$ la fréquence de coupure maximum n'est réduite que de 5 % passant de 19.5 GHz à 18.5 GHz (épaisseur de p⁺- InGaAs $0 \mu\text{m}$).

La photodiode de diamètre 25 μm (figure 14) pour une épaisseur de n⁻InGaAs de 1 μm voit une faible augmentation de sa fréquence de coupure de 19.9 à 23.25 GHz (épaisseur de p⁺- InGaAs 0 μm) de part son optimum (figure 7) plus près de la fréquence à - 3dB sans effet de capacité. Les couches de p⁺InGaAs diminuent la fréquence de coupure à - 3 dB et tendent à déplacer l'optimum vers des épaisseurs de n⁻InP plus faible. L'effet de la réflexion comme pour la photodiode 50 μm est défavorable mais reste négligeable. Ces simulations mettent en évidence l'intérêt de la couche tampon n⁻InP. Nous remarquons que la réduction de la capacité obtenue, à L = 1 μm pour l'épaisseur optimum de n⁻InP, conduit la photodiode de 50 μm à avoir les performances d'une photodiode de diamètre 30 μm sans n⁻InP et la photodiode de 25 μm à avoir les performances d'une photodiode de diamètre 15 μm en rapidité, mais de pouvoir collecter plus de photons et d'être plus faciles à fabriquer et à utiliser que des photodiodes de diamètres 30 et 15 μm .

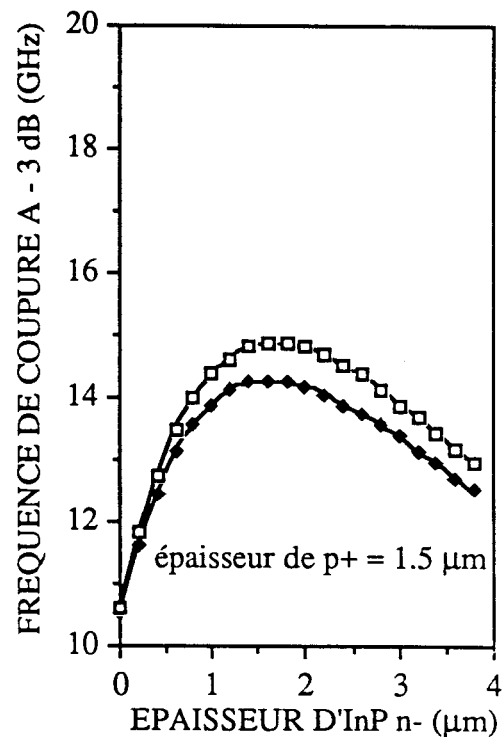
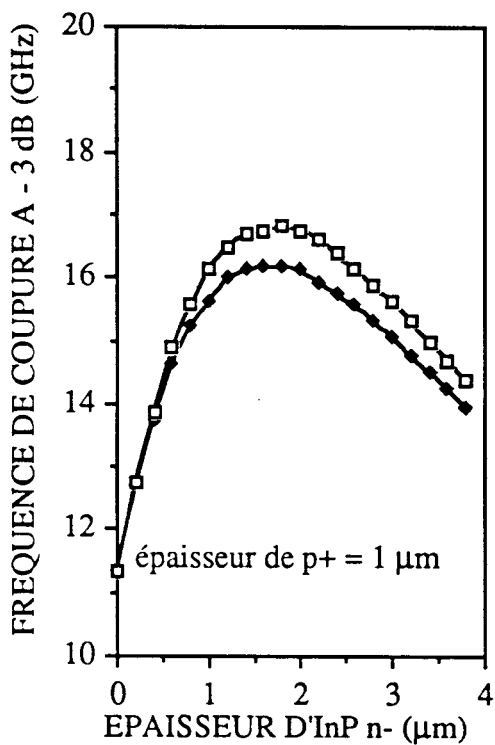
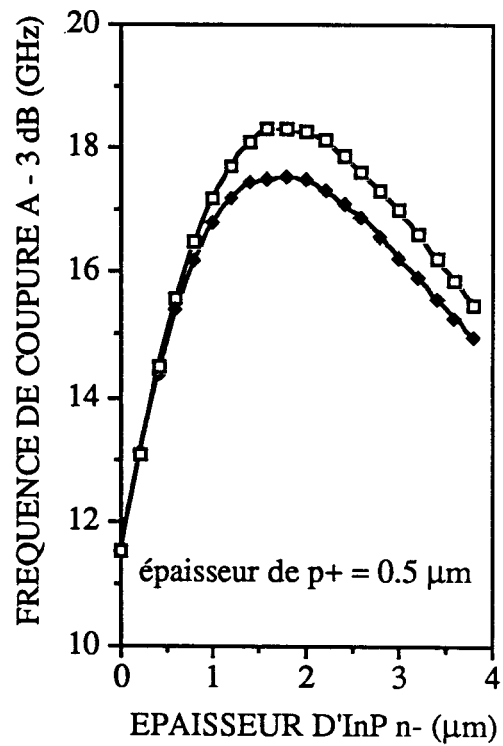
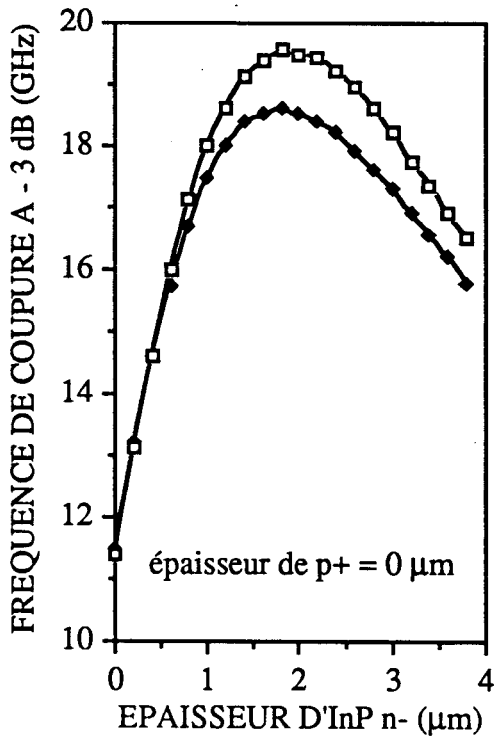


Figure 13 : Effet d'une couche tampon n- InP sur la fréquence de coupure a -3 dB, pour la photodiode de diamètre 50 μm à différentes épaisseurs de ternaire p+, à une épaisseur de n- InGaAs de 1 μm

- sans reflexion
- ◆ reflexion totale

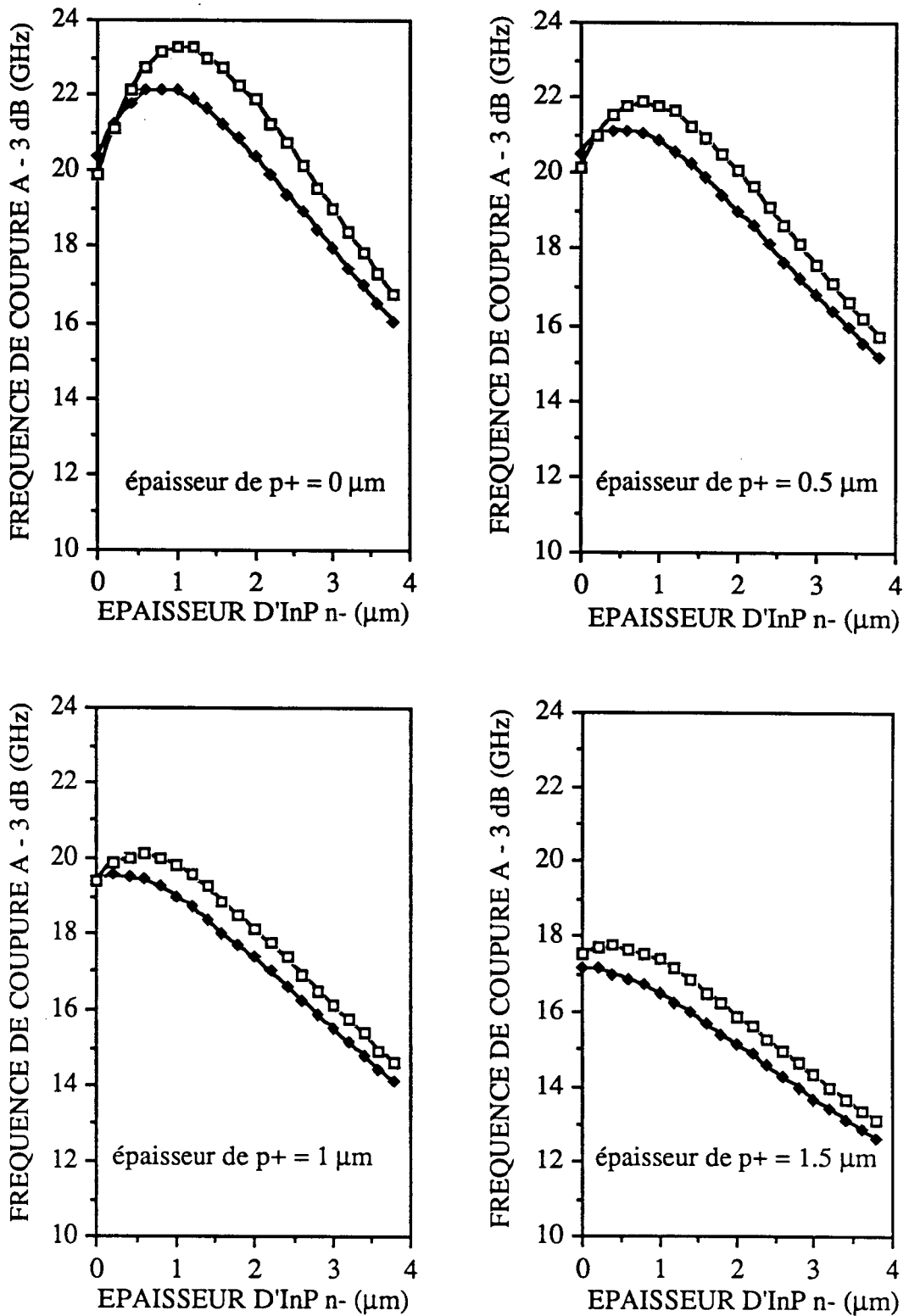


Figure 14 : Effet d'une couche tampon n- InP sur la fréquence de coupure a -3 dB, pour la photodiode de diamètre 25 μm à différentes épaisseurs de ternaire p+, à une épaisseur de n- InGaAs de 1 μm ($C_b = 0.025$ pF)

- sans reflexion
- ◆ reflexion totale

III. REALISATION DE PHOTODIODES PIN RAPIDES A HETEROJONCTION InP/InGaAs

III.1. INTRODUCTION

La réalisation des photodiodes PIN à hétérojonction InP/InGaAs/InP rapides et sensibles correspondent aux différentes structures modélisées. Elle a nécessité des travaux technologiques pour améliorer les dispositifs standards antérieurement étudiés au laboratoire et actuellement fabriqués par ALCATEL, qui sont des photodiodes mesa ou planar de diamètre 70 μm réalisées par épitaxie en phase liquide et montées sur des boîtiers KD01, dont la bande passante est typiquement limitée à 6 GHz. Ces améliorations ont porté sur les points suivants :

- la croissance de double hétérostructure PIN par épitaxie par jets moléculaires sources gaz (EJMSG), qui ne pose pas comme l'épitaxie en phase liquide de problème (effet de redissolution) pour la croissance d'une couche d'InP superficielle p^+ ou n^+ sur la couche ternaire n^- .
- la technologie de réalisation de photodiodes de petit diamètre et à faible courant de fuite en technologie mesa (diamètre 50 μm) et planar (diamètre 25 μm)
- la fabrication d'embases hyperfréquence et le montage sur ces embases.

III.2. EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES SOURCES GAZ

Les travaux ont porté sur la croissance sur substrat d'InP n^+ d'hétérostructures p^+ -InP/ n^- -InGaAs/ n^- -InP à jonction épitaxiées destinées à la fabrication de photodiodes mesa et d'hétérostructures isotypes n^+ InP/ n^- -InGaAs/ n^- -InP destinées à la fabrication de photodiodes planar.

Nous avons déterminé les conditions permettant d'obtenir de façon reproductible des couches épitaxiales de GaInAs et d'InP à faible dopage résiduel. Une étude systématique de l'influence des conditions de croissance (température et flux V) a permis de montrer qu'il était impossible de réaliser un matériau ternaire de bonne qualité électronique ($n \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $\mu \sim 77 \text{ K} \sim 50\,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$) dans une gamme de température relativement large, typiquement de 440°C à 550°C [15]. Ceci nous a conduits à définir un cycle de croissance pour hétérostructure PIN qui correspond à une température de 480°C pour les couches d'InP et de 550°C pour la couche ternaire. La réalisation des jonctions p^+n est obtenue par dopage Be in situ de la couche superficielle d'InP.

Pour les hétérostructures destinées à être utilisées en technologie planar le dopage de la couche superficielle d'InP à un niveau voisin de $4.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ est assuré par incorporation de Sn in situ.

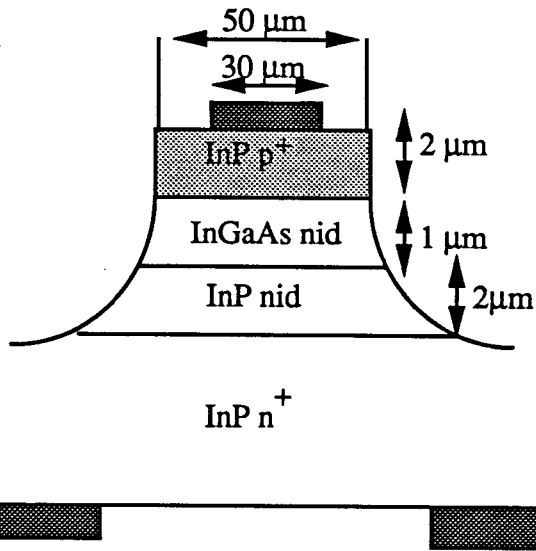
Les hétérostructures épitaxiales ont été caractérisées par diffraction X et par photoluminescence et ont montré une excellente homogénéité en épaisseur ($\Delta e/e < 10 \%$) et en composition ($\Delta \lambda/\lambda \sim 10^{-3}$).

III.3. REALISATION DE PHOTODIODES DE FAIBLE DIAMETRE

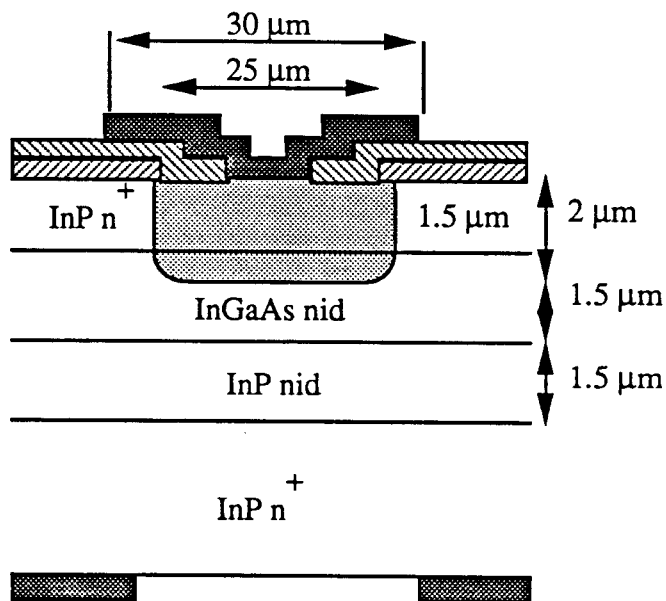
Nous décrivons ci-dessous les principales étapes de fabrication des photodiodes, mesa de diamètre $50 \mu\text{m}$ et planar de diamètre $25 \mu\text{m}$, réalisées et caractérisées dans le cadre de cette thèse. Les épaisseurs des différentes couches des photodiodes mesa (figure 15) sont proches des valeurs optimales déduites de la modélisation, ce qui n'est pas le cas des photodiodes planar (figure 15) pour lesquelles, nous avons du utiliser, pour des raisons de disponibilité, des hétérostructures dont l'épaisseur de la couche tampon n⁻-InP était supérieure à l'optimum théorique ($1.5 \mu\text{m}$ au lieu de $0.8 \mu\text{m}$) qui conduit à une légère pénalité sur la bande passante théorique optimale (21GHz au lieu de 22 GHz pour une réflexion nulle, figure 14).

III.3.1. REALISATION DE LA PHOTODIODE MESA

Il s'agit de diodes de diamètre $50 \mu\text{m}$ réalisées à partir d'hétérostructures à jonction épitaxiée. L'hétérostructure est constituée d'un substrat d'InP n⁺ (Sn, $n = 2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) orienté (100) sur lequel sont successivement épitaxiées une couche tampon d'InP, une couche ternaire, d'épaisseurs respectives de $2 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$, ces deux couches étant non intentionnellement dopées ($n < 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) et une couche d'InP p⁺ ($p \sim 2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le procédé d'élaboration des diodes est représenté figure 16 : après dépôt d'un sandwich Au/AuZn/Au par évaporation sous vide à 200°C , des plots de métallisation de diamètre $30 \mu\text{m}$ sont gravés à l'aide d'une solution d'iodure de potassium. Le contact p est alors allié à 420°C pendant une minute. Après amincissement de la plaque et polissage mécano-chimique de la face arrière, le contact n est constitué de 1500 \AA d'un alliage AuGeNi déposé par évaporation et d'une recharge de 2500 \AA d'or déposé par pulvérisation. Après gravure de l'ouverture de $200 \mu\text{m}$ qui sert à illuminer la diode, le contact est allié à 320°C . On déposera alors sur la face P par CVD un film de 1200 \AA de SiO_2 et on délimite l'aplomb des plots de métallisation des zones circulaires de $70 \mu\text{m}$ de diamètre qui serviront de masques pour la réalisation du "mésa".



a) : structure Mésa



b : structure planar diffusion de cadmium en ampoule scellée

Figure 15 : Dimensions des photodiodes réalisées .

- a) structure mesa
- b) structure planar

Ce dernier est réalisé par une attaque en profondeur de 10 μm à l'aide d'une solution de brome (0,2%) dans le méthanol.

III.3.2. REALISATION DE LA PHOTODIODE PLANAR

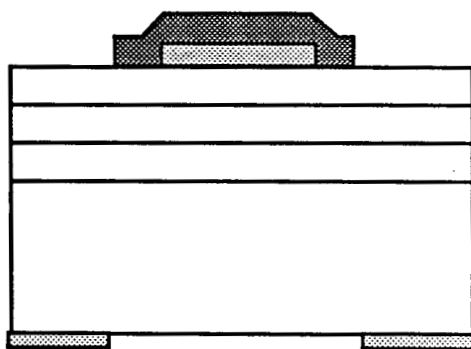
L'étude a été effectuée sur des diodes de diamètre 25 μm dotées d'un plot de métallisation de 30 μm de diamètre. Cette technologie a été appliquée à des hétérostructures épitaxiées sur substrat n^+ et constituées d'une couche tampon d'InP, d'une couche ternaire toutes deux non intentionnellement dopées ($n < 2.10^{15} \text{ cm}^{-3}$) et de même épaisseur (1.5 μm) et d'une couche superficielle d'InP de type n dopée Sn ($n = 4.10^{16} \text{ cm}^{-3}$) de 1.5 μm d'épaisseur. Les différentes étapes du procédé de fabrication de ces diodes sont décrites sur la figure 17. La jonction est réalisée par diffusion de Cd en ampoule scellée à partir d'une source de Cd_3P_2 à 540°C pendant 1 h, ce qui assure un positionnement de la jonction à 2 μm de la surface, dans la couche ternaire. Le cadmium a été préféré au zinc comme impureté acceptrice en raison de sa plus faible diffusivité et d'une meilleure qualité des jonctions diffusées.

La localisation de la diffusion est assurée par un film de 1900 Å de Si_3N_4 déposé par PECVD et ouvert sur un diamètre de 25 μm par gravure sèche (RIE $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ 2%).

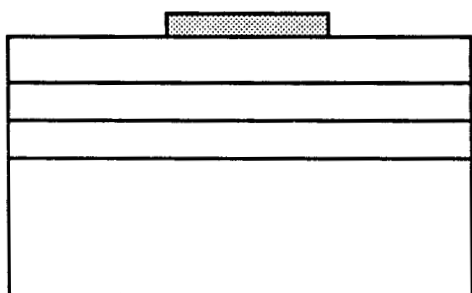
Afin d'assurer un meilleur isolement de la jonction et pour réduire la capacité MIS, un film de Si_3N_4 de 2500 Å est alors déposé puis ouvert sur un diamètre de 10 μm . Le contact p est réalisé par un sandwich TiPtAu déposé par pulvérisation cathodique et gravé sous forme de plots circulaires de 30 μm de diamètre par gravure ionique. Après polissage de la face arrière une couche antireflet de Si_3N_4 est déposée par PECVD. Après gravure de cette couche, le contact arrière est réalisé de façon identique à la structure "mésa".

InP	P+
GaInAs	N-
InP	N-
InP	N+

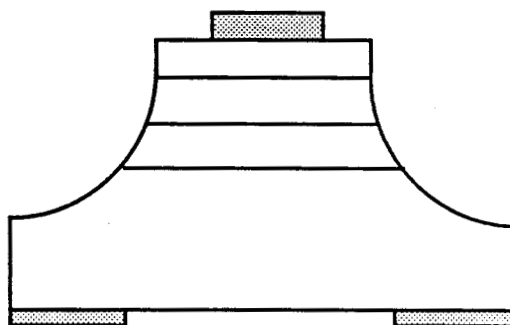
Epitaxie



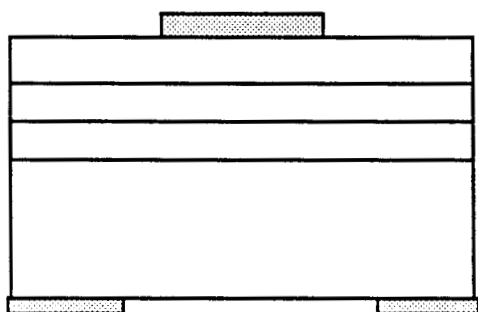
Dépôt et gravure du masque de SiO_2 ($\varnothing = 70 \mu\text{m}$)



Dépôt et gravure ($\varnothing = 30 \mu\text{m}$)
du contact P (Au/AuZn/Au)



Gravure chimique du méssa

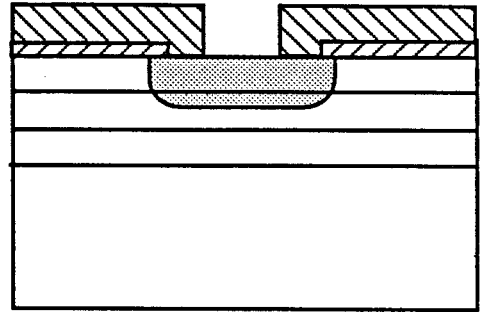


Rodage, polissage face arrière,
dépôt et gravure ($\varnothing = 250 \mu\text{m}$)
du contact N (AuGeNi/Au).

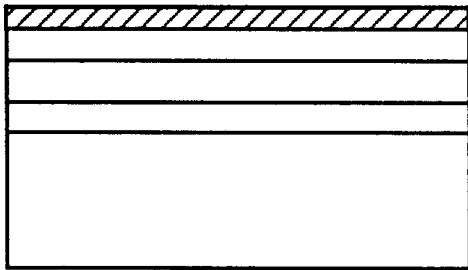
Figure 16 : Procédé d'élaboration des photodiodes PIN "méssa".

InP	N+
GaInAs	N-
InP	N-
InP	N+

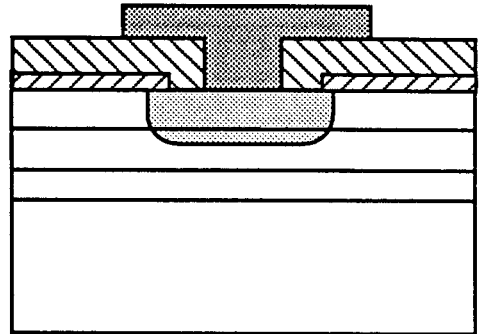
Epitaxie



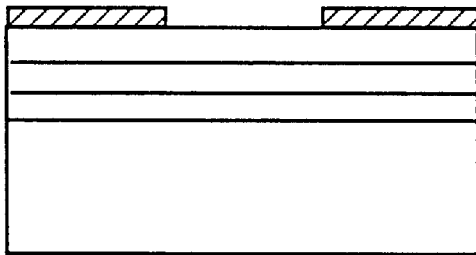
Dépôt 2500 Å Si_3N_4
gravure ouverture $\varnothing = 10 \mu m$



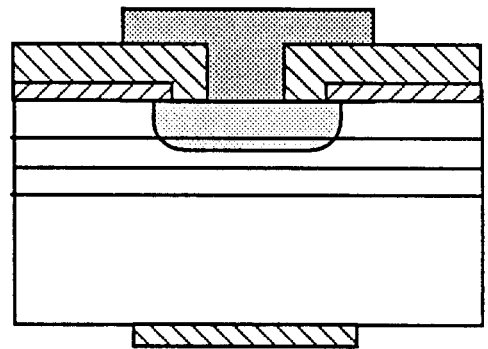
Dépôt 1900 Å Si_3N_4



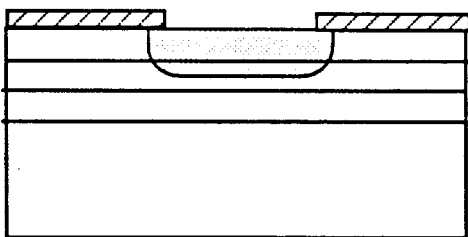
Dépôt contact TiPtAu - gravure plot $\varnothing = 30 \mu m$



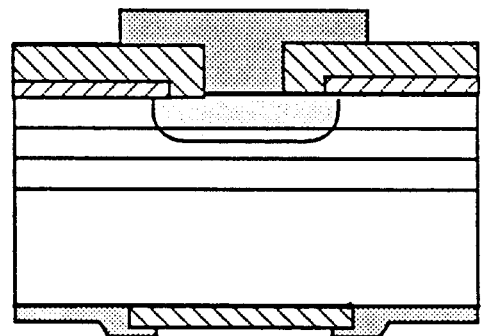
Gravure ouverture $\varnothing = 25 \mu m$



Dépôt film $\lambda/4 Si_3N_4$ et gravure $\varnothing = 250 \mu m$



Diffusion Cd, 520°C, 1h.



Dépôt du contact N AuGeNi
+ Au et ouverture $\varnothing = 200 \mu m$

Figure 17 : Procédé d'élaboration des photodiodes PIN planar

III.4. REALISATION DES EMBASES HYPERFREQUENCES ET MONTAGE DES PHOTODIODES

Les embases commercialement disponibles pour le montage des photodiodes PIN ont des capacités trop élevées par rapport aux capacités des composants (tableau 1, paragraphe I). Cette capacité de boîtier associée à la capacité du composant diminue la bande passante du système.

Pour nous affranchir des éléments capacitifs et selfiques associés à l'embase, nous avons étudié et réalisé une embase spécifique en technologie micro-strip permettant le montage des diodes à l'aide de machines conventionnelles. L'embase est réalisée à partir d'un circuit d'alumine métallisé deux faces de 0,25" d'épaisseur. Ce circuit est constitué d'une ligne de 50 Ω et d'un plot de métallisation carré de 0,25" de côté destiné à recevoir la diode et percé d'un trou de 300 μm de diamètre réalisé par usinage laser (figure 18) le trou est métallisé de manière à assurer une continuité électrique entre le contact arrière de la diode et le plan de masse que constitue la face arrière métallisée du circuit. La puce est soit collée à l'aide d'époxy conductrice soit soudée avec une préforme. Le centrage de la puce sur le trou de 300 μm est effectué à l'aide d'un système comprenant un miroir. Le fil de connexion de 18 μm de diamètre reliant la diode à la ligne 50 Ω est reporté sur le plot de métallisation p soit par thermocompression, soit par collage à l'époxy.

L'ensemble de ces opérations, en particulier la prise de contact du côté p est extrêmement délicate dans le cas des structures méssa qui ne sont pas passivées, sont grandement facilité dans le cas de structures planar où le rendement de montage est fortement amélioré (de $\approx 30\%$ à 70%). Après montage des diodes sur leur circuit d'alumine, celle-ci est assemblée sur un connecteur coaxial large bande (18 GHz) (figure 19).

IV. CARACTERISATIONS DES PHOTODIODES

IV.1. CARACTERISATIONS STATIQUES DES PHOTODIODES

Bien que faisant appel à des techniques de mesures simples la caractérisation statique des photodiodes de faible diamètre s'est heurtée à certaines difficultés pratiques au niveau des mesures de sensibilité (contrôle de la puissance optique injectée dans la diode) et de capacité. Pour cette dernière grandeur la sensibilité des techniques disponibles (capacimètre BOONTON 72 BD) ne nous a pas permis de déterminer autre chose qu'une valeur par défaut ($< 0.1\text{ pF}$) des photodiodes montées sur leurs embases.

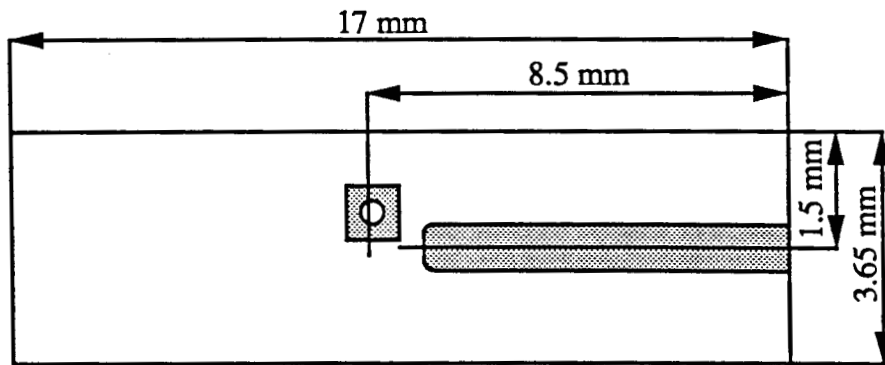


Figure 18 : Plan du circuit micro-strip 50Ω réalisé sur substrat d'alumine

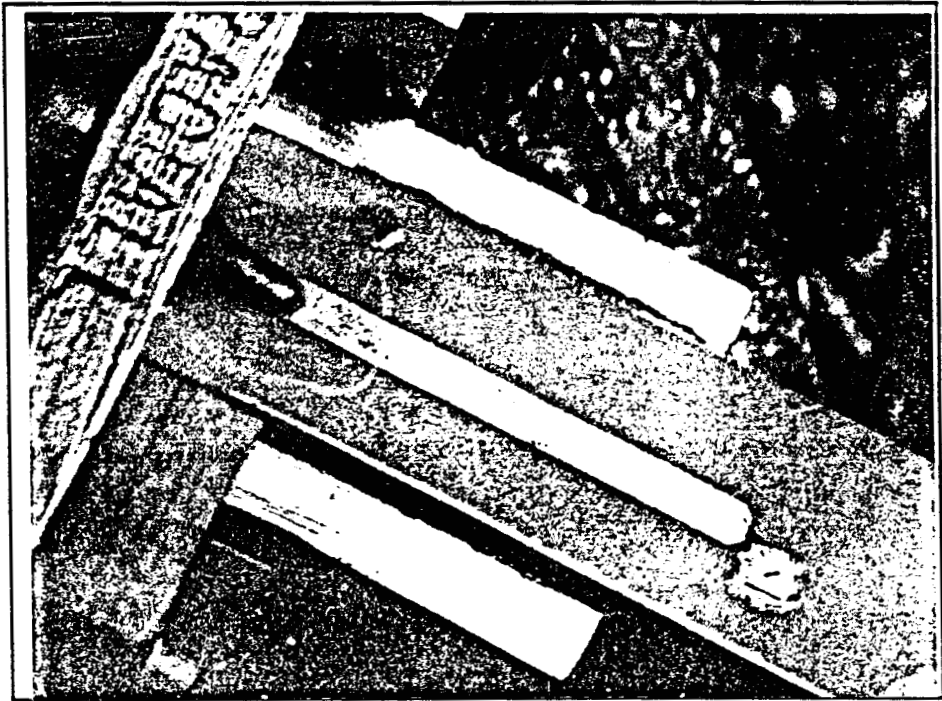


Figure 19 : Ensemble photodiode-connecteur SMA- circuit 50Ω monté

Pour les mesures de sensibilité où il est nécessaire d'utiliser un flux de lumière préalablement calibré issu d'une fibre monomode couplée à un laser. Nous avons constaté qu'il était préférable d'employer une fibre à extrémité clivée plutôt qu'une fibre à embout conique qui provoquait une défocalisation du faisceau par rapport à la surface sensible de la photodiode [16].

Les caractéristiques statiques des deux types de photodiodes décrits précédemment sont reportées dans le tableau 3.

Les faibles courant d'obscurité mesurés pour une tension de polarisation de 20 V sont révélateurs d'une technologie de fabrication satisfaisante en particulier dans le cas de la technologie planar.

La variation de la sensibilité en régime continu en fonction de la tension appliquée dans le cas des photodiodes à jonction épitaxiée n'a pas mis en évidence d'effet important associé au piégeage des trous à l'interface p^+ -InP/ n^- -InGaAs. Bien qu'il y ait évidence d'un tel piégeage (courant de court-circuit nul), la tension inverse à appliquer pour obtenir la valeur de saturation du photocourant est très faible (quelques dixième de volts) devant la fonction de fonctionnement (10 à 20 volts). Nous pouvons espérer dans ces conditions que le champ électrique à l'hétérointerface est suffisamment élevé pour qu'aucun effet retardateur ne soit introduit par la discontinuité des bandes de valence.

Les sensibilités élevées des deux structures associées aux faibles capacités sont en bon accord avec les simulations théoriques. La sensibilité plus élevée de la photodiode planar résulte d'une plus forte réflectivité effective associée à la géométrie de la métallisation p.

L'utilisation des deux types de photodiodes a en outre permis de contrôler une stabilité des caractéristiques, bien supérieure pour les photodiodes planar dont la jonction est fermée, que pour les photodiodes méssa dont la stabilité pourrait être améliorée par un dépôt de polymide.

	Technologie Mesa	Technologie Planar
diamètre actif (μm)	50	25
tension de fonctionnement (v)	10 à 20	10 à 20
courant d'obscurité à 20 V (nA)	≤ 10	< 1 nA
sensibilité à 1.3 μm (A/W)	0.6 ± 0.1	0.8 ± 0.1
sensibilité à 1.5 μm (A/W)	0.7 ± 0.1	0.9 ± 0.1
capacité de la puce à 0V (pF)	≤ 0.1	≤ 0.1

Tableau 3 : caractéristiques statiques des photodiodes réalisées.

IV.2. CARACTERISATIONS DYNAMIQUES DES PHOTODIODES

IV.2.1. INTRODUCTION

La détermination expérimentale de la fonction de transfert des photodiodes du continu jusqu'à 20 GHz est délicate car mettant en jeu une source de lumière modulée et une électronique dont les bandes passantes doivent être connues et si possible nettement supérieures à celles des dispositifs à mesurer.

Une solution concernant la source peut être trouvée en variant, dans la plage de fréquence souhaitée, la fréquence de battement $\omega = \omega_1 - \omega_2$ de deux ondes monochromatiques se propageant colinéairement, de même polarisation, toutes deux incidentes sur la surface de la photodiode. Le photorécepteur détectant quadratiquement la lumière produit un photocourant de la forme :

$$I_p \propto E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2 \cos(\omega t - \Delta\phi) \cdot \cos \emptyset$$

où E_1 , E_2 et ω_1 , ω_2 représentent l'amplitude de champ optique et la fréquence des deux ondes, $\Delta\phi$ leur déphasage et \emptyset la différence entre les directions de polarisation, supposées polarisées linéairement.

Une solution pratique pour réaliser de telles sources consiste à utiliser, comme sources optiques, deux lasers à semiconducteur DFB monomode à suffisamment faible largeur de raie ($\Delta\nu_1 \simeq \Delta\nu_2 < 50$ MHz, la largeur de raie du battement définit la précision de la mesure de la fréquence et est égale à $\Delta\nu = \Delta\nu_1 + \Delta\nu_2$), et émettant à la même longueur d'onde ($\lambda \simeq 1.5 \mu\text{m}$) à température ambiante. La variation de la fréquence de battement du continu à 20 GHz est obtenue en variant la longueur d'onde d'émission d'un des deux lasers par variation de sa température ($\Delta\lambda_1/\Delta T \sim 0,8 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ soit $\Delta\nu_1/\Delta T \sim 10 \text{ GHz}/^\circ\text{C}$) dans une plage de température relativement réduite [17] [18].

Sur ce principe H. NAKAJIMA a mis au point au CNET Bagneux un dispositif expérimental (figure 20) où les fonctions de transfert de nos photodiodes ont été déterminées.

Le dispositif expérimental comprend deux lasers DFB émettant à $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$, de largeur de raie $\Delta\nu_{1,2} \simeq 50$ MHz, dont la température est stabilisée à mieux que 10^{-3}°C (ce qui conduit à une précision sur la fréquence de 100 MHz).

Les faisceaux émis par les deux lasers sont combinés à l'aide d'un coupleur 3 dB à fibre monomode. L'alignement des polarités des deux raies est obtenu à l'aide des boucles de Legendre en maximisant le signal détecté par la photodiode.

L'intensité du signal de battement lors de la variation de fréquence est contrôlé à ± 1 dB en polarisant à un point de fonctionnement élevé les lasers (typiquement 2 fois le courant de seuil), l'amplitude absolue de l'intensité peut alors être considérée comme constante.

Le signal détecté par la photodiode est analysé par un analyseur de spectre (HP 8569 A) dont la bande passante est de 10 MHz à 22 GHz sans adjonction d'un mélangeur externe.

	Théorie		Expérience
	réflexion nulle	réflexion totale	
f _{-3dB} (GHz)	21	20	> 18
η	0.56	0.75	0.8 ± 0.1

Tableau 4 : comparaison des résultats théoriques et expérimentaux de la photodiode planar de diamètre 25 μm .

	Théorie		Expérience
	réflexion nulle	réflexion totale	
f _{-3dB} (GHz)	19.5	18.5	> 18
η	0.5	0.75	0.7 ± 0.1

Tableau 5 : comparaison des résultats théoriques et expérimentaux de la photodiode mesa de diamètre 50 μm .

IV.2.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'ensemble photodiode-embase présente (figure 21) une fonction de transfert, pour les deux types de photodiodes, dont la fréquence de coupure à - 3dB est supérieure à 18 GHz pour une tension de polarisation de 20 V.

Il n'a pas été possible de caractériser au-delà de 18 GHz car le signal détecté finit par se confondre avec le niveau de bruit de l'analyseur de spectres dans la gamme de fréquence supérieure.

Les minimas observés sur les fonctions de transfert de la méssa et de la planar, vers 9 GHz sont dûs à la longueur de la ligne 50Ω (~ 8 mm, figure 18), une réduction de la longueur de la piste permettrait de rejeter vers des fréquences plus élevées ce défaut.

IV.2.3. COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX-THEORIQUES ET DISCUSSION

Les photodiodes réalisées présentent une bande passante et un rendement élevé répondant parfaitement au problème posé. A ce point il paraît intéressant de comparer les résultats expérimentaux aux simulations théoriques pour les deux types de photodiodes (tableaux 4 et 5, figure 21). Nous rappelons que les valeurs numériques utilisées pour les simulations sont les suivantes :

. pour le ternaire : vitesse des électrons	$v_n = 7 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$
vitesse des trous	$v_p = 4 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$
constante de diffusion des électrons	$D_n = 260 \text{ cm}^2/\text{s}$
durée de vie des électrons dans le p+	$\tau_d = 160 \text{ ps}$
. pour l'InP : vitesse des électrons	$v = 210^7 \text{ cm/s}$

Nous observons pour les deux types de photodiodes un accord satisfaisant entre la théorie et l'expérience. Nous remarquons en particulier :

- 1) l'effet bénéfique de la couche tampon de n^- -InP qui permet par réduction de la capacité de la diode d'atteindre des bandes passantes vers 20 GHz pour des diodes de diamètre 50 μm .

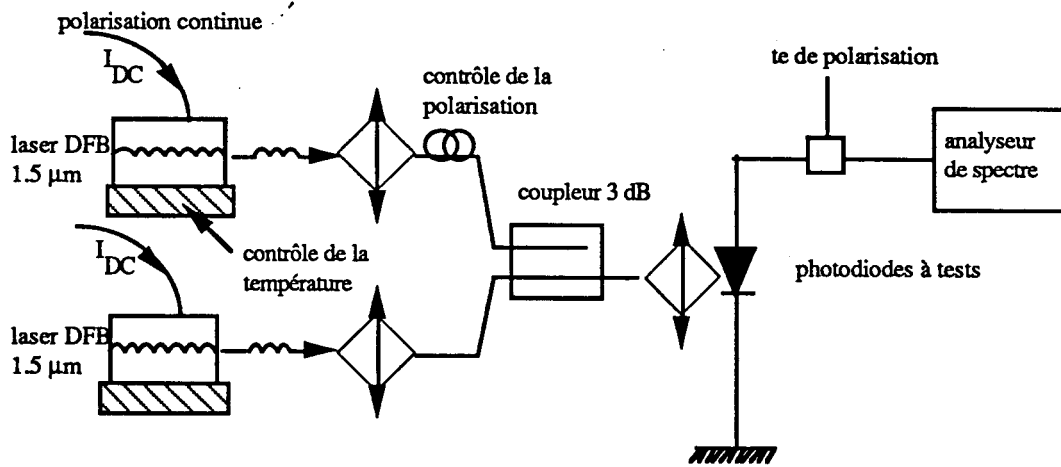


Figure 20 : schéma synoptique du banc de mesure par hétérodynage optique

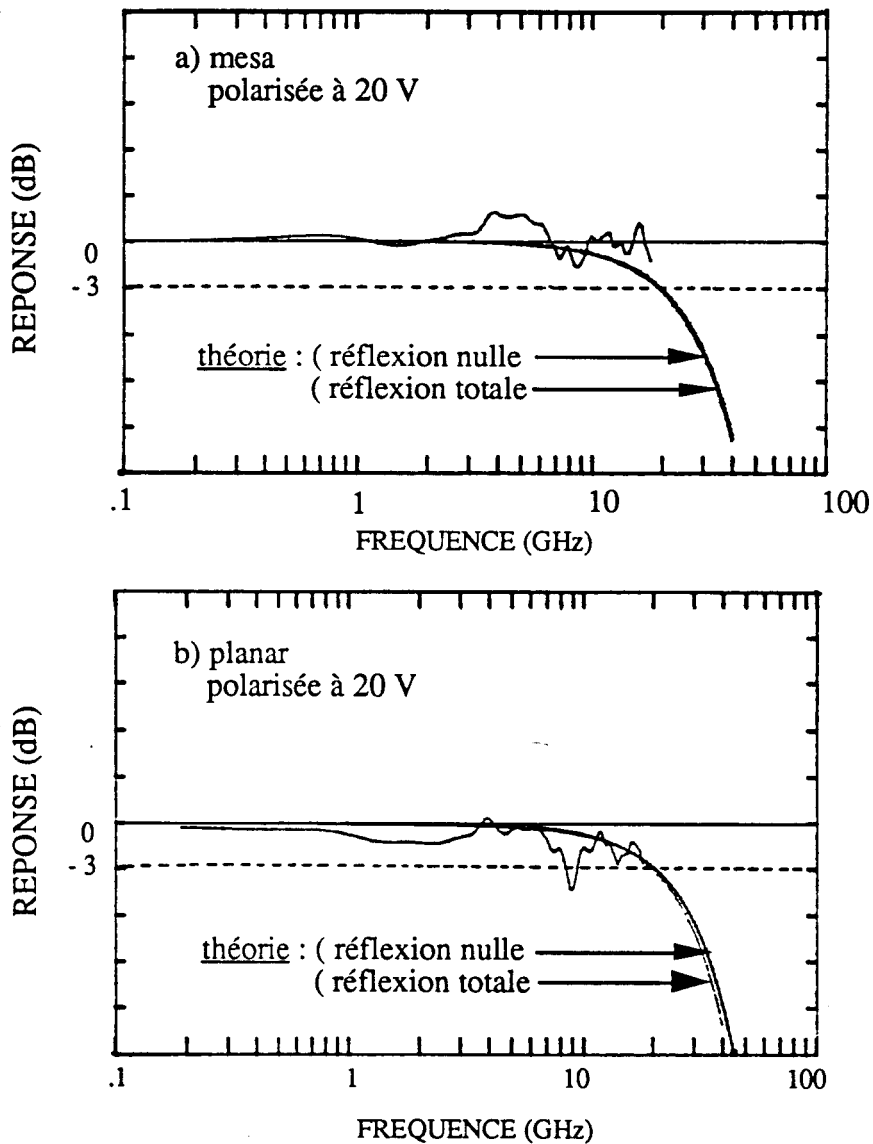


Figure 21 : fonctions de transfert des photodiodes mesa (a) et planar (b) sur lesquelles on a également reporté les simulations théoriques de la fonction de transfert dans le cas d'une réflexion totale et d'une réflexion nulle sur la métallisation

2) le piégeage des charges à l'interface $p^+-InP/n-InGaAs$ dans le cas d'hétérostructure à jonction épitaxiée ne contribue pas de façon significative dans les conditions d'utilisation ($v > 10V$) à une quelconque dégradation des performances en rapidité et de sensibilité des photodiodes, résultat déjà observé par WANG et al [19] sur une PIN méssa de diamètre $25 \mu m$ de structure $p^+-InP/n-InGaAs/n^+-InP$.

Nous avons reporté dans le tableau 6 quelques uns des meilleurs résultats publiés dont les composants ont des diamètres photosensibles proches des nôtres. La différence notable des composants de cette étude avec les autres est un rendement élevé pour des fréquences de coupure à -3 dB égale, de plus leur diamètre plus grand permet une souplesse d'emploi plus importante.

Technologie	Diamètre (μm)	Structure (épaisseur de ternaire n^-)	Rendement à $1,3 \mu m$ (A/W)	Caractérisation dynamique	
				$f_{-3 \text{ dB}}$ (GHz)	moyen de caractérisation
méssa [20]	20	InGaAs/InP jonction diffusée ($0,5 \mu m$)	0.36	36	impulsions lumineuses
méssa [19]	25	$p^+InP/InGaAs/InP$ jonction épitaxiée ($1,5 \mu m$)	0.85	> 18	impulsions lumineuses
planar [21]	25	InGaAs/InP jonction diffusée ($0,4 \mu m$)	0.38	> 20	hétérodynage optique
planar (cette étude)	25	InP/InGaAs/InP jonction diffusée ($1 \mu m$)	$0,8 \pm 0,1$	> 18	hétérodynage optique
méssa [22]	40	InGaAs/InP jonction diffusée ($0,7 \mu m$)	0.55	20	mesure de la fonction de transfert d'un laser calibré
méssa (cette étude)	50	$p^+InP/InGaAs/InP$ jonction épitaxiée ($1 \mu m$)	$0,6 \pm 0,1$	> 18	hétérodynage optique

Tableau 6 : comparaison des photodiodes réalisées avec quelques résultats publiés dont les diamètres sont du même ordre de grandeur

En conclusion nous pouvons dire que les résultats expérimentaux valident en grande partie les hypothèses retenues pour le modèle et permettent d'utiliser celui-ci pour prédire les performances ultimes en fréquence de coupure et en sensibilité de photodiodes PIN réalisables selon un procédé industriel fiable, tel que les photodiodes PIN planar de diamètre 25 μm .

L'optimisation des épaisseurs des couches épitaxiales de la photodiode planar de diamètre 25 μm (tableau 7) permettrait d'obtenir des fréquences de coupures à - 3 dB de l'ordre de 30 GHz tout en gardant un rendement élevé.

	structure 1	structure 2
n ⁻ InP (μm)	1	1
n ⁻ InGaAs (μm)	0.6	0.4
p ⁺ InGaAs (μm)	0	0
η	0.55	0.41
f _{-3dB} (GHz)	30	34

Tableau 7 : structures optimales de la photodiode de diamètre 25 μm pour obtenir une fréquence de coupure élevée

BIBLIOGRAPHIE

- 1 SZE, S.M,
"Physics of semiconductor devices"
(J. Wiley & Sons, New-York, 1981 2 ème édition)
- 2 S.Y. WANG, D.M. BLOOM, D.M. COLLINS,
"20 GHz bandwidth GaAs photodiode"
Applied Physics Letters 42 (2), p. 190 (1983)
- 3 S.Y. WANG, D.M. BLOOM,
"100 GHz bandwidth planar GaAs schottky photodiode"
Electronics Letters, vol. 19 (14), p. 554 (1983)
- 4 T. PEARSALL,
"Ga_{0.47}In_{0.53}As : a ternary semiconductor for photodetector applications"
IEEE QE 16 (7), p. 709 (1980)
- 5 N. EMEIS, H. SCHUMACHER, H. BENEKING,
"High-speed GaInAs schottky photodetector"
Electronics Letters, vol. 21 (5) p. 180 (1985)
- 6 J.E. BOWERS, C.A. BURRUS,
"High speed zero bias waveguide photodetectors"
Electronics Letters vol. 22 (17), p. 905 (1986)
- 7 J.F. VINCHANT, F. MALLECOT, D. DECOSTER, J.P. VILCOT,
"Photodetectors monolithically integrated with optical waveguides : theoretical and experimental study of absorbing layer effects"
IEE Proceedings, vol. 136, Pt J, (1), p. 72 (1989)

- 8 J. BENOIT, M. BOULOU, R. VERGNAUD,
"InP based heterojunction photodiodes for high bit rate communications in the 1 μm - 1.6 μm wavelength range"
 2nd International Technical Symposium on Optical and Electro-Optical Science and Engineering and Instrument Display, Cannes (1985)
- 9 S.R. FORREST, O.K. KIM, and R.G. SMITH,
"Optical response time of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ avalanche photodiodes"
 Appl. Phys Lett. 41 (1) p. 95 (1982)
- 10 P. POULAIN, B. DE CREMOUX,
"Réponse transitoire de photodiodes à hétérojonctions"
 Revue technique THOMSON-CSF, vol. 11 (4), p. 823 (1979)
- 11 T.P. PEARSALL, R.A. LOGAN, C.G. BETHEA,
"GaInAs/InP large bandwidth (> 2 GHz) pin detectors"
 Electronics Letters, vol. 19 (16), p. 611 (1983)
- 12 T.H. WINDHORN, L.W. COOK, M.A. HAASE, and G.E. STILLMAN,
"Electron transport in InP at high electric fields"
 Appl. Phys. Lett. 42 (8) p. 725 (1983)
- 13 G. LUCOVSKY, R.F. SCHWARZ, R.B. EMMONS,
"Transit-time considerations in p-i-n diodes"
 Journal of Applied Physics, vol. 35 (3), p. 622 (1964)
- 14 D.A. HUMPHREYS, A.J. MOSELEY,
"GaInAs photodiodes as transfer standards for picosecond measurements"
 IEE proceedings, vol. 135 Pt.J (2), p. 146 (1988)
- 15 A. PERALES, D. BONNEVIE, C. STARCK, L. GOLDSTEIN,
"Optimisation des conditions de croissance des doubles hétérostructures $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ par EJMSG"
 6ème séminaire national sur l'épitaxie par jets moléculaires Saint Aygulf,
 8-10 juin 1988

- 16 G.RIPOCHE, (Laboratoires de Marcoussis) communication privée
- 17 S. KAWANISHI, M. SARUWATARI,
"Wideband frequency response measurement of photodetectors using optical heterodyne detection technique"
Electronics Letters, vol. 22 (6) p. 337 (1986)
- 18 R. SCHIMPE, J. E. BOWERS, T.L. KOCH,
"Characterisation of frequency response of 1.5 μm InGaAsP DFB laser diode and InGaAs PIN photodiode by heterodyne measurement technique"
Electronics Letters, vol. 22 (9) p. 453 (1986)
- 19 S.Y. WANG, K.W. CAREY, and B.H. KOLNER,
"A front side illuminated InP/GaInAs/InP p-i-n photodiode with a - 3 dB bandwidth in excess of 18 GHz",
IEEE transactions on Electron Devices, vol. ED-34 (4), p. 938 (1987)
- 20 J.E. BOWERS, C.A. BURRUS, R.J. McCOY,
"InGaAs p-i-n photodetectors with modulation response to millimetre wavelengths"
Electronics Letters, vol. 21 (18),p. 812 (1985)
- 21 H. TEMKIN, R.E. FRAHM, N.A. OLSSON, C.A. BURRUS, R.J. McCOY
"Very high speed operation of planar InGaAs/InP photodiode detectors",
Electronics Letters, vol. 22 (23), p. 1267 (1986)
- 22 J. SCHLAFER, C.B. SU, W. POWAZINIK, R.B. LAUER,
"20 GHz bandwidth InGaAs photodetector for microwave optical transmission"
IOOC-ECOC 85, p. 533

CONCLUSION

Nous avons présenté dans cette thèse la détermination et la comparaison de paramètres physiques, comme le gain différentiel et le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons, des structures conventionnelles "3D" et multipuits quantiques "2D" constituée de 5 puits émettant à 1,55 μm , par l'analyse des propriétés dynamiques de lasers semiconducteurs.

Nous avons mis au point des bancs de caractérisation employant les techniques de mesure hyperfréquences et pour lesquels nous avons conçu des photodiodes PIN optimisées de fréquence de coupure à -3 dB supérieure à 18 GHz, afin d'analyser la réponse optique des composants à une modulation sinusoïdale ou transitoire imposée au courant de polarisation.

Nous nous sommes appuyés sur des résultats récents de l'Université de Stuttgart qui ont montré par des mesures de pompage optique que le gain et les pertes optiques dans le volume actif du laser des structures multipuits quantiques pouvaient être décrits par des variations linéaires (caractérisées par des coefficients de proportionnalité a et K_0) en fonction de la densité de porteurs pour autant que cette dernière n'excède pas le double de la densité de porteurs à la transparence. Sous cette condition nous avons établi à partir des équations de continuité des expressions analytiques permettant de relier les paramètres physiques des lasers à leurs propriétés dynamiques.

En premier lieu nous avons proposé une expression analytique originale de la fréquence des oscillations de relaxation f_R valable pour les structures conventionnelles et multipuits quantiques, montrant que le coefficient de proportionnalité reliant f_R^2 à la densité de photons moyenne est le gain différentiel net ($a - K_0$). Par le développement de cette expression nous démontrons une relation linéaire reliant la fréquence de résonance au carré sur la puissance lumineuse émise en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité laser dont la pente est proportionnelle au gain différentiel a . Ceci nous a permis de déterminer expérimentalement par une méthode originale le gain différentiel des deux structures et de mettre en évidence qu'au maximum de gain, il était pour une structure multipuits quantiques environ 3 fois supérieur à celui d'une structure conventionnelle.

L'analyse de la génération d'harmoniques dans la cavité laser a permis d'établir à la fréquence de résonance une relation linéaire entre le taux de modulation correspondant au

point d'intersection des harmoniques 1 et 2, c'est-à-dire lorsque la même puissance lumineuse est émise par les deux harmoniques, et le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons. Une méthode originale basée sur cette propriété a permis de déduire le coefficient de saturation du gain avec la densité de photons pour une structure conventionnelle et une structure multipuits quantiques. Nous avons déterminé une augmentation d'un facteur 3 du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons pour la structure multipuits quantiques comparée à celui d'une structure conventionnelle.

La connaissance du gain différentiel a et du coefficient ϵ de la saturation du gain avec la densité de photons a permis de comparer les fréquences de résonance ultimes f_R^{\max} des deux structures qui se révèlent être identiques $f_R^{\max} \sim 30$ GHz. Cette limite théorique sera plus facile à approcher dans le cas d'un laser multipuits quantiques que dans un laser conventionnel puisqu'elle correspond à une puissance lumineuse émise environ 2 fois plus faible.

Nous avons étudié expérimentalement et théoriquement la réponse en modulation de fréquence des deux structures, après avoir préalablement déterminé la valeur des variations d'indice de réfraction en fonction de la densité de porteurs. La variation de l'indice de réfraction en fonction de la densité de porteurs d'une structure multipuits quantiques s'est révélée être 1,8 fois plus grande que celle d'une structure conventionnelle. Ce qui nous a permis d'évaluer à un facteur 2 la réduction du facteur d'élargissement de Henry dans le cas de la première structure. Ce résultat permet de rendre compte de la réduction de largeur de raie spectrale par ailleurs observée sur les lasers multipuits quantiques. L'étude expérimentale de la réponse en modulation de fréquence a permis de valider les valeurs des paramètres précédemment mesurés en les utilisant dans le modèle que nous avons établi.

Les valeurs des paramètres physiques des lasers à puits quantiques déterminées dans cette thèse méritent certainement d'être confirmées. Toutefois la validation du modèle phénoménologique que nous avons développé par des méthodes de caractérisations originales nous permet, par la meilleure connaissance des lasers SCMQR qu'elle nous offre, de mieux évaluer les avantages qu'ils peuvent présenter pour une application donnée, par exemple une transmission analogique à modulation d'amplitude (distorsion d'harmoniques) ou une transmission cohérente de type FSK (largeur de raie, réponse en modulation de fréquence).

En conclusion la comparaison des lasers semiconducteurs émettant à $1,5 \mu\text{m}$ de structure SCMQW et de structure conventionnelle nous a permis de mettre en évidence :

- un gain différentiel plus important dans le premier cas, ce qui offre pour avantage une bande passante de modulation directe intrinsèque plus importante à puissance lumineuse émise donnée et un plus faible facteur d'élargissement de Henry en dépit d'une plus forte variation de l'indice de réfraction avec la densité de porteurs.
- un coefficient de saturation du gain avec la densité de photons également plus élevé dans le cas de la structure SCMQW. L'augmentation de ce coefficient étant dans le même rapport que celle du gain différentiel, la fréquence de résonance maximale des deux structures doit être identique. Cependant comme on l'a vu précédemment cette fréquence devrait être plus facilement atteinte pour la structure SCMQW. L'augmentation du coefficient de saturation du gain avec la densité de photons pourrait par ailleurs conduire, comme l'a suggéré G.MORTHIER et al (IEE proc. vol-137(1), p 30 (1990)), à une saturation de la largeur de raie spectrale à forte puissance lumineuse émise.

Ces conclusions mettent en lumière qu'en dépit des caractéristiques dynamiques et spectrales globalement supérieures, les lasers SCMQW $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ ($y \simeq 2,2 x$) présentent également des limitations principalement dues à la saturation du gain. Nous pouvons toutefois espérer que ces limitations peuvent être en partie repoussées par une optimisation de leur structure (dopage, profil de composition (GRINSCH), matériau actif contraint (augmentation de a , réduction de K_0)).

