



HAL
open science

Source d'impulsions brèves à $1,55\mu\text{m}$ en laser à cavité verticale externe pour application à l'échantillonnage optique linéaire

Aghiad Khadour

► **To cite this version:**

Aghiad Khadour. Source d'impulsions brèves à $1,55\mu\text{m}$ en laser à cavité verticale externe pour application à l'échantillonnage optique linéaire. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Polytechnique X, 2009. Français. NNT: . tel-00467637

HAL Id: tel-00467637

<https://pastel.hal.science/tel-00467637>

Submitted on 27 Mar 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de Doctorat de l'École Polytechnique
Filière : Physique

Présentée par
Aghiad KHADOUR

Pour obtenir le grade de :
DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Sujet de la thèse :

Source d'impulsions brèves à $1,55\mu\text{m}$ en laser à cavité verticale
externe pour application à l'échantillonnage optique linéaire

Soutenue le 2 décembre 2009, devant la commission d'examen composée de :

Sophie BOUCHOULE	LPN - CNRS UPR 20	Codirecteur de thèse
Antonello DE MARTINO	LPICM, École Polytechnique	Examineur
Daniel DOLFI	Thales Research and Technology, (TRT)	Examineur
Guanghua DUAN	Alcatel Thales III-V Lab	Rapporteur
Alain LE-CORRE	INSA de Rennes	Rapporteur
Gilles MARTEL	CNRS UMR 6614 – CORIA	Examineur
Jean-Louis OUDAR	LPN - CNRS UPR 20	Directeur de thèse

Thèse préparée au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR 20



Laboratoire de
Photonique et de
Nanostructures

Remerciements

Ce travail de thèse a été mené au sein du groupe Composants Photoniques pour Applications télécoms (PHOTEL) au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) du CNRS à Marcoussis. Il n'aurait pu aboutir sans la contribution directe ou indirecte de nombreuses personnes, que je remercie toutes chaleureusement. La liste en serait trop longue pour tenir dans ces pages ; néanmoins, je tiens à y faire apparaître le nom de certaines d'entre elles.

Tout d'abord, je remercie Jean-Yves MARZIN et Dominique MAILLY, la direction de LPN, pour m'avoir accueilli et permis de travailler dans d'excellentes conditions.

Je tiens à témoigner de toute ma reconnaissance à l'ensemble de la commission d'examen constituée de MM. Guanghua DUAN, Alain LE-CORRE pour avoir bien voulu accepter d'être rapporteurs de ce travail, Antonello DE MARTINO pour avoir si bien assuré la présidence de ce jury, ainsi que Daniel DOLFI, Gilles MARTEL en tant qu'examineurs attentifs. Merci d'avoir pris le temps et d'avoir eu la patience de lire ce manuscrit, et d'y avoir apporté vos remarques.

Je remercie sincèrement Jean-Louis OUDAR, mon directeur de thèse, tout d'abord pour m'avoir proposé le stage initial de MASTER qui m'a permis d'effectuer cette thèse, ensuite de m'avoir fait bénéficier de sa grande compétence scientifique avec beaucoup de patience et d'enthousiasme. Je le remercie également pour son optimisme et ses encouragements.

Un très grand merci à Sophie BOUCHOULE, pour sa très forte implication dans ce projet, pour sa disponibilité et son soutien au quotidien. Son énergie et son enthousiasme à toute épreuve ont été d'une aide précieuse, et ont contribué à faire de cette thèse une expérience extrêmement enrichissante.

Je suis tout particulièrement reconnaissant à Guy AUBIN pour les nombreuses discussions scientifiques concernant mon travail et pour m'avoir fait bénéficier de ses nombreuses compétences expérimentales.

Ce travail n'a pu aboutir que grâce à de nombreuses et fructueuses collaborations : Jean DECOBERT d'Alcatel-Thales III-V Lab. pour l'épitaxie de l'ensemble des structures VECSELS à puits quantiques étudiées durant cette thèse. Yohan BARBARIN, Andreas E. H. OEHLER et Thomas SÜDMEYER de PETH à Zürich pour les caractérisations non linéaires des SESAMs. Matthieu MARTIN et Juliette MANGENEY pour les tests pompes-sondes effectués sur les SESAMs. Merci à Anne TROPPER de m'avoir accueilli au sein de son équipe durant deux semaines et, à Stephen ELSEMERE et Adrian QUATERMAN pour les tests des VECSELS effectués à différentes fréquences de répétition.

Cette thèse est également le fruit d'un travail d'équipe. Ainsi, je remercie toutes les personnes du LPN qui ont participé de près ou de loin à cette étude. Je remercie Jean-Christophe HARMAND pour l'épitaxie de l'ensemble des structures SESAMs, et les miroirs métamorphiques. Je remercie Kamel MERGHEM pour les discussions constructives, et l'analyseur de spectre électrique. Merci à Éric, Lorenzo et Olivier pour le dépannage informatique. Merci à Dorothée, Agnès, Marina et Melissa membres du secrétariat de LPN. Merci à Patrick HISOPE pour le dépannage sur l'imprimante A0. Je tiens également à remercier toutes les personnes du LPN avec qui j'ai partagé de très agréables moments, pendant les repas quotidiens et les activités sportives (foot et self défense avec Stéphane).

Je n'oublie pas l'École Doctorale de l'École Polytechnique, notamment son directeur, Michel ROSSO. Je remercie également en particulier : Audrey LEMARÉCHAL surtout pour le grand sourire qui précède le bonjour, et Fabrice BARONNET, pour leurs disponibilités et leurs aides.

Merci à tous les thésards, post-docs et stagiaires, qui donnent au LPN une ambiance incomparable. Merci également aux « anciens » : David et Mélanie pour avoir partagé et égayé mon bureau, Hisham et Thomas les voisins du bureau en face. Hélène pour ses corrections du manuscrit.

Grand merci à Carine pour sa patience et ses encouragements pendant toute la thèse dès le début jusqu'à la soutenance.

Enfin, j'ai une pensée émue pour mon grand père et mes parents, à qui je dédie du fond du cœur ce mémoire.

Paris, le 14 Décembre 2009

Aghiad Khadour

NOTATIONS

Les références bibliographiques sont citées dans le texte sous la forme d'un nombre entre deux parenthèses, chaque nombre étant associé à une référence, dans le cas de plusieurs références il y a une virgule entre les numéros des références. Dans le cas particulier où les numéros des références sont consécutifs, le numéro de la première référence est séparé du numéro de la dernière, c'est le style utilisé normalement par IEEE. Pour éviter toute confusion, les notes de bas de page sont numérotées pour chaque chapitre. Par ailleurs, les renvois à un paragraphe et à une page donnée du texte sont notés avec les abréviations usuelles « § » et « p. », et les renvois à une annexe sont notés « Annexe. ».

Dans la description des structures semi-conductrices les matériaux sont généralement notés de manière abrégée, selon la liste présentée dans le tableau

Acronyme	Nom	Acronyme	Nom
InP	Phosphure d'Indium	SiN _x	Nitride de silicium
Au	Or	α-Si:H	Silicium amorphe hydrogéné
GaAs	Gallium Arsénite	SiC	Carbure de silicium
AlAs	Aluminium Arsénite	Ag	Argent
AuIn ₂	Alliage or-indium	KDP	Phosphate de potassium
YF ₃	Fluorure d'yttrium	ZnS	Sulfure de zinc

Tableau 1 : Liste des composés semi-conducteurs.

Quelques équations impliquant des grandeurs physiques diverses sont présentées dans la suite du texte. La notation de ces grandeurs n'étant pas systématiquement universelle ou évidente, le lecteur pourra se reporter au tableau 0-2 qui regroupe l'ensemble des symboles ou notations particulières employés par la suite.

Symbole	Unité	Désignation
ω	rad·s ⁻¹	Pulsation ($\omega=2\pi\nu$).
λ	nm	Longueur de l'onde.
α	cm ⁻¹	Absorption.
τ	ps	Largeur temporelle d'une impulsion brève.
κ	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	Conductivité thermique.
ρ	cm ⁻³ .eV ⁻¹	la densité d'états.
$\Delta\lambda$	nm	Largeur à mi-hauteur du spectre optique.
$\Delta\tau$	ps	Largeur temporelle à mi-hauteur de trace d'auto corrélation d'une impulsion brève.
$\varphi(\omega)$	-	Le déphasage pour une impulsion brève pendant sa propagation.
$\varphi^{(i)}(\omega)$	fs ⁽ⁱ⁾	La dérivée d'ordre (i) du déphasage.
Γ_{Conf}	-	Facteur de confinement optique.
Δf	Hz	Largeur à mi-hauteur du spectre RF- d'émission du laser.
τ_{in}	ps	temps de relaxation entre bandes
τ_{NRad}	ns	Temps de recombinaison non radiative.
ϕ_p	μm	Diamètre de faisceau de pompage.
ΔR	%	Profondeur de modulation non linéaire d'un absorbant saturable.
τ_{Rad}	ns	Temps de recombinaison radiative.
ΔR_{ns}	%	Profondeur de modulation non saturée d'un absorbant saturable.
Γ_t	-	Facteur de confinement optique transverse.
Δt	ps	Largeur temporelle à mi-hauteur d'une impulsion brève.
τ_{Tot}	ns	Temps de recombinaison des porteurs.
Γ_z	-	Facteur de confinement longitudinal.
Γ'_z	énergie	Paramètre de confinement longitudinal réduit.

$ M_T ^2$	eV	élément de matrice de transition.
A_{NR}	s^{-1}	coefficient des recombinaisons mono-moléculaires.
B_R	$cm^3 \cdot s^{-1}$	coefficient des recombinaisons bi-moléculaires (radiatives).
C_{NR}	$cm^6 \cdot s^{-1}$	coefficient des recombinaisons non-radiatives Auger.
d	mm	Longueur de cavité laser.
d_S	mm	La distance entre le SESAM et l'élément optique suivant dans une cavité multi miroirs.
d_V	mm	La distance entre la structure VECSEL et le coupleur de sortie.
E_p	μJ	Énergie d'une impulsion brève.
$E(t)$	$V \cdot m^{-1}$	Champ électrique d'une impulsion brève.
E_C	eV	Energie de la bande de conduction.
E_g	eV	Énergie du gap.
E_V	eV	Énergie de la bande de valence.
F_2	$\mu J/cm^2$	la fluence utilisée pour décrire l'effet de l'absorption à deux photons dans un SESAM.
f_{rep}	Hz	Fréquence de répétition.
F_{sat}	$\mu J/cm^2$	Fluence (ou flux d'énergie).
g	cm^{-1}	Gain optique du matériau.
$I(t)$	W	Profil d'intensité d'une impulsion brève.
L_{CAV}	mm	Longueur de la cavité laser.
L_z	nm	épaisseur de puits quantique.
m^*	kg	Masse effective.
M^2	-	Facteur de qualité de faisceau d'un laser ($M^2 \geq 1$).
n	-	Indice de réfraction complexe ($n = n + j \cdot k$).
n	-	Indice de réfraction (partie réelle).
N	cm^{-3}	Densité de porteurs.
N_α	cm^{-3}	Densité totale des porteurs.
P	mW	Puissance de sortie du laser.
P_{out}	mW	Puissance moyenne du laser.
P_p	mW	Puissance moyenne de pompage optique.
R	%	Réflexivité.
R_{lin}	%	Réflexivité linéaire d'un absorbant saturable.
R_{ns}	%	Réflexivité avec absorption saturée d'un absorbant saturable.
R_{oc}	mm	«Radius Of Curvature» pour Rayon de courbure.
R_{th}	K/W	Résistance thermique.
T	K ou (°C)	La Température.
$T_g(\omega)$	fs	retard de groupe.
T_R	ps	Temps d'un tour dans la cavité.
w	μm	Waist du faisceau Gaussien.
w_{OC}	μm	Waist du faisceau Gaussien sur le coupleur de sortie.
w_S	μm	Waist du faisceau Gaussien sur le SESAM.
w_T	μm	Waist du faisceau Gaussien sur la structure VECSEL.
z_R	μm	la longueur de Rayleigh.

Tableau 2 : Liste des symboles utilisés dans le texte.

Le tableau 0-3 résume toutes les abréviations utilisées dans ce texte :

Abréviation	Désignation
ABCD	Matrice ABCD décrivant un élément optique.
AR	Antireflet.
ARPG	«Anti-Resonant Periodic Gain» pour gain périodique résonant.
BC	Bande de conduction pour «Conduction Band».
DBR	«Distributed Bragg Mirror» pour miroir de Bragg réflecteur.
MPQ	Structure Multi Puits Quantique.
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition.
EOL	Échantillonnage optique linéaire.

FWHM	«Full Width Half Maximum» pour Largeur à demi-hauteur.
GDD	«Group Delay Dispersion» pour dispersion de vitesse groupe.
IR	Infra Rouge, en anglais Infra Red.
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.
PGS	«Periodic Gain Structure» pour Structure à gain périodique.
PL	Photoluminescence.
PQ	Puits Quantique.
RF	«Radio Frequency» pour Fréquence radio.
NRZ	Non-Retour à Zéro (format de modulation d'un signal numérique).
R_{oc}	«Radius Of Curvature» pour Rayon de courbure.
RPG	«Resonant Periodic Gain» pour gain périodique résonant.
SCH	«Separate Confinement Hetero-structure» pour couches hétéro-structures à confinement séparé.
SESAM	«SEMiconductor Saturable Absorber Mirror» pour miroir absorbant saturable à semiconducteur.
SPIDER	Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction.
RBW	«Resolution BandWidth» pour résolution d'analyseur de spectre électrique.
FROG	Frequency-Resolved Optical Gating.
BQ	Boites Quantiques pour : «Quantum Dots».
PL	PhotoLuminescence.
TRPL	«Time Resolved PhotoLuminescence» pour photoluminescence résolue en temps.
FTIR	«Fourier Transform Infra Red spectroscopy» pour spectroscopie Infra Rouge à Transformée de Fourier.
T_{ABC}	alliages ternaires.
d_c	épaisseur critique d'une couche.
ε	Contrainte.
B_{AB}	alliages binaires des matériaux III-V.
Q_{ABCD}	alliages quaternaires des matériaux III-V.
BV	Bande de Valence pour «Valence Band».
VCSEL	«Vertical Cavity Surface Emitting Laser» pour laser à émission par la surface à cavité verticale.
VECSEL	«Vertical External Cavity Surface Emitting Laser» pour laser à émission par la surface à cavité verticale externe.
Structure VECSEL	La structure à semiconducteur dans la cavité du VECSEL.
TEM	« Transmission Electron Microscopy » pour Microscopie électronique en Transmission.
MEB	Microscope Électronique à Balayage

Tableau 3 : Liste des notations utilisées dans le texte

En fin, le tableau suivant présent les sigles utilisés dans le texte sont :

Abréviation	Désignation	Site internet
ANR	Agence Nationale de la Recherche	http://www.agence-nationale-recherche.fr
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique	http://www.cnrs.fr
ePIXnet	The European Network of Excellence on Photonic Integrated Components and Circuits	http://www.epixnet.org
ETHZ	Swiss Federal Institute of Technology-Zürich	http://www.ethz.ch
IEF	Institut d'Électronique Fondamentale	http://www.ief.u-psud.fr
LPN	Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	http://www.lpn.cnrs.fr
TONICS	Technologies d'échantillONnage linéaire et non-linéaire pour applications en Conversion analogique/numérique et en tranSmission à très haut-débit.	-
UoS	University of Southampton	http://www.sotin.ac.uk

Tableau 4 : Listes des sigles utilisés dans le texte.

INTRODUCTION GÉNÉRALE		1
1	Historique	3
2	Motivations de la thèse	5
2.1	L'intérêt de la longueur d'onde 1550nm	5
2.2	L'intérêt de la cavité externe	6
2.3	L'intérêt du VECSEL à verrouillage des modes passif	7
2.4	L'intérêt de l'échantillonnage optique linéaire	8
3	L'état de l'art de VECSEL en verrouillage de modes passif	9
4	Conclusions et objectifs de la thèse	11
5	Organisation du manuscrit	12
6	Références	13
CHAPITRE 1 : PRINCIPES DES LASERS À PUIITS QUANTIQUES		17
1.1	Éléments du VECSEL	19
1.2	Théorie des lasers à puits quantiques	20
1.2.1	Les alliages de composés III-V	22
1.2.2	Discontinuité des bandes aux interfaces des hétérostructures	24
1.2.3	Les contraintes dans les hétérostructures	25
1.2.4	L'absorption dans les semiconducteurs	27
1.3	Confinement quantique	29
1.3.1	Les puits quantiques à semiconducteurs	30
1.3.2	Propriétés optiques des puits quantiques	32
1.3.2.1	Densité d'états réduits	34
1.3.2.2	Élément de matrice de transition	35
1.3.3	Le gain optique	36
1.3.3.1	Caractéristiques générales du spectre du gain	37
1.3.4	Temps de recombinaison des porteurs	39
1.4	Système de matériaux utilisés	41
1.5	Conclusions	43
1.6	Références	44
CHAPITRE 2 : OPTIMISATION DE LA STRUCTURE VECSEL		47
2.1	Introduction	49

2.2	Conception du VECSEL.....	50
2.2.1	La géométrie de la cavité externe.....	50
2.2.2	La zone active.....	51
2.2.3	Miroir de Bragg.....	52
2.2.3.1	Rappels sur les miroirs de Bragg.....	52
2.2.3.2	Le miroir hybride.....	55
2.2.3.3	Choix des matériaux.....	56
2.2.4	Couche du surface « La fenêtre ».....	58
2.3	Propriétés des structures VECSELS.....	59
2.3.1	Facteur de confinement.....	59
2.3.1.1	Facteur de confinement transverse.....	59
2.3.1.2	Facteur de confinement longitudinal.....	59
2.3.2	Sous-cavité de Fabry-Pérot.....	60
2.3.3	Modélisation de la réflectivité des structures VECSEL.....	62
2.4	Pompage optique.....	63
2.5	Comportement thermique du VECSEL dans l'état stationnaire.....	65
2.5.1	La résistance thermique effective.....	65
2.5.2	Effets de l'échauffement.....	66
2.5.2.1	Effet d'échauffement sur la longueur d'onde d'émission.....	66
2.5.2.2	Effet de l'échauffement sur le seuil de l'émission laser et sur la puissance de sortie.....	67
2.5.3	Modèles thermiques simplifiés du VECSEL.....	67
2.5.4	Résoudre l'équation de la chaleur.....	69
2.5.4.1	Solution analytique.....	71
2.5.4.2	Solution numérique.....	73
2.5.4.3	Comparaisons entre la solution analytique et par les éléments finis.....	77
2.6	Etapes de fabrication du VECSEL.....	78
2.6.1	L'épitaxie.....	79
2.6.2	Report sur un substrat hôte.....	79
2.6.3	L'adaptation de résonance de la microcavité.....	80
2.7	Caractéristiques optiques des structures VECSEL.....	80
2.7.1	Photoluminescence (PL).....	81
2.7.1.1	Photoluminescence émise par la tranche.....	82
2.7.1.2	Photoluminescence émise par la surface.....	82
2.7.2	Photoluminescence résolue en temps.....	84
2.7.3	Spectres de réflectivité.....	85
2.7.4	Caractéristiques thermiques.....	85
2.8	Performances des structures VECSEL.....	88
2.8.1	Alignement de la cavité laser.....	88

2.8.2	Spectres d'émission laser et puissance de sortie	89
2.8.3	Fonctionnement monomode longitudinal	92
2.8.3.1	Le principe	92
2.8.3.2	Les résultats	94
2.8.4	Bilan et comparaison des résultats.....	94
2.9	Amélioration des performances des VECSELS.....	94
2.9.1	L'effet d'un antireflet à la surface du VECSEL.....	95
2.9.2	Caractéristiques de la structure améliorée avec traitement AR	98
2.9.3	Performances de la structure améliorée.....	100
2.9.4	Fonctionnement monomode longitudinal	101
2.10	Conclusions	102
2.11	Références.....	103
CHAPITRE 3 : OPTIMISATION DE LA STRUCTURE SESAM		109
3.1	Introduction	111
3.2	L'absorption non linéaire	113
3.2.1	Saturation de l'absorption.....	113
3.2.2	Loi de saturation de l'absorption.....	114
3.3	Historique du SESAM	115
3.4	Caractéristiques macroscopiques du SESAM.....	117
3.4.1	Dynamique de recouvrement.....	118
3.4.2	Diminution du temps de recouvrement de l'absorption.....	118
3.4.2.1	Puits quantiques près de la surface.....	119
3.4.2.2	L'introduction de défauts cristallins	120
3.4.3	Profondeur de modulation	122
3.4.4	Fluence de saturation.....	122
3.5	Structures SESAMs	123
3.6	Caractérisation optique linéaire des SESAMs : spectre de réflectivité.....	127
3.7	Caractérisation optique non-linéaire des SESAMs	129
3.7.1	Fluence de saturation et profondeur de modulation	129
3.7.1.1	Technique de mesure	129
3.7.1.2	Résultats	130
3.7.2	Temps de relaxation	132
3.7.2.1	Technique de mesure	132
3.7.2.2	Résultats	134
3.8	Conclusions	136
3.9	Références.....	138

CHAPITRE 4 : VECSEL EN VERROUILLAGE DE MODES PASSIF		143
4.1	Introduction	145
4.2	Impulsions brèves.....	145
4.2.1	Profil temporel	146
4.2.2	Phase spectrale	148
4.2.2.1	Phase spectrale d'ordre deux et effet de dispersion.....	148
4.2.2.2	Phase spectrale d'ordres supérieurs.....	151
4.2.3	Caractérisation temporelle.....	151
4.2.3.1	Cas particuliers de trace d'auto-corrélation.....	153
4.2.4	Caractérisation spectrale	154
4.2.5	Limitation par la transformée de Fourier.....	154
4.3	Mécanisme de verrouillage des modes passif	156
4.3.1	Description dans le domaine fréquentiel.....	156
4.3.2	Description de le domaine temporel.....	158
4.4	Mise en forme temporelle des impulsions	159
4.4.1	Verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable rapide.....	159
4.4.2	Verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable lent.....	159
4.4.3	Verrouillage de modes soliton	160
4.4.4	Modèle de Haus de verrouillage des modes.....	161
4.5	Caractérisation du bruit des VECSELS en verrouillage de modes passif.....	162
4.5.1	Méthodes de caractérisation de bruit	163
4.5.2	Méthode de Von der Linde	164
4.6	Conception de la cavité VECSEL.....	166
4.6.1	Paramètres de la cavité optique.....	166
4.6.1.1	Cavité à trois miroirs (cavité en V).....	166
4.6.1.2	Cavité à quatre miroirs (cavité en Z).....	168
4.6.2	Alignement de la cavité laser	172
4.6.3	L'émission laser en continu dans une cavité multi-miroirs.....	172
4.7	Démonstration de verrouillage de modes passif.....	173
4.7.1	Fonctionnement à 2GHz.....	173
4.7.1.1	Caractérisations des impulsions brèves	174
4.7.1.2	Étude du Chirp	176
4.7.1.3	Propagation des impulsions avec chirp dans une fibre monomode	176
4.7.2	Fonctionnement en verrouillage de modes à différentes fréquences.....	179
4.7.2.1	Fonctionnement à 1GHz.....	179
4.7.2.2	Fonctionnement à 3GHz.....	181
4.7.3	Fonctionnement avec des structures améliorées à 2GHz.....	182

4.7.3.1	Caractérisations des impulsions brèves	182
4.7.3.2	Mécanisme de formation de l'impulsion	184
4.7.3.3	Étude de chirp.....	187
4.7.3.4	Étude de bruit	188
4.8	Conclusions	191
4.9	Références.....	192

CHAPITRE 5 : PERSPECTIVE D'APPLICATION : ÉTUDE D'UN DISPOSITIF D'ÉCHANTILLONNAGE OPTIQUE LINÉAIRE	195
--	------------

5.1	Introduction	197
5.2	Principe de l'échantillonnage optique linéaire	198
5.3	Le système expérimental.....	200
5.3.1	Caractéristiques des composants	202
5.3.2	Alignement du système optique.....	203
5.3.3	Limitation du montage expérimental.....	204
5.3.4	Visualisation d'une séquence à 40Gbit/s	205
5.3.5	Visualisation d'une séquence à 40 Gbit/s échantillonnée.....	206
5.3.6	Conclusion	206
5.4	Références.....	208

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	209
------------------------------------	------------

1	Conclusions	209
1.1	Conception, caractérisation, et performances des structures	210
1.2	Verrouillage de modes passif des VECSEL en pompage optique.....	210
1.3	Échantillonnage optique linéaire.....	211
2	Perspectives	211

ANNEXES	213
----------------	------------

A	Les faisceaux Gaussiens.....	213
B	Les cavités laser.....	217
C	Les constants physiques et les conversions	221
D	Liste des publications.....	223

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dans cette introduction nous rappelons un bref historique des lasers semiconducteurs jusqu'aux premières démonstrations des lasers VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser), et nous présentons l'état d'avancement des travaux dans ce domaine. Puis nous présentons les motivations des travaux effectués au cours de cette thèse, le choix de travailler à la longueur d'onde de 1550nm, l'intérêt du régime de verrouillage de modes passif et de la configuration de cavité externe que nous avons utilisée, et finalement l'intérêt d'utiliser la méthode de l'échantillonnage optique linéaire pour les caractérisations des impulsions brèves.

L'état d'art des VECSEL en verrouillage de modes passif utilisant un SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror) est présenté avec un tableau récapitulant les résultats les plus importants obtenus à différentes longueurs d'onde.

À la fin de cette introduction, nous concluons sur les objectifs du travail de thèse, et nous présentons un résumé de l'organisation générale du manuscrit.

Contenu

1	Historique	3
2	Motivations de la thèse	5
2.1	L'intérêt de la longueur d'onde 1550nm.....	5
2.2	L'intérêt de la cavité externe.....	6
2.3	L'intérêt du VECSEL à verrouillage des modes passif.....	7
2.4	L'intérêt de l'échantillonnage optique linéaire	8
3	L'état de l'art de VECSEL en verrouillage de modes passif	9
4	Conclusions et objectifs de la thèse	11
5	Organisation du manuscrit	12
6	Références.....	13

1 Historique

Durant la dernière décennie, les lasers à semi-conducteurs ont eu un impact énorme sur la société et ce très souvent de façon invisible pour le grand public. Par exemple, la plupart des conversations téléphoniques longue distance sont à présent transmises au moyen de fibres optiques grâce à la lumière émise par des lasers à semi-conducteurs, rendant ainsi ces communications plus agréables par l'élimination du temps d'attente émission réception qui peuvent exister dans les transmissions par satellites géostationnaires. Un second exemple, à présent totalement intégré à la vie courante, peut être trouvé dans l'usage des disques compact audio ou vidéo qui ont fait entrer dans chaque foyer un laser à semi-conducteur permettant l'accès à des enregistrements de très haute qualité. Enfin notons que les lasers à semi-conducteurs ont d'ores et déjà investi le domaine informatique au moyen à la fois des CD-ROM et des imprimantes laser. Certains voient même l'optique dans les ordinateurs du futur, tout au moins pour le calcul parallèle et dans les interconnexions, et là encore les lasers à semi-conducteurs seront l'une des clefs nécessaire à ce progrès.

La figure (Fig. 0-1) rappelle les systèmes des matériaux à semiconducteurs et les longueurs d'ondes utilisées dans les produits commerciaux. Le système de GaInAs/GaAs est convenable pour les longueurs d'ondes autour de $1\mu\text{m}$, et utilisé pour la fabrication des lasers de pompe des amplificateurs à fibre dopés d'erbium (EDFAs). Des structures sur substrat GaAs aux longueurs d'ondes plus longues peuvent être obtenues soit avec des boîtes quantiques (BQs) GaInAs, soit avec des puits quantiques GaInNAs, avec ces derniers il est possible d'augmenter la longueur d'onde d'émission en ajoutant des petites quantités d'azote[1]. La croissance de puits quantiques en AlGaInAs sur substrat InP a été initialement proposée par Zah et Bhat *et al.* [2]. Au milieu des années 80, ce matériau a montré une meilleure température caractéristique que les structures sur InP à base de puits quantiques GaInAsP, ce qui a été attribué à un offset de bandes de conduction plus important dans le système AlGaInAs que dans le système InGaAsP.

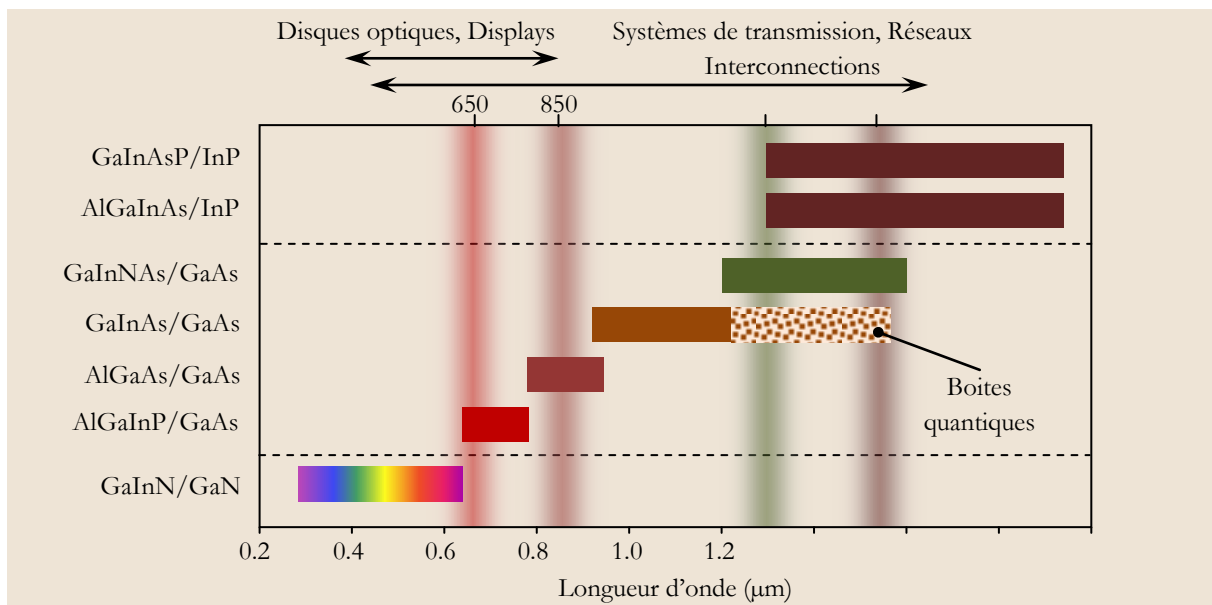


Fig. 0-1 : Longueurs d'ondes pour différents matériaux semi-conducteurs. (d'après [1])

Le développement de la technologie des lasers à semiconducteurs à partir de ces matériaux a été possible grâce à de nombreuses avancées significatives dans la compréhension du fonctionnement des lasers à semiconducteurs, et dans leur fabrication. En particulier citons pour ces dernières années la mise en œuvre des lasers à semi-conducteurs à puits quantiques contraints, puis à fils quantiques et

boîtes quantiques, des réseaux de diodes lasers à semi-conducteurs de très forte puissance - jusqu'à plusieurs kilowatts-, des lasers à semi-conducteurs visibles - dans le rouge mais aussi à présent dans le bleu avec le GaN sur substrat saphir, et pour ce qui nous intéresse le plus ici des lasers à cavité verticale (VCSEL)¹. Cette configuration de laser à semi-conducteurs imaginée en 1979 par Kenichi Iga[3] présente un attrait considérable pour certaines applications telles que les interconnexions optiques massivement parallèles. Depuis quelques années une nouvelle utilisation des VCSELs est exploitée : la configuration de cavité externe VECSEL², qui permet d'intégrer des éléments non-linéaires rendant notamment possible la génération d'impulsions brèves. Notre étude a été consacrée à ce type de laser en régime de verrouillage de modes passif, à la longueur d'onde 1550nm.

Le tableau (Tableau 0-1) donne un résumé des avancements des travaux dans les domaines des lasers à semiconducteurs à cavité externe, depuis le premier laser à semiconducteur.

Année	Auteur	Avancement	Référence sélectionnée
1961	M.G.A. Bernard	Conditions de l'émission laser à semiconducteur	[4]
1962	R. N. Hall	Premier laser à semiconducteur	[5]
Décembre 1979	H. Soda	Premier VCSEL	[6]
Juillet 1988	T. Sakaguchi	Premier miroir DBR semiconducteur dans un VCSEL	[7]
Octobre 1988	M. Y. A. Raja	Première utilisation de VCSEL en pompage optique en configuration gain périodique résonant (RPG) ³	[8]
Février 1991	W. B. Jiang	Premier VECSEL (InGaAs/InP à $\lambda=1550\text{nm}$, avec un pompage à 1320nm)	[9]
Aout 1997	M. Kuznetsov	VECSEL Haute puissance pompé par diode	[10]
Juin 1999	M. Holm	VECSEL pompé par diode en verrouillage de modes actif	[11-12]
Aout 1999	T. D. Raymond	VECSEL avec la génération de seconde harmonique	[13]
Décembre 1999	M. A. Holm	VECSEL en fonctionnement monomode	[14]
Septembre 2000	S. Hoogland	Démonstration de VECSEL en verrouillage de modes passif	[15]
Juin 2002	M. Mueller	VECSEL dans le visible (rouge)	[16]
Septembre 2003	J. E. Hastie	MicroChip VECSEL (intégration de dissipateur thermique dans la structure, sur substrat GaAs) à 850nm et 980nm	[17]
Mai 2004	M. Schmid	VECSEL avec pompage dans les puits	[18]
Juin 2004	J. Chilla	VECSEL à haute puissance @30W	[19]
Novembre 2004	M. El Kurdi, A.Bousseksou	VECSEL en pompage électrique sur InP à 1550nm	[20-21]
Octobre 2006	J.H. Lee, G.B. Kim	VECSEL en pompage par face arrière (End-pumping)	[22-23]
Décembre 2006	Li Fan	Multi structures VECSELs dans la même cavité optique	[24]
Aout 2007	D.J.H.C Mass	Première démonstration du MIXSEL ⁴	[25]

Tableau 0-1 : Résumé de l'avancement des travaux dans les VECSELs depuis la première apparition des lasers à semiconducteurs.

Le laser VECSEL présente certains avantages par rapport aux autres sources lasers à semiconducteurs qui existent déjà, Le tableau ci-dessous récapitule les principaux avantages du VECSEL en pompage optique et leurs inconvénients par rapport aux lasers semiconducteurs :

¹ Le terme en anglais « Vertical Cavity Surface Emitting Laser ».

² Le terme en anglais « Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser ».

³ Le terme en anglais « Resonant Periodic Gain ».

⁴ Le terme en anglais « Modelocked Integrated eXternal-cavity Surface Emitting Laser »

Paramètre	Les avantages	Les inconvénients
Matériau	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Flexibilité de choix de la longueur d'onde du laser ✓ La possibilité d'ajustement du gap des différentes couches constituant la structure, permet de choisir les paramètres de fonctionnement (longueur d'onde de fonctionnement) et de pompage optique (longueur d'onde de l'absorption). ✓ Pas de nécessité de faire un dopage des matériaux ni de contacts électriques. 	<ul style="list-style-type: none"> ✗ Localisation intense de la chaleur dans la zone active dont, les conséquences sont critiques pour les performances des VECSELS. Le contrôle thermique est important.
Cavité laser	<ul style="list-style-type: none"> ✓ La cavité externe permet de contrôler les modes transverses et permet d'associer des éléments intra cavité pour contrôler les propriétés spectrales du laser. 	<ul style="list-style-type: none"> ✗ La taille de la cavité externe est importante, par rapport aux autres lasers à semiconducteurs.
Source de pompage	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Large bande spectrale d'absorption simplifie le pompage optique avec diodes. 	<ul style="list-style-type: none"> ✗ Nécessite un second laser de pompage.

Tableau 0-2 : Résumé des caractéristiques de VECSELS en pompage optique, avec les avantages et les inconvénients

2 Motivations de la thèse

Nous présentons dans cette section les principales motivations du travail de thèse, en répondant aux questions suivantes : pourquoi le choix de travailler à la longueur d'onde 1550, pourquoi le choix des lasers VECSEL à cavité externe en pompage optique, et finalement quel est l'avantage de la technologie de l'échantillonnage optique linéaire pour caractériser les impulsions laser. Il est important d'avoir des réponses à ces questions pour bien positionner les travaux effectués dans cette thèse par rapport à l'état d'art.

2.1 L'intérêt de la longueur d'onde 1550nm

Au milieu des années 60, Kao et Hockham ont proposé la possibilité d'utiliser des fibres optiques pour les télécommunications[26], et au milieu des années 70, les prédictions des faibles pertes optiques dans les fibres optiques de silice autour de la longueur d'onde 1550nm, ont été démontrées expérimentalement [27]. En 1979, les lasers à semiconducteur à 1550nm ont été démontrés par Arai *et al.* [28]. Avec la révolution des télécommunications dans ces dernières décennies, la fibre optique est devenue le moyen de transfert des données le plus important. Elle s'est imposée comme un moyen de transport de données bon marché (matériau en silice) qui présente une bande passante théorique de l'ordre du Téra-hertz autour de la longueur d'onde de 1.55 μm . Nous trouvons désormais les fibres optiques dans les réseaux de télécommunication à longue distance (liens océaniques) comme nous commençons à les trouver dans les liaisons courtes comme les réseaux FTTH (Fibre To The Home), en passant par les réseaux à moyenne distance.

La figure (Fig. 0-2) rappelle l'atténuation mesurée en dB/Km en fonction de la longueur d'onde dans une fibre optique standard. À la longueur d'onde de 1.55 μm , l'atténuation est minimale, de l'ordre de 0.1 dB/Km. L'accroissement de l'utilisation des fibres optiques conduit naturellement à accroître le besoin de trouver des sources pour transmettre les données sur ce support à des débits de plus en plus grands. Dans le cas général, les lasers à semi-conducteurs représentent des sources laser compactes ayant un faible coût de production dans une utilisation à grande échelle. Ils constituent donc des candidats privilégiés pour ces applications. La longueur d'onde de 1.55 μm est privilégiée puisqu'elle garantit les plus faibles pertes de transmission.

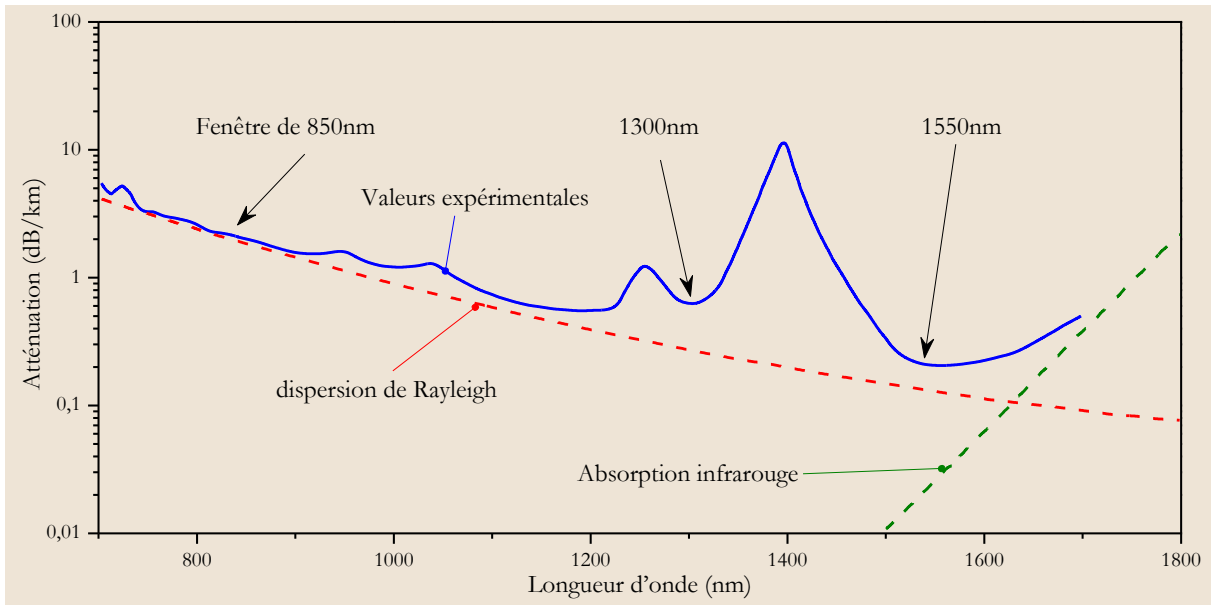


Fig. 0-2 : Atténuation dans une fibre optique de silice en fonction de la longueur d'onde, d'après [29-30].

2.2 L'intérêt de la cavité externe

Si le laser fonctionne sans aucun élément de sélection des modes dans la cavité, le spectre optique de sortie du laser contient un grand nombre des fréquences discrètes déterminé par les modes transverses et longitudinaux. La largeur spectrale du gain du matériau semiconducteur limite le nombre des modes qui peuvent avoir un gain suffisant pour osciller. La situation est présentée schématiquement dans la figure (Fig. 0-3), cette figure montre les fréquences de résonance d'un résonateur optique et le spectre de gain de la zone active. L'émission laser est déterminée par les longueurs d'onde, où le produit du gain des transitions laser et les réflectivités des miroirs plus les pertes intra-cavité, devient égale à 1. Dans cet exemple simplifié, le laser pourrait osciller sur sept modes longitudinaux.

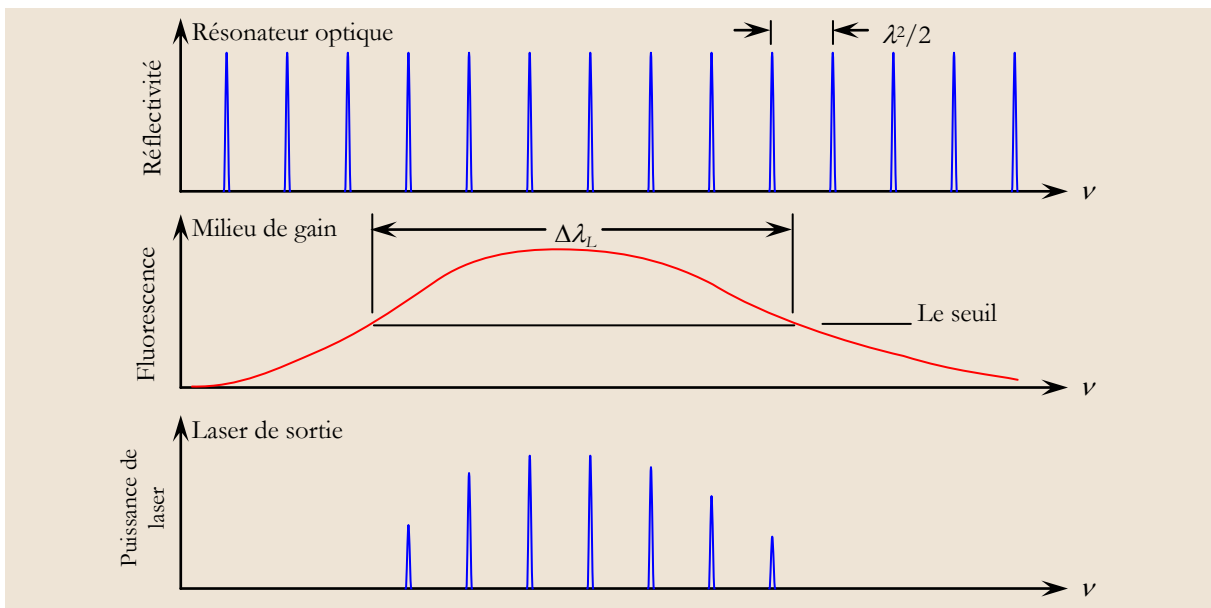


Fig. 0-3 : Diagramme schématique de spectre de sortie du laser a une cavité de longueur L . (d'après[31-32])

Dans la configuration VECSEL, le choix de la longueur de la cavité externe permet de contrôler l'intervalle spectral libre (ISL) et le nombre des modes longitudinaux dans la cavité. L'ajout d'une lame jouant le rôle de filtre étalon Fabry-Pérot, peut permettre de faire fonctionner le VECSEL en régime

monomode longitudinal. Il est possible aussi d'insérer dans la cavité un élément optique non linéaire, et l'utiliser pour la génération de seconde harmonique intra-cavité. Le verrouillage de modes passif est une autre application du VECSEL dans le cas d'un fonctionnement multimode longitudinal : en insérant une structure de SESAM dans la cavité externe, et avec un bon choix de matériaux et de configuration de la cavité, il est possible de générer une émission impulsionnelle.

2.3 L'intérêt du VECSEL à verrouillage des modes passif

Le domaine du verrouillage de modes passif à haute performance était dominé depuis longtemps par les lasers à l'état solide pompés par diode en utilisant le plus souvent des miroirs à absorbants saturables à semiconducteur (SESAM)[33]. Pour des raisons de compacité, l'utilisation d'autres sources est devenue importante, comme les diodes lasers à émission par la tranche en verrouillage de modes actif ou hybride, ou les lasers à fibre en régime de verrouillage de modes harmonique.

Les diodes lasers à émission par la tranche sont très attractives pour leur compacité, mais nécessitent en générale un montage électronique conséquent pour contrôler le verrouillage de modes obtenu de manière active, les structures laser à semiconducteurs permettant d'obtenir de bonnes performances impulsionnelles restent compliquées et difficiles à fabriquer, et les niveaux de puissance moyenne restent relativement faibles.

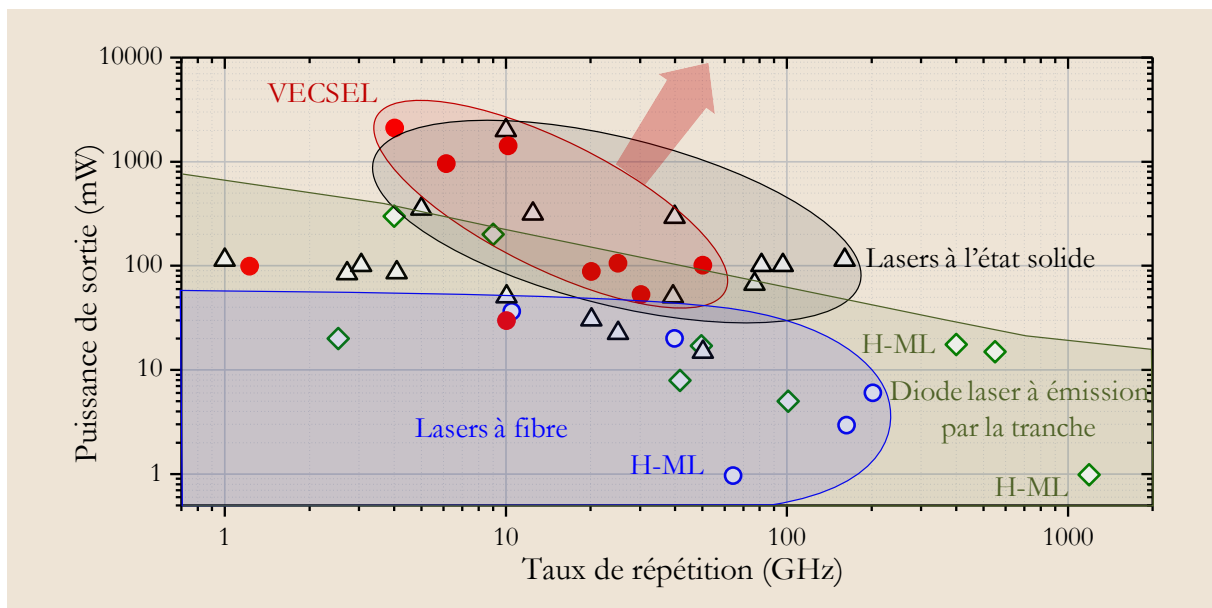


Fig. 0-4 : Puissance de sortie moyenne pour les lasers à haut taux de répétition dans la zone des gigahertz, le H-ML signifie le verrouillage de modes harmonique (1 GHz=10⁹ Hz). (d'après [25, 34])

Les sources VECSELS en verrouillage de modes ont l'avantage d'avoir une grande section efficace de gain qui supprime les instabilités de verrouillage de modes commuté par les pertes⁵, observé dans les lasers à l'état solide[35]. Pour ces raisons les VECSELS sont en principe idéaux pour obtenir un verrouillage des modes à haut taux de répétition avec une puissance moyenne de sortie élevée. Depuis la première démonstration laser VECSEL en verrouillage des modes[15], les résultats en termes de largeur temporelle des impulsions et de puissance moyenne de sortie ont connu une amélioration continue. La figure (Fig. 0-4) montre une comparaison simple entre les différents types de lasers qui permettent d'obtenir des impulsions ultra-brèves avec un fort taux de répétition et où le VECSEL

⁵ Le terme anglais « Q-switched Mode-Locking (QML) ».

apparaît comme une source prometteuse soit pour les impulsions brèves soit pour la puissance moyenne de sortie.

2.4 L'intérêt de l'échantillonnage optique linéaire

L'échantillonnage optique linéaire⁶ est une approche pour mesurer la forme temporelle d'onde, basé sur le principe de la détection homodyne. Le principe est présenté dans la figure (Fig. 0-5). La partie haute montre un signal optique avec une séquence des bits (une modulation RZ par exemple), la largeur temporelle des bits est τ . Le signal optique passe par une fenêtre (le signal d'échantillonnage), si la largeur temporelle de l'impulsion d'échantillonnage est plus courte que le largeur temporelle du signal optique à échantillonner (comme dans la figure (Fig. 0-5)), il y a seulement une fraction du signal qui passe par la fenêtre. Cette fraction est appelée « un échantillon optique », et elle est déterminée par l'amplitude instantanée du signal, moyennée pendant la durée de l'échantillonnage. D'une façon idéale, la fenêtre de l'échantillonnage forme une fonction de transfert linéaire, où l'amplitude de l'échantillon optique est directement proportionnelle à l'amplitude du signal à l'instant de l'échantillonnage.

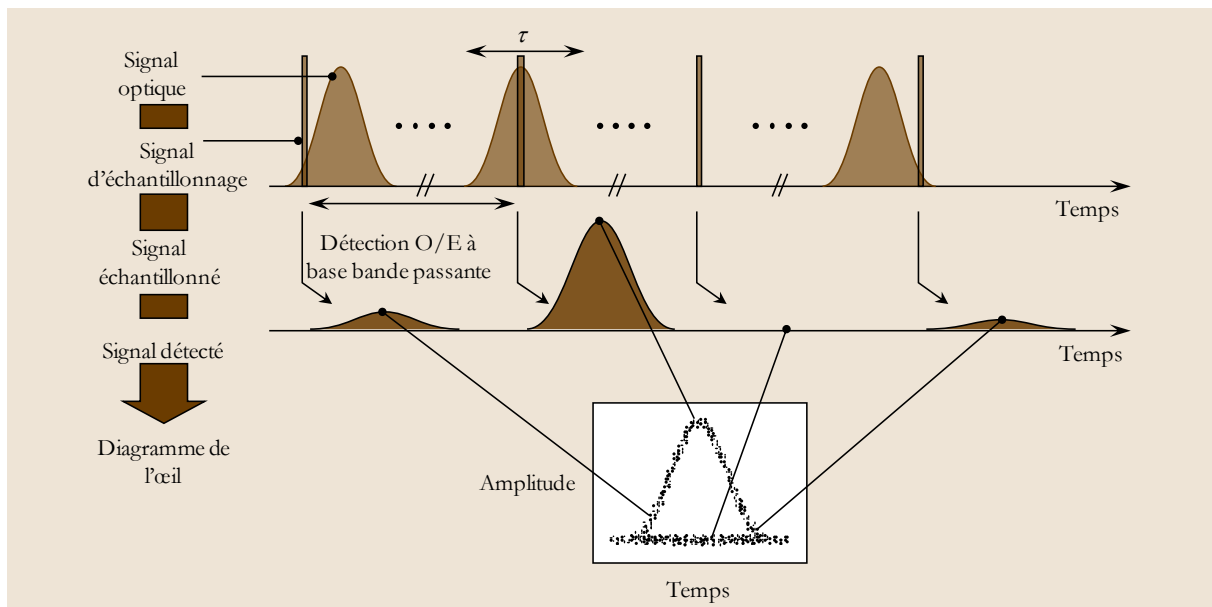


Fig. 0-5 : Le principe de l'échantillonnage optique linéaire des signaux optiques [36-37].

Pour éviter de travailler avec des systèmes électroniques rapides de traitement du signal, il est favorable d'utiliser des fréquence faciles à traiter en électronique pour le signal d'échantillonnage [36]. Cela permet d'obtenir un signal électrique en utilisant un détecteur avec une faible bande passante électrique. Le signal électrique détecté va apparaître un peu élargi à cause de la bande passante de détecteur, mais le courant généré est proportionnel à l'amplitude instantanée du signal optique dans le temps de l'échantillonnage. Le maximum de tension obtenu pour chaque échantillon électrique est mesuré à l'aide d'un convertisseur analogique/digital. Finalement le diagramme de l'œil est construit à partir des valeurs mesurées des tensions.

Cette méthode permet d'obtenir une caractérisation rapide et directe des impulsions brèves à fort taux de répétition avec une haute sensibilité de détection des signaux à faible amplitude. Ces propriétés donnent à la méthode de l'échantillonnage optique linéaire un avantage par rapport aux autres méthodes comme l'échantillonnage optique non linéaire (ex. Auto-corrélation). Le tableau (Tableau 0-3) présente une comparaison entre les deux méthodes de caractérisation.

⁶ Le terme en anglais : « Linear Optical Sampling ».

Il faut utiliser une source laser avec une impulsion ultra brève pour caractériser des signaux optiques brefs, sachant que la résolution des mesures dépend de la largeur temporelle de l'impulsion d'échantillonnage. Concernant le taux de répétition de signal de l'échantillonnage, un paramètre important est le Jitter (gigue temporelle) qui doit être très faible. D'où l'importance d'utiliser des sources VECSELS avec la possibilité de bien contrôler la largeur temporelle des impulsions et le bruit affectant le jitter.

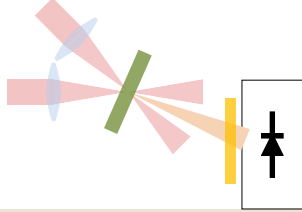
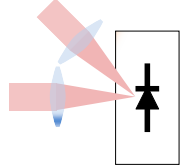
	Échantillonnage optique non linéaire	Échantillonnage optique linéaire
Le principe		
Le paramètre mesuré	$S(\tau) \propto \int E_D(t) ^2 \cdot E_S(t-\tau) ^2 \cdot dt$	$S(\tau) = 16 \left \int E_D(t) \cdot E_S^*(t-\tau) \cdot dt \right ^2$
	Détection d'un effet non linéaire/Intensité	Détection directe/Champs électrique
Sensibilité	faible	élevée

Tableau 0-3 : Comparaison entre l'échantillonnage optique linéaire et l'échantillonnage optique non linéaire.

3 L'état de l'art de VECSEL en verrouillage de modes passif

Dans ce paragraphe, nous allons présenter de manière plus détaillée, un résumé de l'état de l'art des lasers à cavité verticale à émission par la surface en régime de verrouillage de modes, proches de ceux développés dans le cadre de ce travail de thèse. Nous allons présenter et comparer les principaux résultats des travaux de la littérature. Enfin, nous allons situer nos travaux de thèse par rapport aux précédents travaux.

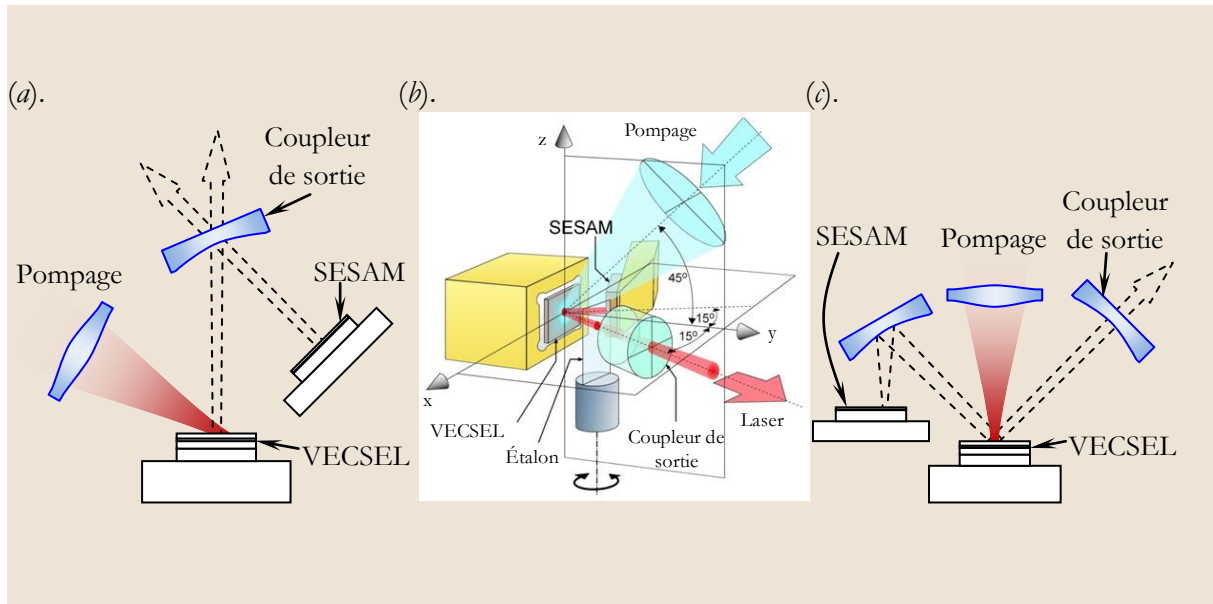


Fig. 0-6 : Différents configurations des cavités VECSEL, (a). la cavité utilisée par le groupe de A. Tropper [15] pour la démonstration de verrouillage des modes, (b). la cavité utilisée pour par le groupe de U. Keller [38] pour obtenir 50GHz avec 3.3 ps, (c). la cavité utilisée par le groupe de A. Tropper [39] pour obtenir les impulsions de 260fs à 1GHz.

La première démonstration d'un VECSEL en verrouillage de modes passif a été effectuée à 1030nm [15], et a permis d'obtenir des impulsions de 22ps à 4.4 GHz de taux de répétition. Les

structures de VECSEL et de SESAM utilisées étaient épitaxiées sur substrat GaAs, et la cavité externe utilisée est de type -V (cavité à trois miroirs) comme dans la figure (Fig. 0-6). Depuis, de nombreux résultats (principalement sur substrat GaAs) ont été obtenus principalement à l'ETHZ (Swiss Federal Institute of Technology, Zürich) et l'université de Southampton. Le groupe d'A. Tropper à Southampton a obtenu la plus courte durée d'impulsion à partir d'un VECSEL en exploitant l'effet Stark dans le SESAM. La largeur temporelle était réduite à 260fs à la longueur d'onde 1035nm avec un taux de répétition de 1GHz. Le groupe d'U. Keller (ETHZ) a montré une émission impulsionnelle avec une largeur d'impulsion de l'ordre de 3.3 ps et un taux de répétition de 50 GHz à une longueur d'onde de 960 nm.

Il est à noter que dans ces deux cas, les impulsions optiques sont obtenues grâce à un verrouillage passif des modes longitudinaux de la cavité par un absorbant saturable, après certaines optimisations pratiques. À Southampton, un contrôle thermique sur le VECSEL et sur le SESAM simultanément a été mis en œuvre pour contrôler finement la dispersion de cavité et la stabilité du régime impulsionnel. À l'ETHZ un étalon Fabry-Pérot a été introduit dans le même but. À la longueur d'onde de 1550nm, bien que moins nombreuses, certaines démonstrations ont déjà été rapportés dans la littérature.

Le tableau (Tableau 0-4) présente l'état de l'art actuel des VECSELS à verrouillage de modes. Aux longueurs d'ondes autour de 1550nm, en pompage optique toujours, nous pouvons citer les premiers essais qui ont été faits au LPN [40]. Les résultats antérieurs étaient ceux de Hoogland *et al* [41] qui montrent une émission impulsionnelle avec une largeur à mi-hauteur des impulsions de 6.5 ps à un taux de répétition de 1.35 GHz pour une longueur d'onde d'émission de 1518 nm à basse température (-8 °C). Nous pouvons également citer les travaux de Lindberg *et al* [42] qui montrent une largeur d'impulsion de 3.2 ps à un taux de répétition de 2.92 GHz à la température de (-22 °C).

Milieu de gain	SESAM	Cav.	λ_0	Δt	Fonction de fit	f_{rep}	K	T_p	Réf.
Unité			(nm)	(ps)		(GHz)		(°C)	
12 InGaAs/GaAs QWs	In _{0.2} Ga _{0.8} As/GaAs	V	1030	22	Sech ²	4.4	1.554	-	[15]
9 InGaAs/GaAs QWs			950	3.2		2			
6 InGaAs/GaAsP QWs	In _{0.25} Ga _{0.77} As/GaAs	Z	1040	0.477	Sech ²	1.21	0.587	0 ⁷	[39]
5 InGaAs/GaAs QWs	In _{0.15} Ga _{0.85} As	V	950	15.3	Sech ²	6	5.082	3	[43]
				3.9	Gaussien	6	0.648	3	[43]
7 InGaAs/GaAsP QWs	In _{0.15} Ga _{0.85} As	V*	960	6.1	Sech ²	10	0.417	5	[44]
7 InGaAs/GaAsP QWs	InGaAs	V*	960	4.7	Sech ²	30	0.474	5	[45]
7 InGaAs/GaAsP QWs	In _{0.15} Ga _{0.85} As	V*	957	4.7	Sech ²	4	0.462	-4	[46]
13 InGaAs/AlGaAsP			975	3.8	Sech ²	1.88			[47]
13 InGaAs/AlGaAsP avec intra-cavité LBO			489	3.9	Sech ²	1.88			[47]
6 InGaAs/GaAs QWs	InGaAs/GaAs	V	1034	0.486	Sech ²	10	0.32	10	[48]
7 InGaAs/GaAsP QWs	QD-SESAM (InAs)	V*	960	3.3	Sech ²	50	0.388	5	[38]
4 InGaAs/(Al)GaAs/AlGaAsP	InGaAs	V	1036	0.290	Sech ²	3	0.317	15 ⁸	[49]
6 InGaAs/GaAsP	In _{0.25} Ga _{0.75} As/GaAs	Z	1035	0.260	Sech ²	1	0.322	20 ⁹	[50]
7 InGaAsP QWs	InGaAs/InP	Z	1518	6.5	Sech ²	1.34	0.423	-8	[41]
20 InGaAsP/InGaAsP QWs	GaInNAs	V	1550	3.2	Sech ²	2.97	0.399	-22	[42]
5 GaInNAs/GaAs QWs	GaInNAs	V	1308	18.7	Sech ²	6	0.945	5	[51]

Tableau 0-4 : Cav. La configuration de la cavité (V : cavité à trois miroirs en configuration V, V* cavité V avec un étalon, Z : cavité à quatre miroirs en configuration Z), λ_0 : la longueur d'onde, Δt la largeur temporelle, $K=\Delta v\Delta t$, T_p : température de VECSEL.

⁷ Température de SESAM ($T=26^\circ\text{C}$)

⁸ Température de SESAM ($T=65^\circ\text{C}$).

⁹ Température de SESAM ($T=18^\circ\text{C}$).

Il est à noter qu'en dehors des travaux effectués dans cette thèse, la largeur temporelle minimale des impulsions obtenues est de 3.2ps, avec un refroidissement de la structure VECSEL à -22°C . À des températures plus élevées (à -8°C), une largeur temporelle de 6.5ps avait été obtenue. Ceci illustre la difficulté d'obtenir un bon verrouillage de modes passif à 1550nm, pour des raisons liées aux matériaux utilisés, et particulièrement à cause des effets thermiques dans la structure VECSEL, qui doivent être minimisés tout en conservant un bon contrôle de la dispersion dans les structures VECSEL et SESAM.

4 Conclusions et objectifs de la thèse

L'objectif des travaux présentés dans ce manuscrit est le développement et l'utilisation des structures VECSELS en pompage optique pour la réalisation de sources d'impulsions brèves et à haut taux de répétition émettant à 1550 nm. Destinées aux applications relatives à l'échantillonnage optique linéaire, et pour servir dans le domaine des télécommunications optiques (réseaux de transmission, mais aussi R&D), elles pourraient être exploitées dans les émetteurs à haut débit ou les échantillonneurs ultra-rapides. En effet, la configuration en cavité externe permet d'obtenir un fonctionnement largement multimode longitudinal du laser, et d'insérer dans la cavité un absorbant saturable. Ces deux conditions réunies permettent de générer des impulsions brèves à un taux de répétition proportionnel à l'inverse de la longueur de la cavité par la mise en place d'un régime de verrouillage de modes passif.

Le verrouillage de modes passif permet d'éviter le recours à une modulation externe, le plus souvent commandée électriquement, et de pouvoir choisir le taux de répétition de la source en ajustant la longueur de la cavité laser. D'autre part, le verrouillage de modes passif dans les lasers à semiconducteur permet d'obtenir des impulsions stables à haut taux de répétition [34]. De plus, dans le cas du verrouillage de modes dans un VECSEL en pompage optique, la cavité étant formée d'air, la dispersion subie par les impulsions laser est moins importante que lorsqu'elles traversent un milieu semiconducteur. Ceci permet de limiter l'élargissement spectral des impulsions lors de la propagation des impulsions dans la cavité, ce qui constitue un point particulièrement critique pour limiter l'encombrement spectral des canaux de transmission de l'information. Enfin, un dernier avantage important de cette configuration est de pouvoir bénéficier d'une émission circulaire, limitée par la diffraction, facile à coupler dans les fibres optiques.

Les travaux effectués dans cette thèse ont eu pour objectif d'obtenir un laser VECSEL à 1550nm en verrouillage de modes avec une largeur temporelle d'impulsion de l'ordre de $\sim 1\text{ps}$, et avec un taux de répétition fixé à 2GHz avec un faible bruit, correspondant au banc de test développé pendant la thèse pour l'échantillonnage optique linéaire.

La source réalisée dans cette thèse est formée par une structure contenant une couche active à puits quantiques sur un miroir de Bragg constituant le milieu à gain (nous appellerons cette structure active « une structure VECSEL »), placée dans une cavité optique multi-miroirs (nous appelons l'ensemble « VECSEL »). Un des miroirs de cette cavité optique sera un miroir semiconducteur à absorbant saturable rapide (zone absorbante à puits quantiques épitaxiée sur un miroir de Bragg, appelé « SESAM »).

Afin d'obtenir une émission centrée autour de 1550 nm, nous avons utilisé des matériaux actifs quaternaires sur substrat InP pour la structure VECSEL, et des matériaux sur substrat GaAs pour la réalisation du SESAM. Par ailleurs, nous avons étudié différentes optimisations des structures, notamment nous avons optimisé l'épaisseur optique de la structure VECSEL, et nous avons déposé différents traitements de surface des structures SESAMs, pour contrôler d'une part la longueur d'onde d'émission laser, et d'autre part pour minimiser la dispersion générée dans les structures, de façon à obtenir un verrouillage des modes à la température ambiante.

Les structures étudiées lors de cette thèse ont été réalisées et caractérisées, puis optimisées et testées au LPN. Certaines caractérisations des SESAMs ont été effectuées à l'ETHZ, et à l'IEF (Institut d'Électronique Fondamentale-Orsay), et certains tests à 3GHz et 1GHz ont été effectués à l'université de Southampton, dans le cadre du programme ePIXnet¹⁰. Il faut mentionner que l'ensemble des travaux effectués dans cette thèse s'est déroulé dans le cadre du projet ANR¹¹ Telecom TONICS¹² (les couches actives des structures VECSELS ont été fournies par le partenaire 3-5 Lab.).

5 Organisation du manuscrit

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'articule autour de cinq chapitres :

Le premier chapitre présente en détail le principe théorique de fonctionnement des lasers à puits quantiques, les systèmes de matériaux à semiconducteurs utilisés et les paramètres importants pour le fonctionnement des lasers à puits quantiques.

Le deuxième chapitre présente les principes de conception et de réalisation du composant VECSEL, ainsi que les différentes caractérisations optiques et structurales effectuées sur les échantillons préparés. Nous présentons ensuite dans ce chapitre les résultats laser obtenus en régime continu en configuration de cavité simple (plan-concave), avec des structures optimisées, avec un fonctionnement monomode à haute puissance de sortie. En particulier, nous présentons une analyse détaillée des problèmes thermiques survenant lors du pompage optique continu et les stratégies possibles pour évacuer la chaleur générée dans la structure (limitant les performances des lasers).

Le troisième chapitre est consacré à une présentation du principe de fonctionnement des SESAMs. Les structures fabriquées au LPN sont décrites et leurs caractérisations optiques sont présentées.

Le quatrième chapitre, décrira après un bref rappel des bases du verrouillage de modes passif et les résultats expérimentaux principaux obtenus en configuration de cavité en Z (quatre miroirs), avec des structures optimisées. En particulier, nous présentons une analyse de la dispersion dans les structures, et l'optimisation des structures pour obtenir un verrouillage de modes passif à la température ambiante sans aucun contrôle supplémentaire sur le SESAM.

Enfin, le cinquième chapitre présente le principe de la méthode de l'échantillonnage optique linéaire des signaux optiques, avec une validation de cette technologie et les premiers résultats obtenus dans cette expérience.

¹⁰ <http://www.epixnet.org>

¹¹ Agence Nationale de la Recherche

¹² Technologies d'échantillonnage linéaire et non-linéaire pour applications en Conversion analogique/numérique et en transmission à très haut-débit.

6 Références

- [1] Y. Suematsu and K. Iga, "Semiconductor Lasers in Photonics," *J. Lightwave Technol.*, vol. 26, pp. 1132-1144, 2008.
- [2] C. E. Zah, R. Bhat, F. J. Favire, M. A. Koza, T. P. Lee, D. Darby, D. C. Flanders, and J. J. Hsieh, "Low threshold 1.3 μm strained-layer $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ quantum well laser," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 2323-2325, 1992.
- [3] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, "Surface Emitting Semiconductor Lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 24, pp. 1845-1855, 1988.
- [4] M. G. A. Bernard and G. Duraffourg, "Laser Conditions in Semiconductors," *physica status solidi (b)*, vol. 1, pp. 699-703, 1961.
- [5] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent Light Emission From GaAs Junctions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, p. 366, 1962.
- [6] H. Soda, K.-i. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 18, p. 2329, 1979.
- [7] T. Sakaguchi, F. Koyama, and K. Iga, "Vertical cavity surface emitting laser with AlGaAs/GaAs Bragg reflector" *Electron. Lett.*, vol. 24, pp. 928-929 1988.
- [8] M. Y. A. Raja, S. R. J. Bruek, M. Osinski, C. F. Schaus, J. G. McInerney, T. M. Brennan, and B. E. Hammons, "Surface emitting multiple quantum well GaAs/AlGaAs laser with wavelength resonant periodic gain medium" *Appl. Phys. Lett.*, vol. 35, pp. 1678-1680, 1988.
- [9] W. B. Jiang, S. R. Friberg, H. Iwamura, and Y. Yamamoto, "High powers and subpicosecond pulses from an external-cavity surface-emitting InGaAs/InP multiple quantum well laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, pp. 807-809, 1991.
- [10] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM Beams," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1063-1065, 1997.
- [11] M. Holm, "Vertical external cavity surface emitting semiconductor lasers," University of Strathclyde 2001.
- [12] M. A. Holm, P. Cusumano, D. Burns, A. I. Ferguson, and M. D. Dawson, "Mode-locked operation of a diode-pumped, external-cavity GaAs/AlGaAs surface emitting laser," presented at the Conf. Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Washington DC, 1999.
- [13] T. D. Raymond, W. J. Alford, M. H. Crawford, and A. A. Allerman, "Intracavity frequency doubling of a diode-pumped external-cavity surface-emitting semiconductor laser," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1127-1129, 1999.
- [14] M. A. Holm, D. Burns, A. I. Ferguson, and M. D. Dawson, "Actively stabilized single frequency vertical external cavity AlGaAs laser" *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1551-1553, 1999.
- [15] S. Hoogland, S. Dhanjal, A. C. Tropper, J. S. Roberts, R. Haring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "Passively mode-locked diode-pumped surface-emitting semiconductor laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1135-1137, 2000.
- [16] M. Mueller, N. Linder, C. Karnutsch, W. Schmid, K. P. Streubel, J. Luft, S. Beyertt, A. Giesen, and G. H. Doehler, "Optically pumped semiconductor thin-disk laser with external cavity operating at 660 nm," *Proceedings of SPIE*, vol. 4649, pp. 265-271, 2002.
- [17] J. E. Hastie, J. M. Hopkins, C. W. Jeon, S. Calvez, D. Burns, M. D. Dawson, R. Abram, E. Riis, A. I. Ferguson, W. J. Alford, T. D. Raymond, and A. A. Allerman, "Microchip vertical external cavity surface-emitting lasers," in *Lasers and Electro-Optics Society, 2003. LEOS 2003. The 16th Annual Meeting of the IEEE*, 2003, pp. 507-508 vol.2.
- [18] M. Schmid, S. Benchabane, F. Torabi-Goudarzi, R. Abram, A. I. Ferguson, and E. Riis, "Optical in-well pumping of a vertical-external-cavity surface-emitting laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, pp. 4860-4862, 2004.
- [19] J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Caprara, M. Reed, and L. Spinelli, "High power optically pumped semiconductor lasers," in *Photonics West: Solid State Lasers XIII*, San Jose, CA, 2004.

- [20] M. E. Kurdi, S. Bouchoule, A. Bousseksou, I. Sagnes, A. Plais, M. Strassner, C. Symonds, A. Garnache, and J. Jacquet, "Room temperature continuous-wave laser operation of an Electrically-Pumped 1.55 μm VECSEL," *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 671-672, 2004.
- [21] A. Bousseksou, M. E. Kurdi, M. D. Salik, I. Sagnes, and S. Bouchoule, "Wavelength tunable InP-based EP-VECSEL operating at room temperature and in CW at 1.55 μm ," *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 1490-1491, 2004.
- [22] J. H. Lee, J. Y. Kim, S. M. Lee, J. R. Yoo, K. S. Kim, S. H. Cho, S. J. Lim, G. B. Kim, S. M. Hwang, T. Kim, and Y. J. Park, "9.1-W High-Efficient Continuous-Wave End-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, pp. 2117-2119, OCTOBER 15 2006.
- [23] G. B. Kim, J.-Y. Kim, J. Lee, J. Yoo, K.-S. Kim, S.-M. Lee, S. Cho, S.-J. Lim, T. Kim, and Y. Park, "End-pumped green and blue vertical external cavity surface emitting laser devices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, pp. 181106-3, 2006.
- [24] L. Fan, M. Fallahi, J. Hader, A. R. Zakharian, J. V. Moloney, J. T. Murray, R. Bedford, W. Stolz, and S. W. Koch, "Multichip vertical-external-cavity surface-emitting lasers: a coherent power scaling scheme," *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 3612-3614, 2006.
- [25] D. J. H. C. Maas, A. R. Bellancourt, B. Rudin, M. Golling, H. J. Unold, T. Südmeyer, and U. Keller, "Vertical integration of ultrafast semiconductor lasers," *Appl. Phys. B*, vol. 88, pp. 493-497, 2007.
- [26] K. C. Kao and G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguide for optical frequency," *IEE Proc.*, vol. 113, pp. 1151-1158, 1966.
- [27] D. B. Keck, R. D. Maurer, and P. C. Schultz, "On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, pp. 307-309, 1973.
- [28] S. Arai, M. Asada, Y. Suematsu, and Y. Itaya, "Room Temperature CW Operation of GaInAsP/InP DH Laser Emitting at 1.51 μm ," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 18, pp. 2333-2334, 1979.
- [29] J. Crisp, *Introduction to fiber optics*, 2 ed. Oxford: Newnes, 2001.
- [30] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3 ed. London: Academic Press, 2001.
- [31] O. Svelto, *Principles of Lasers*, 4 ed. New York: Plenum Press, 1998.
- [32] N. Hodgson and H. Weber, *Laser Resonators and Beam Propagation Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*, 2 ed. vol. 108. Berlin: Springer Science+Business Media, 2005.
- [33] U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *Nature*, vol. 424, pp. 831-838, 2003.
- [34] U. Keller and A. C. Tropper, "Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers," *Physics Reports*, vol. 429, pp. 67-120, 2006.
- [35] C. Hönniger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, "Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, pp. 46-56, 1999.
- [36] C. Schmidt-Langhorst and Hans-Georg Weber, "Optical sampling techniques," *Journal of Optical and Fiber Communications Report*, vol. 2, pp. 86-114, 2005.
- [37] C. Dorrer, D. C. Kilper, H. R. Stuart, G. Raybon, and M. G. Raymer, "Linear Optical Sampling," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 1746-1748, December 2003.
- [38] D. Lorenser, D. J. H. C. Maas, H. J. Unold, A. R. Bellancourt, B. Rudin, E. Gini, E. Dirk, and U. Keller, "50-GHz passively mode-locked surface-emitting semiconductor laser with 100-mW average output power," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 42, pp. 838-847, 2006.
- [39] A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J. S. Roberts, "Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, pp. 3892-3894, 2002.
- [40] C. Symond, "Laser à semiconducteurs en cavité verticale étendue émettant à 1,55 μm et perspective pour la génération d'impulsions brèves," Université Paris XI, Orsay, 2003.
- [41] S. Hoogland, A. Garnache, I. Sagnes, B. Paldus, K. J. Weingarten, R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, U. Keller, and A. C. Tropper, "Picosecond pulse generation with 1.5 μm passively modelocked surface-emitting semiconductor laser," *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 846-847, 29 May 2003.

-
- [42] H. Lindberg, M. Sadeghi, M. Westlund, S. Wang, A. Larsson, M. Strassner, and S. Marcinkevičius, "Mode locking a 1550 nm semiconductor disk laser by using a GaInNAs saturable absorber," *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 2793-2795, 2005.
- [43] R. Häring, R. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "High-power passively mode-locked semiconductor lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 38, pp. 1268-1275, 2002.
- [44] A. Aschwanden, D. Lorensen, H. J. Unold, R. Paschotta, E. Gini, and U. Keller, "10 GHz passively mode-locked external-cavity semiconductor laser with 1.4 W average output power," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, 2005.
- [45] L. Dirk, A. Alex, J. U. Heiko, J. M. Deran, P. Rüdiger, K. Ursula, G. Emilio, and E. Dirk, "Passively Mode-Locked Surface-Emitting Semiconductor Lasers with High Repetition Rates of up to 30 GHz," in *Advanced Solid-State Photonics*, 2005, p. WC4.
- [46] A. Aschwanden, D. Lorensen, H. J. Unold, R. Paschotta, E. Gini, and U. Keller, "2.1-W picosecond passively mode-locked external-cavity semiconductor laser," *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 272-274, 2005.
- [47] O. Casel, D. Woll, M. A. Tremont, H. Fuchs, R. Wallenstein, E. Gerster, P. Unger, M. Zorn, and M. Weyers, "Blue 489-nm picosecond pulses generated by intracavity frequency doubling in a passively mode-locked optically pumped semiconductor disk laser," *Appl. Phys. B*, vol. 81, pp. 443-446, 2005.
- [48] S. Hoogland, A. Garnache, I. Sagnes, J. S. Roberts, and A. C. Tropper, "10-GHz train of sub-500-fs optical soliton-like pulses from a surface-emitting semiconductor laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 267-269, 2005.
- [49] P. Klopp, F. Saas, M. Zorn, M. Weyers, and U. Griebner, "290-fs pulses from a semiconductor disk laser," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 5770-5775, 2008.
- [50] K. G. Wilcox, Z. Mihoubi, G. J. Daniell, S. Elsmere, A. Quarterman, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. Tropper, "Ultrafast optical Stark mode-locked semiconductor laser," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 2797-2799, 2008.
- [51] A. Rutz, V. Liverini, D. J. H. C. Maas, B. Rudin, A. R. Bellancourt, S. Schon, and U. Keller, "Passively modelocked GaInNAs VECSEL at centre wavelength around 1.3 μ m," *Electron. Lett.*, vol. 42, pp. 926-927, 2006.

CHAPITRE 1

PRINCIPES DES LASERS À PUIITS QUANTIQUES

Les VECSELS en pompage optique, ont commencé à attirer l'attention après le papier de Kuznetsov *et al*[1-2]. Cette équipe a montré pour la première fois les avantages de la géométrie du laser à émission par la surface en cavité externe. Pendant longtemps, la cavité externe avait été considérée comme un complément non flexible, utilisée uniquement pour des fonctionnalités très précises, comme les réseaux accordables[3].

Le premier VECSEL a montré une puissance de sortie de 0,25W en continu à $\sim 1004\text{nm}$ en émission TEM_{00} . Les autres lasers existants émettaient jusqu'à 2 W monomode spatial, mais avec un faisceau très astigmatique et non symétrique. Ils nécessitaient un système optique plus compliqué pour transformer le mode, pour qu'il soit facile à coupler dans une fibre optique. Le VECSEL de Kuznetsov, par contraste, émettait un faisceau circulaire symétrique, dont il était possible d'injecter jusqu'à 370mW dans une fibre monomode.

Dans ce chapitre, nous rappelons les éléments clés du VECSEL, généralement semblables au VECSEL de Kuznetsov, puis nous rappelons en détails le principe physique du fonctionnement du milieu à gain, à puits quantiques.

Contenu

1.1	Éléments du VECSEL	19
1.2	Théorie des lasers à puits quantiques	20
1.2.1	Les alliages de composés III-V	22
1.2.2	Discontinuité des bandes aux interfaces des hétérostructures	24
1.2.3	Les contraintes dans les hétérostructures	25
1.2.4	L'absorption dans les semiconducteurs	27
1.3	Confinement quantique	29
1.3.1	Les puits quantiques à semiconducteurs	30
1.3.2	Propriétés optiques des puits quantiques	32
1.3.2.1	Densité d'états réduits	34
1.3.2.2	Élément de matrice de transition	35
1.3.3	Le gain optique	36
1.3.3.1	Caractéristiques générales du spectre du gain	37
1.3.4	Temps de recombinaison des porteurs	39
1.4	Système de matériaux utilisés	41
1.5	Conclusions	43

1.6 Références 44

1.1 Éléments du VECSEL

Le VECSEL peut être décrit par deux éléments macroscopiques. Le premier est un miroir actif, normalement plat, qui est formé par une structure semiconducteur pompée optiquement (structure VECSEL), et le deuxième est un miroir sphérique diélectrique externe qui a une transmission partielle. Le milieu à gain est pompé par une source laser de puissance avec un angle d'incidence convenable. Le rôle clé de la cavité externe est de définir le mode spatial fondamental TEM_{00} stable. L'émission laser est obtenue lorsque la surface pompée au niveau de milieu de gain, recouvre le mode stable.

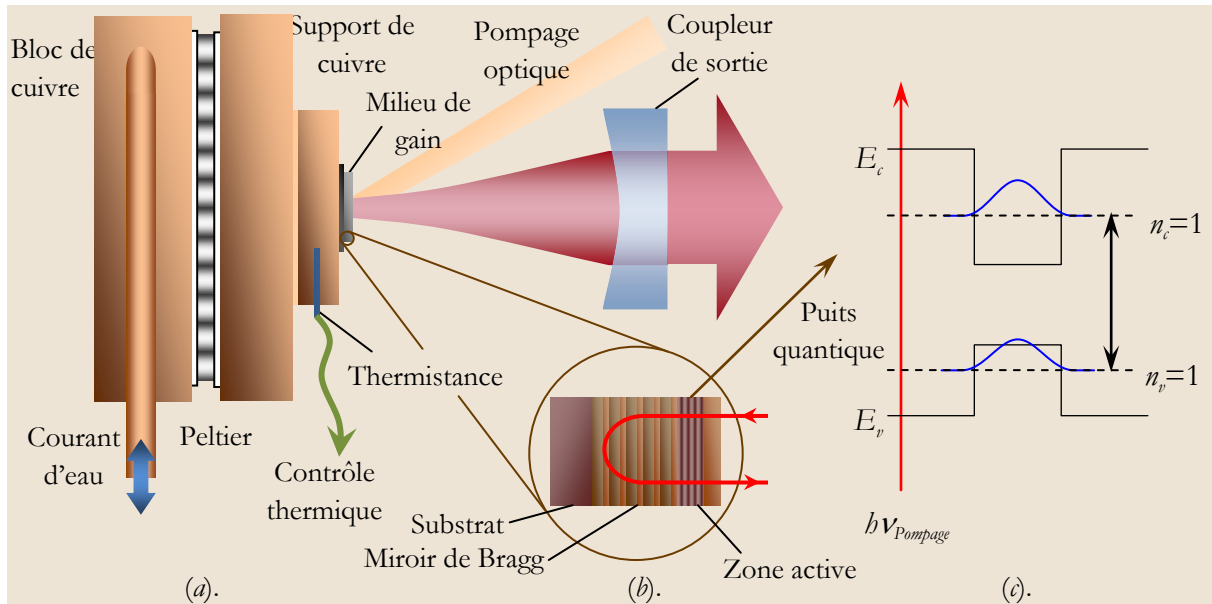


Fig. 1-1 : Les éléments constituant le VECSEL : (a) la cavité externe avec la structure semi-conducteur pompée optiquement, fixée sur un support de cuivre avec un contrôle thermique; (b) la structure du milieu à gain (structure VECSEL); (c) les bandes de valence et de conduction pour un seul puits quantique, avec la transition de pompage optique dans les barrières et la transition dominante du laser $n=1$ entre deux états dans le puits quantique.

La figure (Fig. 1-1(a)) schématise la géométrie du VECSEL et ses différents éléments. La figure (Fig. 1-1(b)) est un agrandissement de la structure VECSEL, il contient une structure périodique de couches d'épaisseur quart d'onde (§2.2.3). Ce miroir de Bragg permet d'atteindre une haute réflectivité. Devant le miroir de Bragg se situe la zone active, qui a typiquement une épaisseur de quelques demi-longueurs d'onde, et qui contient les puits quantiques. La structure de gain ressemble à une structure VCSEL, où la zone active est collée sur un miroir de Bragg (DBR) d'un côté et forme une microcavité. Le deuxième miroir de Bragg est remplacé par une structure faisant fonction de fenêtre, conçue pour contrôler le couplage entre la zone active et la cavité externe. L'absorption du pompage dans la structure ne pose pas de contraintes sur la source de pompage. Cela simplifie la construction des structures VECSEL par rapport aux lasers solides. La figure (Fig. 1-1(c)) rappelle le profil des bandes de conduction et de valence pour un des puits quantiques. La flèche rouge montre la transition correspondant au pompage optique, entre les états continus dans les barrières. Dans le cas typique de l'émission laser, la transition entre les deux états ($n=1$) pour les électrons et les trous, est dominante. L'épaisseur du puits quantique est beaucoup plus petite que la longueur d'onde, et l'amplitude du champ électromagnétique peut être considérée constante à travers le puits.

Les propriétés de gain dans un VECSEL sont déterminées par la configuration des puits quantiques, et par le positionnement de ces puits quantiques par rapport à l'onde stationnaire dans la cavité. Dans les paragraphes suivants, nous rappelons les principes physiques des lasers à puits quantiques et les caractéristiques principales.

1.2 Théorie des lasers à puits quantiques

Dans les matériaux semiconducteurs, l'état d'un électron peut être identifié par son vecteur de moment \vec{k} et le composant z de son état de spin s_z . La solution de l'équation de Schrödinger de l'interaction d'un électron avec un réseau régulier d'ions donne l'état d'énergie permis.

La structure de bande d'énergie dans une zone de Brillouin peut être calculée en résolvant l'équation de Schrödinger pour un électron dans un potentiel périodique. La solution est un ensemble de bandes continues avec des énergies permises et des zones interdites. La propriété typique des semiconducteurs est l'existence d'une bande interdite (gap) entre le niveau d'énergie occupé le plus haut et le niveau d'énergie non occupé le plus bas¹. La figure (Fig. 1-2) montre une illustration de la solution de l'équation de Schrödinger des semi-conducteurs pour différents groupes de symétrie. Quand la bande d'énergie interdite entre deux bandes de valences tend vers zéro, la forme de ces bandes change. La dégénérescence change les masses effectives des trous des deux bandes : la bande avec les trous moins lourds présentant la courbure la plus importante, est appelée la bande des trous légers, et la bande avec les masses les plus lourdes est appelée la bande des trous lourds.

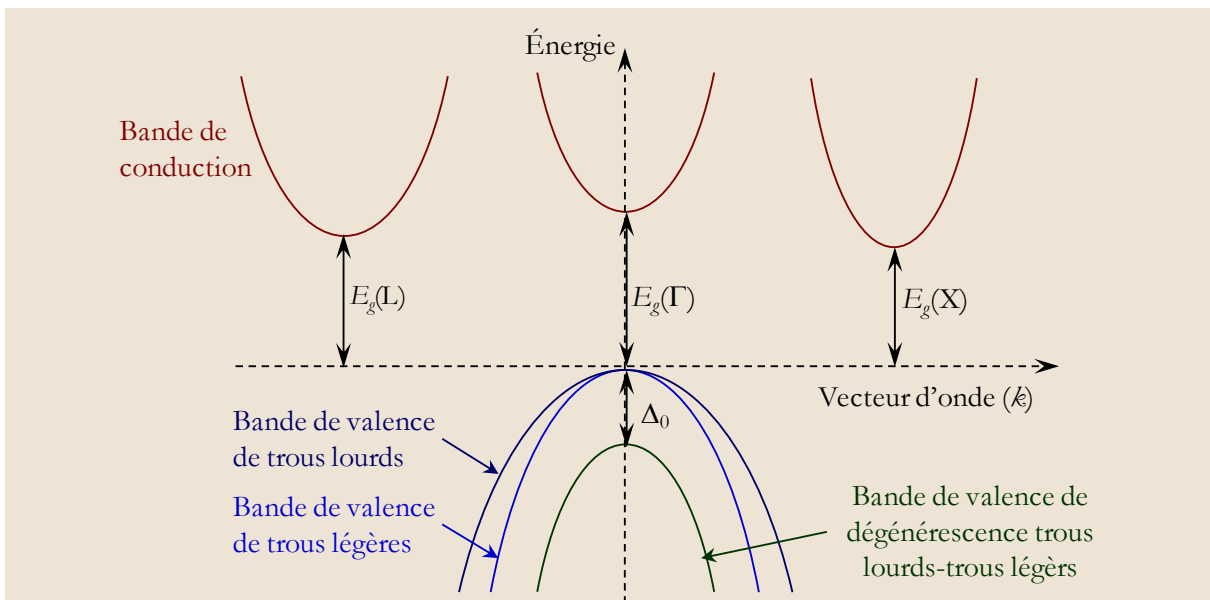


Fig. 1-2 : Illustration des bandes d'énergie et les gaps d'énergie, pour un gap direct et indirect suivant les groupes de symétries

La figure (Fig. 1-3) présente la structure de bandes du matériau InP. Si les extrémités des bandes au-dessus et au-dessous de la bande interdite ont la même valeur de \vec{k} comme dans le cas de InP, le semi-conducteur a une bande interdite directe. Les transitions radiatives sont plus importantes que dans les matériaux à un gap indirect où les extrémités des bandes ont des valeurs \vec{k} différentes. En général, les extrémités des bandes se situent, soit aux frontières de la première zone de Brillouin, soit au centre, où $\vec{k}=0$. Les semiconducteurs à gap direct sont distingués par le diagramme de bande pour les électrons (ou trous) au voisinage du minimum du gap, pouvant être approximé par une parabole. L'électron (ou trou) peut être considéré comme une particule libre. La masse de l'électron m_e (ou de trou m_h) peut être remplacée par une masse effective d'électron (ou trou) donnée par :

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{\partial^2 E(\vec{k})}{\partial k^2} \right)^{-1} \quad (1.1)$$

¹ La bande de valence correspond à l'ensemble des niveaux d'énergie occupés, et la bande de conduction à l'ensemble des niveaux d'énergie non occupés.

L'équation devient sous la forme tensorielle[4] :

$$\frac{1}{M_{ij}^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} = \frac{1}{\hbar^2} \nabla_{k_i} \nabla_{k_j} E \quad (1.2)$$

L'équation (1.2) montre que la courbure des bandes est proportionnelle à l'inverse du tenseur de la masse effective, c'est-à-dire que la masse effective la plus petite a un rayon de courbure plus grand.

Seuls les états proches de $k=0$ vont participer aux transitions optiques dans le domaine des longueurs d'ondes visible et infra rouge, par ce qu'elles sont des transitions directes, où la quantité de mouvement est conservée, c'est-à-dire que la différence des quantités de mouvement des électrons doivent égaies à la quantité de mouvement des photons impliquée dans la transition. La quantité de mouvement d'un photon est donnée par[5] :

$$\hbar K = \frac{\hbar \nu n}{c} \quad (1.3)$$

où $\hbar \nu$ est l'énergie du photon, K est l'amplitude de son vecteur d'onde, n l'indice de réfraction du semiconducteur, et c est la vitesse de lumière dans le vide. Dans le cas de l'InP, $\hbar \nu \approx 1,35\text{eV}$ et $n=3,18$, donc $K=2,174 \times 10^7 \text{m}^{-1}$, qui est négligeable par rapport à la zone de Brillouin, qui s'étend jusqu'à $k \approx 10^{10} \text{m}^{-1}$, donc seuls les états proches de $k=0$ (montré en gris sur la figure (Fig. 1-3(a)) vont participer aux transitions optiques et les bandes de conduction peuvent être approximées par une expression parabolique. L'introduction de la contrainte induit une distorsion des bandes résultant des interactions entre bandes et des paramètres du réseau contraint. L'approximation de ces bandes au voisinage du gap peut toujours être approximée par une expression parabolique avec une masse effective différente pour chaque bande.

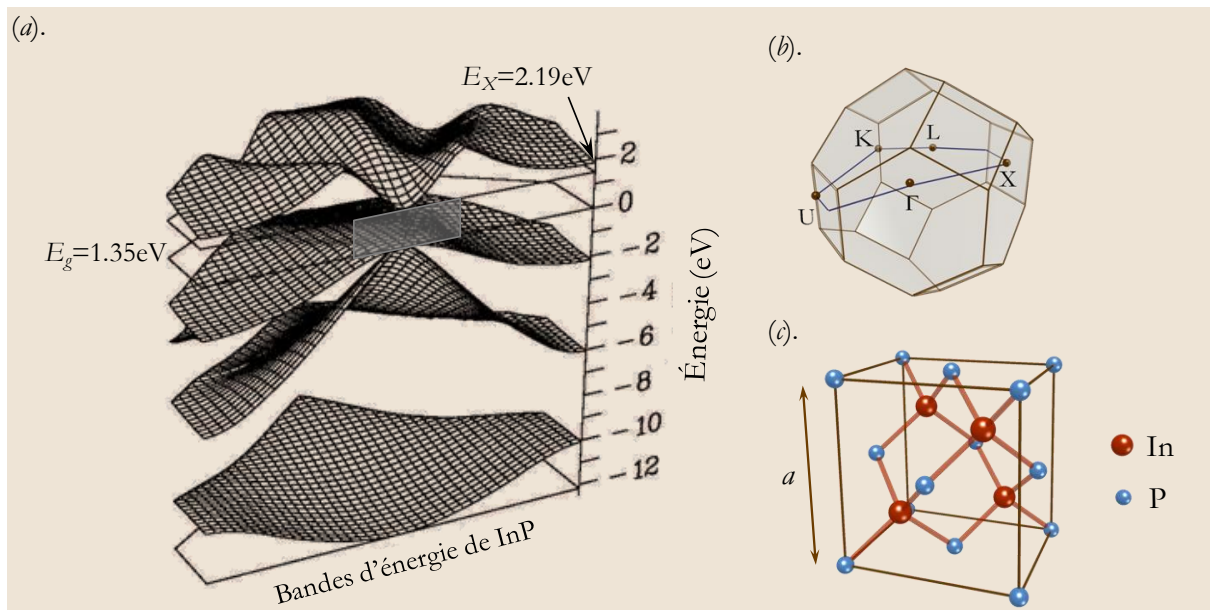


Fig. 1-3 : Présentation en perspective des structures des bandes de InP à $T=300\text{K}$: (a). Section à deux dimensions des bandes d'énergie de InP. Les quatre surfaces au-dessous de 0eV sont les bandes de valence, la surface présentée en haut est la bande de conduction la plus basse. La bande de valence est maximum pour $k=0$ [point Γ dans (b)] où la bande de conduction a un minimum aussi, donc le InP a une structure d'un gap direct. (b) Montre la première zone de Brillouin du cristal InP avec les groupes de symétrie. (c) Cristal de InP avec un constant cristallin $a=5.869\text{Å}$. La cellule est de type cubique face centrée. (d'après [6])

À température ambiante ($T=300\text{K}$) et sous pression atmosphérique normale, les valeurs de l'énergie du gap sont bien définies ($E_g(\text{InP})=1,351\text{eV}$, $E_g(\text{GaAs})=1,42\text{eV}$)[6], ces valeurs sont pour des matériaux intrinsèques. Avec l'introduction du dopage, le gap effectif devient plus petit[7-8]. Les

résultats expérimentaux montrent que le gap des semiconducteurs III-V diminue avec l'augmentation de la température. La variation du gap avec la température des matériaux III-V a été étudiée par Fan [9], Varshni a donné une loi de la variation du gap avec la température sous forme analytique [10], et Pässler a proposé ensuite des formules précises [11] sous la forme empirique suivante :

$$E_g(T) \approx E_g(0) - \frac{\alpha \cdot \Theta}{2} \left[\sqrt[p]{1 + \left(\frac{2 \cdot T}{\Theta}\right)^p} - 1 \right] \quad (1.4)$$

où α est le paramètre de la pente, Θ est la température moyenne du phonon, et p est le paramètre de dispersion du phonon. Ces paramètres sont calculés pour les matériaux III-V. Nous rappelons ces paramètres pour InP, GaAs (gap direct) et AlAs (gap indirect) dans le tableau (Tableau 1-1).

Composé Unité	Gap	E_g expérimentale		p (-)	α (meV/K)	Θ (K)
		à $T=0K$	$T=300K$			
InP	Direct	1,421	1,351	2,09	0,48	358
GaAs	Direct	1,519	1,424	1,9	0,343	226
AlAs	Indirect	2,239	2,163	2,51	0,391	243

Tableau 1-1 : Les paramètres dans la formule de Pässler pour la variation du gap avec la température pour (InP, GaAs, AlAs). (d'après [11])

1.2.1 Les alliages de composés III-V

La majorité des lasers à semi-conducteurs sont basés sur les éléments III-V². Ces éléments sont connus pour avoir une transition optique très importante et les procédures de fabrication et de croissance sont maintenant assez bien standardisées. Le diagramme des variations de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre cristallin a_0 qui varie lui-même avec la composition, est rappelé dans la figure (Fig. 1-4).

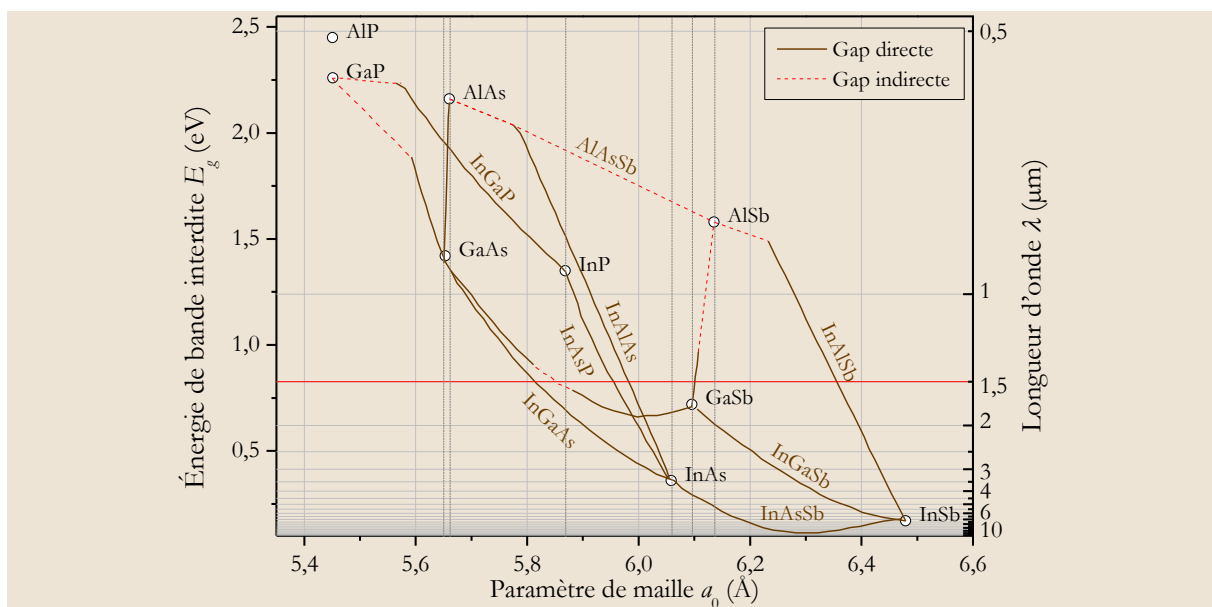


Fig. 1-4 : Évolution de l'énergie de bande interdite et du paramètre de maille des alliages III-V (d'après [12])

Les cercles sur le graphique correspondent à la position des composés binaires, et les lignes représentent l'évolution du gap E_g et du paramètre cristallin a_0 en fonction de la composition des alliages ternaires. Certaines lignes présentent un point anguleux qui dénote une transition entre un gap direct et un gap

² Les chiffres romains signifient les numéros des colonnes dans le tableau périodique des éléments.

indirect. Ce diagramme permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être déposé en couche mince, par épitaxie, sur un substrat binaire comme GaAs ou InP. Par exemple, il est connu que les alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont en quasi accord de maille sur GaAs pour toutes les valeurs de x . En général, il est difficile de faire un calcul précis des propriétés des alliages complexes. Les propriétés des alliages quaternaires (Q) sont prédites par l'interpolation des propriétés des alliages binaires (B) ou des propriétés des alliages ternaires (T). Les propriétés des alliages ternaires AB_xC_{1-x} sont données par :

$$T_{ABC}(x) = x \cdot B_{AB} + (1-x) \cdot B_{AC} - x \cdot (1-x) \cdot C_{ABC} \quad (1.5)$$

en utilisant le paramètre empirique³ C_{ABC} , qui est non négligeable dans le cas du calcul du gap E_g , mais pour calculer le paramètre cristallin des alliages a_0 et suivant la loi de Vegard⁴ $C_{ABC}=0$. Nous pouvons rappeler que la compression ajoute aussi des variations au gap d'énergie. Les valeurs expérimentales du paramètre C_{ABC} pour le gap direct, indirect et la dégénérescence spin-orbite de ternaires avec (In-P-Ga-As) sont rappelées dans le tableau (Tableau 1-2).

Paramètre	$C(E_g^\Gamma)$	$C(E_g^X)$	$C(E_g^L)$	$C(E_V^0)$	$C(\Delta_0)$
Unité	(eV)	(eV)	(eV)	(eV)	(eV)
Al(P,As)	0,22	0,22	0,22	-	0,0
In(P,As)	0,1	0,27	0,27	-	0,16
(Al,In)P	-0,48	0,38	-	-	0,0
(Ga,In)P	0,65	0,2	1,03	-	0,0
(Al,Ga)As	$-0,127+1,31x$	0,055	0,0	-	0,0
(Al,In)As	0,7	0,0	-	-0,64	0,15
(Ga,In)As	0,477	1,4	0,33	-0,38	0,15

Tableau 1-2 : Valeurs expérimentales du paramètre C_{ABC} pour le gap direct E_g^Γ , indirect E_g^X , E_g^L , la bande de valence E_V^0 , et la dégénérescence spin-orbite Δ_0 de certains ternaires III-V (d'après [13-14])

La figure (Fig. 1-5) montre à titre d'exemple la variation des gaps direct et indirect du ternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avec la variation de la composition Al (passage du gap direct GaAs à gap indirect AlAs).

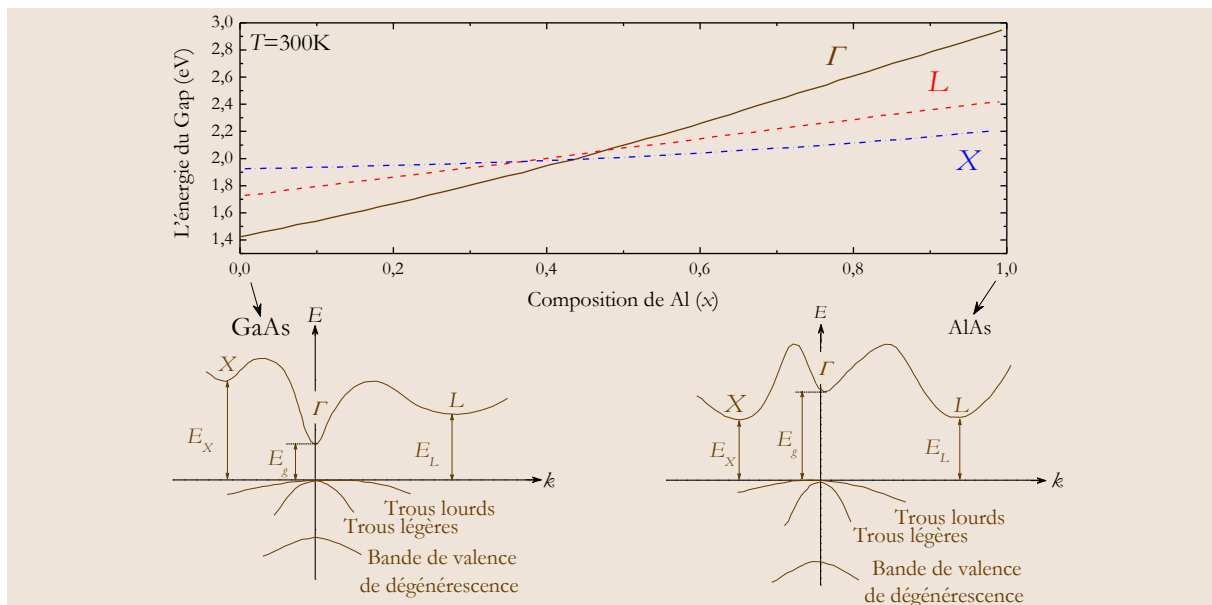


Fig. 1-5 : Variation de gap d'énergie direct (Γ) et indirect (L), (X) de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la composition x à température ambiante, et les structures des bandes pour $x=0$ (GaAs) et $x=1$ (AlAs). (d'après [4])

³ Une loi empirique est une loi issue ou vérifiant des valeurs expérimentales, sans référence à une base théorique.

⁴ Lorsqu'un atome étranger pénètre dans un réseau, il provoque en général une variation des paramètres de maille qui se traduit par une expansion ou une contraction de la maille en fonction de la taille des atomes. Cette variation obéit à la loi de Vegard si elle est linéaire avec le paramètre x donnant le taux de composition de l'alliage.

Sur la base des formules d'interpolation empiriques pour les alliages ternaires, les propriétés des alliages quaternaires $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ sont interprétées par :

$$Q(x, y) = \frac{x(1-x)[yT_{ABC}(x) + (1-y)T_{ABD}(x)] + y(1-y)[xT_{ACD}(y) + (1-x)T_{BCD}(y)]}{x \cdot (1-x) + y \cdot (1-y)} \quad (1.6)$$

et les quaternaires de la forme $AB_xC_yD_{1-x-y}$ sont décrits par :

$$Q(x, y) = \frac{x \cdot y \cdot T_{ABC}(u) + y \cdot (1-x-y) \cdot T_{ACD}(v) + x \cdot (1-x-y) \cdot T_{ABD}(w)}{x \cdot y + y \cdot (1-x-y) + x \cdot (1-x-y)} \quad (1.7)$$

avec $u = (1-x+y)/2$, $v = (2-x+2y)/2$, $w = (2-2x-y)/2$

La figure (Fig. 1-6) montre la variation du gap direct en fonction de la composition de certains quaternaires III-V en accord de maille sur InP [4, 14]. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété de compositions permettant de modifier leurs énergies interdites.

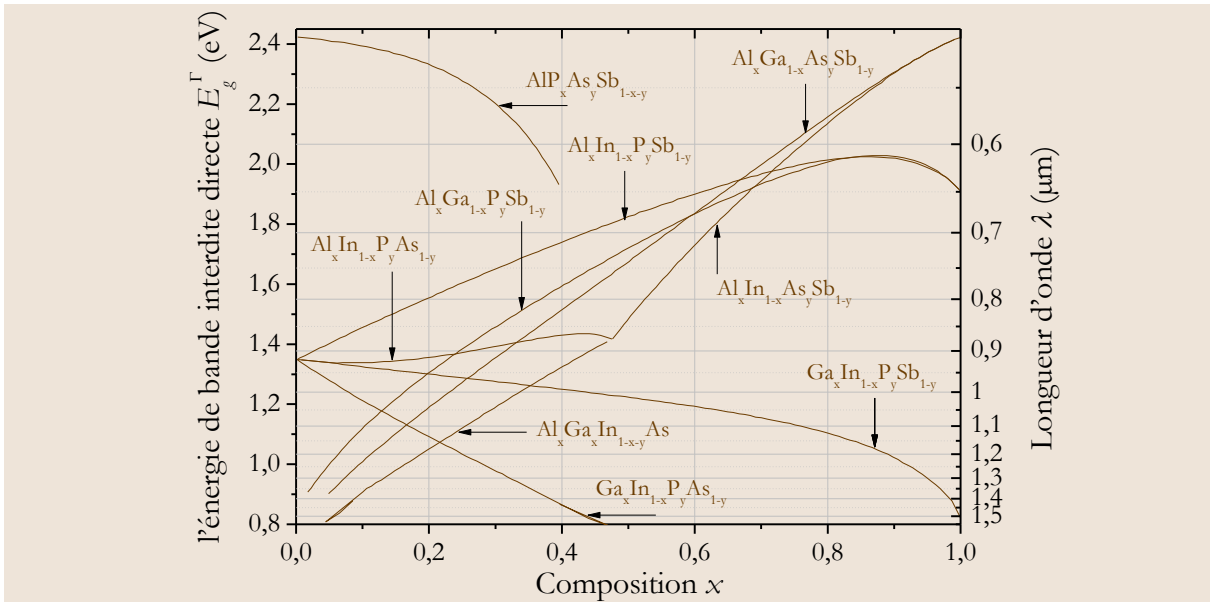


Fig. 1-6 : Évolution de l'énergie de bande interdite et du paramètre cristallin des alliages quaternaires III-V. (d'après [4, 14])

1.2.2 Discontinuité des bandes aux interfaces des hétérostructures

Une caractéristique importante des hétérostructures est la différence des bandes interdites entre les semiconducteurs existant dans la structure : l'énergie des porteurs change pendant le passage par une hétéro-interface. Généralement, il y a une discontinuité dans les bandes de conduction et valence. Ces discontinuités sont à l'origine des propriétés utiles des hétérostructures.

La clé pour comprendre le comportement des hétérostructures à semiconducteur se trouve dans le profil des bandes d'énergie. Ce profil présente des variations de l'énergie de la bande de valence et la bande de conduction, dans la zone d'interface entre deux semiconducteurs. Les différents paramètres pour décrire l'alignement des bandes d'une hétéro-interface sont présentés dans la figure (Fig. 1-7). Le paramètre bien défini est la discontinuité du gap :

$$\Delta E_g = E_g^{(B)} - E_g^{(A)} \quad (1.8)$$

où $E_g^{(A)}$ et $E_g^{(B)}$ sont les énergies du gap des matériaux A et B respectivement. La discontinuité totale est divisée entre la discontinuité dans la bande de valence et la discontinuité dans la bande de conduction, définies par :

$$\Delta E_{V'}^{(AB)} = E_V^{(B)} - E_V^{(A)} \text{ et } \Delta E_C^{(AB)} = E_C^{(B)} - E_C^{(A)} \quad (1.9)$$

Il est important de savoir comment ces discontinuités sont distribuées entre la bande de conduction et la bande valence.

L'hétérostructure de type-I est la plus connue (généralement considérée 'normale') et présentée dans la figure (Fig. 1-7), où la bande interdite du matériau de petit gap est complètement entourée par celle du matériau de grand gap ($E_g^{(a)} > E_g^{(b)}$). Les relations entre les bandes de conduction, valence et les gaps peuvent être écrites :

$$\Delta E_C^{(AB)} = E_C^{(B)} - E_C^{(A)} = f(E_g^{(B)} - E_g^{(A)}) = f \cdot \Delta E_g \quad (1.10)$$

$$\Delta E_{V'}^{(AB)} = E_V^{(B)} - E_V^{(A)} = (1-f) \cdot (E_g^{(B)} - E_g^{(A)}) = (1-f) \cdot \Delta E_g \quad (1.11)$$

où le facteur f donne la proportion ($\Delta E_C / \Delta E_g$). Il dépend des paires de semiconducteurs, et varie entre 0 et 1. Ce facteur est le facteur de décalage des bandes. Les électrons et les trous sont confinés dans le semiconducteur de gap le plus petit. Les hétérostructures $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ que nous allons utiliser sont de ce type, Les autres types (Type-II, Type-III) ne sont pas utilisés dans cette thèse [15-16].

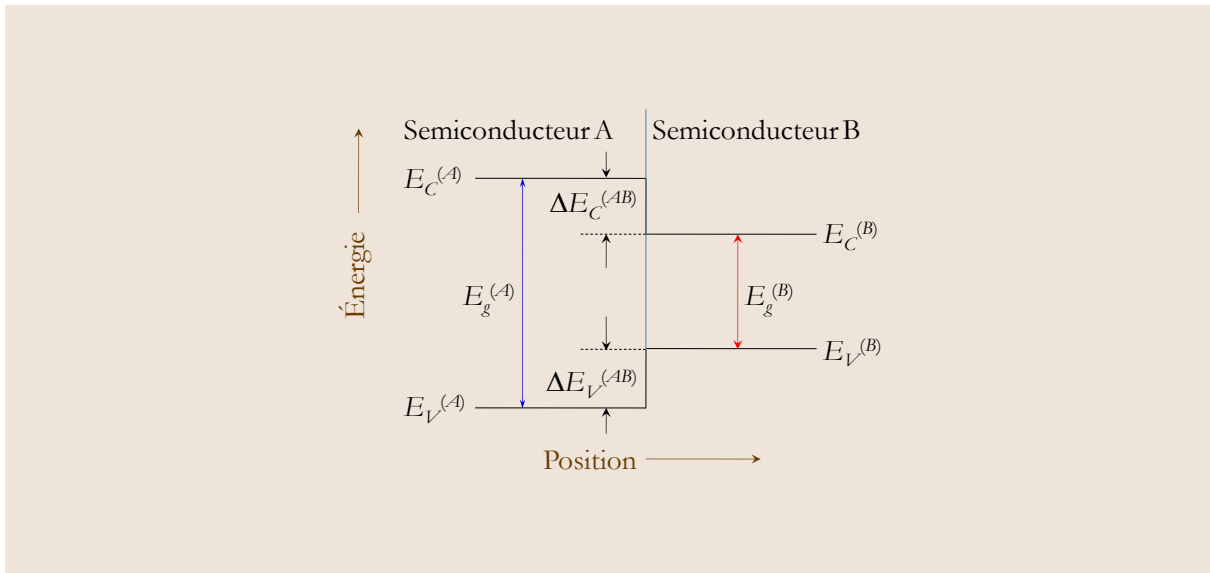


Fig. 1-7 : Les différents paramètres d'une hétéro-interface, de type-I. [15-16]

1.2.3 Les contraintes dans les hétérostructures

Les matériaux dans les hétéro-structures n'ont pas forcément les mêmes paramètres de maille a_0 . Ces matériaux vont subir une déformation, ou une contrainte. Les motivations pour fabriquer des structures avec des contraintes sont :

- Ces contraintes internes ont des effets importants sur les propriétés électroniques et optoélectroniques, et peuvent être exploitées pour fabriquer des structures à haute performance. Nous utiliserons des puits quantiques contraints dans le cadre de ce travail de thèse.
- Plus généralement, certains semiconducteurs ne sont pas en accord de maille avec les substrats disponible [17]. Une solution est de les faire croître sans accord de maille. Dans ce cas, des dislocations vont se former et éventuellement la couche haute pourra être utilisée comme 'pseudo-substrat'. Cette procédure de croissance, dite métamorphique permet en principe d'avoir une flexibilité améliorée dans la technologie des semiconducteurs.

Pour effectuer la croissance d'un semiconducteur de paramètre de maille b sur un semiconducteur d'un paramètre de maille a , il y a plusieurs possibilités présentées schématiquement dans la figure (Fig. 1-8). La déformation entre les deux matériaux est définie par :

$$\varepsilon = \frac{a-b}{b} \quad (1.12)$$

Si le paramètre de maille b est maintenu à sa valeur, il est facile de voir qu'après un nombre de l'ordre de $1/\varepsilon$ entre les deux couches, une liaison va disparaître ou apparaître (Fig. 1-8(a,b-i)). Effectivement dans le plan-2D il y aura un plan atomique avec des liaisons en plus ou en moins. Ces liaisons manquantes créent des dislocations dans le réseau cristallin.

Un cas alternatif est montré dans la figure (Fig. 1-8(a,b-ii)) où tous les atomes de l'interface sont liés entre les deux matériaux avec l'ajustement de la maille de l'un des matériaux dans le plan du paramètre de maille. Cette couche va être sous contrainte et le système va avoir une énergie élastique. Cette énergie augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche déformée. La transition entre le cas avec des contraintes ou avec des dislocations intervient pendant l'étape de l'épitaxie, par minimalisation de l'énergie du système. Pour un petit désaccord de maille ($\varepsilon < 0,1$), la croissance initiale de la couche supérieure se produit avec une petite déformation des paramètres de maille.

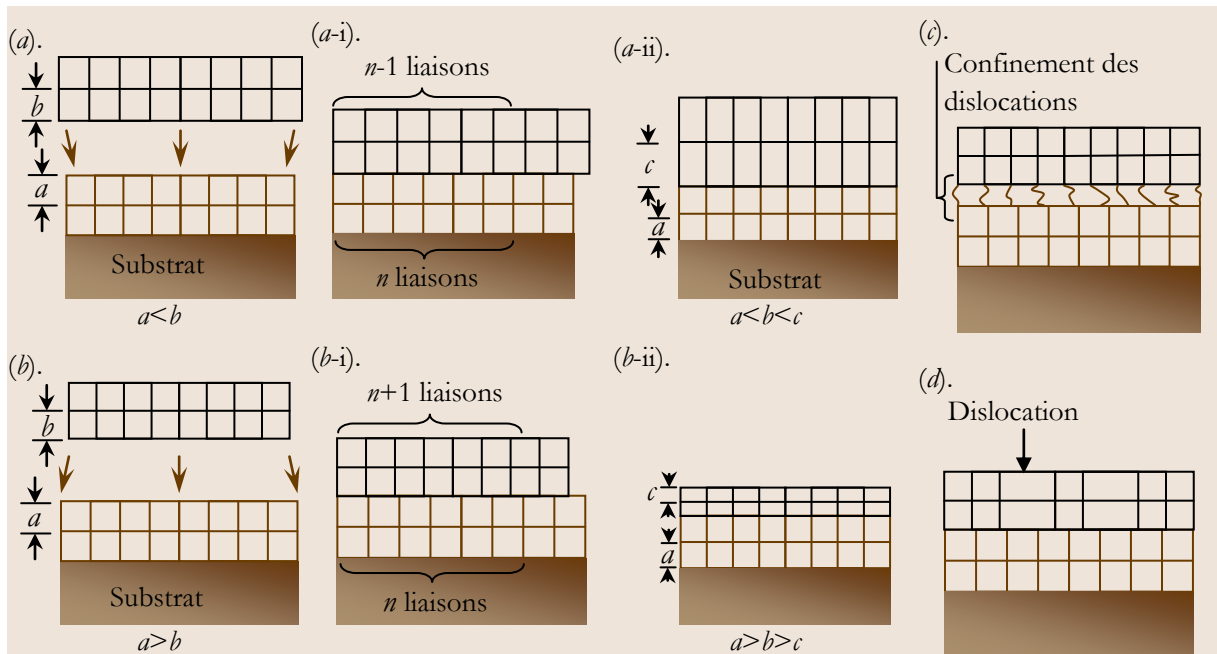


Fig. 1-8 : Croissance de deux matériaux de deux paramètres de maille a et b différents sans ajouter de distorsion au matériau inférieur. (a-i,b-i) Génération de dislocations sans liaisons à l'interface. (a-ii,b-ii) Déformation des paramètres de maille du matériau supérieur. (c) Confinement des dislocations à l'interface des deux couches, c'est un mode désirable d'épitaxie. (d) Pénétration des dislocations dans la structure, la structure est inutile pour les applications optoélectroniques.

Quand l'épaisseur de la couche augmente, des dislocations finiront par être générés dans cette couche[18]. Les dislocations commencent à apparaître à partir d'une épaisseur critique de valeur approximative⁵ :

$$d_c \propto a/2|\varepsilon| \quad (1.13)$$

En réalité, le point de formation des dislocations pendant la croissance n'est pas si simple et dépend aussi des conditions de croissance, des conditions de surface, etc... L'équation (1.13) permet de

⁵ L'épaisseur critique est calculée dans un cas d'équilibre dans le système, dans ce cas le Modèle de Matthews donne une expression pour calculer l'épaisseur critique. (Matthews *et al.* 1970, 1974, 1975)

distinguer deux zones de la couche supérieure pour une valeur donnée de ε . Au-dessous de l'épaisseur critique, la croissance ne subit aucune dislocation, et la couche est sous contrainte. Au-dessus de l'épaisseur critique, la couche commence à avoir des dislocations. Après la génération des dislocations, la croissance de la couche supérieure continue sans contraintes avec son paramètre de maille normal. Nous disons que la couche est complètement relaxée (cas de croissance métamorphique, qui sera également utilisée dans ce travail de thèse).

Les couches avec des contraintes au dessous l'épaisseur critique sont très utiles pour le contrôle des propriétés optoélectroniques des structures. La figure (Fig. 1-9) montre les variations et les déformations des bandes d'énergie de GaAs sous contraintes (compression, tension). Souvent des structures contenant des couches avec des contraintes de signes opposés sont épitaxiées pour diminuer la possibilité de création de dislocations et contrôler la stabilité du système (compensation de contraintes). Une valeur typique de l'épaisseur critique, pour une contrainte de 2% et un paramètre de maille de 5Å est autour de 10nm (\sim dimensions des puits quantiques).

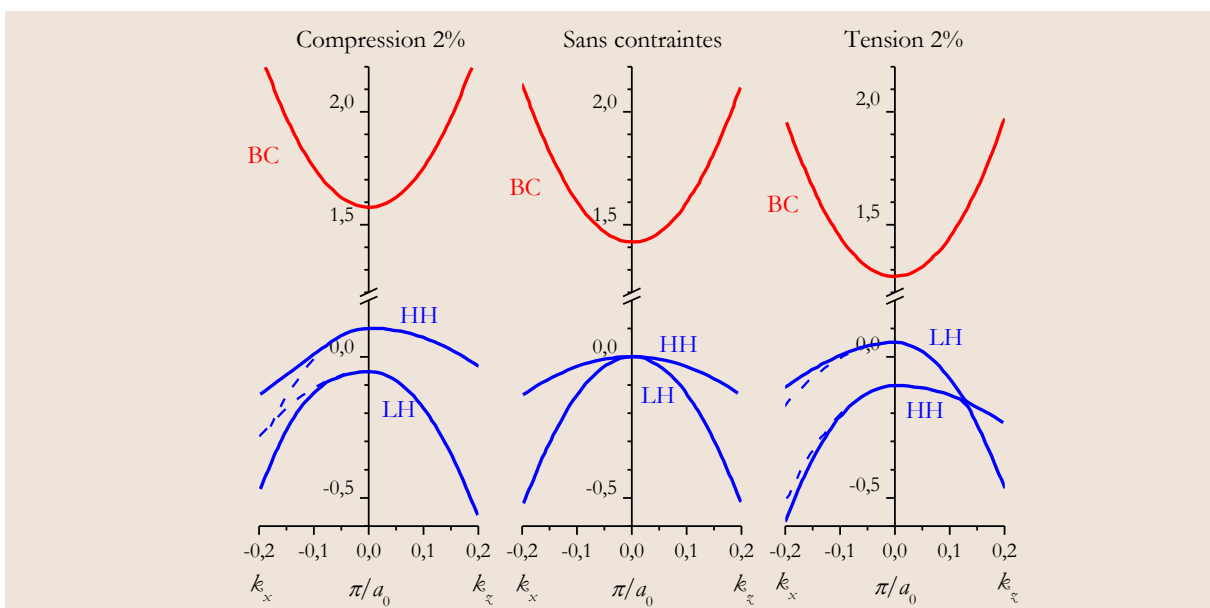


Fig. 1-9 : Décalage et déformation des bandes d'énergie de GaAs pour des contraintes uni-axiales, compression, tension (C : bande de conduction, HH : Trous lourds, LH : Trous légers). L'axe vertical donne l'énergie en électron-volt. L'axe horizontal donne le vecteur d'onde k_x et k_z , respectivement dans 20% de la zone de Brillouin. Les lignes en pointillés donnent l'approximation parabolique des bandes à partir des masses effectives.

1.2.4 L'absorption dans les semiconducteurs

L'absorption d'un photon d'énergie plus grande que la bande interdite va exciter un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. L'électron va laisser un état vide dans la bande de valence, appelé un trou, avec une charge $+e$ et une masse effective m_b . L'électron a une charge $-e$ et une masse effective m_m . Il existe d'autres mécanismes d'absorption comme l'absorption assistée par phonons, l'absorption par les porteurs libres, ou l'absorption par les impuretés. L'étape de l'absorption est suivie par une étape de relaxation, où l'électron retourne à la bande de valence par une recombinaison électron-trou. La relaxation peut être de plusieurs types, soit une recombinaison radiative, soit une recombinaison non-radiative comme la recombinaison Auger. Pour un semiconducteur à gap direct, excité par un photon d'énergie proche de celle du gap, l'absorption bande à bande (interbande) et la recombinaison radiative sont les deux phénomènes dominants. L'interaction coulombienne entre la paire électron-trou forme un état appelé exciton (Fig. 1-10). L'énergie de la

résonance de l'exciton est plus faible qu'une paire électron-trou non-liée et les états excitoniques sont donc situés juste en dessous de l'énergie du gap.

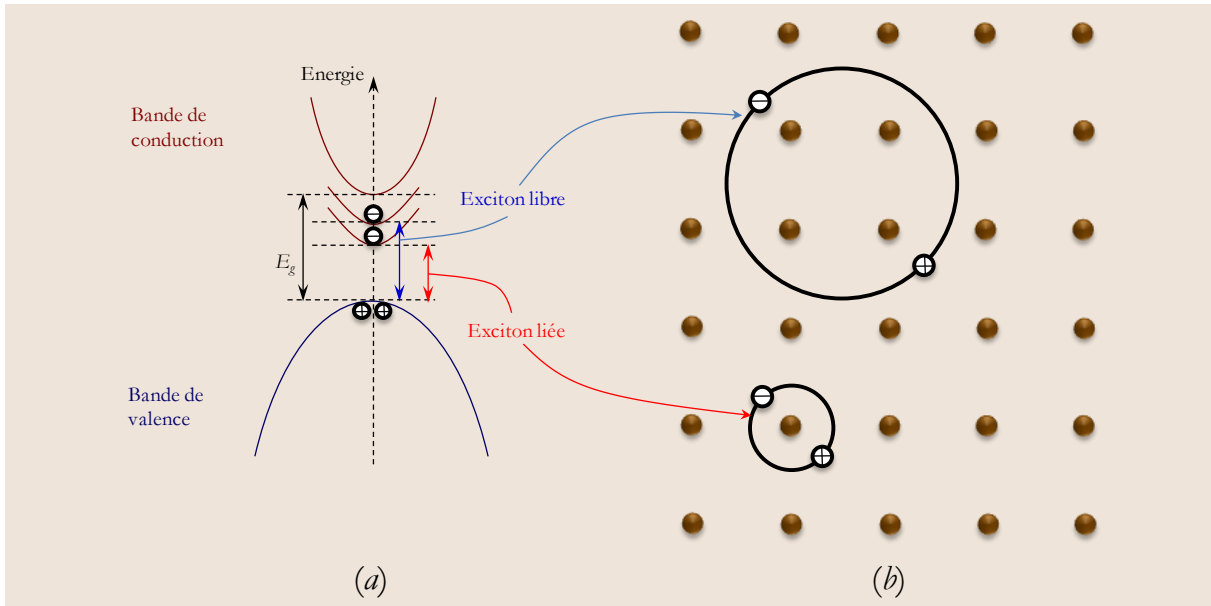


Fig. 1-10 : (a). Présentation schématique des niveaux d'énergie en respectant la bande de conduction, (b). les paires électron-trou pour les excitons libres et liés.

À la température ambiante, l'énergie de liaison est au dessous de l'énergie thermique ce qui permet d'ioniser les excitons (Fig. 1-11(a)). Dans le cas de GaAs, le premier état excitonique est situé à 5 meV en-dessous de l'énergie du gap. L'effet de l'absorption excitonique est d'augmenter sensiblement la valeur du coefficient d'absorption autour du gap. Cependant à température ambiante, l'énergie thermique est suffisante ($k_B T/e = 25$ meV) pour ioniser tous les excitons (Fig. 1-11(b)). À l'échelle de la picoseconde, la distribution des porteurs atteint un état de quasi-équilibre dans chaque bande, par les interactions porteur-porteur ou porteur-phonon. L'électron et le trou vont se recombiner dans un temps caractéristique de l'ordre de la nanoseconde, en émettant un photon d'énergie $h\nu$ de l'ordre de l'énergie du gap. Dans cet état de quasi équilibre thermodynamique, nous pouvons décrire la répartition des porteurs dans chaque bande par une distribution Fermi-Dirac. Cette distribution donne la probabilité de trouver dans la bande un électron dans un niveau d'énergie E :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (1.14)$$

avec E_F le quasi niveau de Fermi, qui est une fonction du nombre total des porteurs N et de la température (Fig. 1-11(c)).

Le pompage optique des semiconducteurs va exciter les électrons vers la bande de conduction, et le quasi niveau de Fermi pour les électrons va s'élever dans la bande de conduction. L'émission spontanée augmente avec cette procédure. La transparence est atteinte lorsque la différence des quasi-niveaux de Fermi est égale au gap du semiconducteur. Dans ce cas, il y a ni gain ni absorption. Avec un pompage plus fort, le gain devient positif. La densité totale des porteurs déterminée par le niveau de Fermi et la densité d'états, est donnée par [5]:

$$N_\alpha = \int_0^\infty \rho_\alpha(\epsilon_\alpha) \cdot f_\alpha(\epsilon_\alpha) \cdot d\epsilon_\alpha \quad (1.15)$$

où $\rho_\alpha(\varepsilon_\alpha)$ est la densité d'états de l'énergie. La procédure de pompage optique donne la densité totale des porteurs ce qui permet de déterminer le niveau de Fermi à certaines températures.

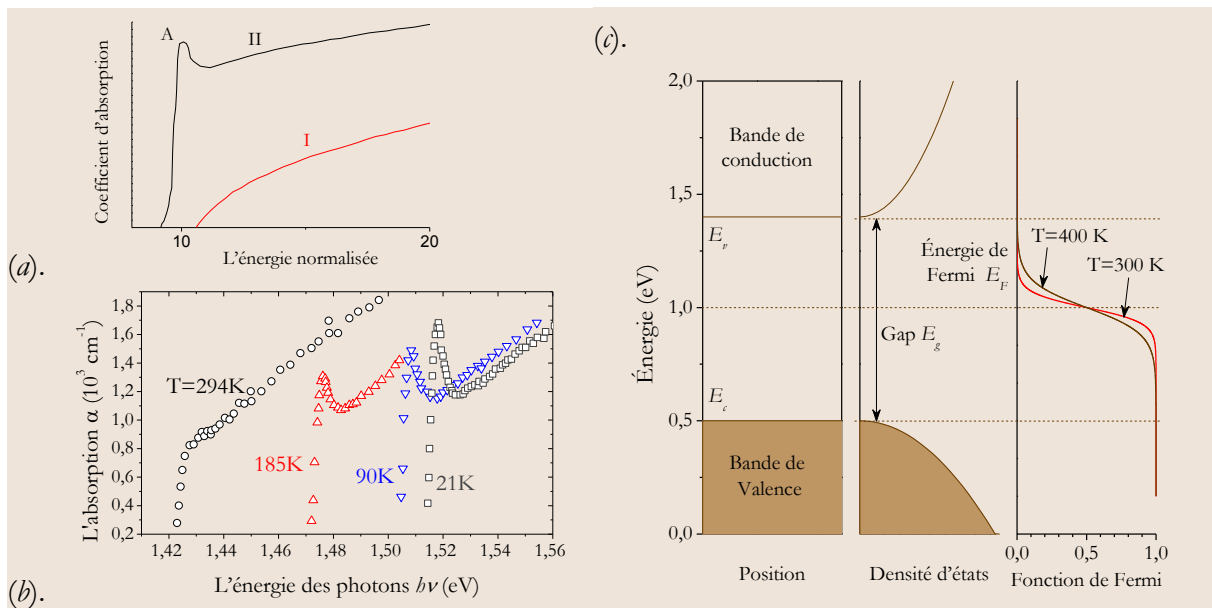


Fig. 1-11 : (a) Représentation schématique du coefficient d'absorption optique, I- le spectre sans absorption excitonique montre une absorption croissante à partir de la longueur d'onde de seuil. II- le spectre avec l'absorption excitonique. (b) Les valeurs expérimentales des spectres d'absorption du GaAs en fonction de l'énergie des photons incidents pour différentes températures : 294K (cercle), 186K (triangle rouge), 90K (triangle bleu) et 21K (carré). (d'après [19]) (c) Illustrations des bandes d'énergie, densité d'états, et distribution de Fermi.

1.3 Confinement quantique

Les technologies d'épitaxie permettent de faire croître des couches minces avec la précision du plan atomique. De plus, le confinement spatial des porteurs peut être contrôlé en allant des matériaux massifs (0D : pas de confinement), aux puits quantiques (1D : confinement en une dimension), aux fils quantiques (2D : confinement en deux dimensions), et jusqu'aux boîtes quantiques (3D : confinement en trois dimensions). L'augmentation du confinement correspond à une diminution des dimensions des nanostructures. Pour les petites dimensions, la quantité de porteurs nécessaire pour atteindre la transparence diminue, conduisant (en principe) à une baisse du seuil de l'émission laser⁶. Avec l'équation(1.15), les expressions de densités d'états dans l'espace réciproque k peuvent être calculées pour tous les degrés de confinement. En utilisant l'approximation parabolique des bandes définies par l'équation(1.1), les densités d'états peuvent s'écrire en fonction de l'énergie. Les résultats sont rapportés dans la figure (Fig. 1-12), avec la dimension de la structure, et les directions de confinement avec la densité d'états en fonction de l'énergie.

Pour la suite de la thèse nous ne parlerons pas des structures 2D et 3D car il est encore actuellement très difficile de réaliser de telles couches actives fonctionnant à 1550 nm avec suffisamment de gain pour atteindre le seuil laser en configuration à émission par la surface, et toutes les structures sont réalisées à base de puits quantiques.

⁶ Pour les lasers à verrouillage de modes, il est nécessaire d'avoir un gain avec une largeur spectrale très grande, donc ce n'est pas forcément une option favorable de faire une structure de gain très confinée.

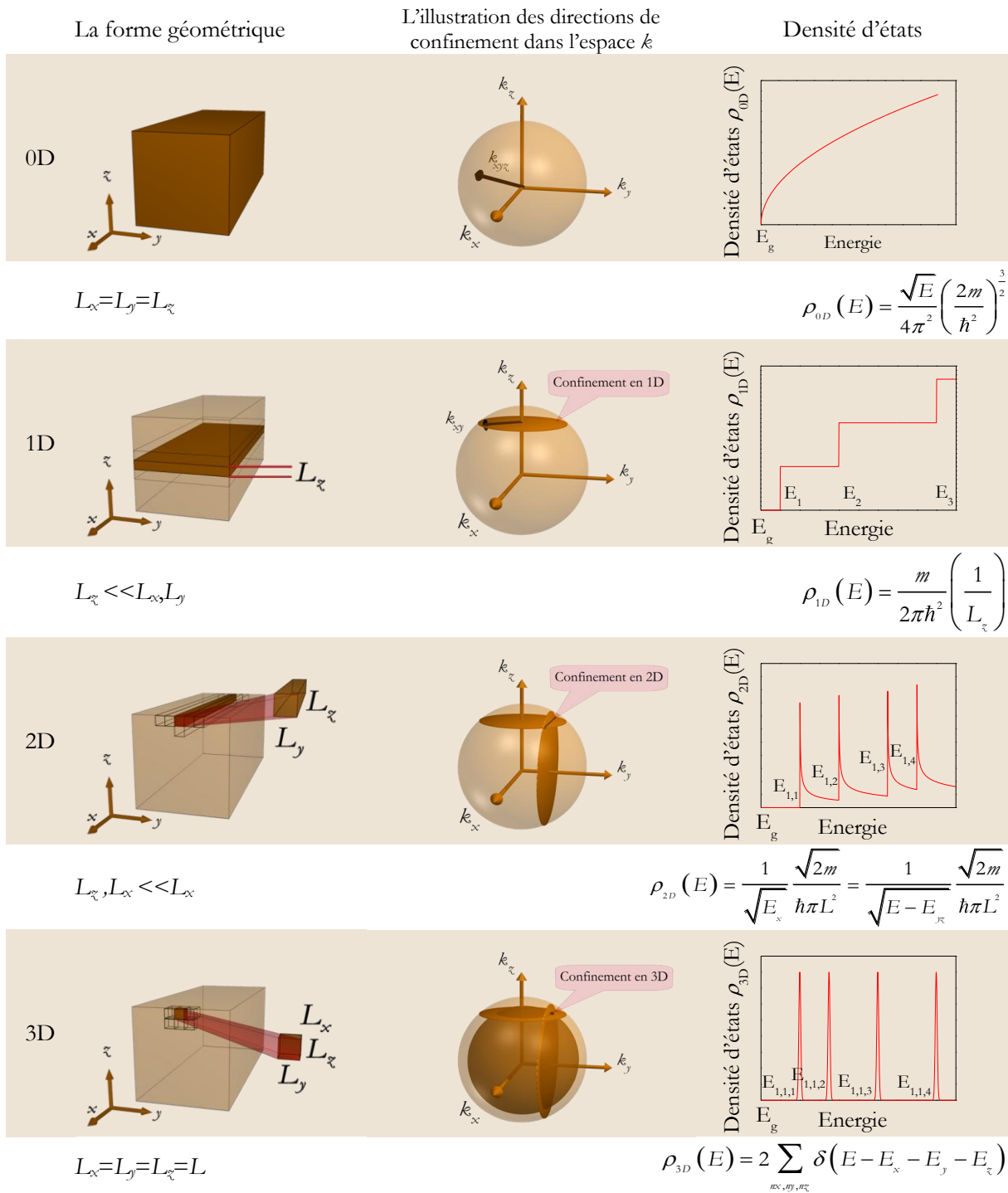


Fig. 1-12 : Illustrations schématiques de la densité d'états pour différentes dimensions de confinement : (0D : matériau massif, 1D : puits quantiques, 2D : fil quantiques, 3D : boîte quantiques). (d'après[20-22])

1.3.1 Les puits quantiques à semiconducteurs

Fin 1972, Charles H. Henry a réalisé qu'une double hétérostructure est un « guide d'onde » pour les électrons, et pour une couche active centrale fine, il y a donc des « modes discrets » (ou états d'énergie) pour les électrons. En 1974 il a publié ses résultats avec R. Dingle et W. Wiegmann[23], et la notion de puits quantique dans la physique des lasers à semiconducteur est finalement apparue après, à la fin des années 70, particulièrement dans les articles de N. Holonyak [24-25]. Un puits quantique est

une couche très fine d'épaisseur comparable à la longueur d'onde de Broglie⁷ d'un électron et d'un trou [20]. Avec cette épaisseur, les effets d'interférences quantiques, notamment du mouvement des électrons, commencent à apparaître. Ces effets sont observés par l'absorption et l'émission (l'émission laser inclus). L'énergie du gap de cette couche est E_{gPQ} , et reliée à la longueur d'onde de l'émission du puits quantique par la relation : $\lambda_{gPQ} = hc/E_{gPQ}$ où h est la constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le vide (λ_{gPQ} (nm) $\approx 1240/E_{gPQ}$ (eV)).

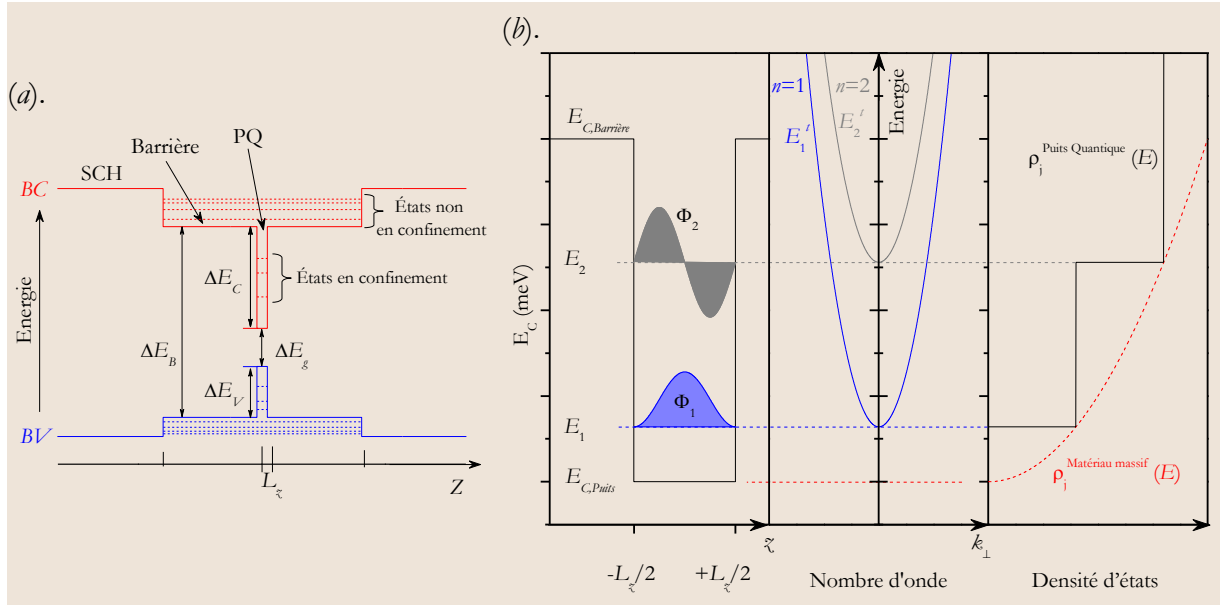


Fig. 1-13 : (a). un puits quantique d'épaisseur L_z avec ses bandes d'énergies où l'énergie du gap est ΔE_g et l'énergie de barrière ΔE_B , SCH : couche de séparation de confinement⁸ (b). les niveaux d'énergies E_m fonction d'onde Φ_m , dispersion de l'énergie dans le plan $E'_m(k_x, k_y)$, et densité d'états dans un puits quantique avec barrière haute.

Pour un puits quantique profond d'épaisseur L_z les niveaux d'énergies et les fonctions d'onde sont donnés par la solution de l'équation de Schrödinger pour un puits de potentiel infini :

$$E_m = \frac{\hbar^2}{2m_n^z} k_{z,m}^2 = \frac{\hbar^2}{2m_n^z} \left(\frac{m\pi}{L_z} \right)^2 \quad (1.16)$$

$$\Phi_m(z) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{L_z}} \sin\left(\frac{m\pi}{L_z} z\right) & \text{pour } m \text{ impair} \\ \sqrt{\frac{2}{L_z}} \cos\left(\frac{m\pi}{L_z} z\right) & \text{pour } m \text{ pair} \end{cases} \quad (1.17)$$

Ces solutions sont présentées dans la figure (Fig. 1-13), et elles forment des sous bandes pour chaque bande. Seule des valeurs discrètes des vecteurs d'onde sont permises dans la direction z . L'énergie en fonction du k dans le plan est parabolique au voisinage de la zone Γ :

$$E'_m(k_x, k_y) = E_m + \frac{\hbar^2}{2m_{n,m}^t} (k_x^2 + k_y^2) \quad (1.18)$$

⁷ La longueur d'onde de Broglie d'une particule d'énergie E et de quantité de mouvement p est défini par $\lambda = 2\pi/|k| = h/|p|$ avec h constante de Planck. L'énergie et la quantité de mouvement sont reliées avec le vecteur d'onde et la fréquence par les relations de Planck-Einstein ($E = \hbar\omega$ et $p = \hbar k$).

⁸ Le terme anglais « Separate Confinement Hetero-structure ».

Dans l'approximation de la masse effective, la densité d'états des électrons pour chaque valeur m (sous-bande m) est donnée par :

$$\rho_m = \frac{m_{n,m}^f}{\pi \hbar^2} \frac{1}{L_z} \quad \text{pour } E > E_m \quad (1.19)$$

Donc la densité des porteurs dans une bande est :

$$\rho_{e,v}^{PQ}(\hbar\omega) = \frac{m_{e,v}}{2\pi \hbar^2} \frac{1}{L_z} \sum_{i=0}^N \text{Step}(\hbar\omega - (E_i - E_{ni})) \quad (1.20)$$

Les puits quantiques réels sont moins profonds, et la fonction d'onde pénètre un peu dans la région des barrières. La séparation des niveaux d'énergies E_m diminue avec des barrières plus basses. Les différences des bandes de conduction (ΔE_c) et de valence (ΔE_v) sont des paramètres critiques pour le confinement des électrons et des trous. Le paramètre $f = \Delta E_v / \Delta E_g$ défini dans la relation (1.10) pour un hétéro-structure influence le confinement des électrons et des trous dans un puits quantique.

1.3.2 Propriétés optiques des puits quantiques

L'énergie de transition d'un puits quantique dépend de l'énergie de gap E_g et le paramètre f . Les deux paramètres qui fixent l'énergie de transition sont la largeur du puits et la composition de l'alliage dans le puits quantique [26].

Sous excitation, des porteurs de l'état $n=1$ dans la bande de valence passent vers l'état $n=1$ de la bande de conduction, et restent confinés dans le puits quantique. La probabilité d'occupation de porteurs dans le quasi-équilibre peut être décrite par la distribution de Fermi-Dirac(1.14), pour la bande de conduction et la bande de valence.

Les probabilités d'occupation du niveau d'énergie E_1 dans la bande valence et du niveau d'énergie E_2 dans la bande de conduction sont :

$$f_1 = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_1 - E_{Fv}}{k_B T}\right)}, f_2 = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_2 - E_{Fc}}{k_B T}\right)} \quad (1.21)$$

Les quasi niveaux de Fermi sont calculés à partir de l'expression (1.15) et celle de la densité d'états dans les deux bandes (conduction et valence), en prenant $i=1$ dans (1.20), Les quasi niveaux de Fermi sont donnés par :

$$E_{Fc} = kT \ln \left(\exp\left(\frac{N\pi \hbar^2 L_z}{m_c kT}\right) - 1 \right), E_{Fv} = kT \ln \left(\exp\left(\frac{N\pi \hbar^2 L_z}{m_v kT}\right) - 1 \right) \quad (1.22)$$

Il y a trois types de transition radiative entre bandes, l'absorption (Fig. 1-14(a)) où l'énergie d'un photon est transférée à un électron d'un état 1 dans la bande de valence à l'état 2 dans la bande de conduction. L'absorption stimulée est responsable de la génération des nouveaux porteurs et la disparition des photons. Dans l'émission stimulée (Fig. 1-14(b)) le photon va stimuler l'électron à libérer l'énergie sous la forme d'un nouveau photon et à passer de l'état 2 dans la bande de conduction à l'état 1 de la bande de valence. L'émission stimulée est un moyen de recombinaison pour les porteurs et la source des nouveaux photons. L'émission spontanée (Fig. 1-14(c)) est différente de l'émission stimulée par le fait que l'électron libère l'énergie sous la forme d'un photon et passe à la bande de valence sans la stimulation d'un autre photon⁹. L'émission spontanée est le moyen dominant de la recombinaison des porteurs dans les semiconducteurs à gap direct dans des conditions où la densité des photons est faible [26-27].

⁹ Le champ stimulant l'émission spontanée est appelé le champ de vide E^{vac} « Vacuum Field » (terme utilisé souvent en mécanique quantique).

Les trois transitions radiatives mentionnées ci-dessus dépendent de plusieurs paramètres. Les deux premiers paramètres les plus importants sont la densité des photons, et la densité de paires électrons-trous disponibles, qui dépend de deux composantes. La première composante dépend strictement du matériau, et c'est la densité d'états. La deuxième dépend du niveau de pompage optique, et présente la fraction des paires effectivement disponibles pour participer à la transition. Pour les transitions vers la bande d'énergie haute, cette fraction est maximum lorsque tous les porteurs sont dans la bande de valence. Pour les transitions vers la bande d'énergie basse, cette fraction est maximum lorsque tous les porteurs sont dans la bande de conduction. Ces transitions existent seulement si les états initiaux sont remplis et les états finaux sont vides. Les transitions induites par des photons d'énergie $h\nu$ doivent conserver l'énergie et le vecteur d'onde; C'est-à-dire : $h\nu = E_2 - E_1$ et $k_2 = k_1$. Les figures (Fig. 1-14(d,e)) présentent la fraction des paires pour les transitions vers la bande d'énergie haute et basse satisfaisant le critère précédent. Enfin selon la règle de sélection seulement les transitions entre inter-bandes de même nombre quantique sont permises, les transitions entre sous-bandes des différents nombres quantiques sont interdites (Fig. 1-14(f)). Une caractéristique importante de la transition stimulée est que le photon émis est dans le même mode optique que celui du photon incident. Cette caractéristique permet d'avoir un champ très cohérent.

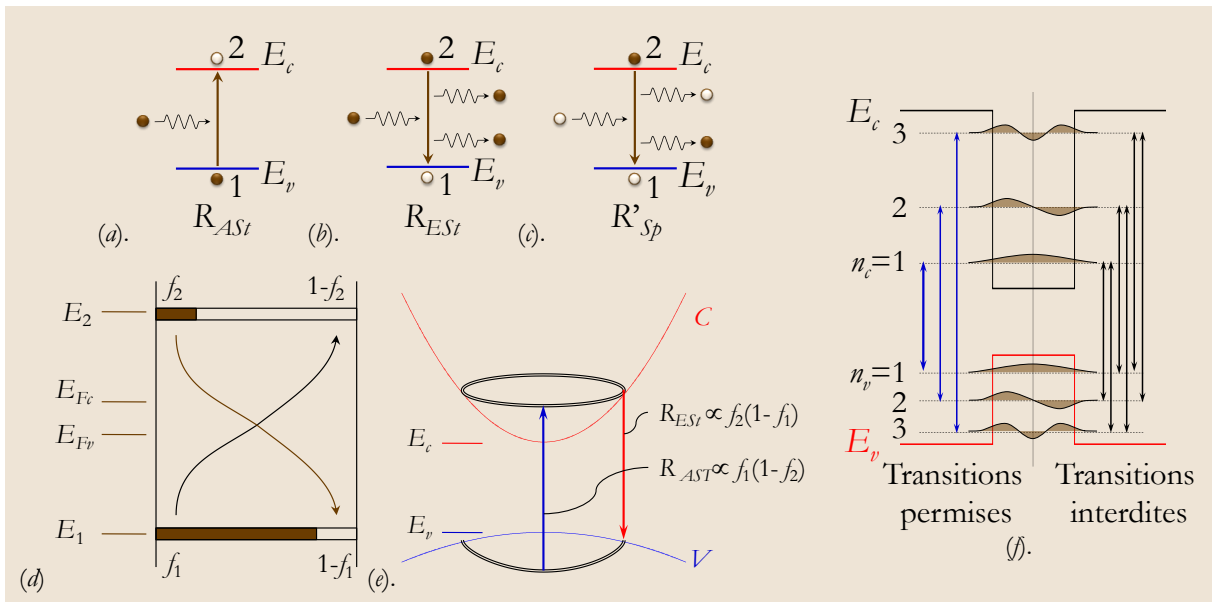


Fig. 1-14 : Transitions radiatives bande à bande : (a) absorption stimulée, (b) émission stimulée, (c) émission spontanée, (d) États des paires en interaction avec les photons à E_{21} . La conservation de l'énergie et du vecteur d'onde réduisent les états de paires aux anneaux représentés dans (e), les probabilités d'occupation réduisent les états encore plus. (f) illustration des transitions entre les sous bandes de conduction et de valence d'un puits quantique. Les transitions permises ont une grande probabilité de transition, la probabilité de transitions est zéro pour les transitions interdites pour une barrière infinie d'un puits quantique et une probabilité très faible dans une barrière finie d'un puits quantique. (d'après.[26])

En utilisant les facteurs de Fermi (1.21) le taux de transition de l'absorption peut s'écrire comme la probabilité de trouver un électron dans la bande de valence et un trou dans la bande de conduction pour un vecteur d'onde fixe, multipliée par la probabilité de transition :

$$R_{AST}(\hbar\omega) = R_r f_1(\hbar\omega)(1 - f_2(\hbar\omega)) \quad (1.23)$$

L'émission stimulée est définie par la probabilité de trouver un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence pour un vecteur d'onde fixe, multipliée par la probabilité de la transition radiative :

$$R_{ESr}(\hbar\omega) = R_r f_2(\hbar\omega)(1 - f_1(\hbar\omega)) \quad (1.24)$$

De même, l'émission spontanée peut s'écrire :

$$R'_{ESp}(\hbar\omega) = R_r^{n-c} \cdot f_2(\hbar\omega)(1 - f_1(\hbar\omega)) \quad (1.25)$$

où $R_r(\hbar\omega)$ est la probabilité de transition par unité de volume par seconde d'un matériau actif selon la règle d'or de Fermi¹⁰, et est donné pour un mode par [20, 26] :

$$R_r(\hbar\omega) = \frac{1}{2} \frac{e_0^2 \lambda}{c \cdot \epsilon_0 \cdot m_0^2 \cdot n^2} N_p |MT(\hbar\omega)|^2 \rho_j^{PQ}(\hbar\omega) \quad (1.26)$$

où N_p est le nombre des photons par unité de volume, $\rho_j^{PQ}(\hbar\omega)$ est la densité d'états donnée par l'équation (1.20) où $m_{c,v}$ sont remplacées par une masse réduite m_r . $|M_T|^2$ est l'élément de la matrice de transition du milieu à gain. Il est possible pour l'émission spontanée d'utiliser $R_r^{n-c}(\hbar\omega) = R_r(\hbar\omega)$ [26].

La génération nette de photons est reliée à l'absorption stimulée et l'émission stimulée :

$$R_{st} \equiv R_{ESr} - R_{ASr} = R_r \cdot (f_2 - f_1) \quad (1.27)$$

Le rapport entre l'émission stimulée et l'absorption donne :

$$\frac{R_{ESr}}{R_{ASr}} = \frac{f_2 \cdot (1 - f_1)}{f_1 \cdot (1 - f_2)} = e^{\frac{\Delta E_F - E_{21}}{k_B T}} \quad (1.28)$$

où l'émission stimulée va être plus grande que l'absorption quand :

$$E_{F_c} - E_{F_v} \equiv \Delta E_F > E_{21} \quad (1.29)$$

Ce qui revient à dire que la génération totale (équivalent au gain optique) va être positif quand la séparation des quasis niveaux de Fermi est plus grande que l'énergie du photon. Comme l'énergie du photon doit être au minimum égale à l'énergie du gap, il faut que :

$$\Delta E_F > E_g \quad (1.30)$$

ce qui est connu comme la condition de Bernard et Duraffourg[28].

1.3.2.1 Densité d'états réduits

Dans un semiconducteur les deux états (initial et final) d'un électron, sont entourés des états proches dans l'espace (E, \mathbf{k}) , comme dans la figure (Fig. 1-15). Dans ce cas, la densité d'états finale (ρ_j^{PQ} dans l'équation(1.26)) doit être interprétée comme une densité dite densité d'états réduite, par unité d'énergie de transition δE_{21} .

Les porteurs avec même vecteur \mathbf{k} peuvent suivre une transition verticale dans l'espace \mathbf{k} . le nombre des transitions dans un intervalle $\delta \mathbf{k}$ est égal au nombre des états dans la bande de conduction ou de valence, C'est-à-dire : $\rho_r \delta E_{21} = \rho_c \delta E_2 = \rho_v \delta E_1$ donc $\delta E_2 = (\rho_r / \rho_c) \delta E_{21}$ et $\delta E_1 = (\rho_r / \rho_v) \delta E_{21}$. La somme $\delta E_{21} = \delta E_2 + \delta E_1$ est donc :

$$\frac{1}{\rho_r} = \frac{1}{\rho_c} + \frac{1}{\rho_v} \quad (1.31)$$

L'équation précédente n'est pas la forme la plus pratique à utiliser dans le cas général, une définition alternative est utilisée en reliant la densité d'états réduits à la densité d'états dans l'espace \mathbf{k} . À partir de la figure (Fig. 1-15) nous trouvons $\rho_r(E_{21}) \delta E_{21} = \rho(\mathbf{k}) \delta \mathbf{k}$ donc :

$$\frac{1}{\rho_r(E_{21})} = \frac{1}{\rho_r(\mathbf{k})} \frac{dE_{21}(\mathbf{k})}{d\mathbf{k}} = \frac{1}{\rho_r(\mathbf{k})} \left[\frac{dE_2(\mathbf{k})}{d\mathbf{k}} - \frac{dE_1(\mathbf{k})}{d\mathbf{k}} \right] \quad (1.32)$$

¹⁰ Le terme anglais est « Fermi's Golden Rule ».

Si les deux bandes impliquées dans la transition sont paraboliques, l'énergie de transition est l'énergie du gap avec les énergies cinétiques des électrons et des trous :

$$E_{21} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{m_r} \equiv \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \quad (1.33)$$

Donc l'énergie d'une transition E_{21} dans l'espace k a une forme parabolique avec une courbure caractérisée par la masse réduite, m_r

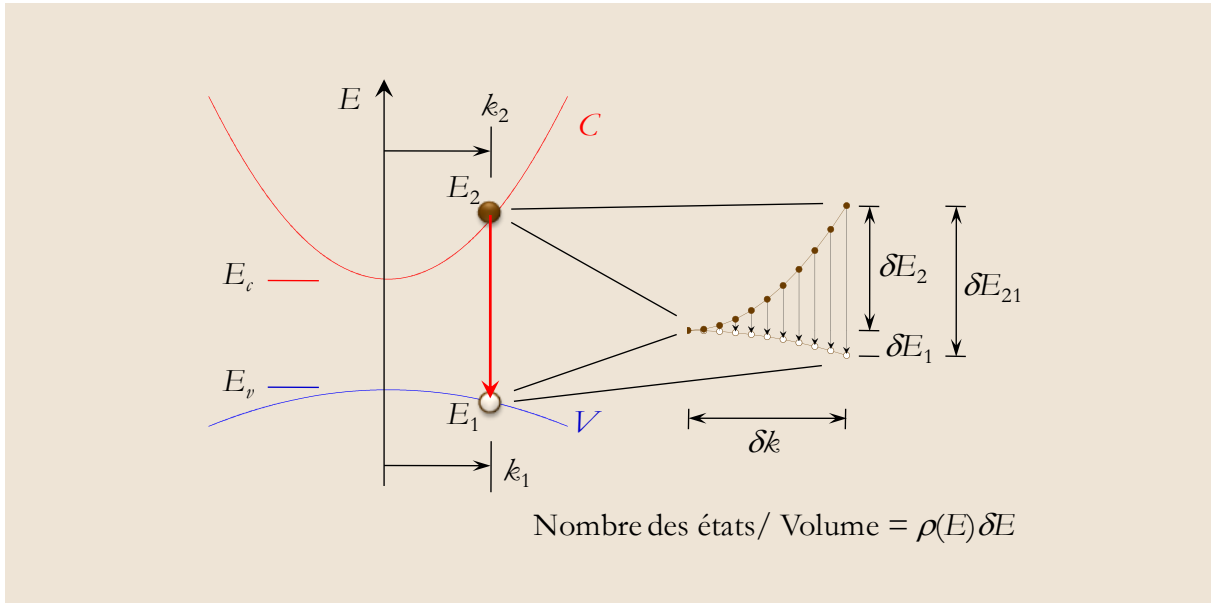


Fig. 1-15 : La relation entre les niveaux d'énergie dans les bandes de conduction et de valence pour une valeur donnée dk dans l'espace k . (d'après [26])

En résumé la densité d'états des transitions pour E_{21} a une forme semblable aux densités d'états dans les bandes de conduction et de valence, suivant :

$$\begin{aligned} \rho_r(E_{21}) &\leftrightarrow \rho_c(E_2), \rho_v(E_1) \\ E_{21} - E_g &\leftrightarrow E_2 - E_c, E_v - E_1 \\ m_r &\leftrightarrow m_c, m_v \end{aligned} \quad (1.34)$$

Finalement pour évaluer les probabilités d'occupation dans l'équation (1.21), il faut calculer les énergies des électrons et trous de façon indépendante. Ces énergies peuvent être trouvées en utilisant (1.33) :

$$E_2 = E_c + (E_{21} - E_g) \frac{m_r}{m_c}, \quad E_1 = E_v - (E_{21} - E_g) \frac{m_r}{m_v} \quad (1.35)$$

1.3.2.2 Élément de matrice de transition

L'élément de matrice de transition¹¹ $|M_T|^2$ détermine la force d'interaction entre deux états, cette interaction peut être forte, négligeable ou nulle, tout dépend des fonctions d'onde qui décrivent les deux états des électrons. Il ne dépend pas de la direction des transitions entre bandes, il est le même pour l'émission stimulée et l'absorption. Pour un matériau massif en utilisant toutes les valeurs de k possibles, l'élément de matrice de transition est isotrope :

$$|M_T|^2 = M_b^2 = \frac{m_0}{6} \left(\frac{m_0}{m_c} - 1 - 2F_b \right) \frac{E_g (E_g + \Delta_0)}{E_g + \Delta_0/3} \quad (1.36)$$

¹¹ Le terme anglais est « Transition matrix element ».

Où F_b est un paramètre d'énergie de la matrice des moments M_b .

Pour les puits quantiques l'élément de matrice de transition est anisotrope et le gain dépend de la polarisation optique [4-5]. Généralement il y a deux modes de polarisation, le champ électrique (TE mode) ou le champ magnétique (TM mode) dans le plan- xy du puits quantique (plan transverse). Les forces d'interaction sont différentes pour les trous légers et lourds [4] :

$$\begin{aligned} |M_{bb}^{TE}|^2 &= \frac{3 + 3\cos^2(\theta_e)}{4} O_{ij} M_b^2, & |M_{lb}^{TE}|^2 &= \frac{5 - 3\cos^2(\theta_e)}{4} O_{ij} M_b^2 \\ |M_{bb}^{TM}|^2 &= \frac{3 - 3\cos^2(\theta_e)}{2} O_{ij} M_b^2, & |M_{lb}^{TM}|^2 &= \frac{1 + 3\cos^2(\theta_e)}{4} O_{ij} M_b^2 \end{aligned} \quad (1.37)$$

où θ_e est l'angle entre la direction k_x et le vecteur d'électron k ($k_x = |k| \cos(\theta_e)$), pour $\cos(\theta_e) = 1$ c'est le point de la transition directe (Γ). O_{ij} est l'intégrale de recouvrement des deux fonctions d'onde dans le puits quantique, et varie entre 0 et 1. Pour le point Γ , O_{ij} est non nul seulement pour les transitions permises (bandes des même nombre quantique). O_{ij} est non nul pour tous les autres points.

1.3.3 Le gain optique

Le gain d'un matériau par unité de longueur est défini par le taux de croissance de la densité des photons pendant leur propagation suivant une direction dans le cristal.

$$g = \frac{1}{N_p} \frac{dN_p}{dz} = \frac{1}{v_g N_p} \frac{dN_p}{dt} = \frac{1}{v_g N_p} (R_{ESr} - R_{ASr}) \quad (1.38)$$

Le gain du matériau par unité de longueur est [28-29]

$$\begin{aligned} g(\hbar\omega) &= \frac{1}{2} \frac{e_0^2 \lambda}{c^2 \epsilon_0 m_e^2 n} |M_T(\hbar\omega)|^2 \rho_j(\hbar\omega) (f_2(\hbar\omega) - f_1(\hbar\omega)) \\ &= g_{\max}(\hbar\omega) (f_2(\hbar\omega) - f_1(\hbar\omega)) \end{aligned} \quad (1.39)$$

où le gain maximum g_{\max} est une propriété du matériau, et le facteur de Fermi $f_2 f_1$ dépend des porteurs (pompage optique).

Dans le cas de dimensions réduites (puits quantiques) la densité d'états $\rho_j(\hbar\omega)$ correspond à la densité d'états réduite $\rho_r^{PQ}(\hbar\omega)$ entre deux sous-bandes (§1.3.1.1). Le gain total à $E_{12} = \hbar\omega$ est calculé en faisant la somme sur tous les paires possibles des sous-bandes:

$$g(\hbar\omega) = \sum_{n_c} \sum_{n_v} g_{(n_c, n_v)}^{sub}(\hbar\omega) \quad (1.40)$$

La somme doit être faite sur tous les combinaisons des sous-bandes. Pratiquement avec la règle de sélection, le gain des paires $n_c = n_v$ va être dominant, plus précisément le gain pour $n=1$ est le plus grand.

La figure (Fig. 1-16(a)) présente une illustration d'un puits quantique d'épaisseur L_x et d'une énergie du gap E_g avec les deux niveaux d'énergie dans la bande de conduction et la bande de valence. La figure (Fig. 1-16(b)) présente les deux niveaux d'énergie dans les bandes de conduction et valence (en négligeant les sous bandes des trous légers et supposant des sous bandes paraboliques). Sous pompage optique, apparaissent les deux quasi-niveaux de Fermi, un pour tous les sous-bandes de conduction E_{F_c} et un pour tous les sous-bandes de valences E_{F_v} . La bande de valence a typiquement plus d'états par unité d'énergie que la bande de conduction, cela fait que le quasi-niveau de Fermi de valence ne pénètre pas dans la bande de valence comme le quasi-niveau de Fermi de conduction dans la bande de conduction. Le résultat est la séparation des deux quasi-niveaux de Fermi d'une façon asymétrique.

La figure (Fig. 1-16(c)) montre les densités d'états pour chaque sous-bande, la somme donne une forme d'escalier dans chaque bande. Avec la multiplication de $\rho(E)$ par les probabilités

d'occupation nous obtenons la distribution des électrons/trous en fonction de l'énergie. Avec le principe de la neutralité, il faut noter que le nombre total des électrons dans la bande de conduction doit être en égalité avec le nombre total des trous dans la bande de valence. Les quasi-niveaux de Fermi se positionnent donc pour établir cette égalité (ce qui explique aussi pourquoi le quasi niveau de Fermi de la bande de valence ne pénètre pas profondément dans la bande de valence).

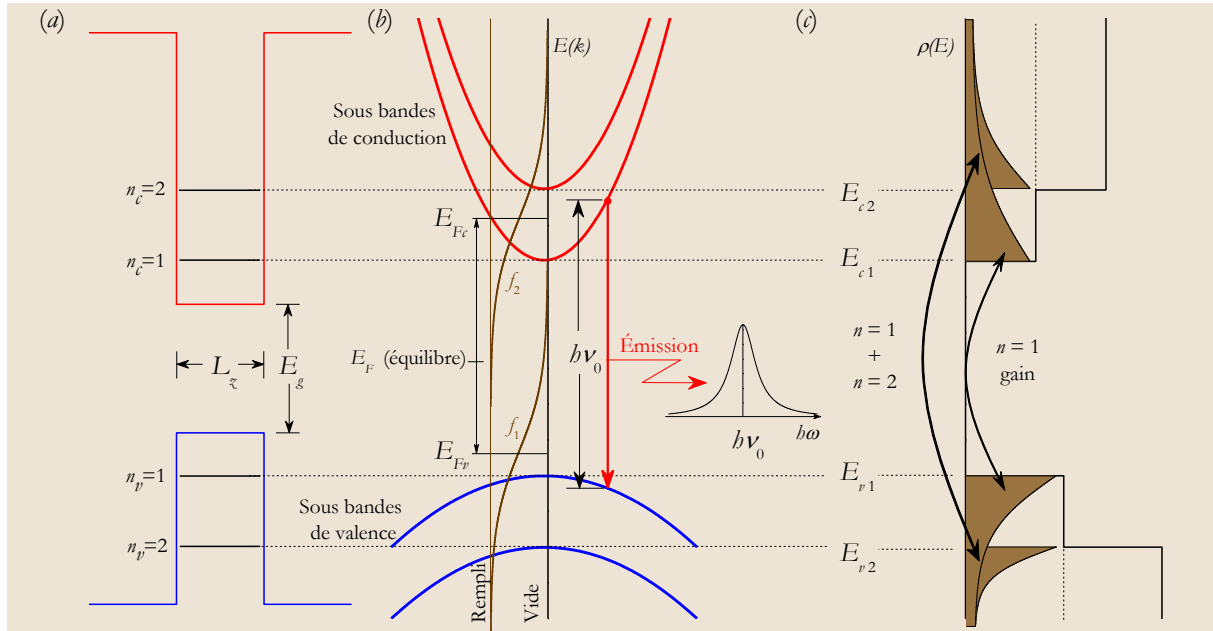


Fig. 1-16 : Sous bandes et distribution des porteurs correspondants dans un puits quantique. (a). puits quantique et les niveaux d'énergie. (b). structures des sous bandes et une illustration des quasi niveaux de Fermi et la transition optique. (c). distribution des porteurs. (d'après [20, 26])

L'équation générale du gain doit tenir compte de l'incertitude d'énergie des états électroniques. Avec l'élargissement des états d'énergie, plusieurs transitions participent dans le gain. Pour déterminer le gain total à $h\nu_0$, il faut faire une intégration de g_{12} suivant toutes les énergies de transition avec la fonction d'élargissement convenable. L'expression du gain avec l'élargissement est donnée par [5, 20, 26] :

$$g(h\nu_0) = \int g_{21} \mathcal{L}(h\nu_0 - E_{21}) dE_{21} \quad (1.41)$$

La fonction d'élargissement de l'énergie de transition est donnée par une forme Lorentzienne [26] :

$$\mathcal{L}(h\nu_0 - E_{21}) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar/\tau_{in}}{(\hbar/\tau_{in})^2 + (h\nu_0 - E_{21})^2} \quad (1.42)$$

où τ_{in} est le temps de relaxation entre bandes. M. Yamada *et al* [30] a trouvé pour les matériaux massif $\tau_{in}=0.1\text{ps}$. Plusieurs fonctions d'élargissement ont été proposées [20, 26-27]. En réalité la fonction d'élargissement de l'énergie de transition est une fonction complexe de l'énergie de transition et de l'injection de porteurs.

1.3.3.1 Caractéristiques générales du spectre du gain

L'équation générale du gain(1.39) relie le spectre du gain/absorption à la valeur maximale $|g_{max}|$. Sans injection des porteurs (sans pompage optique) le matériau est fortement absorbant avec un spectre d'absorption égal à $-g_{max}$. Il est possible d'établir une inversion de population et changer le facteur de Fermi f_2-f_1 de -1 à +1 avec l'injection des porteurs, donc de remplacer l'absorption par un gain.

La figure (Fig. 1-17) montre le spectre du gain pour un semiconducteur massif, et un puits quantique. Les deux sont transparents au-dessous de l'énergie du gap E_g . La région du gain existe juste au dessus de E_g . Le passage du gain à l'absorption est obtenu lorsque $f_2=f_1$. Donc la région du gain positif est située entre l'énergie de la transition optique directe dominante, et la séparation des quasi-niveaux de Fermi :

$$E_{c1} - E_{v1} = E_{c1} - E_{bb1} < \hbar\omega < \Delta E_F \quad (1.43)$$

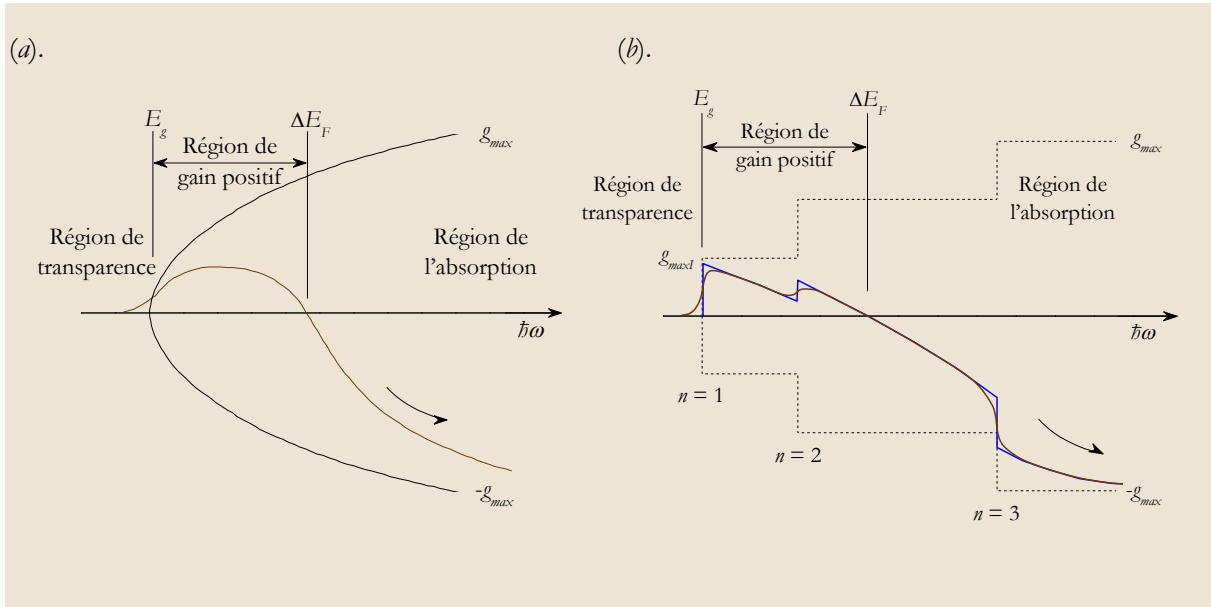


Fig. 1-17 : Spectres du gain (a). pour un matériau massif ; (b). pour un puits quantique. (d'après [26])

Le spectre du gain d'un puits quantique est différent de celui d'un semiconducteur massif. Cette différence vient de la forme de la fonction de la densité d'états. Dans un semiconducteur massif le gain commence de zéro pour $E_g = \hbar\omega$, puis il croit avec $\hbar\omega$ jusqu'à une valeur maximale g_{max} . La valeur maximale du spectre du gain varie avec la densité des porteurs. En revanche, pour un puits quantique le gain est le gain maximum g_{max} pour toutes les valeurs de densité des porteurs, avec $\hbar\omega = E_g + E_{c1} + E_{v1}$.

La figure (Fig. 1-18) montre que le maximum de spectre du gain dans un semiconducteur massif augmente et se décale vers les photons d'énergie plus grande avec l'augmentation de ΔE_F . Le maximum de spectre du gain pour un puits quantique reste fixe pour $n=1$ à côté de l'énergie du gap. L'augmentation du pompage sature le gain de $n=1$ à g_{max1} , parce que la première sous bande devient remplie par les porteurs, pendant que le gain de $n=2$ continue son augmentation à une valeur deux fois plus importante que le gain à $n=1$. Ainsi sous un fort pompage, le maximum de spectre du gain peut passer de $n=1$ à $n=2$ (détaillés en Fig. 1-16). En résumé le gain est dominé par la dépendance des (f_2-f_1) et (ρ) à (ω) . Généralement la variation du gain maximal avec la densité des porteurs injecté dans le puits quantique N peut être exprimée à l'aide de la relation phénoménologique[31] :

$$g(N) = g_0 \cdot \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) \quad (1.44)$$

où g_0 est constant associé au gain de matériau, et N_0 est la densité des porteurs à la transparence.

Le spectre de gain montré précédemment est obtenu pour un électron seul en interaction avec un champ électromagnétique. En réalité il y a une interaction des électrons et trous dans le système. Généralement les interactions entre toutes ces particules est appelé l'effet à n -corps¹². Ces effets sont

¹² Le terme anglais est « Many body effects ».

observés à travers l'élargissement des états d'énergie, l'élargissement des états excitoniques et le rétrécissement du gap. Les états excitoniques existent principalement à basses températures et basses densités de porteurs, alors que le rétrécissement du gap est détectable pour des grandes densités des porteurs.

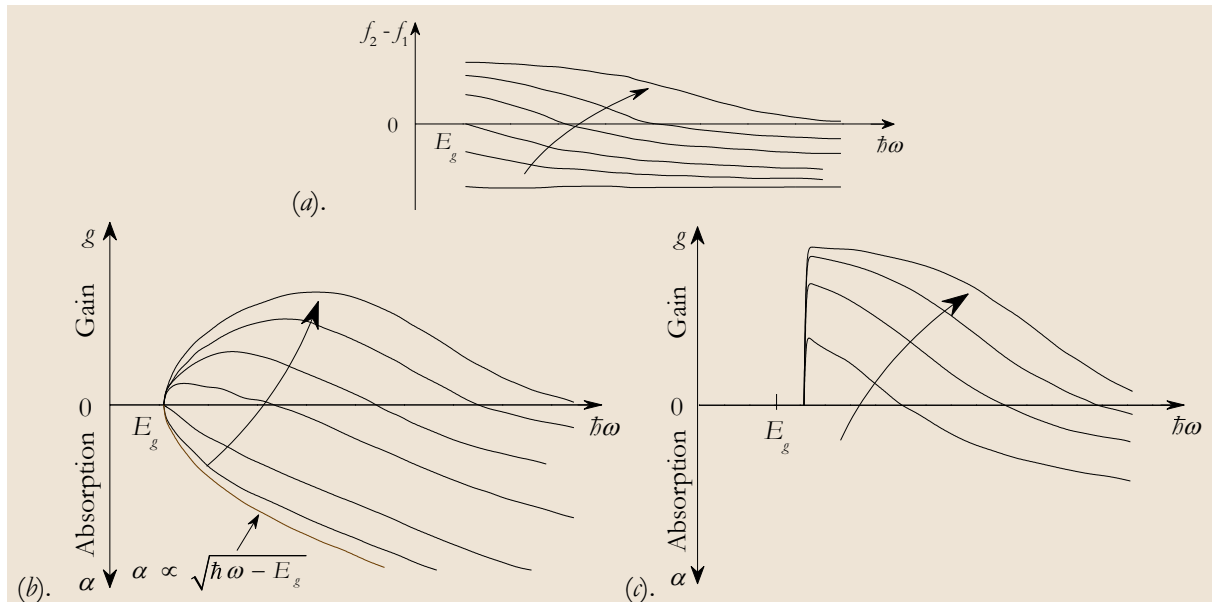


Fig. 1-18 : Les variations avec l'augmentation des porteurs de : (a). différence de probabilité de l'occupation $f_2 - f_1$, (b). spectre du gain $g(\hbar\omega)$ pour un semiconducteur massif double hétérostructure, (c). spectre du gain $g(\hbar\omega)$ pour un structure de puits quantique. Les courbes sont déformées et décalées dans la direction de la flèche avec l'augmentation des porteurs (d'après [27])

Finalement il faut expliquer que l'effet des contraintes «§1.2.3» dans le gain des puits quantiques est important. Cet effet a été proposé par E. Yablonovitch *et al.* [32] et établi pour la première fois par A. R. Adams [33], puis par D. Ahn *et al.* [34-35]. Il y a plusieurs logiciels permettent de calculer le gain, soit des logiciels gratuit comme GAIN¹³, soit commercial comme Heterostructure Design Studio¹⁴

1.3.4 Temps de recombinaison des porteurs

Les porteurs injectés dans les barrières d'une structure à puits quantique à gap direct relaxent tout d'abord vers les sous-bandes du puits, et s'y recombinent en donnant lieu ou non à l'émission de photons d'énergie proche de l'énergie de transition du puits quantique. Les phénomènes de capture et de recombinaison des porteurs dans le puits quantique sont associés par des temps caractéristiques, correspondant à l'inverse de la probabilité de chacun de ces événements par unité de temps.

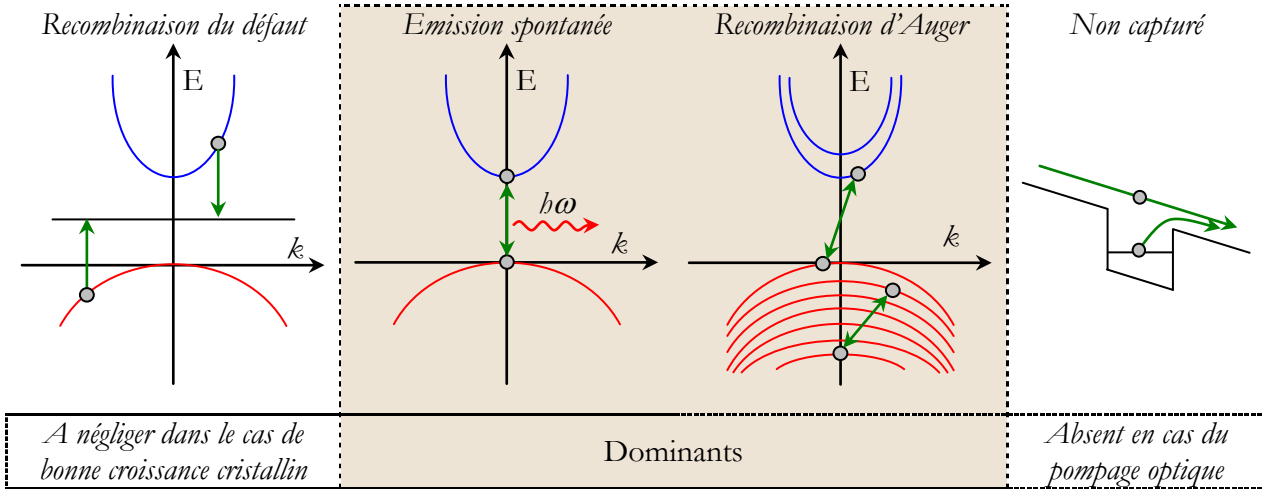
- 1- La capture des porteurs dans le puits quantique est décrite par le temps de capture τ_c , dont la valeur typique est souvent considérée comme inférieure à la picoseconde pour les électrons[36].
- 2- La mise à l'équilibre thermodynamique des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence est décrite par le temps de relaxation intrabande, de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes [20], Ce temps de relaxation intrabande est lié aux collisions électron-électron et électron-phonons.
- 3- Les recombinaisons inter-bandes des porteurs peuvent être divisées, soit en recombinaison radiative interbande (émission de photons), soit en recombinaisons non-radiatives qui relèvent de deux principaux types de mécanismes : les recombinaisons non-radiatives des porteurs sur

¹³ <http://lyle.smu.edu/ee/smuphotonics/Gain/GainMain.htm>

¹⁴ <http://www.optronicsdesign.com/en/>

des défauts structuraux du matériau (dislocations, fautes d'empilement aux interfaces du puits quantique, recombinaisons de surface), et les recombinaisons non-radiatives à trois corps appelées recombinaisons Auger. Les différentes recombinaisons peuvent être présentées de la façon suivante[37] :

$$J_{\text{Récom}} = A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3 + J_{\text{rest}} \quad (1.45)$$



Les trois premiers termes existent dans le cas des lasers VECSEL en pompage optique, et définissent la probabilité de recombinaison qui est donnée par l'inverse du temps de vie en fonction de la densité des porteurs [26] :

$$\frac{1}{\tau_{\text{Tot}}(N)} = A_{\text{NR}} + B_{\text{R}}N + C_{\text{NR}}N^2 \quad (1.46)$$

où A_{NR} est le coefficient des recombinaisons mono-moléculaires, B_{R} est le coefficient des recombinaisons bi-moléculaires (radiatives), et C_{NR} est le coefficient des recombinaisons non-radiatives Auger

Il faut noter que cette expression est utilisée normalement avec des densités de porteurs en volume, dans notre cas avec des puits quantiques les densités surfaciques sont utilisées. Les valeurs de B_{R} et C_{NR} doivent être modifiées par un facteur de L_z^{-1} et L_z^{-2} respectivement, où L_z est l'épaisseur du puits quantique. Par exemple, le coefficient des recombinaisons bi-moléculaires B_{R} est $\sim 0.8 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour les quaternaires InGaAlAs[38]. Pour un puits quantique de largeur 10nm cela se traduit par une valeur de $0.8 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, donc pour une densité de porteurs 10^{12} cm^{-2} , le temps de vie lié à la recombinaison radiative spontanée va être de l'ordre de 12.5ns

En résumé le temps de recombinaison est défini en fonction du temps de recombinaison radiative τ_{Rad} et du temps de recombinaison non-radiative τ_{NRad} :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{\text{Tot}}} &= \frac{1}{\tau_{\text{Rad}}} + \frac{1}{\tau_{\text{NRad}}} \\ &= B_{\text{R}} \left(\frac{N}{L_z} \right) + A_{\text{NR}} + C_{\text{NR}} \left(\frac{N}{L_z} \right)^2 \end{aligned} \quad (1.47)$$

Dans le cas des absorbants saturables pour le verrouillage de modes (voir le chapitre III de ce manuscrit), l'introduction volontaire de défauts structuraux permet d'augmenter le taux de

recombinaisons non-radiatives. Pour les matériaux émetteurs en revanche, nous cherchons bien évidemment à le réduire au maximum, d'où le soin particulier apporté à la qualité cristalline des matériaux lors de leur croissance épitaxiale. Les recombinaisons Auger sont quand à elles intrinsèquement liées à la structure de bande des puits quantiques et de leurs barrières, et constituent une des limitations importantes des lasers à semiconducteurs émettant au-delà de 1,2 μm .

L'efficacité quantique d'un puits quantique est donnée par le rapport entre la probabilité de la recombinaison radiative et la probabilité de la recombinaison totale :

$$\eta_i = \frac{\tau_{Tot}}{\tau_{Rad}} \quad (1.48)$$

La figure (Fig. 1-19) montre les variations des : temps de recombinaison radiative, non radiative, totale et l'efficacité quantique en fonction de la densité des porteurs des quaternaires InGaAlAs. La densité des porteurs à la transparence est calculée pour des valeurs typiques des quaternaires InGaAlAs [38].

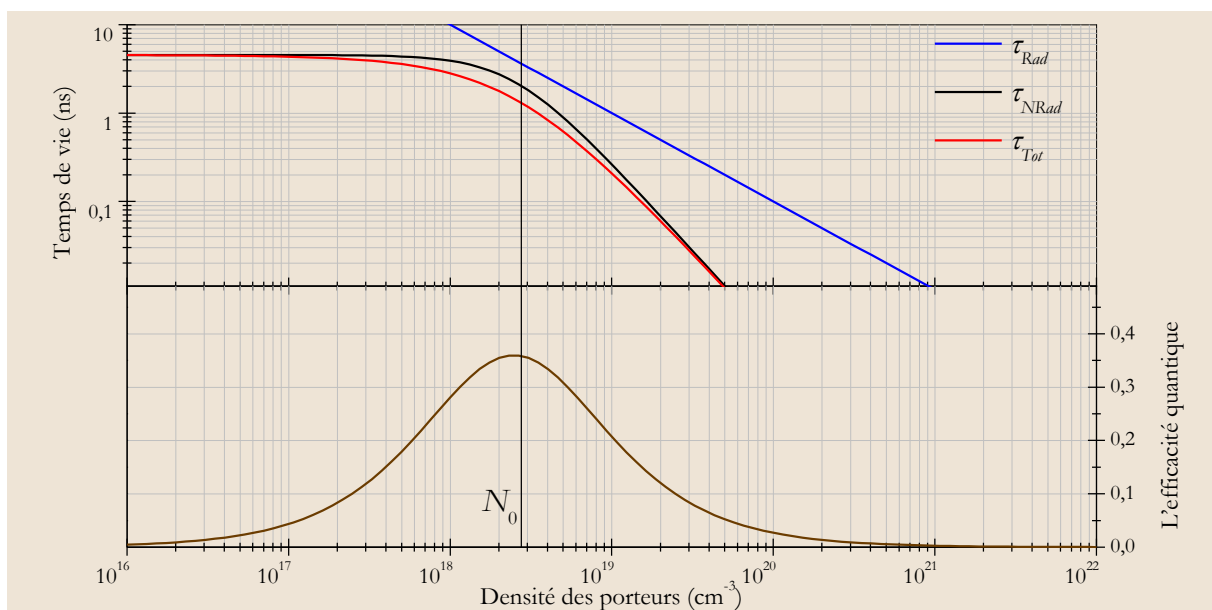


Fig. 1-19 : Valeurs calculées des temps de recombinaisons radiatives, non radiatives, totale, et l'efficacité quantiques en fonction de la densité des porteurs, pour des quaternaires InGaAlAs. Les coefficients utilisés sont : $A_{NR} \approx 2,2 \cdot 10^{+8} \text{ s}^{-1}$, $B_R \approx 0,8 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $C_{NR} \approx 3,6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$, et $N_0 \approx 1,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. [38-39].

Typiquement, l'efficacité quantique est plus élevée pour les densités des porteurs proches de la transparence, et elle diminue aux niveaux d'excitation plus élevés à cause de la recombinaison d'Auger. Enfin, l'émission stimulée va augmenter l'efficacité quantique quand l'effet laser est établi, et quand la densité des photons est forte.

1.4 Système de matériaux utilisés

Le premier laser à émission par la surface [40] et la majorité des premiers VCSELs sur substrat InP étaient basés sur des matériaux InGaAsP pour la zone active. L'utilisation des structures à puits quantiques contraints (en compression) a permis de travailler à la température ambiante. Pour travailler à la longueur d'onde de 1550nm, le système InGaAlAs sur InP est une alternative au système InGaAsP sur InP. (Fig. 1-20).

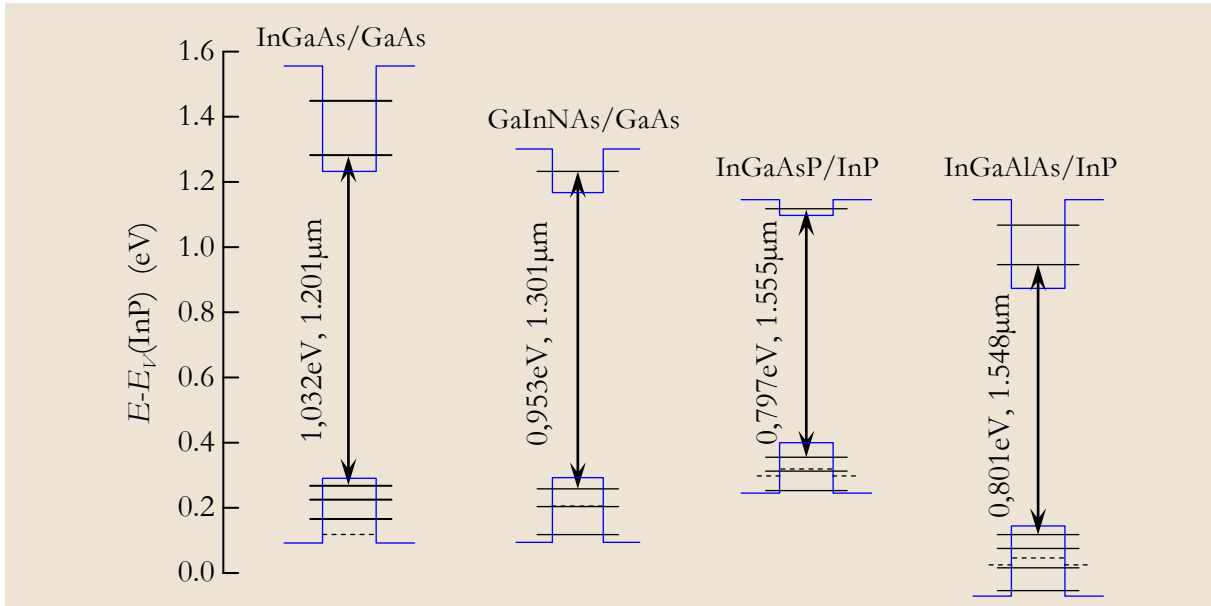


Fig. 1-20 : Les solutions pour un seul puits quantique pour différents alliages. Les contraintes donnent une séparation de la bande de valence en trous lourds (lignes solides) et les trous légers (ligne pointée), respectivement. Pour l'échelle d'énergie, le zéro correspond à la bande de valence de InP. La transition dominée est indiquée aussi.

Les alliages utilisés dans cette thèse pour les puits quantiques et les barrières des VECSELs pour l'émission laser à 1550nm, sont des quaternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$. Ces quaternaires ont un offset de conduction $\Delta E_C/\Delta E_g \approx 0,7$ (Tableau 1-3) pour les puits d'hétérostructure de type-I, ce qui donne en principe un bon confinement des électrons dans la bande de conduction et améliore la stabilité thermique [38, 41-42].

Système des matériaux	$\Delta E_C/\Delta E_g$
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$	0,65
$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$	0,80
$\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$	0,72
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$	0,40

Tableau 1-3 : Paramètre de décalage ($\Delta E_C/\Delta E_g$) des différents alliages. (d'après [4, 43-45])

Suivant leur composition (x,y) les puits quantiques peuvent subir une contrainte mécanique[41-42]. Dans notre cas, il s'agit d'une compression de $\sim 1,0$ %. Les contraintes des puits quantiques décalent l'énergie du gap et augmentent le gain maximal et le gain différentiel. Avec cette contrainte appliquée aux puits quantiques, il peut être difficile d'épitaxier un grand nombre de puits sans relaxation. Pour compenser ces contraintes et assurer la stabilité de la structure, des contraintes en tension sont appliquées aux barrières autour des puits.

Le paramètre qui permet de fixer la composition de la région active, est la longueur d'onde souhaitée pour l'émission laser (1550nm), pour des puits quantiques avec une énergie de gap $E_g \approx 0.8\text{eV}$ ($\lambda_g = 1.55\mu\text{m}$), il est possible d'utiliser l'équation de Oledo [39]

$$E_g(x, y) = 0,36 + 0,629 \cdot x + 2,093 \cdot y + 0,436 \cdot x^2 + 0,577 \cdot y^2 + 1,013 \cdot x \cdot y - 2 \cdot x \cdot y(1 - x - y) \quad (1.49)$$

Cette équation donne la variation de l'énergie du gap des quaternaires $\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$. Pour une contrainte de compression l'énergie du gap dominant est pour les trous lourds, par contre pour les contraintes en tension, l'énergie du gap dominant est pour les trous légers[46].

La figure (Fig. 1-21) montre la variation de l'énergie du gap en fonction des contraintes, et de la composition x, y .

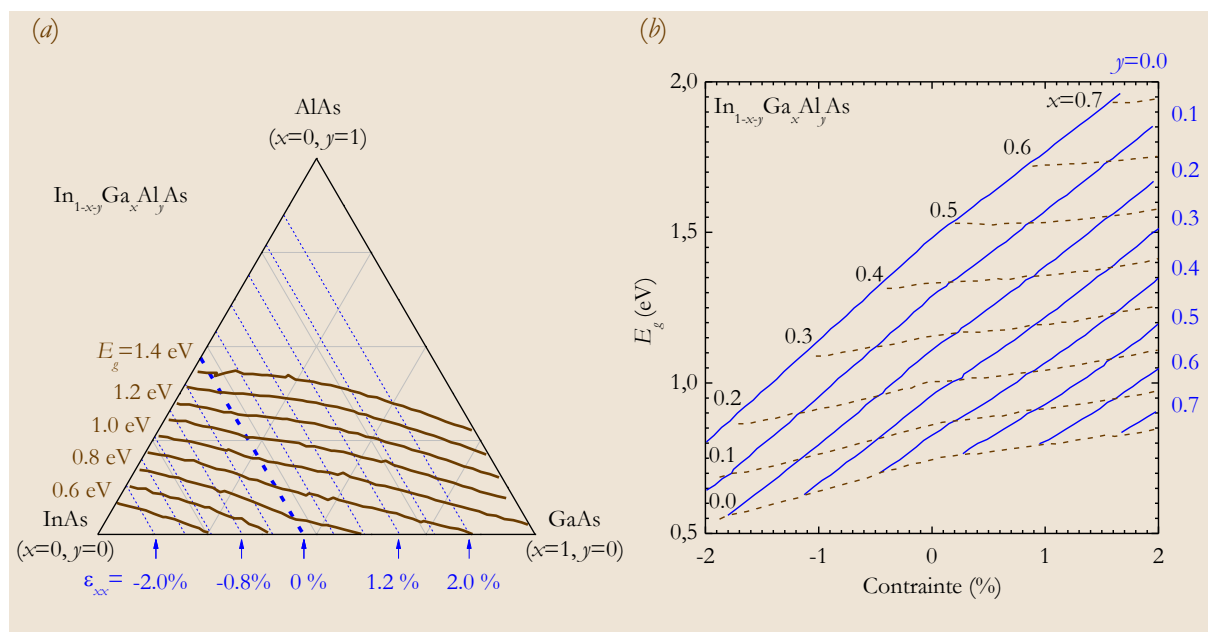


Fig. 1-21 : Contraintes et énergie du gap en fonction de fraction Ga (x) et Al (y) pour les quaternaires $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ avec (a) contours d'énergie du gap et des contraintes uniaxiales ϵ_{xx} constantes (b) contours pour x et y constantes (d'après [39]).

La composition de l'alliage utilisé pour les puits quantiques est $x=0,226$ et $y=0,094$ avec une contraintes $\sim +1,04\%$ ($\text{Al}_{0,094}\text{Ga}_{0,226}\text{In}_{0,680}\text{As}$), et les barrières $x=0,282$ et $y=0,275$ avec une contrainte $\sim -0,58\%$ ($\text{Al}_{0,275}\text{Ga}_{0,282}\text{In}_{0,443}\text{As}$).

Il est possible d'utiliser l'équation (1.7) pour obtenir les propriétés optiques (indice de réfraction), et thermique (Conductivité thermique)

1.5 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté rapidement le principe de fonctionnement des lasers en cavité verticale externe, puis nous avons rappelé en détail les propriétés des puits quantiques. Nous avons précisé le choix des matériaux utilisés dans les structures actives, et nous avons rappelé les différents paramètres qui ont un effet sur le gain optique des lasers à puits quantiques comme les contraintes, la température, et le choix des alliages semiconducteurs.

1.6 Références

- [1] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "High-Power (>0.5 -W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM Beams," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1063-1065, 1997.
- [2] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "Design and characteristics of high-power (>0.5 -W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 5, pp. 561-573, 1999.
- [3] C. Ye, *Tunable external cavity diode lasers*. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004.
- [4] J. Piprek, *Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation*. California: Academic Press, 2003.
- [5] W. W. Chow and S. W. Koch, *Semiconductor-Laser Fundamentals Physics of the Gain Materials* Berlin Springer-Verlag, 1999.
- [6] O. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook*, 3 ed.: Springer 2003.
- [7] D. B. M. Klaassen, J. W. Slotboom, and H. C. d. Graaff, "Unified apparent bandgap narrowing in n- and p-type silicon," *Solid State Electron.*, vol. 35, pp. 125-129, 1992.
- [8] V. Palankovski, G. Kaiblinger-Grujin, and S. Selberherr, "Study of dopantdependent band gap narrowing in compound semiconductor devices," *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 66, pp. 46-49, 1999.
- [9] H. Y. Fan, "Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors," *Phys. Rev.*, vol. 82, p. 900, 1951.
- [10] Y. P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors," *Physica*, vol. 34, pp. 149-154, 1967.
- [11] R. Pässler, "Parameter sets due to fittings of the temperature dependencies of fundamental bandgaps in semiconductors," *Phys. Stat. Sol. (b)*, vol. 216, pp. 975-1007, 1999.
- [12] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 3 ed.: Wiley, 2007.
- [13] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, pp. 5815-5875, 2001.
- [14] M. Guden and J. Piprek, "Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength," *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, pp. 349-357, 1996.
- [15] C. Lamberti, *Characterization of Semiconductor Heterostructures and Nanostructures*. Hungary: Elsevier, 2008.
- [16] B. R. Nag, *Physics of Quantum Well Devices* vol. 7: Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [17] J. Singh, *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*: Cambridge University Press, 2003.
- [18] J. E. Ayers, *Heteroepitaxy of Semiconductors*. Boca Raton: CRC Press, 2007.
- [19] M. D. Sturge, "Optical Absorption of Gallium Arsenide between 0.6 and 2.75 eV," *Phys. Rev.*, vol. 127, p. 768, 1962.
- [20] P. S. Zory, *Quantum well lasers*. San Diego: Academic Press, 1993.
- [21] O. Manasreh, *Semiconductor Heterojunctions and Nanostructures*. New York: McGraw-Hill, 2005.
- [22] H. Okamoto, "Semiconductor Quantum-Well Structures for Optoelectronics - Recent Advances and Future Prospects -," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 26, p. 315, 1987.
- [23] R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry, "Quantum States of Confined Carriers in Very Thin Al_xGa_{1-x}As-GaAs-Al_xGa_{1-x}As Heterostructures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 33, p. 827, 1974.
- [24] J. N. Holonyak, R. M. Kolbas, R. D. Dupuis, and P. D. Dapkus, "Room-temperature continuous operation of photopumped MO-CVD Al_xGa_{1-x}As-GaAs-Al_xGa_{1-x}As quantum-well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 33, pp. 73-75, 1978.
- [25] R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, J. N. Holonyak, E. A. Rezek, and R. Chin, "Room-temperature laser operation of quantum-well Ga_{1-x}Al_xAs-GaAs laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, pp. 295-297, 1978.
- [26] L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*. New York: John Wiley and Sons, 1995.
- [27] T. Suhara, *Semiconductor laser fundamentals* Marcel Dekker, Inc., 2004.

- [28] M. G. A. Bernard and G. Duraffourg, "Laser Conditions in Semiconductors," *physica status solidi (b)*, vol. 1, pp. 699-703, 1961.
- [29] M. I. Nathan, "Semiconductor Lasers," *Appl. Opt.*, vol. 5, pp. 1514-1528, 1966.
- [30] M. Yamada, H. Ishiguro, and H. Nagato, "Estimation of the Intra-Band Relaxation Time in Undoped AlGaAs Injection Laser," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 19, p. 135, 1980.
- [31] S. Tarucha, Y. Horikoshi, and H. Okamoto, "Optical Absorption Characteristics of GaAs-AlGaAs Multi-Quantum-Well Heterostructure Waveguides," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 22, p. L482, 1983.
- [32] E. Yablonovitch and E. O. Kane, "Reduction of Lasing Threshold Current Density by the Lowering of Valence Band Effective Mass," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-4, pp. 504-506, 1986.
- [33] A. R. Adams, "Band structure engineering for low threshold high efficiency semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 249-250, 1986.
- [34] D. Ahn and S.-L. Chung, "Optical Gain in a Strained-Layer Quantum-Well Laser," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 24, pp. 2400-2406, 1988.
- [35] M. W. S. Jain and R. V. Overstraeten, Eds., *Compound Semiconductors, Strained Layers, and Devices*. Dordrecht: Kluwe, 2000, p. pp. Pages.
- [36] B. Deveaud, J. Shah, T. C. Damen, and W. T. Tsang, "Capture of electrons and holes in quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, pp. 1886-1888, 1988.
- [37] J. H. S. W. K. J.V. Moloney, "Quantum design of semiconductor active materials: laser and amplifier applications," *Laser & Photonics Review*, vol. 1, pp. 24-43, 2007.
- [38] Z. Yejin, C. Weihou, W. Aijun, J. Heng, L. Caixia, and L. Shiyong, "Design of the active structure of high-performance 1.55- μm $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ strained MQW lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 37, pp. 923-927, 2001.
- [39] J. Minch, S. H. Park, T. Keating, and S. L. Chuang, "Theory and experiment of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ long-wavelength strained quantum-well lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 35, pp. 771-782, 1999.
- [40] H. Soda, K.-i. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 18, p. 2329, 1979.
- [41] M. Allovon and M. Quillec, "Interest in AlGaInAs on InP for optoelectronic applications," *Optoelectronics [see also IEE Proceedings-Optoelectronics]*, *IEE Proceedings J*, vol. 139, pp. 148-152, 1992.
- [42] D. Olego, T. Y. Chang, E. Silberg, E. A. Caridi, and A. Pinczuk, "Compositional dependence of band-gap energy and conduction-band effective mass of $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ lattice matched to InP," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, pp. 476-478, 1982.
- [43] M. Hetterich, M. D. Dawson, A. Y. Egorov, D. Bernklau, and H. Riechert, "Electronic states and band alignment in GaInNAs/GaAs quantum-well structures with low nitrogen content," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, pp. 1030-1032, 2000.
- [44] G. A. Evans, J. P. Sih, T. M. Chou, J. B. Kirk, J. K. Butler, and L. Y. Pang, "AlGaInAs/InP ridge-guide lasers operating at 1.55 μm ," in *SPIE In-Plane Semiconductor Lasers: from Ultraviolet to Mid-Infrared II*, San José, CA, USA, 1998.
- [45] J. J. Coleman, "Strained layer quantum well heterostructure lasers," in *Quantum well lasers*, J. P. S. Zory, Ed., ed San Diego: Academic Press, 1993.
- [46] T. Ishikawa and J. E. Bowers, "Band lineup and in-plane effective mass of InGaAsP or InGaAlAs on InP strained-layer quantum well," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 30, pp. 562-570, 1994.

CHAPITRE 2

OPTIMISATION DE LA STRUCTURE VECSEL

Dans ce chapitre, nous présentons les différents paramètres permettant d'obtenir un fonctionnement optimal du VECSEL : la structure active avec le positionnement des puits quantiques dans la cavité semiconductrice, les caractéristiques du miroir arrière, le problème de l'évacuation thermique. Les moyens utilisés pour caractériser les structures sont : la Photoluminescence (PL) pour la position spectrale des puits quantiques, la Photoluminescence résolue en temps (TRPL) pour la mesure des durées de vie des porteurs dans les puits quantiques, la spectroscopie Infra Rouge à Transformée de Fourier (FTIR) pour mesurer les spectres de réflectivité des structures. Les caractérisations effectuées sur les structures ont été confrontées aux résultats laser après assemblage de la structure VECSEL dans la cavité externe, ce qui a permis une meilleure compréhension du fonctionnement des structures ainsi que leur optimisation progressive.

Contenu

2.1	Introduction.....	49
2.2	Conception du VECSEL.....	50
2.2.1	La géométrie de la cavité externe.....	50
2.2.2	La zone active.....	51
2.2.3	Miroir de Bragg.....	52
2.2.3.1	Rappels sur les miroirs de Bragg.....	52
2.2.3.2	Le miroir hybride.....	55
2.2.3.3	Choix des matériaux.....	56
2.2.4	Couche du surface « La fenêtre ».....	58
2.3	Propriétés des structures VECSELS.....	59
2.3.1	Facteur de confinement.....	59
2.3.1.1	Facteur de confinement transverse.....	59
2.3.1.2	Facteur de confinement longitudinal.....	59
2.3.2	Sous-cavité de Fabry-Pérot.....	60
2.3.3	Modélisation de la réflectivité des structures VECSELS.....	62
2.4	Pompage optique.....	63
2.5	Comportement thermique du VECSEL dans l'état stationnaire.....	65
2.5.1	La résistance thermique effective.....	65
2.5.2	Effets de l'échauffement.....	66

2.5.2.1	Effet de l'échauffement sur la longueur d'onde d'émission	66
2.5.2.2	Effet de l'échauffement sur le seuil de l'émission laser et sur la puissance de sortie.....	67
2.5.3	Modèles thermiques simplifiés du VECSEL	67
2.5.4	Résoudre l'équation de la chaleur.....	69
2.5.4.1	Solution analytique	71
2.5.4.2	Solution numérique	73
2.5.4.3	Comparaisons entre la solution analytique et par les éléments finis	77
2.6	Etapas de fabrication du VECSEL.....	78
2.6.1	L'épitaxie	79
2.6.2	Report sur un substrat hôte.....	79
2.6.3	L'adaptation de résonance de la microcavité	80
2.7	Caractéristiques optiques des structures VECSEL	80
2.7.1	Photoluminescence (PL).....	81
2.7.1.1	Photoluminescence émise par la tranche	82
2.7.1.2	Photoluminescence émise par la surface	82
2.7.2	Photoluminescence résolue en temps	84
2.7.3	Spectres de réflectivité.....	85
2.7.4	Caractéristiques thermiques.....	85
2.8	Performances des structures VECSEL.....	88
2.8.1	Alignement de la cavité laser	88
2.8.2	Spectres d'émission laser et puissance de sortie	89
2.8.3	Fonctionnement monomode longitudinal	92
2.8.3.1	Le principe	92
2.8.3.2	Les résultats	94
2.8.4	Bilan et comparaison des résultats.....	94
2.9	Amélioration des performances des VECSELS	94
2.9.1	L'effet d'un antireflet à la surface du VECSEL.....	95
2.9.2	Caractéristiques de la structure améliorée avec traitement AR	98
2.9.3	Performances de la structure améliorée.....	100
2.9.4	Fonctionnement monomode longitudinal	101
2.10	Conclusions.....	102
2.11	Références	104

2.1 Introduction

Pour obtenir l'effet laser il faut placer le milieu du gain au sein d'une cavité optique. Le type de laser le plus répandu est la diode laser à émission par la tranche (Fig. 2-1 (a)). Dans cette configuration, la cavité est parallèle au plan de croissance et formée par les facettes clivées. Dans ce type de laser, la longueur du milieu actif est relativement grande (quelques centaines de microns). Donc le gain optique par passage est très élevé ($>100\%$), et la réflectivité des facettes clivées ($\sim 30\%$) est suffisante pour obtenir l'effet laser[1]. Cette configuration a un inconvénient qui réside dans la faible dimension de la surface d'émission dans la direction de croissance (quelques centaines de nanomètres), ce qui donne une forte divergence du faisceau émis ($\sim 30^\circ$ dans la direction de croissance, $\sim 10^\circ$ dans le plan des couches semiconductrices). Il est donc difficile de coupler le faisceau émis par ce type de laser dans une fibre optique sans utiliser des systèmes optiques d'adaptation de modes.

Dans la configuration à émission par la surface [2], la cavité laser est formée dans la direction perpendiculaire à la direction de croissance. Le faisceau est émis par la surface du composant. (Fig. 2-1(b)). Dans cette configuration, l'épaisseur de milieu du gain est faible (quelques dizaines de nanomètres), ce qui conduit à un gain par passage beaucoup plus faible que dans le cas des diodes lasers à guidage par l'indice ($<5\%$). D'où la nécessité de diminuer les pertes optiques de cavité par conséquent, les miroirs utilisés présentent de hautes réflectivités ($>99\%$). Ces hautes réflectivités sont atteintes avec les miroirs de Bragg. D'autre part, la géométrie de la zone d'émission n'est plus limitée par la taille transverse du milieu actif, mais par les dimensions de la zone de pompage (typiquement plusieurs μm à plusieurs dizaines de μm). La divergence d'un faisceau émis par VCSEL est bien plus faible que celui émis par une diode laser[2].

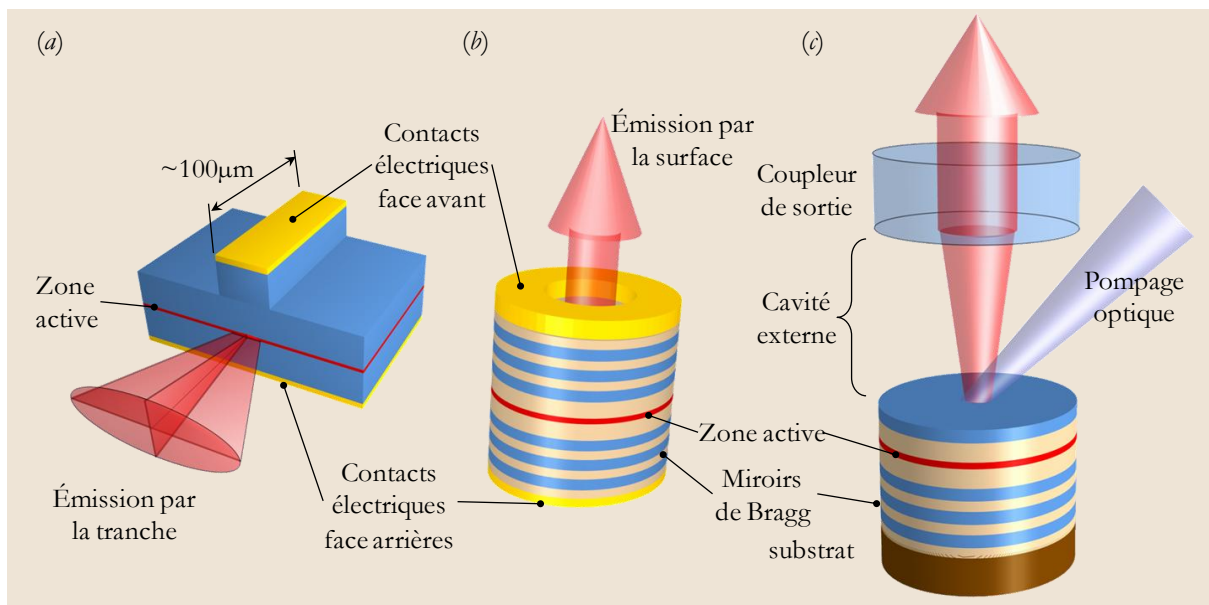


Fig. 2-1 : Schémas de principe des configurations des lasers à semiconducteur (a). diode laser à guidage par l'indice (émission par la tranche), (b). cavité verticale et émission par la surface VCSEL, (c). cavité verticale externe VECSEL.

Malgré la bonne qualité de faisceau de sortie, la configuration VCSEL ne permet pas de délivrer des hautes puissances en régime de fonctionnement monomode transverse. Le fonctionnement multimode longitudinal nécessaire pour l'obtention du régime de verrouillage des modes, n'est pas possible avec la cavité courte du VCSEL. D'où l'importance de la configuration VECSEL (Fig. 2-1(c)), qui permet d'augmenter la surface d'émission, et d'augmenter la longueur de la cavité laser, et obtenir un fonctionnement multimode, tout en bénéficiant de la qualité de faisceau et des faibles seuils des

VCSEL. Cette configuration est utilisée dans cette thèse pour obtenir une source laser à haute puissance à 1550nm, puis l'utiliser pour obtenir le verrouillage de modes passif.

Il est important de distinguer la cavité optique totale du VECSEL, formée par le miroir de Bragg et le coupleur de sortie diélectrique, de la cavité semiconductrice formée par le miroir de Bragg et l'interface air-semiconducteur.

2.2 Conception du VECSEL

Pour obtenir l'effet laser, il faut rassembler trois éléments clés : une cavité laser stable, un milieu à gain, et finalement un pompage optique suffisant pour atteindre le seuil laser.

La cavité laser est une cavité simple, composé du coupleur de sortie et de la structure VECSEL. Le milieu de gain se trouve dans la structure VECSEL, il est constitué de puits quantiques (zone active), il contient aussi le miroir de Bragg de fond de la cavité. Pour obtenir un fonctionnement optimal des composants, il faut optimiser la conception et la croissance de ces deux éléments. La stop-band du miroir de Bragg doit être centrée à la longueur d'onde du laser désiré (1550nm dans notre cas), ce qui implique une maîtrise de l'épaisseur des couches quart d'onde qui le composent. Pour minimiser les pertes optiques du composant, la qualité des matériaux et des interfaces doit être optimale. En ce qui concerne les puits quantiques, il faut bien maîtriser leur croissance afin de pouvoir contrôler leur longueur d'onde d'émission, et optimiser leur rendement quantique. Il faut que la répartition des puits quantiques dans la cavité semiconductrice soit bien maîtrisée également, afin de positionner les puits au maximum du champ électrique stationnaire intra-cavité, pour maximiser le gain modal. Il faut optimiser la structure complète pour que le maximum du gain soit accordé avec le maximum de réflectivité du miroir de Bragg, sans oublier de prendre en compte les problèmes d'évacuation thermique car il s'agit d'un point critique dans le fonctionnement laser en pompage continu. Enfin la zone active doit évidemment absorber efficacement à la longueur d'onde de pompe.

2.2.1 La géométrie de la cavité externe

Nous considérons une cavité plan-concave de longueur optique d délimitée par deux miroirs, le premier est un miroir plan (M1) qui est constitué par le miroir de Bragg de la structure VECSEL. Nous considérons que l'épaisseur de la structure VECSEL ($\sim \mu\text{m}$) est très fine par rapport à la longueur totale de la cavité externe ($\sim \text{mm}$), donc pour simplifier nous prenons l'approximation d'un miroir plan. Le deuxième élément est un miroir concave de rayon de courbure R_{oc} (M2) qui représente le coupleur de sortie. Le milieu de propagation est l'air ($n=1$).

Considérons le mode optique fondamental de la cavité. Ce mode est dit stable, si le front d'onde coïncide exactement avec les surfaces de chaque miroir de cavité. Le mode stable doit donc avoir un rayon de courbure du front d'onde $R(z)$ égal au rayon de courbure du miroir concave à la distance $z=d$.

Les équations suivantes donnent les expressions des variations des tailles des 'waists' sur la structure VECSEL (w_{VECSEL}) et le coupleur de sortie (w_{oc}) pour le mode fondamental gaussien stable en fonction de la longueur d'onde λ , de rayon de courbure R_{oc} et la distance d :

$$w_{VECSEL} = \sqrt{\frac{\lambda d}{\pi}} \sqrt{\frac{R_{oc} - d}{d}} \quad (2.1)$$

$$w_{oc} = \sqrt{\frac{\lambda d}{\pi}} \sqrt{\frac{d}{R_{oc} - d}} \quad (2.2)$$

Il existe donc un mode fondamental stable dans la cavité pour des longueurs optiques de cavités inférieures au rayon de courbure du miroir concave. Le waist de ce mode devient maximal quand la longueur de la cavité correspond à la moitié du rayon de courbure, il devient de plus en plus petit

jusqu'à s'éteindre pour des longueurs de cavité nulles ou égales au rayon de courbure du miroir concave. Le waist du mode stable varie donc très rapidement sur les bords de la courbe de stabilité. Il faut que la taille du faisceau de pompage sur la structure VECSEL soit plus grand que la taille du mode stable de cavité, ($w_{Pompe} \geq w_{VECSEL} > 0$). Nous pouvons donc définir la zone de fonctionnement typique comme dans la figure (Fig. 2-2).

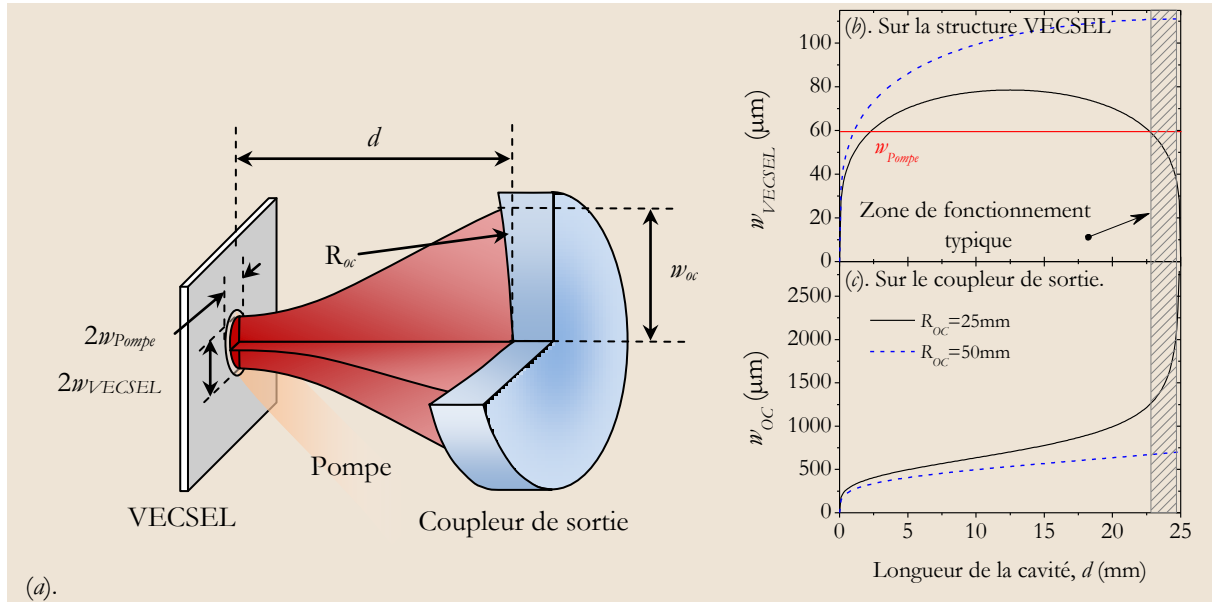


Fig. 2-2 : Les paramètres géométriques de la cavité externe : (a). Illustration des dimensions de la cavité laser avec la taille de faisceau de pompe, le 'Waist' sur le VECSEL, et sur le coupleur de sortie, (b). la variation du taille du 'Waist' sur la structure VECSEL, (c). la variation du taille du 'Waist' sur le coupleur de sortie.

Dans la figure précédente, pour une cavité de longueur proche du rayon de courbure du coupleur de sortie, des petites variations de la longueur de la cavité conduisent à des variations relatives du waist de plus en plus grandes sur les bords de la courbe de stabilité. Cet effet se traduira sur le montage expérimental de la cavité, par une plus grande sensibilité aux instabilités mécaniques pour les longueurs optiques de cavité proches du rayon de courbure du miroir. Et dans ce cas le faisceau laser de sortie sera très divergent et rapidement multimode transverse.

2.2.2 La zone active

Dans les structures étudiées dans la suite, la zone active est située dans une structure semiconductrice d'épaisseur totale 4λ , elle contient trois groupes de puits quantiques (puits quantiques AlGaInAs/InP §1.4), positionnés aux maxima du champ intra-cavité pour obtenir le maximum du gain, ce qui correspond à une distribution des puits quantiques sur une épaisseur optique de $3\lambda/2$. La figure (Fig. 2-3) montre la géométrie de la zone active des structures VECSEL utilisées dans cette thèse.

Nous avons utilisé deux configurations différentes. Une première configuration comporte 8 puits quantiques, répartie suivant une configuration $4 \times 2 \times 2$. La structure est présentée dans la figure (Fig. 2-4). La deuxième configuration comporte six puits quantiques avec une distribution $(2 \times 2 \times 2)$. Les groupes des puits quantiques sont séparés par des couches hétéro-structures à confinement séparé (SCH)¹. Les deux configurations sont très proches. Le nombre des puits quantiques et leur distribution est choisi pour avoir un minimum de seuil de l'émission laser [3].

Nous allons maintenant faire une description et analyse détaillée de ces deux structures.

¹ Le terme anglais « Separate Confinement Hetero-structure ».

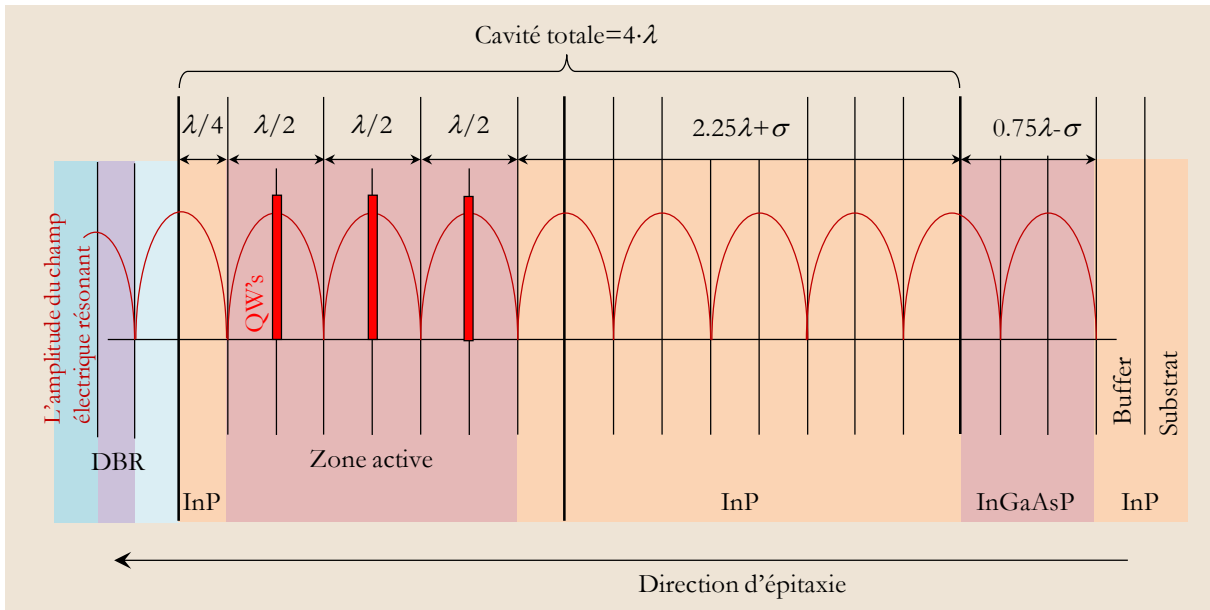


Fig. 2-3 : La géométrie de la structure de la zone active.

La configuration qui comporte 8 puits quantiques, répartie suivant une configuration $4 \times 2 \times 2$:

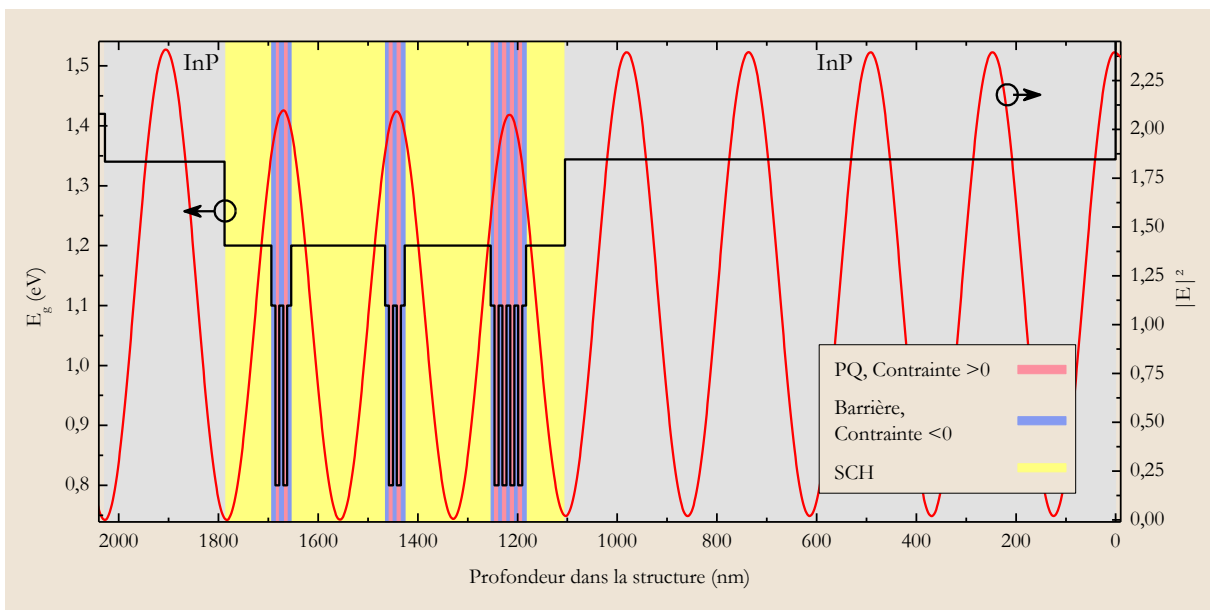


Fig. 2-4 : Illustration de la zone active avec 8 puits quantiques, avec le champ électrique.

2.2.3 Miroir de Bragg

Ce type de structure ayant déjà été décrit de manière détaillée dans la littérature [2, 4], nous rappelons brièvement dans ce paragraphe les principes de base régissant son fonctionnement, puis les caractéristiques importantes de ce type de miroirs, finalement nous présentons le système de matériaux utilisés dans cette thèse pour le réaliser.

2.2.3.1 Rappels sur les miroirs de Bragg

Basé sur les théories de William Lawrence Bragg², le miroir de Bragg est un cas particulier de structures multicouches périodiques, où les couches optiques ont une épaisseur optique quart d'onde.

² Prix Nobel 1915

Un miroir de Bragg est basé sur la formation à une longueur d'onde donnée λ_{Bragg} d'interférences constructives dans un milieu stratifié constitué alternativement d'une couche de haute indice de réfraction n_H et d'une couche de basse indice de réfraction n_B . Généralement les couches ont des épaisseurs optiques quart d'onde d_H pour le milieu de haut indice, et d_B pour le milieu de bas indice, et le vecteur d'onde incident est considéré perpendiculaire au plan des couches :

$$d_H = m \cdot \frac{\lambda_{\text{Bragg}}}{4 \cdot n_H}, \quad d_B = n \cdot \frac{\lambda_{\text{Bragg}}}{4 \cdot n_B} \quad \text{où } m, n = 1, 3, 5, 7, \dots \quad (2.3)$$

Le retard de phase introduit par la traversée d'un milieu d'épaisseur e et d'indice de réfraction n à la longueur d'onde λ est défini par :

$$\phi(e) = 2\pi \frac{n \cdot e}{\lambda} \quad (2.4)$$

Si l'épaisseur est liée à la longueur d'onde (demi longueur d'onde, ou quart de longueur d'onde) nous trouvons : $\phi(\lambda/2) = \pi$ et $\phi(\lambda/4) = \pi/2$. Par ailleurs, à chaque interface la réflexion partielle introduit un déphasage de π lorsque l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice, et un déphasage nul dans le cas contraire. La figure montre que les ondes réfléchies interfèrent constructivement, et une réflectivité importante peut être obtenue de part et d'autre de la longueur d'onde de travail. Cette plage spectrale $\Delta\lambda$ de forte réflectivité du miroir de Bragg est appelée « stop-band ».

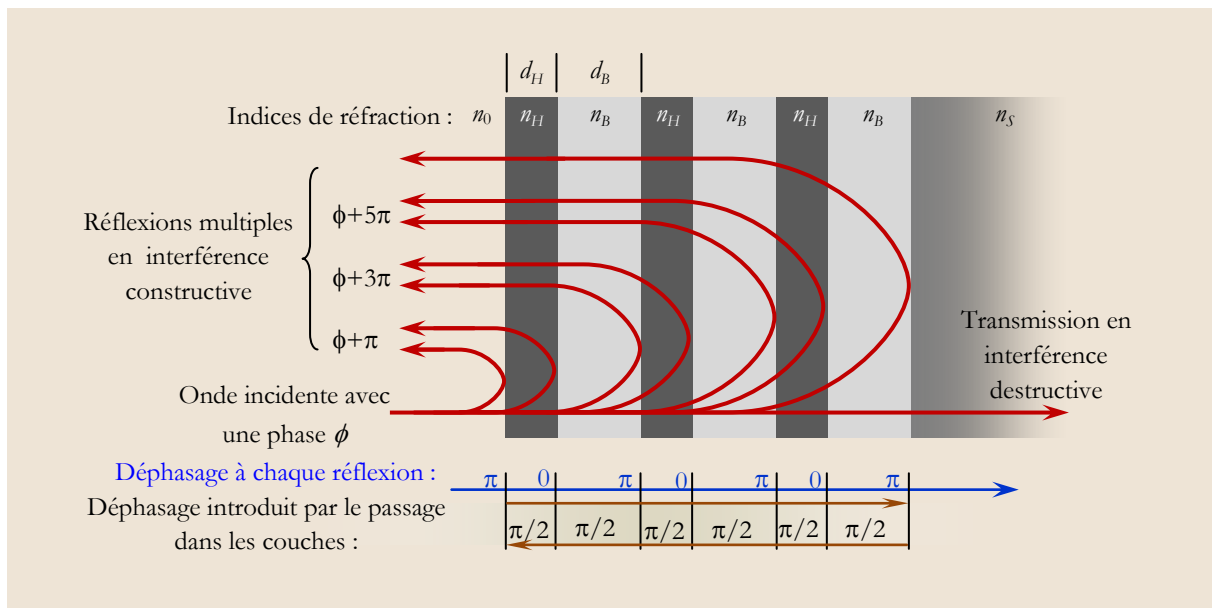


Fig. 2-5 : Structure d'un miroir de Bragg, avec les indices de réfraction $n_0 < n_B < n_H$ avec $n_B < n_S$: n_0 milieu ambiant, n_B milieu de bas indice, n_H milieu de haut indice, n_S milieu du substrat et le déphasage subi à chaque première réflexion partielle.

La réflectivité d'un miroir de Bragg dépend des indices n_B et n_H , et du nombre de paires qui forment le miroir. La réflectivité pour un nombre pair R_{2N} et impair R_{2N+1} de couche est donnée par :

$$R_{2N} = \left(\frac{1 - \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_B}{n_H} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_B}{n_H} \right)^{2N}} \right)^2, \quad R_{2N+1} = \left(\frac{1 - \frac{n_B \cdot n_B}{n_0 \cdot n_S} \left(\frac{n_B}{n_H} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_B \cdot n_B}{n_0 \cdot n_S} \left(\frac{n_B}{n_H} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (2.5)$$

Ces formules simplifiées montrent qu'il est avantageux d'avoir un contraste entre les indices $\Delta n = n_H - n_B$ très important dans le miroir afin de minimiser le rapport n_B/n_H . Plus le rapport sera fort, plus la réflectivité tendra vers 1 rapidement avec l'augmentation du nombre de couches. De manière générale l'augmentation du nombre de paires permet d'atteindre des hautes réflectivités (Fig. 2-6).

Pour une incidence avec un angle θ , il faut remplacer dans (2.5) n_B et n_H par $\cos\theta_B \cdot n_B$ et $\cos\theta_H \cdot n_H$ (polarisation TE seulement) où θ_B et θ_H sont les angles correspondant à θ via la loi de Snell-Descartes[5] :

$$n_0 \cdot \sin \theta = n_B \cdot \sin \theta_B = n_H \cdot \sin \theta_H = n_S \cdot \sin \theta_S \quad (2.6)$$

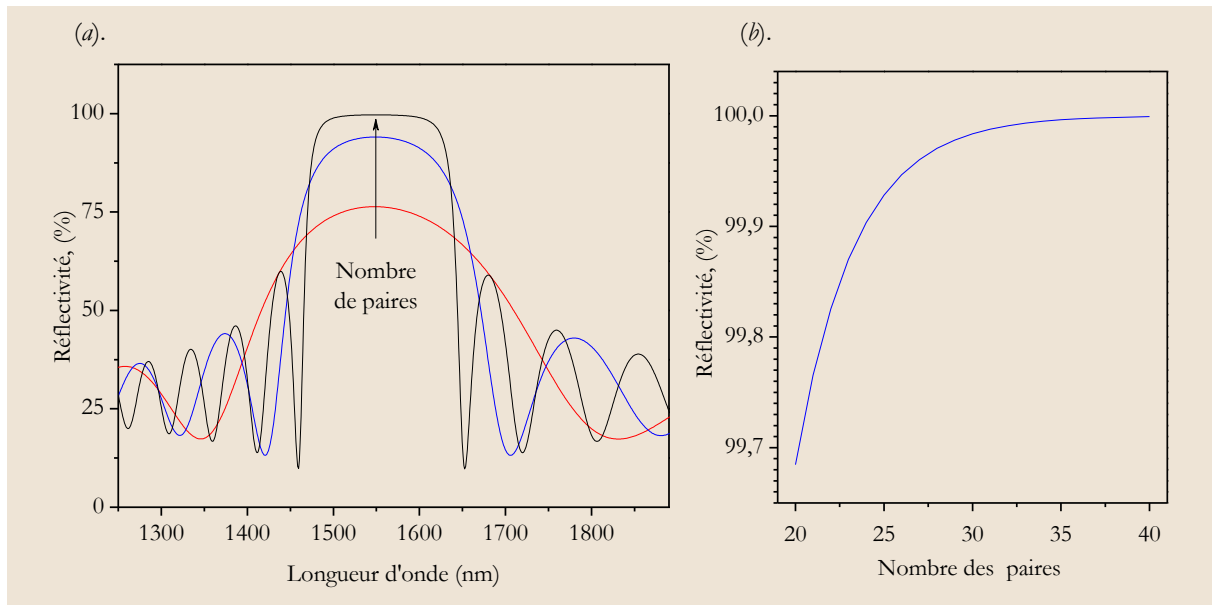


Fig. 2-6 : La variation de la réflectivité d'un miroir de Bragg à 1550nm, formé par des paires GaAs/AlAs sur un substrat GaAs, l'air est le milieu d'incidence: (a). Le spectre de la réflectivité en fonction du nombre de paires (5, 10, 20) ; (b). La réflectivité maximale en fonction du nombre de paires GaAs/AlAs

La largeur spectrale du miroir de Bragg (Stop-band en anglais) dépend du contraste d'indice entre les matériaux composants de miroir de Bragg Δn . Dans l'approximation d'un miroir infini, la Stop-band en fréquence est défini par :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \cdot \omega \cdot \arcsin\left(\frac{n_H - n_B}{n_H + n_B}\right) \quad (2.7)$$

Dans le cas où $\Delta\omega \ll \omega$, l'argument de l'arcsinus devient petit. Il est possible dans ce cas d'exprimer la largeur du miroir de Bragg dans le domaine des longueurs d'onde optiques par la relation :

$$\Delta\lambda = \frac{4}{\pi} \cdot \lambda_0 \cdot \frac{n_H - n_B}{n_H + n_B} = \frac{4}{\pi} \cdot \lambda_0 \cdot \frac{\Delta n}{n_H + n_B} \quad (2.8)$$

La relation montre que pour maximiser la largeur du miroir de Bragg, il est préférable d'utiliser des matériaux avec Δn élevé.

La figure (Fig. 2-7(a)) montre l'amplitude et la phase de la réflexion en fonction de la longueur d'onde créé par un miroir de Bragg à 1550nm composé de 15 paires GaAs/AlAs sur un substrat GaAs. La distribution du champ électrique est également présentée (Fig. 2-7(b)), et donne une idée de la distribution de la puissance optique et de la profondeur de pénétration du champ dans le miroir. Les épaisseurs physiques des couches sont :

$$d_B = d_{\text{AlAs}} = \frac{1550}{4 \times 2.909} = 133.2 \text{ nm}, \quad d_H = d_{\text{GaAs}} = \frac{1550}{4 \times 3.3737} = 114.9 \text{ nm}$$

Il est possible de calculer la répartition en amplitude du champ électrique dans le miroir de Bragg, soit en utilisant Matlab de la société Mathworks³, ou soit en utilisant un logiciel libre pour les calculs des couches minces appelé IMD[6] disponible dans le pack XOP⁴, ou en utilisant le logiciel commercial Macleod. Notre objectif étant d'obtenir un maximum de réflectivité ($R > 99\%$), nous avons renforcé la réflectivité en ajoutant une couche d'or, ce qui nous conduit à la notion du miroir hybride.

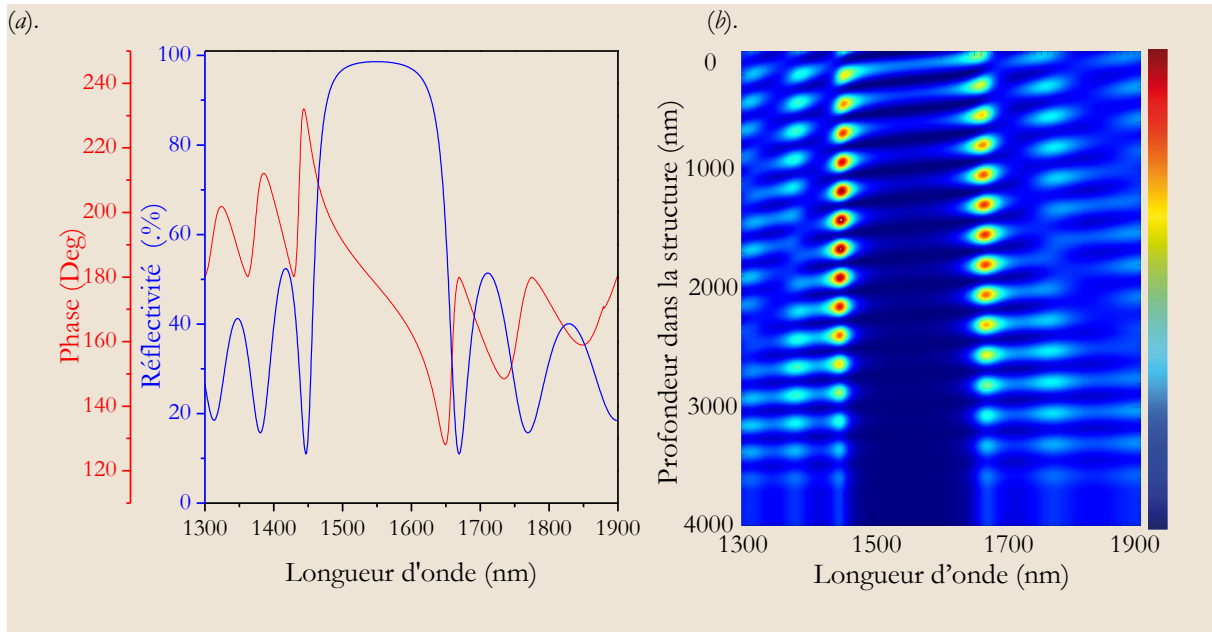


Fig. 2-7 : caractéristiques optiques d'un miroir de Bragg composé de 15 paires GaAs/AlAs sur un substrat GaAs, le milieu d'incidence est l'air, (a). La Réflectivité et la Phase, (b). Variation de l'intensité du champ électrique.

2.2.3.2 Le miroir hybride

Le miroir hybride est formé par la combinaison d'un miroir métallique complété par un miroir de Bragg. Grâce à une réflectivité déjà importante de la couche métallique, l'ajout d'un faible nombre de couches, alternativement de bas indice et de haut indice, permet à ce type de miroir d'obtenir une très haute réflectivité sur une très large bande spectrale [7].

Dans le cas d'un miroir métallique il y a une réflexion avec un peu des pertes, la réflectivité en champ r dépend à la fois de son indice complexe et de celui du milieu incident :

$$r = \frac{\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2}{\mathbf{n}_1 + \mathbf{n}_2} \quad (2.9)$$

où $\mathbf{n}_1 = n_1 + j \cdot \kappa_1$ est l'indice de réfraction complexe du milieu incident (nous considérons que $\kappa_1 \approx 0$), l'indice de réfraction complexe du miroir métallique est $\mathbf{n}_2 = n_2 + j \cdot \kappa_2$.

La réflectivité en intensité R peut alors s'écrire sous la forme :

$$R = r \cdot r^* = \frac{(n_1 - n_2)^2 + \kappa_2^2}{(n_1 + n_2)^2 + \kappa_2^2} \quad (2.10)$$

où n_i et κ_i sont les indices réel et complexe du milieu incident ($i=1$) et du miroir métallique ($i=2$).

L'équation (2.10) montre que la réflectivité est d'autant plus grande que les deux indices réels sont petits et que κ_2 est grand.

³ <http://www.Mathworks.com>

⁴ <http://www.esrf.fr/computing/scientific/xop2.1>

Lors de sa réflexion sur un miroir métallique, l'onde optique subit un déphasage. La valeur de ce déphasage correspond à l'argument de la réflectivité en champ r , donc :

$$\delta_{Déph.} = \arctan\left(\frac{2n_1k_2}{n_2^2 + k_2^2 - n_1^2}\right) \quad (2.11)$$

Il est important de tenir compte de ce déphasage pour le calcul de l'épaisseur de la couche se trouvant juste au-dessus du miroir métallique.

Le miroir hybride est donc composé d'une couche métallique de bonne réflectivité, suivi d'une couche de bas indice, puis de m périodes de deux couches (alternativement de haut indice et de bas indice), avec $m=1, 2, 3\dots$. Toutes les couches non métalliques ont une épaisseur quart d'onde, sauf la première (celle en contact direct avec le métal) car celle-ci doit compenser le déphasage induit par la réflexion sur le miroir métallique [Éq.(2.11)]. Cette épaisseur de compensation L_{Comp} , à retrancher à l'épaisseur quart d'onde, se détermine à partir de cette formule :

$$L_{Comp} = \frac{\delta_{Déph.}}{4\pi n_1} \lambda \quad (2.12)$$

avec n_1 l'indice de cette première couche à la longueur d'onde λ . Il est possible de voir différents exemples de ces structures dans la référence [5].

Par exemple, à $\lambda=1550\text{nm}$, dans le cas du GaAs ($n\sim 3.38$) l'épaisseur à retrancher pour compenser le déphasage dû à l'or ($n=0.53+j9.85$)[8, 9] est de $\sim 24\text{ nm}$.

Pour les miroirs GaAs/AlAs, nous trouvons dans la figure suivante la variation de la réflectivité vue dans l'InP pour une structure InP, 15 paires GaAs/AlAs, une couche GaAs pour l'accord de phase, et l'or, en fonction de l'épaisseur de la couche GaAs de compensation de déphasage introduit par l'or et le nombre des paires utilisé dans le miroir de Bragg.

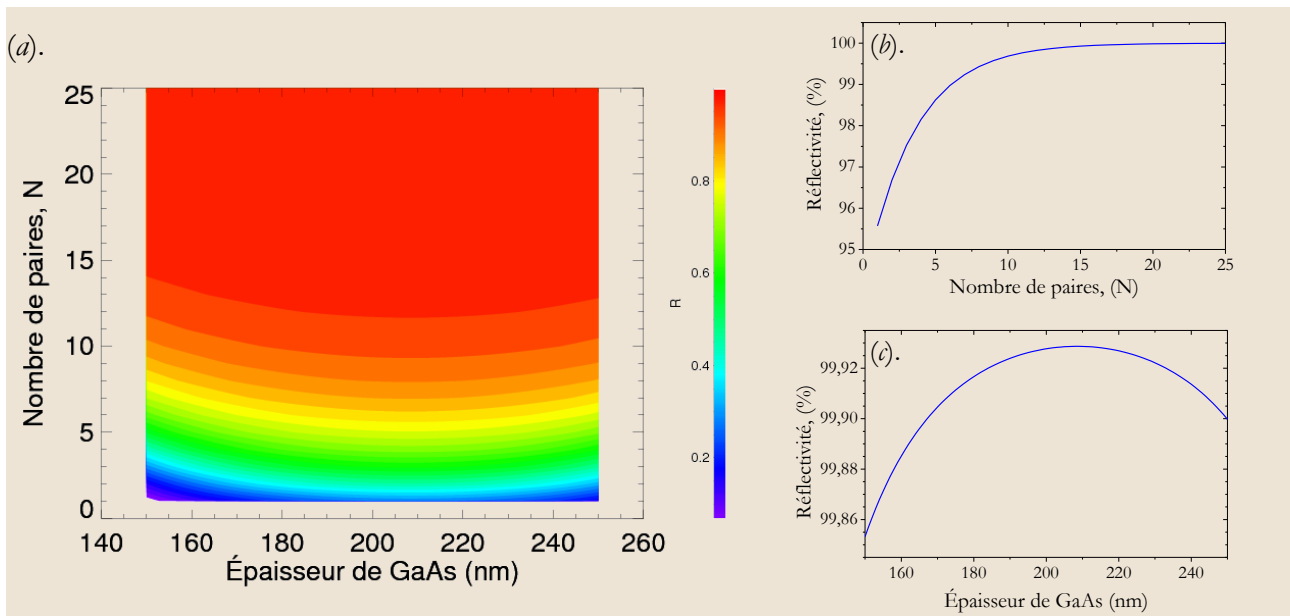


Fig. 2-8 : La réflectivité d'un miroir hybride GaAs/AlAs : (a). Au vu de InP en fonction des nombre des paires GaAs/AlAs et l'épaisseur de la couche de phase GaAs, (b). pour une épaisseur (205nm $\sim 0.446\cdot\lambda$) fixée de GaAs en fonction de N , (c). pour un nombre de paires fixe ($N=15$) en fonction de l'épaisseur de GaAs.

2.2.3.3 Choix des matériaux

Le miroir de Bragg permet d'obtenir une haute réflectivité (à 1550nm), et avec l'utilisation d'un miroir métallique nous pouvons diminuer le nombre des paires utilisé pour obtenir la réflectivité ciblée.

Cependant, comme les matériaux diélectriques et semiconducteurs ont une conductivité thermique beaucoup plus faible que les métaux, on peut s'attendre à ce que le miroir hybride permette une moins bonne évacuation thermique qu'un miroir métallique seul.

Les miroirs de Bragg étudiés dans ce manuscrit ont été réalisées d'une façon hybride en utilisant des paires de Bragg différentes : les paires YF_3/ZnS obtenues par évaporation, les paires $\text{a-Si}/\text{Si}_3\text{N}_4$ déposées par PECVD, et les paires GaAs/AlAs obtenues par reprise de croissance métamorphique[10].

Les caractéristiques optiques mais aussi thermiques d'un miroir sont directement liées aux matériaux qui le composent. Le tableau suivant indique les caractéristiques optiques des matériaux à notre disposition. Pour la réalisation du miroir, nous pouvons constater que le contraste d'indice de GaAs/AlAs est plus petit que le contraste d'indice des matériaux diélectrique ($\Delta n_{\text{GaAs}/\text{AlAs}} < \Delta n_{\text{YF}_3/\text{ZnS}}$), donc il faut que les miroirs de Bragg GaAs/AlAs soient plus épais que les miroirs diélectriques. Le second paramètre important pour le choix du miroir optimal sera la résistance thermique des matériaux, voir «§2.5.1».

Paramètre	$n @ 1550\text{nm}$	$\Delta n @ 1550\text{nm}$
a-Si	3.60	1.6
Si_3N_4	2.00	
YF_3	1.49	0.78
ZnS	2.27	
GaAs	3.38	0.49
AlAs	2.89	
Au	$0.53+j\cdot 9.85$	

Tableau 2-1 : Indice de réfraction des matériaux utilisés dans les structures des miroirs de Bragg à $T=298^\circ\text{C}$, et dans le miroir hybride. (d'après [8, 9, 11-16])

Nous utilisons pour estimer l'indice de réfraction des matériaux $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ l'équation de Sellmeier [17, 18] :

$$n(x, \lambda, T) = \sqrt{10.906 - 2.96 \cdot x + \frac{0.97501}{\lambda^2 + C} - 0.002467 \cdot (1.41x + 1) \lambda^2} + [(T - 26) \cdot (2.04 - 0.3 \cdot x) \cdot 10^{-4}] \quad (2.13)$$

où λ en (μm), T en ($^\circ\text{C}$), et la constante $C=(0.52886-0.735x)^2$ pour $x \leq 0.36$ et $C=(0.30386-0.105x)^2$ pour $x \geq 0.36$.

Un autre paramètre à prendre en compte est l'absorption dans les couches quart d'onde. À titre d'exemple, nous considérons ici une absorption identique dans les couches GaAs et AlAs : $\alpha_{\text{GaAs}} = \alpha_{\text{AlAs}}$. Comme l'indice de réfraction complexe est : $n = n + ik$, la relation entre l'absorption et l'extinction k à un longueur d'onde donnée λ est :

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} k \quad (2.14)$$

donc pour $\lambda=1550\text{nm}$, nous trouvons : $k=1.233 \cdot 10^{-5} \cdot \alpha(\text{cm}^{-1})$. Nous avons simulé la structure précédente avec différentes valeurs d'absorption, $\alpha=(0, 5, 10) \text{cm}^{-1}$.

Nous trouvons que l'effet de l'absorption devient important avec l'augmentation du nombre des paires dans le DBR. La réflectivité maximale peut saturer à une valeur 99.8% à partir de 15 paires pour des pertes par absorption $>5\text{cm}^{-1}$. Il sera donc important de minimiser ces pertes optiques lors de la croissance métamorphique du miroir GaAs/AlAs sur la structure InP (Fig. 2-9).

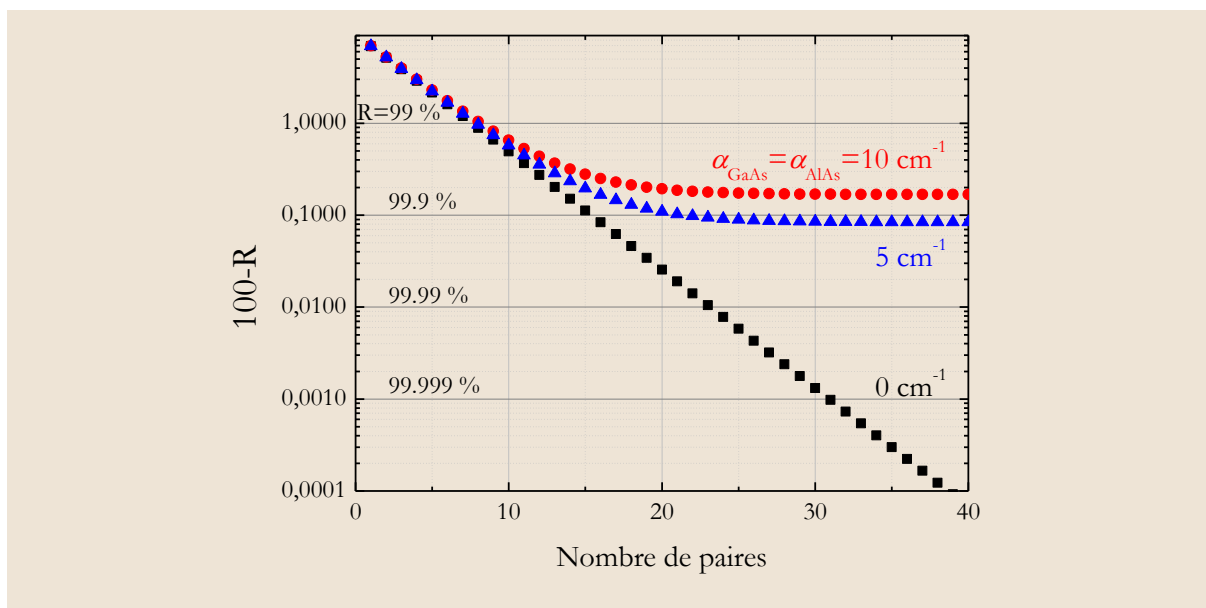


Fig. 2-9 : L'effet de l'absorption dans un miroir de Bragg de GaAs/AlAs sur la réflectivité.

2.2.4 Couche de surface « La fenêtre »

La zone active est placée entre le miroir de Bragg de réflectivité suffisante, et une couche de surface jouant un rôle important dans le fonctionnement du VECSEL. Nous avons appelé cette couche de surface « fenêtre » au chapitre précédent.

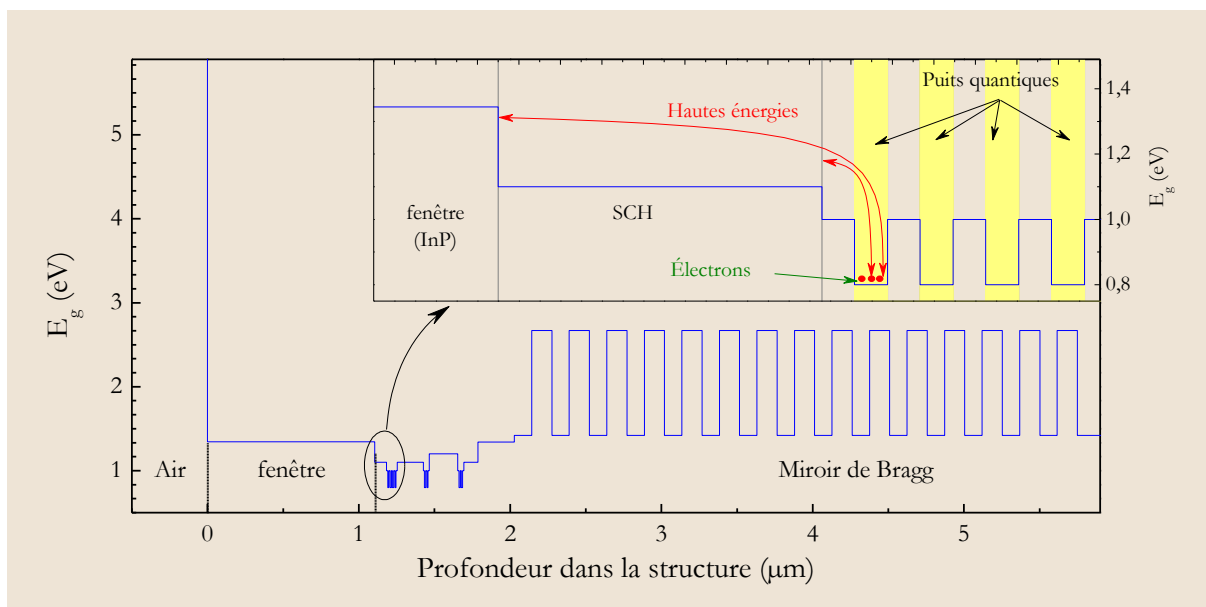


Fig. 2-10 : Diagramme de l'énergie de la fenêtre.

Son rôle est important, car d'abord elle a un effet sur le spectre de réflectivité de la structure, elle contrôle en même temps la longueur de la cavité formée par la structure VECSEL, appelée dans la suite sous-cavité Fabry-Pérot⁵. Enfin, elle interdit la diffusion des porteurs hors de la zone active, donc elle est constituée de matériaux semiconducteurs avec une énergie du gap plus grande que celle des SCH. Cette fenêtre peut aussi jouer un rôle dans la stabilité chimique de la structure, où elle réduit l'oxydation des matériaux de la zone active.

⁵ Il est possible d'utiliser le terme microcavité aussi.

Dans nos structures la fenêtre est formée par une couche de InP qui a une énergie de gap direct de 1.34eV, comparé à la couche 'SCH' en InGaAlAs de gap 1.1eV. Il est possible aussi d'ajouter une couche antireflet à la longueur d'onde de pompage pour améliorer la puissance absorbée dans la structure.

2.3 Propriétés des structures VECSELS

Pour un bon fonctionnement de la structure VECSEL, il y a plusieurs conditions à vérifier, essentiellement donner la bonne réflectivité des miroirs de Bragg utilisés, et bien positionner les puits quantiques dans la zone active pour avoir un maximum du gain optique, ce positionnement est décrit par le facteur de confinement.

2.3.1 Facteur de confinement

Nous avons présenté la structure de la zone active dans la cavité semiconductrice au paragraphe «§2.2.2», sans détailler l'importance de la position des puits quantiques dans la cavité semiconductrice. La position des puits quantiques dans la cavité semiconductrice doit être définie par rapport aux maxima du champ électrique. Nous introduisons pour cela la notion du facteur de confinement.

Pour une structure à trois dimensions le facteur de confinement est donné par [19] :

$$\Gamma_{Conf} = \Gamma_x \cdot \Gamma_y \cdot \Gamma_z \quad (2.15)$$

où Γ_x et Γ_y présentent les facteurs de confinement latéraux (appelé aussi facteur de confinement transverse), et Γ_z est le facteur de confinement longitudinal, Dans ce paragraphe nous présentons les paramètres de confinement transverse et longitudinal.

2.3.1.1 Facteur de confinement transverse

Pratiquement avec un pompage optique de forme gaussienne, la distribution des porteurs dans les puits quantiques suit le profil de l'intensité de pompage[4]. Et tous les puits quantiques vont avoir la même densité des porteurs, donc le profil transverse de la concentration des porteurs va être le même dans tous les puits. Pour des faisceaux de pompage de grande taille ($>5\mu\text{m}$) ce facteur $\Gamma \approx 1$, supposant qu'il n'y a pas une variation transverse de la densité des porteurs.

2.3.1.2 Facteur de confinement longitudinal

C'est le paramètre critique de fonctionnement du VECSEL, il correspond au rapport entre l'énergie confinée dans les puits quantiques et l'énergie dans toute la structure de longueur L (zone active et miroir de Bragg). Il est possible d'écrire le facteur de confinement longitudinal sous la forme [4, 19-21] :

$$\Gamma_z = \frac{\int |E(z, \lambda)|^2 dz}{\int_L |E(z, \lambda)|^2 dz} \quad (2.16)$$

Le facteur de confinement longitudinal Γ_z contrôle la performance du gain du VECSEL, car il détermine le gain effectif (ou gain modal) de la structure sous pompage optique, et donc il contrôle le seuil de l'émission laser, où le gain totale du VECSEL est donné par :

$$Gain = g \times \Gamma_z \quad (2.17)$$

avec g le gain du matériau donné par (1.39). Il dépend aussi de la longueur d'onde, donc il agit comme un filtre spectral intra cavité avec des conséquences importantes sur les performances du VECSEL.

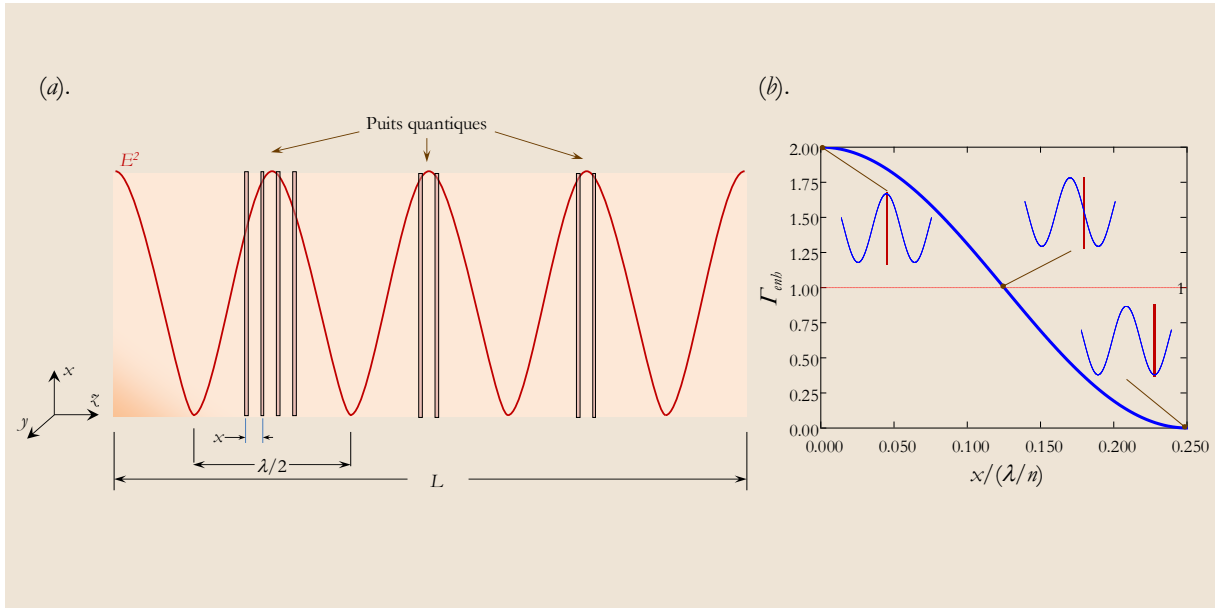


Fig. 2-11 : (a). Une cavité semiconductrice 2λ , avec 8 puits quantiques ($4 \times 2 \times 2$) positionnés aux maximums du champ électrique stationnaire intra-cavité, et séparés par une distance x , (b). variation de facteur de confinement longitudinal en fonction de la longueur d'onde et les positions des puits quantiques x dans un milieu d'indice de réfraction n .

Si tous les puits quantiques ont la même épaisseur, et si cette épaisseur est très petite par rapport à la longueur d'onde λ , dans l'approximation d'une onde stationnaire sinusoïdale de longueur d'onde λ , il est possible d'exprimer le facteur de confinement longitudinal réduit par :

$$\Gamma_{enb} = \frac{2}{N_{PQ}} \sum_{i=1}^{N_{PQ}} \left(\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot z_i\right) \right)^2 \quad (2.18)$$

où N_{PQ} est le nombre des puits quantiques, et z_i leur position dans la cavité semiconductrice. Dans le cas où tous les puits quantiques sont situés au maximum du champ intra-cavité, ce facteur est égal à 2. En réalité, les puits quantiques ne sont jamais exactement placés au maximum de l'onde stationnaire, en particulier dans le cas où il y a plusieurs puits quantiques dans la cavité.

⚠ Ainsi, pour une couche active d'épaisseur 2λ , contenant 8 puits quantiques répartis en trois groupes (4 près de la surface, puis deux groupes de 2 puits quantiques), les puits sont séparés par une distance x , comme indiqué dans la figure précédente, le facteur de confinement calculé est de 1.94 (pour $\lambda=1550\text{nm}$, $x=50\text{nm}$).

L'équation (2.16) montre que le facteur de confinement est proportionnel au module carré de l'amplitude du champ électrique dans les puits quantiques. Nous introduisons le paramètre de confinement longitudinal réduit Γ'_z , qui présente l'énergie moyenne confinée dans les puits quantiques :

$$\Gamma'_z = \frac{1}{N_{PQ}} \sum_{i=1}^{PQ} \int_i |E(z, \lambda)|^2 dz \quad (2.19)$$

2.3.2 Sous-cavité de Fabry-Pérot

Dans la structure VECSEL il y a une 'sous-cavité' formée entre la surface de la structure (contact avec l'air) et le miroir de Bragg (§2.2.4). Un étalon Fabry-Pérot est donc formé par cette sous-cavité, avec un pic d'intensité de transmission à la longueur d'onde de la résonance[22].

Les propriétés des cavités Fabry-Pérot permettent de prédire que : avec une sous cavité plus longue, et une réflectivité plus élevée sur les deux extrémités, le pic de transmission deviendra plus important, donc le spectre du gain effectif sera plus étroit.

Il y a deux configurations extrêmes de sous cavité Fabry-Pérot : résonante et anti-résonante [4, 23-25]. Ces deux configurations sont présentées dans la figure (Fig. 2-12), pour une structure qui contient un miroir hybride 17 paires GaAs/AlAs – Au), et six puits quantiques InGaAlAs ($2 \times 2 \times 2$) dans la cavité semiconductrice et avec de l'InP formant la fenêtre de la structure.

Dans le cas résonant les puits quantiques sont séparés par une distance d'un multiple de $\lambda_1/2$ (λ_1 est la longueur d'onde de conception, dans notre cas $\lambda_1=1550\text{nm}$). Donc déjà pour un maximum du champ électrique dans les puits quantiques, le champ électrique est maximum à la surface de la structure VECSEL. Le résultat est un haut gain effectif, mais limité par la largeur de la résonance. Une structure résonante a un couplage fort de l'intensité du champ électrique incident ($|E|^2$) dans la structure. Le facteur de confinement longitudinal, défini par l'équation (2.16), présente un pic à la longueur d'onde de conception, la largeur du pic est déterminée par l'épaisseur de la structure et les réflectivités des extrémités. L'avantage de la structure résonante est le haut gain effectif, induisant une réduction du seuil de l'émission laser. Le désavantage pour des applications comme les sources accordables ou le verrouillage de modes, est la largeur spectrale fine, ce qui peut augmenter la sensibilité thermique, et introduit une restriction de la bande spectrale du gain. Un autre désavantage de ce type de structure est relié au profil du champ électrique qui a un maximum à la surface de la structure ce qui entraîne une sensibilité aux pertes proches de la surface. Le cas résonant convient aux applications de haute puissance en continu des VECSELS.

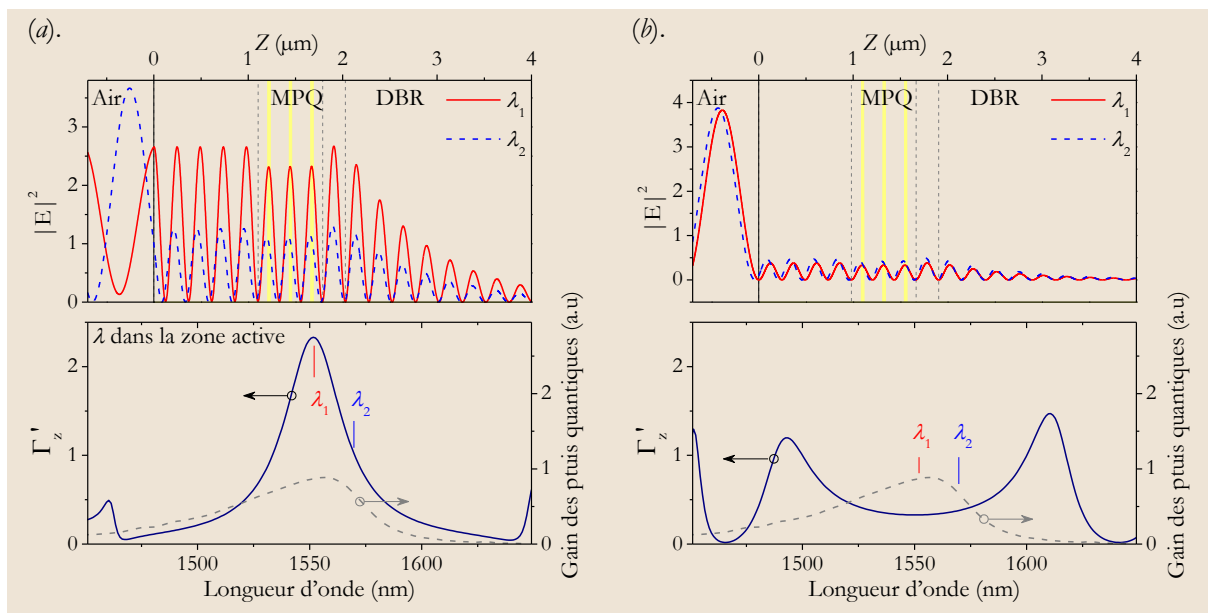


Fig. 2-12 : Calcul de la distribution spatiale et spectrale du champ électrique intra-cavité $|E|^2$, (a). une structure résonante, (b). une structure anti-résonante. Le paramètre de confinement longitudinal réduit donne la distribution du champ électrique intra-cavité dans les puits quantiques ($|E|^2$), le gain des puits quantiques est présenté aussi.

Il est possible de passer à l'état anti-résonant en réduisant (ou augmentant) l'épaisseur optique de la fenêtre par un quart d'onde ($\lambda_1/4$). Le champ électrique ($|E|^2$) présente alors un minimum à la surface ce qui minimise les pertes de surface, mais le couplage du champ électrique dans la structure devient faible. Dans ce cas, le seuil de l'émission laser est élevé. Le paramètre de confinement longitudinal réduit Γ'_z , est présenté dans la figure (Fig. 2-12) aussi. Un meilleur couplage de $|E|^2$ aux longueurs d'onde autour de la longueur d'onde de conception λ_1 va compenser la réduction du gain du

matériau à ces longueurs d'ondes, et va permettre d'obtenir un spectre du gain effectif plus large que dans le cas résonant (mais plus faible), ce qui convient à la génération d'impulsions brèves en verrouillage de modes.

Pour certains applications, il est favorable de fonctionner à certains points intermédiaires entre la résonance et l'antirésonance. Le facteur de confinement longitudinal peut être utilisé pour imposer un profil au gain effectif, pour forcer le laser à fonctionner d'une façon stable à une longueur d'onde donnée sans trop réduire la largeur spectrale du gain effectif. Cette technique a été exploitée pour démontrer une génération des impulsions de l'ordre de 1.5ps dans ce manuscrit.

2.3.3 Modélisation de la réflectivité des structures VECSELs

Pour simuler les spectres de réflectivité, il y a toujours le problème de préciser l'absorption des puits quantiques, et l'indice de réfraction [26-30]. Dans notre cas nous allons considérer des puissances de pompage pour les quelles nous pouvons supposer que l'indice de réfraction des puits quantiques ne varie pas trop avec le pompage, et nous pouvons obtenir les indices de réfraction des alliages quaternaires en utilisant les relations dans le chapitre précédent «§1.2.1».

Nous avons simulé la réflectivité de trois demi-structures comportant un miroir de Bragg GaAs/AlAs centré à la longueur d'onde de travail $\lambda_{\text{Bragg}} = \lambda = 1550$ nm, et 6 puits quantiques InGaAlAs/InP placés au centre d'une cavité d'InP d'épaisseur optique $4.25 \times \lambda / 4$, $4.25 \times \lambda / 4 + \sigma$ et $4.25 \times \lambda / 4 - \sigma$ nm où $\sigma < \lambda / 4$, chaque épaisseur optique correspondant à un creux de résonance positionné à λ_{CAV} . Pour chacune de ces trois structures, nous avons également fait varier la longueur d'onde de la transition fondamentale des puits quantiques, afin de simuler l'effet de la position spectrale de l'absorption des puits sur le spectre de réflectivité de la structure. Les résultats sont présentés sur la figure (Fig. 2-13).

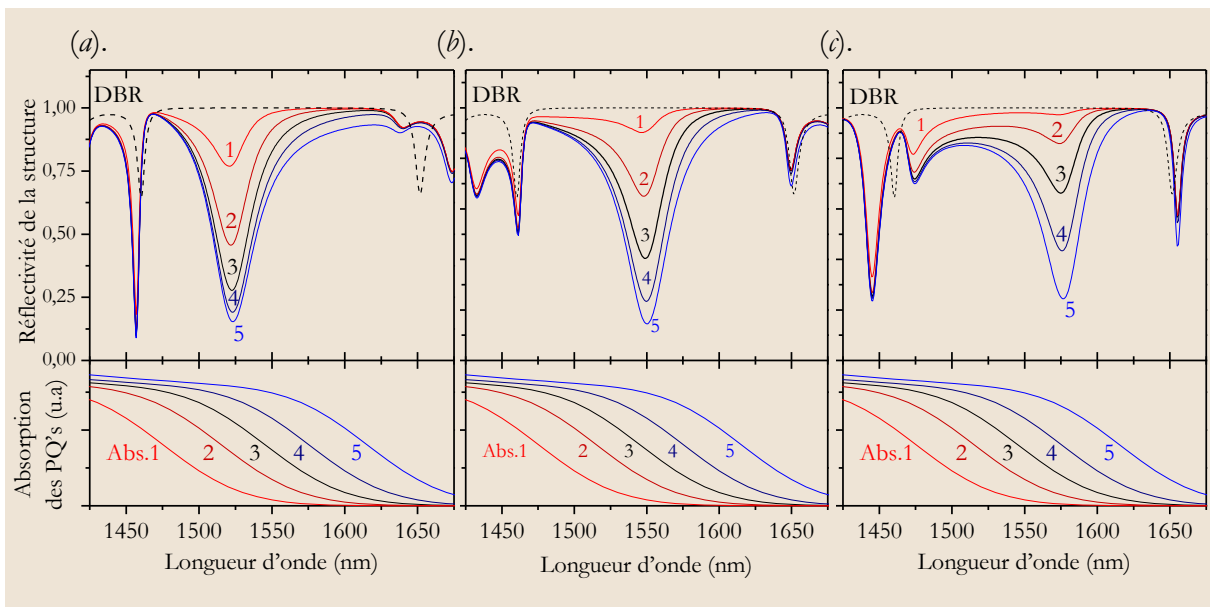


Fig. 2-13 : Spectres de réflectivité calculés pour trois structures comportant un miroir de Bragg centré à 1550 nm, des puits quantiques émettant à différents λ_{PQ} , ce qui correspond à différents spectres d'absorption, donc différents spectres de réflectivités. (a): $\lambda_{\text{CAV}} = 1525 \text{ nm} < \lambda_{\text{Bragg}}$ (b): $\lambda_{\text{CAV}} \sim \lambda_{\text{Bragg}}$ (c): $\lambda_{\text{CAV}} = 1575 \text{ nm} > \lambda_{\text{Bragg}}$. La courbe en pointillés correspond à la réflectivité calculée du miroir de Bragg seul.

La comparaison de ces trois figures nous permet de distinguer deux cas :

- 1- Lorsque le spectre d'absorption est décalé vers les basses longueurs d'ondes par rapport à la position de λ_{CAV} , le creux de réflectivité dans la stop-band du miroir est peu profond, et dépend de la position de l'absorption.

- 2- Lorsque le spectre d'absorption est à la même longueur d'onde ou à plus grande longueur d'onde que la position de λ_{CAV} , le creux de réflectivité dans la stop-band du miroir est plus profond, et est centré à la longueur d'onde de résonance de la cavité Fabry-Pérot semiconductrice.

A partir des spectres de réflectivité des structures, associés aux spectres de photoluminescence de leur couche active, il est possible d'avoir une idée du bon ajustement spectral des paramètres de l'échantillon. Comme nous le verrons dans les résultats expérimentaux dans ce chapitre, un mauvais ajustement spectral de ces différents éléments peut entraîner une augmentation du seuil laser des structures, et même éventuellement l'absence d'effet laser.

La conception des structures VECSELS est différente suivant le type de pompage optique, pulsé ou continu. Dans le cas du pompage optique continu, l'absorption de la pompe conduit à un échauffement de la couche active, et donc à un décalage du gain vers les grandes longueurs d'ondes, donc il est nécessaire d'anticiper cette dérive en plaçant le gain à plus basse longueur d'onde que la longueur d'onde de fonctionnement visée. Nous présentons dans le paragraphe suivant les paramètres généraux dans le cas du pompage optique continu des structures VECSEL.

2.4 Pompage optique

Le pompage optique est absorbé dans les puits, les barrières et la zone de confinement SCH. Suivant l'absorption nous distinguons deux types de pompage : le pompage optique est réalisé dans les barrières ou directement dans les puits quantiques de la zone active (Fig. 2-14).

Les photons de pompe sont absorbés dans les barrières situées de part et d'autres des puits quantiques. L'avantage des matériaux semiconducteurs réside dans leur forte absorption linéique (de l'ordre de 10^3 cm^{-1}) [31], ce qui permet d'atteindre des absorptions élevées sur de faibles épaisseurs de matériaux. Les barrières sont généralement suffisamment épaisses pour assurer une telle absorption en simple passage de la pompe. Seuls les photons de pompe dont l'énergie est supérieure à l'énergie de gap des barrières sont absorbés, ce qui impose une borne supérieure à la longueur d'onde de la source de pompage. Les porteurs excités, créés dans les barrières, diffusent vers les puits quantiques pour se recombiner.

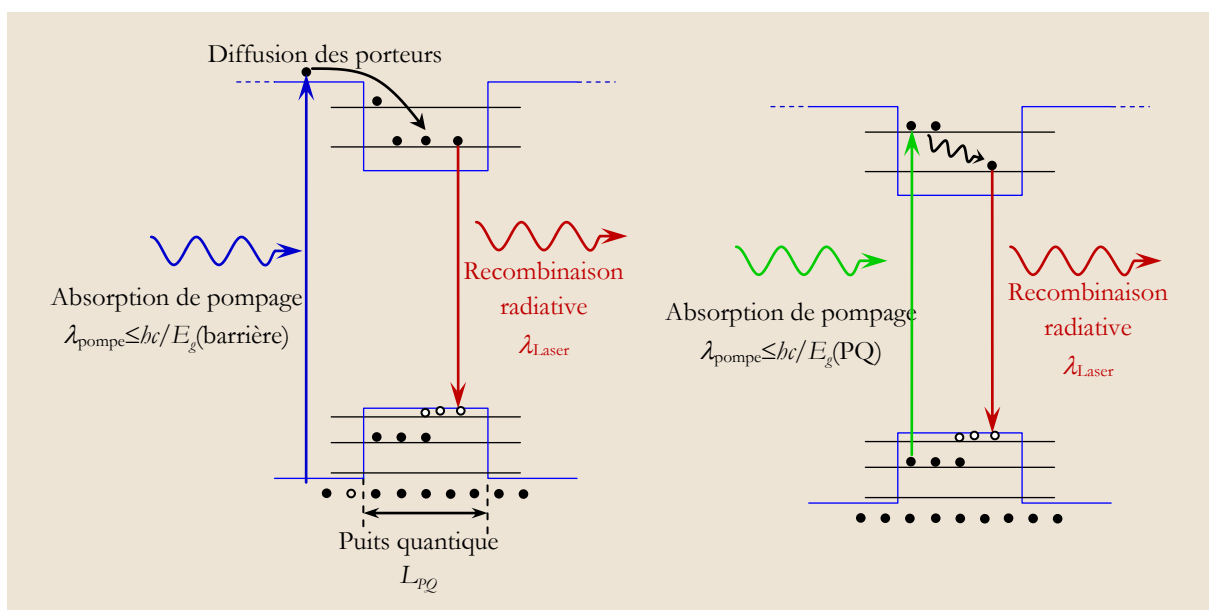


Fig. 2-14 : Pompage optique dans les barrières (à gauche), et dans les puits (à droite).

La région des barrières contient un réservoir de porteurs N_R (cm^{-2}). Ces porteurs sont capturés par les puits quantiques et génèrent une inversion de population N (cm^{-2}), qui donne le gain. Il est possible d'utiliser les équations à taux de population pour décrire les variations avec le temps du nombre de porteurs par unité de surface, dans les puits et les barrières, N et N_R , et le nombre des photons dans la cavité, ϕ [4]. La figure suivante illustre un schéma simplifié des différents effets générés dans le VECSEL avec le pompage optique :

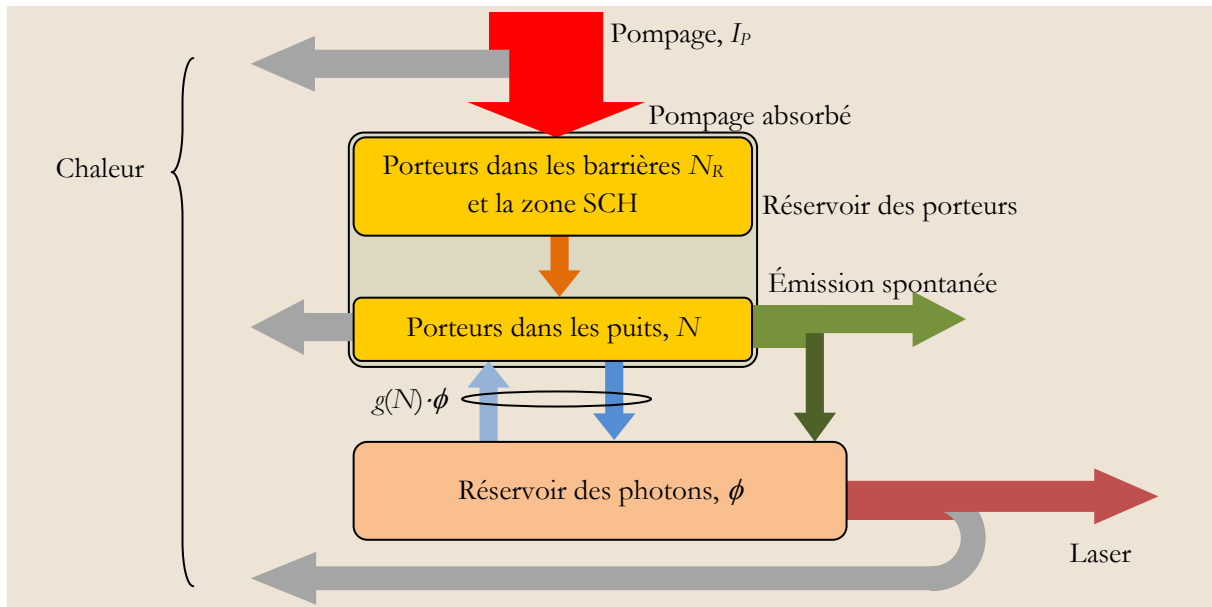


Fig. 2-15 : Illustration de la procédure du pompage optique et les différents effets apparats[4].

Dans cette illustration simplifiée nous n'affichons pas trois effets critiques influençant les performances du VECSEL :

- 1- l'énergie du gap dépend de la température.
- 2- les indices de réfraction dans les structures dépendent aussi de la température.
- 3- le modèle est basé sur la règle de sélection de Fermi pour le gain, et en réalité les paramètres changent avec la densité des porteurs, par exemple pour un puits quantique avec une densité de porteurs 10^{12}cm^{-2} , le gap est réduit de 22 à 32 meV[32, 33]. Les puits quantiques des structures VECSEL à 1550nm sont fabriqués avec un pic de photoluminescence décalé jusqu'à 30nm, à faible densité d'excitation.

Il est important d'utiliser une source de pompage avec un spectre optique proche de l'absorption optimale de la zone des puits quantiques ($\sim 980\text{nm}$ dans notre cas), pour éviter les effets d'échauffement non désirés.

Une solution alternative consiste à réaliser le pompage optique directement dans les puits quantiques[34]. La longueur d'onde et l'angle d'incidence de la pompe doivent être optimisés pour améliorer l'absorption dans les puits quantiques, et minimiser les effets thermiques. Ce type de pompages reste complexe et difficile à réaliser [35, 36].

Le système de pompage optique utilisé dans ce travail est un système optique simple, constitué de deux lentilles ($f_1=35\text{mm}$, $f_2=46\text{mm}$), pour utiliser la sortie fibré de notre source de pompage. La première lentille est utilisée comme un collimateur, la deuxième pour focaliser sur la surface du VECSEL. Avec ce système, il est possible de changer la taille du faisceau de pompe sur la surface de $20\mu\text{m}$ jusqu'à $70\mu\text{m}$. Le système de pompage est incliné d'un angle de $\sim 45^\circ$, par rapport à la surface, ce qui rend le faisceau de pompage elliptique sur la surface du VECSEL (ellipticité de ~ 0.7). La source de

pompage utilisée est un laser à fibre de puissance maximale de 1.7W, avec un spectre d'émission autour 980nm, présenté sur la figure (Fig. 2-16) pour plusieurs niveaux de puissance.

En général la source de pompage est la source principale de chaleur dans la structure VECSEL. Dans la section suivante nous présentons une étude du comportement thermique du VECSEL, avec une modélisation thermique.

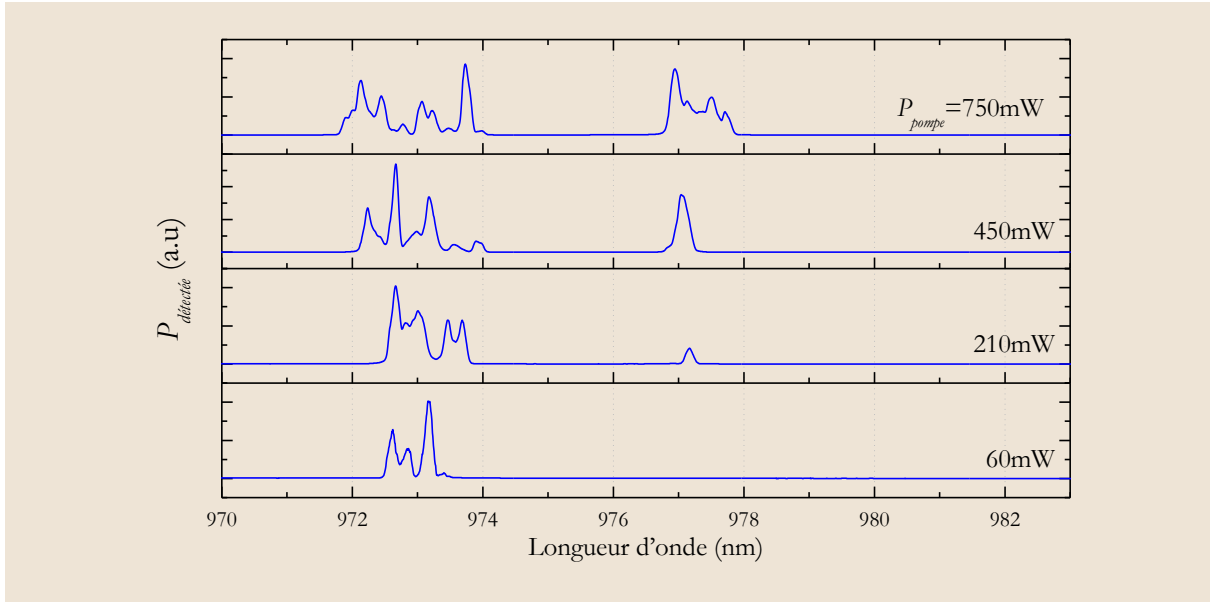


Fig. 2-16 : Le spectre optique de laser de pompe utilisé, avec la puissance de pompage.

2.5 Comportement thermique du VECSEL dans l'état stationnaire

Les performances du VECSEL sont limitées par la génération de chaleur dans la zone active de la cavité, et la réponse thermique des différents éléments ; le miroir de Bragg sera chauffé par la pompe résiduelle non absorbée dans la zone active, cet effet est ajouté aux effets thermiques produit par la recombinaison non radiative et l'émission spontanée. L'évacuation de la chaleur est relativement faible par rapport aux lasers à émission par la tranche[2], et les conséquences sont observées directement sur l'augmentation du seuil de l'émission laser, le décalage de la longueur d'onde de l'émission laser, et la baisse de la puissance optique de sortie.

L'accumulation de la chaleur dans la cavité laser des structures VECSEL est un phénomène inévitable, et le vrai challenge est d'améliorer l'efficacité de l'évacuation de la chaleur et de réduire le seuil de l'émission laser, pour augmenter la puissance optique de sortie du laser. De plus, la durée de vie des lasers à semiconducteur chute exponentiellement avec la température de fonctionnement. Pour toutes ces raisons il est essentiel que la structure VECSEL n'accumule pas la chaleur générée par l'absorption de la pompe.

Dans cette section, les caractéristiques thermiques des VECSELS, sont présentées ainsi qu'une tentative de modélisation thermique du VECSEL en utilisant un schéma d'évacuation de la chaleur adapté à notre configuration.

2.5.1 La résistance thermique effective

Nous définissons la résistance thermique effective R_{th} ($K.W^{-1}$) comme le rapport entre la variation de la température moyenne ΔT et la puissance totale de la source de chaleur dans la structure Q_T [2, 37, 38]:

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{Q_T} \quad (2.20)$$

R_{th} est une caractéristique du laser VECSEL. Dans le cas du VECSEL en pompage optique l'effet de l'échauffement vient principalement du faisceau de pompage optique, et la température de la zone active T_{ZA} peut être estimée par la relation suivante :

$$T_{ZA} = T_{HS} + R_{th} \cdot \eta_{abs} \cdot P_{pompe} \quad (2.21)$$

où T_{HS} température du substrat fixée par l'élément Peltier, η_{abs} la portion absorbée de la puissance de pompage optique P_{pompe} . Il est donc difficile d'éviter l'accumulation de la chaleur dans la cavité semiconductrice de la structure VECSEL à cause de la résistance thermique non nulle et la puissance de pompe importante.

2.5.2 Effets de l'échauffement

Les effets d'échauffement sous pompage optique continu sur la longueur d'onde d'émission, le seuil de l'émission laser, et la puissance optique de sortie sont présentés ci-après :

2.5.2.1 Effet de l'échauffement sur la longueur d'onde d'émission

L'échauffement thermique a une influence sur le spectre optique de l'émission des puits quantiques et l'indice de réfraction des couches constituantes de la structure[39]. Les variations introduisent un décalage du spectre optique de l'émission vers le rouge[40], l'expansion thermique et les variations de l'indice de réfraction des couches donne aussi un décalage vers le rouge de la longueur d'onde de l'émission de la structure VECSEL.

Le résultat de ces effets est considéré comme un désalignement thermique du spectre de l'émission, schématiquement présenté dans la figure (Fig. 2-17).

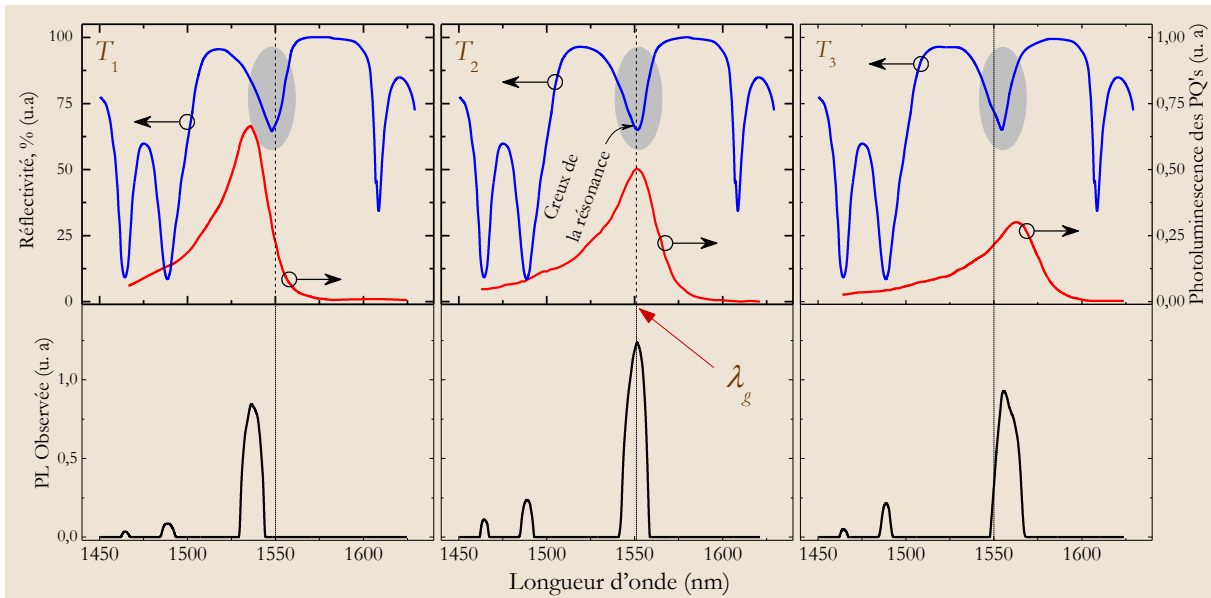


Fig. 2-17 : Schéma illustrant l'évolution théorique de la photoluminescence détectée de la structure VECSEL (noire en bas), en fonction de la photoluminescence des puits quantiques (rouge), et le spectre de la réflectivité de la structure pour une faible densité fixe du pompage P (bleu), pour trois températures différentes ($T_1 < T_2 < T_3$).

Pour une structure VECSEL conçue pour travailler à une longueur d'onde λ_g le spectre de PL des puits quantiques (rouge), correspond au creux de la résonance du spectre de réflectivité de la structure (bleu). Ce qui permet de voir l'effet de la sous-cavité Fabry-Pérot sur le spectre de photoluminescence du VECSEL (noire en bas). L'intensité du spectre de PL (émission par la surface) est maximum lorsque le pic du spectre optique de la photoluminescence des puits quantiques coïncide avec la longueur d'onde de résonance de la sous-cavité Fabry-Pérot (le cas pour une température T_2).

Avec l'augmentation de la température le spectre de PL se décale aussi vers les longueurs d'ondes les plus longues (le cas pour une température T_3). Un autre aspect de ce phénomène est la croissance de l'énergie dissipée en photoluminescence. L'effet thermique est plus fort pour la structure résonante de VECSEL, où la bande passante du gain effectif est réduite.

2.5.2.2 Effet de l'échauffement sur le seuil de l'émission laser et sur la puissance de sortie

Avec l'augmentation de la puissance de pompage optique sur le VECSEL, le gain dans le puits quantique augmente d'une façon sous-linéaire avec la densité des porteurs, le temps de vie des porteurs chute avec l'augmentation de la concentration de porteurs, la charge thermique due aux photons absorbés augmente. Quand le gain intrinsèque du puits quantique baisse, au point où le gain effectif de la structure n'est plus supérieur aux pertes de la cavité, l'effet laser s'arrête. Cet effet est appelé un 'rollover' thermique. Le facteur de confinement longitudinal Γz dépendant de la température, joue aussi un rôle dans le 'rollover', en modifiant le gain effectif de la zone active quand la température augmente.

Il y a trois effets de l'augmentation de la température sur le gain intrinsèque. Le premier est le décalage vers des longueurs d'ondes plus longues. Le deuxième est l'échappement thermique des porteurs hors du puits quantiques vers la zone des barrières. Le troisième est le facteur de Fermi f_{cv} correspondant à l'inversion de la population à une énergie de photon $\hbar\omega$ pour les porteurs avec les statistiques de Fermi-Dirac dans les bandes de valence et la conduction, tels que : $f_{cv} = f_c / f_v$, où f_c et f_v sont les nombres d'occupation de Fermi-Dirac de l'état initial et final, de l'énergie E_C et E_V respectivement. Avec la température croissante, le profil spectrale du facteur de confinement longitudinal se décale vers les longueurs d'onde les plus longues avec un taux de $\sim 0.1 \text{ nm} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$. Dans le cas d'une cavité résonante, où Γz est maximal, les puits quantiques vérifient la condition du gain périodique résonant, et se situent aux nœuds du champ électrique. Si la zone active était longue avec plusieurs puits quantiques, le spectre du facteur de confinement longitudinal aurait un pic dans la position optimale avec une largeur très fine, avec une petite variation de la température, le spectre du facteur de confinement longitudinal, avec une réduction importante du gain effectif.

A cause de ces différents paramètres, le contrôle thermique et l'évacuation de la chaleur générée dans la zone active de la structure VECSEL est très important pour travailler à haute puissance.

2.5.3 Modèles thermiques simplifiés du VECSEL

Dans cette section, nous présentons un modèle thermique simplifié des structures VECSELS, qui permet d'estimer la température dans la zone active, en considérant deux paramètres principaux : la puissance de pompage optique absorbée, et la température du substrat. La résistance thermique effective d'une structure VECSEL, est reliée à la conductivité thermique intrinsèque de la structure, et au flux de chaleur qui donne la distribution spatiale de la température. Le flux de chaleur vient principalement de la puissance de pompe absorbée. Compte tenu de la forte absorption des photons ayant une énergie plus importante que l'énergie de gap, la profondeur de pénétration de la lumière est généralement petite. Le diamètre de faisceau de pompage peut être considéré grand par rapport à la profondeur de pénétration. Il est donc possible de considérer dans les calculs que la majorité de la chaleur est générée à la surface de la structure VECSEL. Si le diamètre de la zone chauffée est plus grand que l'épaisseur totale de la structure VECSEL, il est possible de considérer un flux de chaleur unidirectionnel (1D) avec un transport de la chaleur perpendiculaire au plan du VECSEL.

La figure (Fig. 2-18) montre deux géométries différentes. Dans la première géométrie (Fig. 2-18(b)), le faisceau de pompage optique focalisé sur la surface de la structure est considéré comme une source ponctuelle sur un substrat d'épaisseur infinie. Le flux de la chaleur est présenté comme des lignes sur la figure, où il y a un flux latéral de la chaleur loin de la position du point de pompage. Pour l'utilisation de diodes laser de pompe de haute puissance, présentant généralement une faible qualité

optique du faisceau de pompage, il est difficile de focaliser sur de très petits diamètres, et en pratique il est nécessaire de pomper une surface plus importante de la structure VECSEL. Dans la figure (Fig. 2-18(c)) la chaleur est injectée de façon uniforme sur un disque circulaire de rayon w sur la surface d'un substrat d'épaisseur d (avec $w \gg d$). Dans ce cas, un flux de chaleur proche d'un flux unidimensionnel existe sous la région centrale du disque.

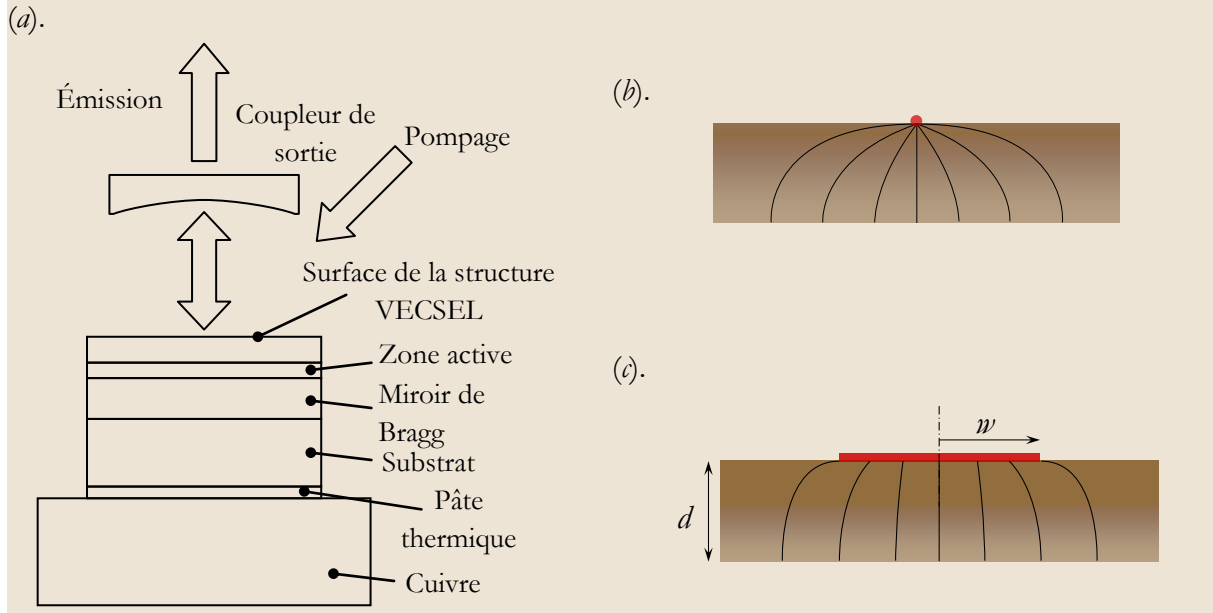


Fig. 2-18 : (a). représentation schématique du VECSEL avec les éléments utilisés dans les calculs thermiques. Deux géométries de flux de chaleur: (b). une source ponctuelle de chaleur sur un conducteur thermique d'épaisseur infinie. (c). une source de chaleur uniforme sur un disque positionné sur un conducteur thermique d'épaisseur d .

La distribution de la température créée par une source ponctuelle de puissance absorbée P_{abs} suivant la géométrie de la figure (Fig. 2-18(b)) est donnée par :

$$\Delta T(r) = \frac{P_{abs}}{2\pi\kappa \cdot |r|} \quad (2.22)$$

où κ est la conductivité thermique de la structure.

Pour le cas présenté dans la figure (Fig. 2-18(c)), il n'y a pas une solution analytique de la distribution de la chaleur, mais il est possible de trouver la variation maximale de la température au centre du faisceau de pompage optique par la relation[4] :

$$\Delta T_{\max} = \frac{P_{abs}}{\kappa\pi w^2} \left(w + 2d - \sqrt{w^2 + 4d^2} \right) \quad (2.23)$$

Les solutions existantes pour évacuer la chaleur accumulée dans la structure VECSEL sont divisées en deux approches[41], soit réduire la résistance thermique de la structure, ou soit évacuer la chaleur par la surface en ajoutant un dissipateur thermique.

La figure (Fig. 2-19) montre les solutions proposées pour l'évacuation de la chaleur dans les VECSEL à pompage optique. En l'absence de dissipateur thermique en surface, il est nécessaire de disposer d'un miroir et d'un substrat bon dissipateur thermique pour obtenir une évacuation efficace de la chaleur hors de la zone active.

La conductivité thermique de l'air à la température ambiante étant très faible ($\kappa_{\text{air},298\text{K}}=25 \cdot 10^{-3} \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)[42], la chaleur évacuée par la surface est négligeable par rapport à celle évacuée par le miroir de Bragg dans le substrat. L'évacuation de la chaleur par la surface peut être renforcée en ajoutant un dissipateur de bonne conductivité thermique à la surface, et transparent à la longueur d'onde de

l'émission laser, et du pompage. Cette solution a été introduite par Sandia⁶ en utilisant du Saphir [43], et puis du SiC et du diamant[44]. L'application visée était l'obtention de haute puissance, exploitée pour la génération de la seconde harmonique. Cependant, le dissipateur thermique à la surface peut jouer le rôle d'un filtre sélectif[45], ce qui limite l'utilisation de ce schéma pour l'obtention du régime verrouillage de modes passif.

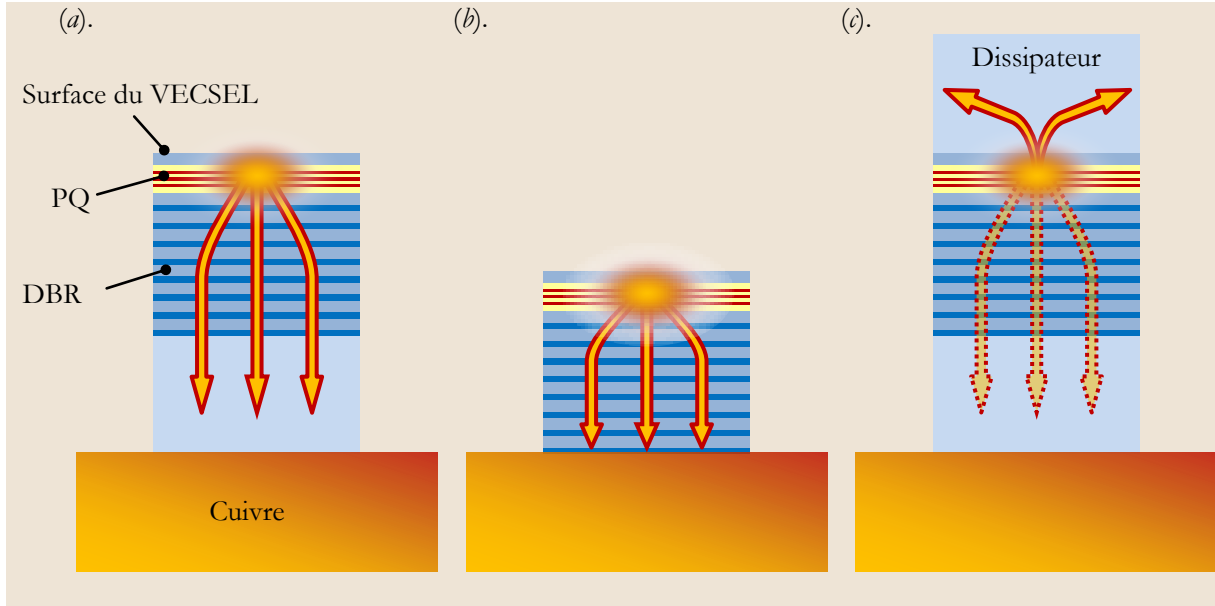


Fig. 2-19 : Techniques de l'évacuation thermique des VECSELs : (a). évacuation par un substrat de bonne conductivité thermique, (b). structure fine sans substrat, l'évacuation est directe du miroir de Bragg dans l'élément Peltier, (c). utiliser la face avant en ajoutant un dissipateur thermique transparent à la longueur d'onde d'émission laser et ayant une très bonne conductivité thermique.

La deuxième possibilité est d'évacuer la chaleur par le substrat. Dans ce cas, il faut reprendre le substrat original, et le miroir arrière de la structure VECSEL est collé directement sur un substrat hôte (par exemple Si, ou du cuivre[46]), les limites de cette technique sont la conductivité thermique du miroir de Bragg, et la possibilité de faire un bon collage. Cette solution a été introduite par le groupe de Mooradian [47] et utilisée par Coherent⁷ et Osram⁸.

2.5.4 Résoudre l'équation de la chaleur

L'équation de la chaleur dans l'état stationnaire pour une source de chaleur Q_T dans la structure VECSEL est donné par:

$$\nabla \cdot (\kappa_T(r, z) \cdot \nabla T(r, z)) + Q_T(r, z) = 0 \quad (2.24)$$

où $T(r, z)$ est la distribution spatiale de la température, κ_T ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) est la conductivité thermique du matériau, et $Q_T(r, z)$ (W/m^3) est la distribution de la densité de chaleur dans la structure. Avec la symétrie cylindrique des structures VECSEL, et en considérant le pompage optique perpendiculaire à la structure l'équation de la chaleur devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_{T,r} r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_{T,z} \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \right) + Q_T(r, z) = 0 \quad (2.25)$$

La densité de puissance absorbée est considérée proportionnelle à la densité de puissance de pompage optique dans les zones de l'absorption. L'échauffement dû à d'autres effets, comme la

⁶ <http://www.sandia.gov>

⁷ <http://www.coherent.com>

⁸ <https://www.osram-os.com>

réabsorption de la photoluminescence, sont négligés. L'expression de Q_T dans une configuration à symétrie cylindrique, avec un profil gaussien, et une absorption dans la direction z est :

$$Q_T(r, z) = \frac{\eta \cdot P_0}{\pi w_p^2} \cdot e^{-\frac{r^2}{w_p^2}} \cdot e^{-\alpha z} \quad (2.26)$$

où P_0 est la densité de puissance absorbée, w_p est le rayon de faisceau de pompage à $1/e$, α est le coefficient d'absorption effective, η est la fraction de pompage absorbée, et z est la distance par rapport à la surface.

Dans le cas d'un empilement de couches minces nous pouvons utiliser une valeur moyenne de conductivité thermique, qui va être différente suivant la direction, perpendiculaire ou radiale. Une analyse simple des résistances thermiques en série et en parallèle permet de trouver les expressions de la conductivité thermique radiale κ_r et perpendiculaire κ_z dans un empilement contenant N couches minces [48] :

$$\kappa_r = \frac{\sum_{n=1}^N d_{z,n} \cdot \kappa_n}{\sum_{n=1}^N d_{z,n}}, \quad \kappa_z = \frac{\sum_{n=1}^N d_{z,n}}{\sum_{n=1}^N \frac{d_{z,n}}{\kappa_n}} \quad (2.27)$$

où $d_{z,n}$ et κ_n représentent l'épaisseur physique et la conductivité thermique de la couche n .

Pour un miroir de Bragg standard, l'empilement est périodique et les couches sont d'épaisseur quart d'onde (§2.2.3.1), cette condition permet de simplifier les conductivités thermiques :

$$\kappa_{r,DBR} = \frac{n_2 \kappa_1 + n_1 \kappa_2}{n_1 + n_2}, \quad \kappa_{z,DBR} = \frac{n_1 + n_2}{\frac{n_1}{\kappa_2} + \frac{n_2}{\kappa_1}} \quad (2.28)$$

où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction de deux couches, κ_1 et κ_2 sont les conductivités thermiques correspondants. Il faut noter que la conductivité thermique calculée par cette méthode est légèrement surestimée à cause de la diffusion des phonons [49], différente entre matériau massif et couche mince.

L'épaisseur du miroir de Bragg est un paramètre important, comme la réflectivité nécessaire est élevée (99.9%), le nombre total des paires peut devenir important. La résistance thermique effective des miroirs de Bragg, dépend des conductivités thermiques des matériaux, de la longueur d'onde, du contraste des indices de réfraction, et de la réflectivité désirée. Cela nous permet de définir un coefficient de transfert de chaleur, en divisant la conductivité thermique perpendiculaire par l'épaisseur du miroir de Bragg. Ce coefficient présente la conductivité thermique par unité de surface dans la direction perpendiculaire au plan du miroir de Bragg[50] :

$$C_{DBR} = \frac{\kappa_z}{d_{DBR}} \quad (2.29)$$

Le coefficient d'absorption effectif dans une zone composée de couches avec des absorptions effectives α_i et des épaisseurs de d_i , pour chaque couche, est défini par[51]:

$$\alpha = \frac{\sum_{n=1}^N \alpha_n \cdot d_{z,n}}{\sum_{n=1}^N d_{z,n}} \quad (2.30)$$

Les relations ci-dessus nous permettent de faire des calculs thermiques à condition de connaître la conductivité thermique des différents matériaux utilisés.

Il est possible de diviser la structure VECSEL en trois zones, la zone active, la zone de miroir de Bragg, et finalement le substrat. Nous présentons dans le tableau suivant les conductivités thermiques des différents matériaux utilisés dans nos structures à la température ambiante :

Paramètre Unité	Matériau -	Conductivité thermique à T=298K W·m ⁻¹ ·K ⁻¹
Dans la zone active	InP	~68
	(Z.A) InGaAlAs	~4,5
Miroir de Bragg	GaAs	~55
	Al _x Ga _{1-x} As	55-212·x+248·x ² [52]
	AlAs	~91
	a-Si	~2
	SiN _x	3 ~ 30
	YF ₃	?
	ZnS	27,2
	Au	~315
substrat	SiC : 6H	~490
	Diamant CVD	~2000
	c-Si	~150
Embase de cuivre	Cu	~400

Tableau 2-2 : Les conductivités thermiques des matériaux utilisés dans les structures VECSELS. (d'après [53, 54])

Les solutions présentées ci-après sont basées sur des calculs analytiques [4, 55-57], ou sur des calculs par éléments finis qui donnent des solutions plus précises avec une description de la distribution de la chaleur au sein de la structure [50, 51, 58]. Ces méthodes (analytique, numérique) sont proches de celles utilisées pour étudier les structures VCSELS [2, 59-61].

2.5.4.1 Solution analytique

Nous présentons ici la solution analytique de l'équation de la chaleur. L'épaisseur réduite des matériaux semiconducteurs par rapport à celle du substrat permet de considérer un flux de chaleur 1D dans la structure VECSEL. La figure (Fig. 2-20) présente un schéma des paramètres utilisés dans ce modèle analytique. Dans la figure (Fig. 2-20(a)) la structure VECSEL est supposé très fine, donc nous considérons une couche fine d'épaisseur d d'un matériau avec une conductivité thermique faible κ_{1D} en contact avec un substrat de conductivité thermique κ_{3D} . La source de chaleur a une distribution latérale gaussienne avec un rayon w (à $1/e^2$ de l'intensité maximale) et d'épaisseur négligeable (absorption en surface). Le flux de chaleur est uni directionnel dans la structure VECSEL. Nous supposons que le substrat a une épaisseur infinie pour simplifier la solution mathématique. Cela introduit une erreur de <10% pour un substrat plus épais que $3w$ [55].

Pour le flux unidirectionnel dans la couche fine semiconductrice, la différence de la température entre les deux interfaces, mesuré sur l'axe de symétrie de la source de chaleur, est ΔT_{1D} , donnée par [57] :

$$\Delta T_{1D} = 2 \frac{P_{Abs}}{\pi \cdot w^2} \frac{d}{\kappa_{1D}} \quad (2.31)$$

Le flux de chaleur dans le substrat est calculé dans un système de coordonnées sphériques avec origine au centre de la source de chaleur :

$$Q(r, \theta, \phi) = 2 \frac{P_{Abs}}{\pi w^2} \cdot \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2}\right) \left(\frac{\delta(\theta - \pi/2)}{r}\right) \quad (2.32)$$

Ici δ est la fonction Delta et le paramètre r est dans le plan latéral. Le gradient de température ΔT_{3D} dans le substrat (supposé semi-infini), est mesuré entre la surface en contact avec la couche mince (où la température est supposée constante, fixé à sa valeur de couche) et l'infini sur l'axe de symétrie de la source de chaleur (Fig. 2-20), donné par [62]:

$$\Delta T_{3D} = 2 \frac{1}{4\pi\kappa_{3D}} \int_V \frac{1}{r} Q \cdot dV = \frac{P_{Abs}}{\sqrt{2\pi w \kappa_{3D}}} \quad (2.33)$$

Le facteur 2 prend en compte que le flux de la chaleur est dans un demi-espace. Les températures sont mesurées sur l'axe de symétrie de la source de chaleur. Nous pouvons supposer que $\kappa_{1D} < \kappa_{3D}$ et $d \ll w$.

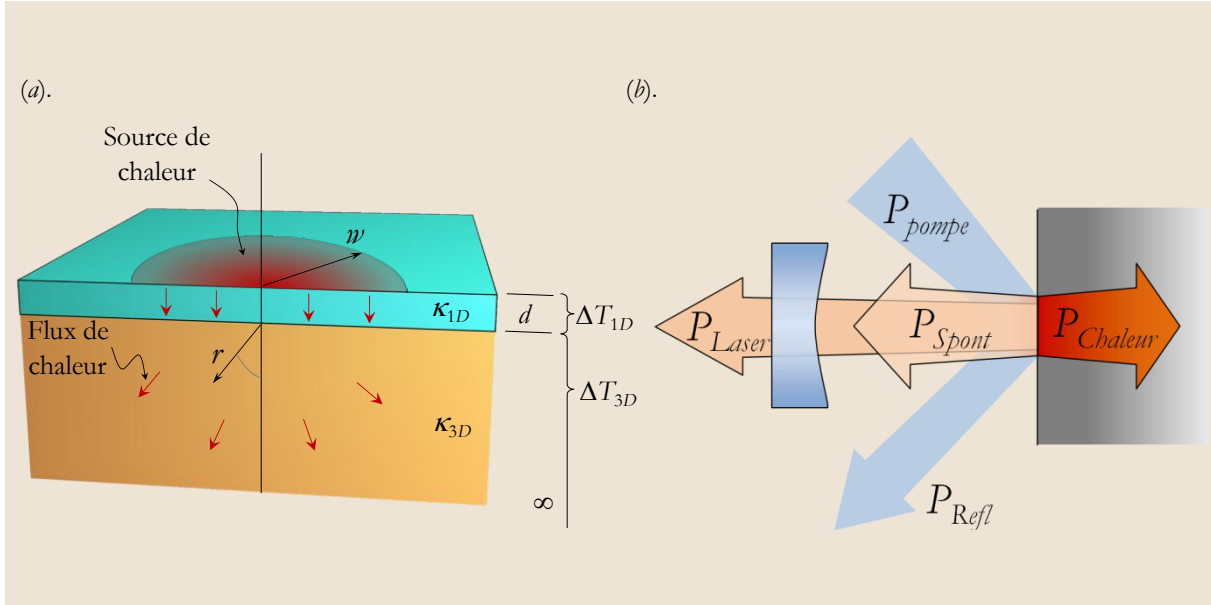


Fig. 2-20 : Schématisation du modèle thermique analytique du VECSEL. Les paramètres sont décrits dans le texte.

Il faut noter que ΔT_{1D} dépend de l'intensité de chaleur, en revanche ΔT_{3D} augmente avec l'augmentation du rayon de faisceau de pompage pour une intensité de chaleur constante. Nous pouvons définir donc deux régimes (1D, 3D), pour les distinguer, le paramètre ξ est introduit, il présente la chute de température entre la structure mince du semiconducteur et le substrat :

$$\xi \equiv \frac{\Delta T_{3D}}{\Delta T_{1D}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\kappa_{1D}}{\kappa_{3D}} \frac{w}{d} \quad (2.34)$$

Pour $\xi \ll 1$ ($\Delta T_{3D} \ll \Delta T_{1D}$), le flux de la chaleur est bien en approximation avec une modèle unidimensionnel, et la résistance thermique est dominée par le miroir de Bragg de la structure VECSEL. Dans ce cas, la puissance de sortie du VECSEL sera proportionnelle à la surface de pompage, en considérant une puissance de pompe par unité de surface constante.

Pour $\xi > 1$ ($\Delta T_{3D} > \Delta T_{1D}$), la résistance thermique est dominée par le flux de chaleur à trois dimensions dans le substrat. La température augmente avec l'augmentation de la taille du faisceau de pompage (en fixant la densité de puissance). Donc il n'est pas possible d'augmenter la puissance de sortie proportionnellement à l'augmentation de la taille de la structure.

Nous pouvons définir le rayon critique $w_{critique}$ quand $\xi=1$, où les modèles : unidimensionnel et à trois dimensions donnent le même flux de chaleur :

$$w_{critique} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\kappa_{3D}}{\kappa_{1D}} d \quad (2.35)$$

Pour les applications de hautes puissances de sortie, il est possible de travailler avec un rayon de pompage proche du rayon critique ($\sim w_{critique}$). L'utilisation d'un substrat de bonne conductivité thermique permet d'augmenter le rayon critique. Par exemple, pour une structure avec une conductivité thermique moyenne de $30\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, sur un substrat SiC le rayon critique vaut $w_{critique} \sim 130\mu\text{m}$, alors qu'avec un substrat de diamant, $w_{critique} \sim 532\mu\text{m}$.

Il est possible de calculer la puissance de chaleur absorbée dans la structure VECSEL en fonction de la puissance de la source de pompage P_{Pompe} , la puissance réfléchiée P_{Refl} , la puissance de l'émission laser P_{Laser} , et la puissance de l'émission spontanée P_{Spont} (Fig. 2-20(b)), par la relation suivante :

$$P_{Abs} = P_{Pompe} - P_{Refl} - P_{Laser} - P_{Spont} \quad (2.36)$$

où l'émission spontanée est liée avec la longueur d'onde de l'émission laser, la longueur d'onde de pompe, l'efficacité radiative des puits quantiques η_{rad} et la puissance de pompage au seuil de l'émission laser ; par la relation suivante :

$$P_{Spont} = \frac{\lambda_{Pompe}}{\lambda_{Laser}} \cdot \eta_{rad} \cdot P_{Seuil} \quad (2.37)$$

Nous supposons que l'efficacité radiative des puits quantiques est $\sim 70\%$.

La figure (Fig. 2-21) montre les variations de la température en fonction du rayon de faisceau de pompe avec trois substrats différents, pour une densité de puissance de pompage $10\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$.

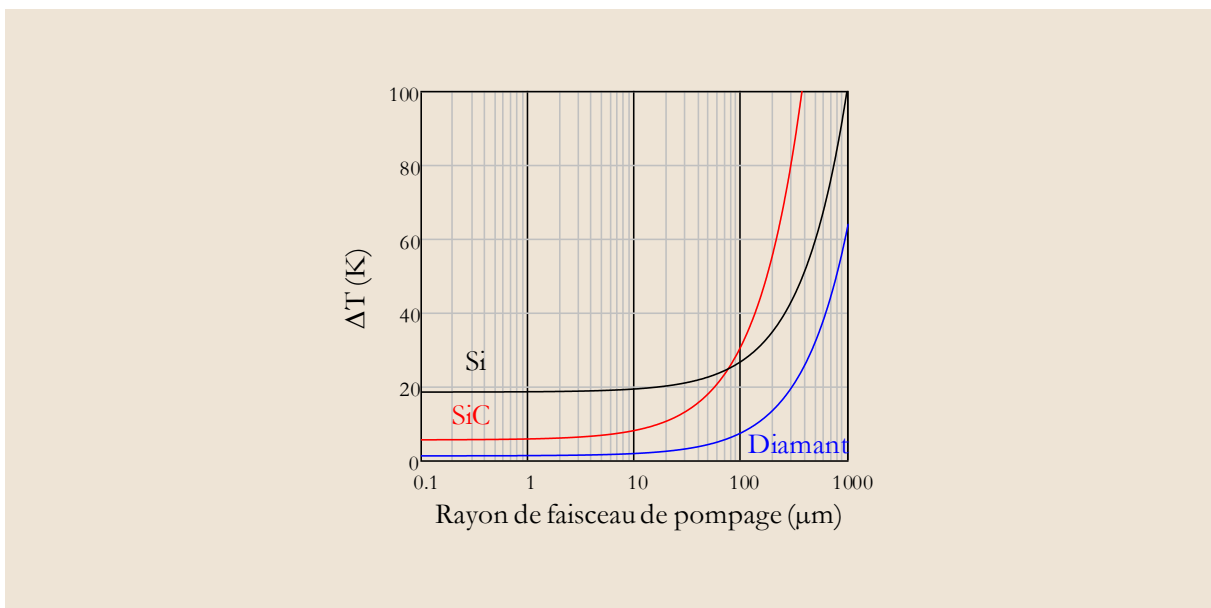


Fig. 2-21 : Variation de la température de la zone active pour une densité de puissance de pompage $10\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$, en fonction du rayon du faisceau de pompe pour différents matériaux.

2.5.4.2 Solution numérique

Il est possible de trouver la distribution de la chaleur dans la structure VECSEL en utilisant les méthodes de calcul numériques (méthode des différences finies⁹ ou méthode des éléments finis¹⁰). La solution numérique nécessite de connaître la distribution de la source de chaleur dans la structure VECSEL, et les propriétés thermiques des matériaux. Dans cette section nous présentons la solution

⁹ Le terme anglais « Finite difference method ».

¹⁰ Le terme anglais « Finite element method ».

numérique de l'équation de la chaleur par la méthode des éléments finis dans l'état stationnaire en utilisant le logiciel commercial COMSOL Multiphysics version 3.5a de la société Comsol¹¹.

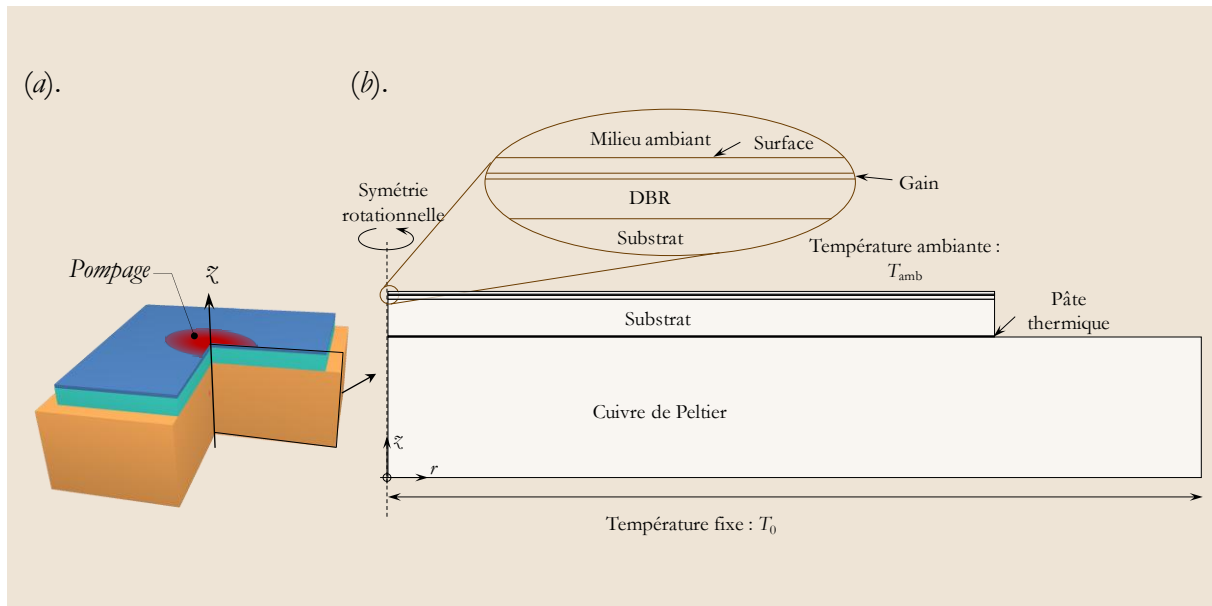


Fig. 2-22 : Schématique de la géométrie utilisée pour la modélisation thermique par éléments finis : (a). la structure du VECSEL, (b). le profil à symétrie rotationnelle utilisé pour la modélisation par éléments finis.

La pâte thermique utilisée est de type non silicone à bon transfert de chaleur¹², avec une résistance thermique $0.9 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Les étapes de la création du modèle :

- 1- Nous avons travaillé dans COMSOL avec un espace à symétrie axiale (Axisymétrie 2D).
- 2- La variable est la température T .
- 3- Le mode d'application utilisé est l'analyse stationnaire du transfert de chaleur en conduction dans le module Multiphysics.

Création de la géométrie :

Le tableau suivant présente les dimensions des différents éléments de la structure avec leurs conductivités thermiques, et leurs coefficients d'absorption à la longueur d'onde de pompe. Ces paramètres ont été utilisés dans les simulations numériques.

Paramètre Unité	Conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	Absorption de la pompe (cm^{-1})	Epaisseur (μm)
Fenêtre	68	0	1,1
La zone active	4,5	$1,5 \times 10^4$	0,683
Miroirs de Bragg (15 paires GaAs/AlAs)	$\kappa_z=69,892, \kappa_r=74,39$	205	4
Au	315	$1,263 \times 10^6$	0,2
Couche de soudure	162	0	0,4
Substrat	450	0	260
Pâte thermique	0,9	0	20
Embase de cuivre	400	0	1000

Tableau 2-3 : Paramètres des matériaux utilisés dans les modélisations thermiques numériques.[63]

¹¹ <https://www.comsol.com>, Numéro de licence: 1019274.

¹² Produit de www.electrolube.com, Code de produit : HTC35ML.

La précision de la solution obtenue par la méthode des éléments finis dépend de deux paramètres : (Le maillage fin des structures, Choisir les bonnes conditions aux limites). Dans notre cas, nous avons des épaisseurs de 1000 μm (embase de cuivre) jusqu'à 0,2 μm (la couche d'or). Pour faire un maillage fin de cette structure, nous avons travaillé avec un maillage adaptif. Nous pouvons négliger les couches d'or et soudure parce que leur conductivité thermique est plus importante que celle du miroir de Bragg, et leur épaisseur est très fine ce qui va rendre difficile le maillage de la structure. Finalement nous trouvons un bon maillage de la structure comme montré sur la figure (Fig. 2-23).

Dans chaque couche (détaillé dans le tableau (Tableau 2-3)), il existe une source de la chaleur qui dépend de la couche considérée, avec un profil gaussien de faisceau de pompe. Nous pouvons estimer les sources de chaleur dans la zone active, et le miroir de Bragg, par les relations suivantes[50, 51, 58]. Pour la zone active (ZA), la source de chaleur est définie par l'équation :

$$Q_{ZA}(r, z) = \frac{2 \cdot P_p \cdot \alpha_{ZA}}{\pi \omega_p^2} \cdot \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_{Laser}}\right) \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{\omega_p^2}} \cdot e^{-\alpha_{ZA} \cdot (z_{0ZA} - z)} \quad (2.38)$$

avec α_{ZA} : l'absorption dans la zone active (cm^{-1}), z_{0ZA} est les coordonnées z de l'interface entre le gain et la couche en haut, λ_p la longueur d'onde du laser de pompe, λ_{Laser} longueur d'onde de l'émission laser.

Pour le miroir de Bragg :

$$Q_{Bragg}(r, z) = \frac{2 \cdot P_p \cdot \alpha_{Bragg}}{\pi \omega_p^2} \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{\omega_p^2}} \cdot e^{-\alpha_{Bragg} \cdot (z_{0Bragg} - z)} \cdot e^{-\alpha_{ZA} \cdot d_{ZA}} \quad (2.39)$$

avec α_{Bragg} : l'absorption dans le miroir de Bragg (cm^{-1}), z_{0Bragg} est les coordonnées z de l'interface entre le gain et la couche en haut, d_{ZA} l'épaisseur de zone active. Finalement, nous considérons qu'il n'y pas de puissance optique arrivant au substrat.

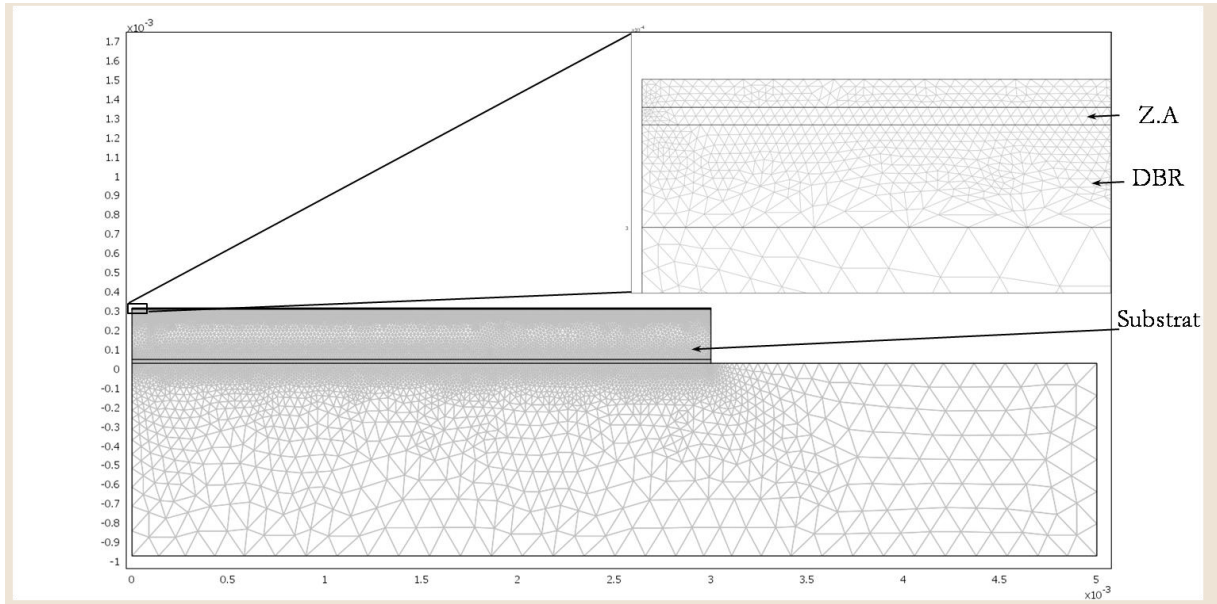


Fig. 2-23 : Le maillage final de la structure complète, le maillage est fait même dans la zone active (épaisseur 0.683 μm).

Les conditions aux limites choisies dépendent de la température ambiante ($T=25^\circ\text{C}$), de la température du Peltier sous l'embase en cuivre ($T=0^\circ\text{C}$). Nous présentons dans la figure (Fig. 2-24) la distribution de la température, et le flux de la chaleur obtenu, pour une densité de pompage de $10\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ avec un rayon de 50 μm , Pour une structure avec un substrat de diamant, avec les conditions

présentées ci-dessus, la variation de la température de la zone active par rapport à la température sous l'embase de cuivre est $\Delta T \approx 21\text{K}$.

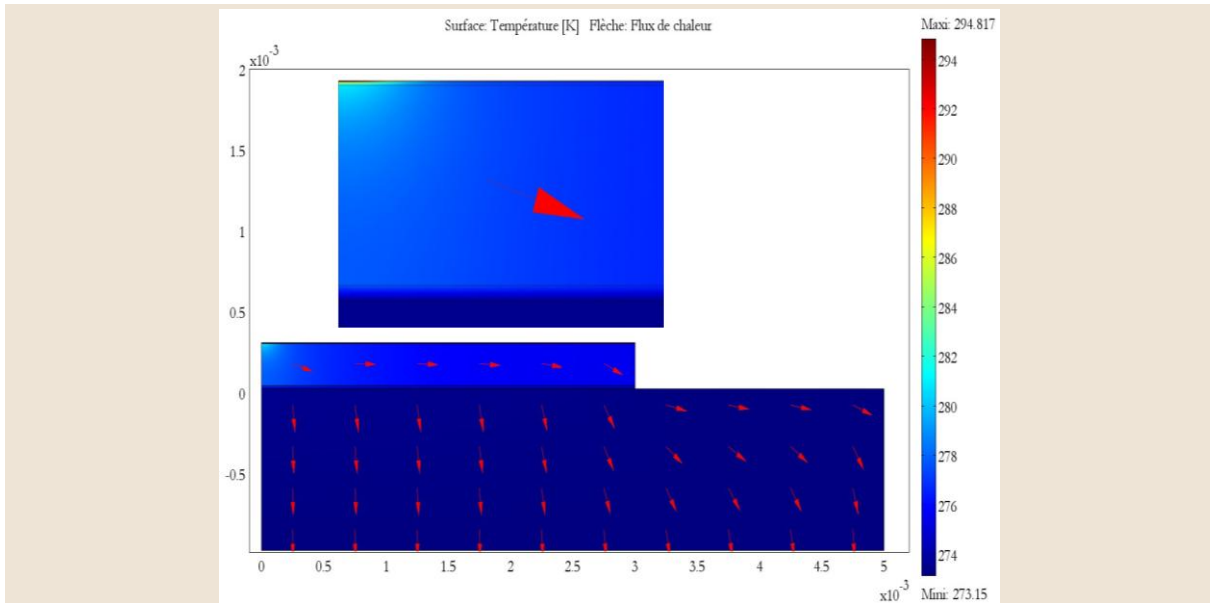


Fig. 2-24 : Distribution de la température et flux de chaleur dans la structure VECSEL avec un substrat de diamant, pour une densité de pompage $10\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ d'un faisceau gaussien de rayon $50\mu\text{m}$ ($\Delta T \approx 21\text{K}$).

Pour les mêmes conditions aux limites et paramètres de pompage optique, en utilisant la même structure mais avec un substrat de SiC, nous trouvons une variation de température de 37 K.

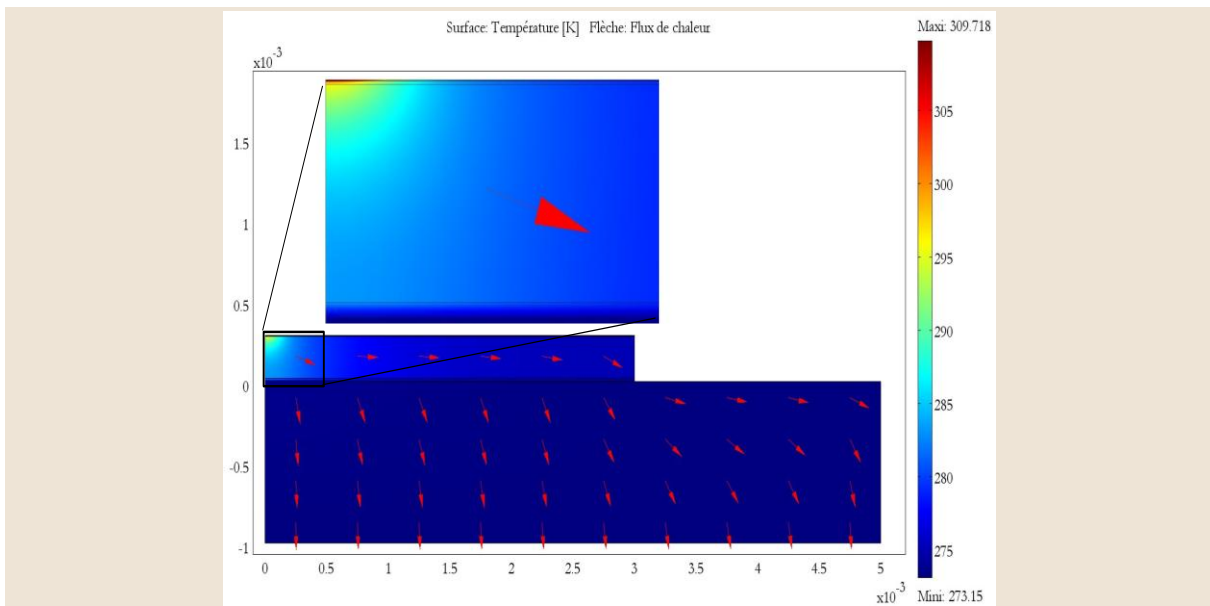


Fig. 2-25 : Distribution de la température et flux de chaleur dans la structure VECSEL avec un substrat de SiC, pour une densité de pompage $10\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ d'un faisceau gaussien de rayon $50\mu\text{m}$ ($\Delta T \approx 37\text{K}$).

La solution montre une augmentation de la température maximale dans le cas d'un substrat SiC beaucoup plus important que dans le cas d'un substrat de diamant, pour la même puissance de pompage, et le même rayon de faisceau de pompage. En changeant les différents paramètres dans la simulation, nous pouvons conclure :

- 1- Le rayon de pompage a un rôle important pour la résistance thermique.

- 2- La conductivité thermique du miroir de Bragg est un facteur très important pour l'évacuation de la chaleur dans le substrat.
- 3- L'épaisseur de la pâte thermique n'effectue pas des variations importantes sur la résistance thermique.

L'avantage de l'utilisation de la méthode en éléments finis, est la description détaillée de flux de chaleur dans la structure, où nous pouvons constater qu'avec un substrat SiC la chaleur accumulée dans la zone active est plus importante que dans une structure avec un substrat de diamant.

2.5.4.3 Comparaisons entre la solution analytique et par les éléments finis

Il est possible d'étudier la variation de la température en fonction du rayon du faisceau de pompage, les résultats obtenus ressemblent aux résultats obtenus par une solution analytique de l'équation de la chaleur, qui sont présentés dans la figure (Fig. 2-26) qui montre l'effet du substrat, et le miroir de Bragg sur la température maximale dans la zone active. Ces résultats sont obtenus avec un calcul analytique de l'équation de chaleur[64]. La solution par éléments finis donne des résultats proches de la solution analytique, comme c'est présenté sur la figure (Fig. 2-26) pour deux cas, avec un substrat de SiC, diamant, et avec un miroir de Bragg de 15 paires GaAs/AlAs. (La solution par éléments finis pour les mêmes conditions avec un rayon de pompage $50\mu\text{m}$ est montrée dans les figures (Fig. 2-24, Fig. 2-25).

L'effet du substrat est montré sur la figure (Fig. 2-26(a)) pour une structure avec le miroir hybride Au+Bragg de 15 paires GaAs/AlAs, où pour les faisceaux de pompage de rayon plus grand que $\sim 20\mu\text{m}$, le diamant donne une réduction importante de la température de la zone active. Ce qui correspond à un flux de chaleur quasi unidirectionnel.

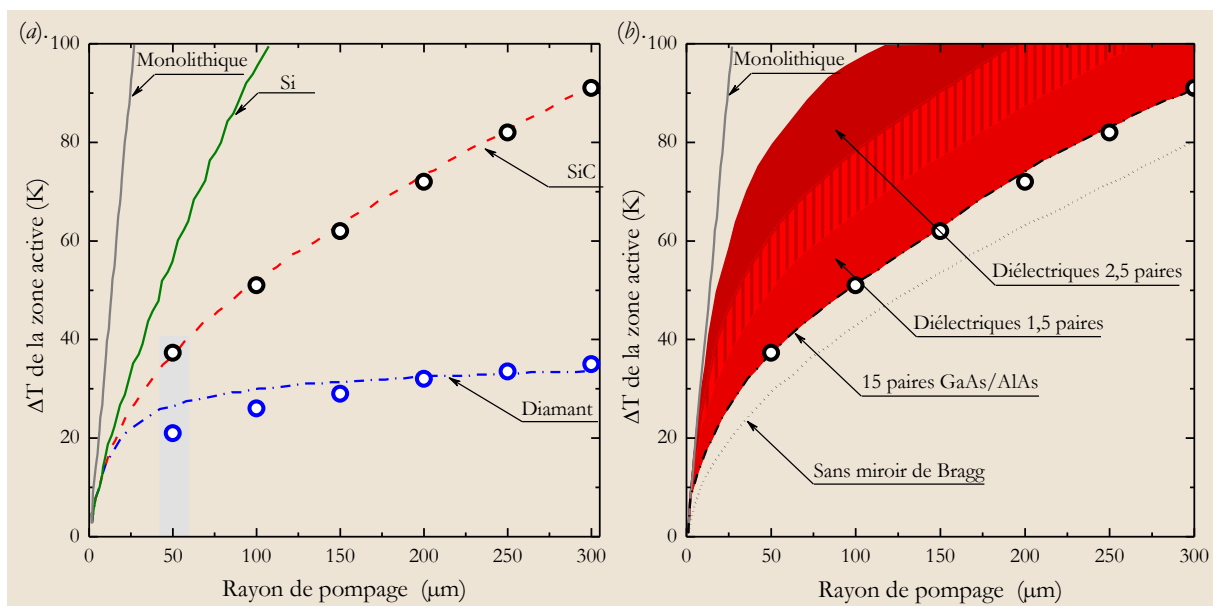


Fig. 2-26 : Variation de la température dans la zone active en fonction de rayon de pompage et avec une densité de pompage fixe $I_p=10\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$: (a). l'effet du substrat (diamant-SiC-Si-monolithique), (b). l'effet du miroir de Bragg (sans miroir DBR-15 paires GaAs/AlAs-diélectriques (1,5 et 2,5 paires)- monolithique). La solution par éléments finis pour une structure avec un miroir de Bragg 15 paires GaAs/AlAs pour un substrat de SiC (cercles bleus), substrat de de diamant (cercles noirs), pour le rayon de pompage $50\mu\text{m}$ les solutions sont montrés dans les figures (Fig. 2-24, Fig. 2-25)

L'effet du miroir de Bragg est présenté sur la figure (Fig. 2-26(b)), où nous citons pour la comparaison le cas d'une structure VECSEL monolithique avec un miroir de Bragg de 40 paires InGaAlAs/InP sur un substrat InP. Nous constatons que le miroir hybride GaAs/AlAs a des

performances thermique plus attractives que les miroirs diélectriques et s'approche du cas limite sans miroir ou l'évacuation de la chaleur est directe dans le substrat.

2.6 Etapes de fabrication du VECSEL

Un exemple des structures VECSEL, avec la répartition du champ électrique est présenté sur la figure (Fig. 2-27). La structure contient la fenêtre en (InP) avec une épaisseur de $2,25\lambda$, suivi par la zone active contenant $4\times 2\times 2$ puits quantiques, puis une couche de InP pour contrôler la phase, vient ensuite le miroir de Bragg, suivi par une couche de GaAs pour contrôler la phase, et enfin une couche d'or, l'ensemble est reporté sur un substrat hôte.

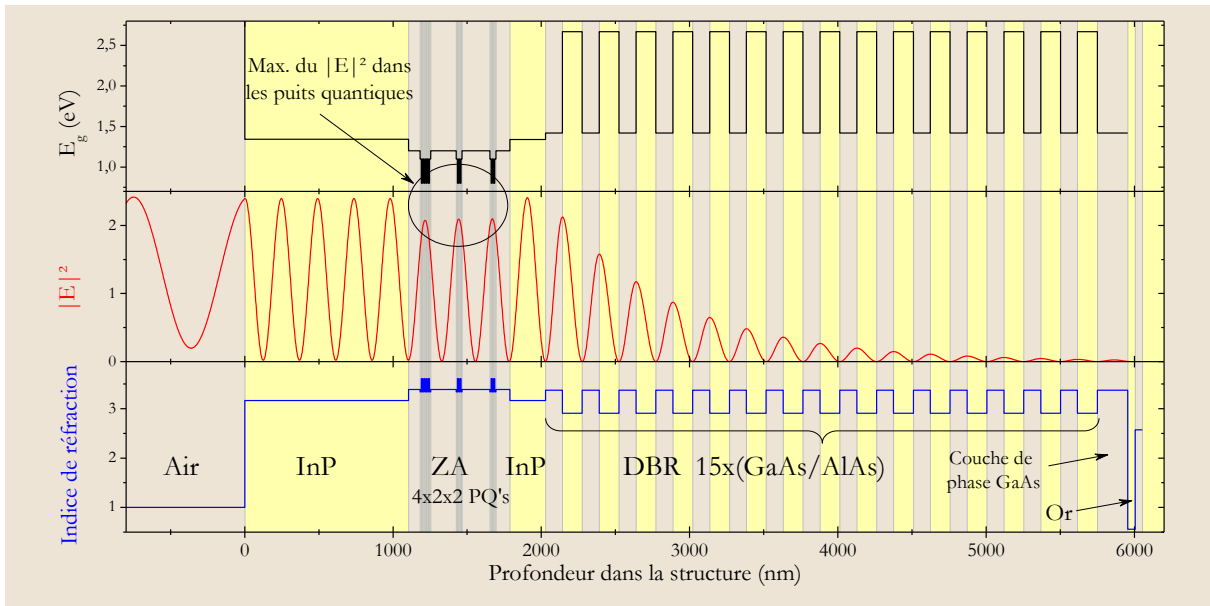


Fig. 2-27 : La structure finale du VECSEL avec 8 puits quantiques, la distribution de $|E|^2$ dans la structure, l'indice de réfraction à $\lambda=1550\text{nm}$, l'énergie du gap des éléments de la structure.

Il est également possible de calculer la réflectivité et le paramètre de confinement longitudinal réduit dans cette structure, et le résultat est montré dans la figure (Fig. 2-28).

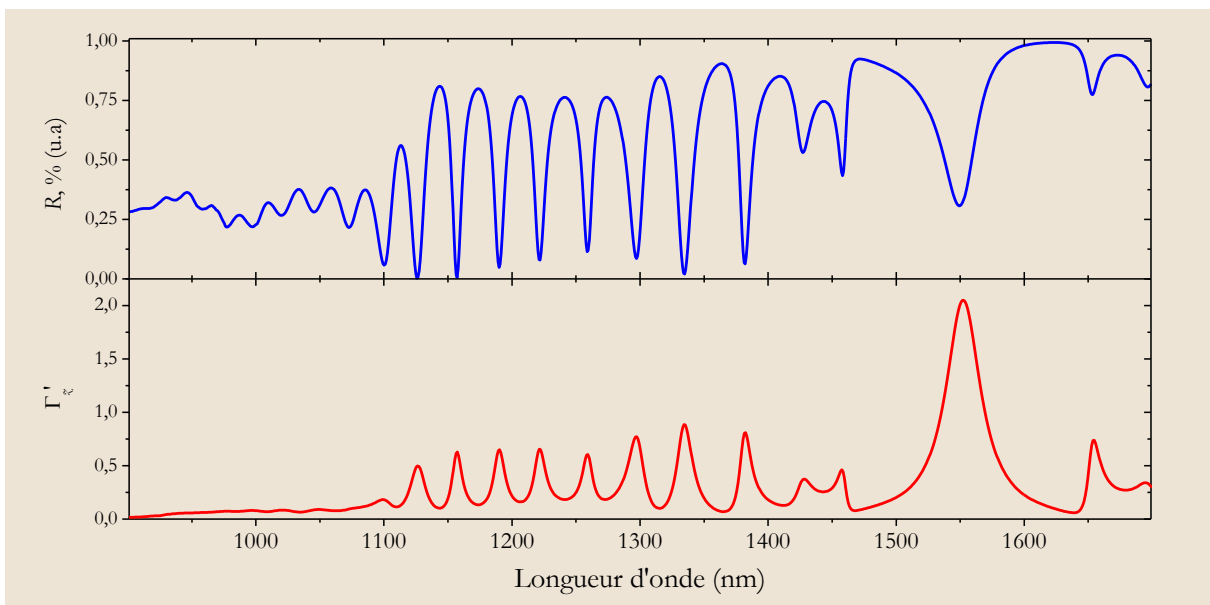


Fig. 2-28 : Spectre de réflectivité, le paramètre de confinement longitudinal réduit Γ'_z en fonction de la longueur d'onde.

Les différentes structures étudiées dans ce manuscrit sont similaires. La seule différence provient du miroir de Bragg, et du substrat utilisé. Donc, les spectres de réflectivités et les facteurs de confinement longitudinaux pour ces structures sont proches de ceux calculés sur les figures (Fig. 2-27) et (Fig. 2-28).

2.6.1 L'épitaxie

L'épitaxie de la structure VECSEL est réalisée « à l'envers » sur un substrat de InP dans l'ordre suivant : une couche d'arrêt (pour l'attaque chimique finale lors du retrait du substrat InP), et la zone active contenant les puits quantiques (épitaxie MOCVD, Collab LPN/3-5 lab). Les miroirs de Bragg (GaAs/AlAs) ont été épitaxiés dans un second temps avec une croissance métamorphique sur InP (épitaxie MBE, LPN).

2.6.2 Report sur un substrat hôte

Une fois les paires du miroir de Bragg déposées ou épitaxiées, une couche d'or de 150nm d'épaisseur est déposée (étape 1, figure *a*) pour compléter le miroir hybride, puis un dépôt Ti-Au est effectué pour permettre la soudure sur substrat hôte. Le substrat hôte est lui aussi métallisé par évaporation d'une fine couche de titane (30 nm) suivi d'une couche de 150nm d'or, d'une couche de 600 nm d'indium et enfin d'une fine couche de 20 nm d'or (Étape 2, figure *b*). L'ensemble des deux échantillons est ensuite placé en contact dans une presse, et la température montée à environ 250°C. L'inter diffusion liquide-solide commence alors [65]. Par effet de pression et de température, le joint de collage se forme, l'indium en phase liquide disparaît et le composé de AuIn_2 (solide) se forme (Étape 3 figure *c*). Enfin, par polissage et attaque chimique, le substrat initial de InP est retiré ainsi que la couche d'arrêt sacrificielle. Finalement, nous obtenons la structure VECSEL collée sur un substrat hôte par un joint d'or-indium (Étape 4 figure *d*).

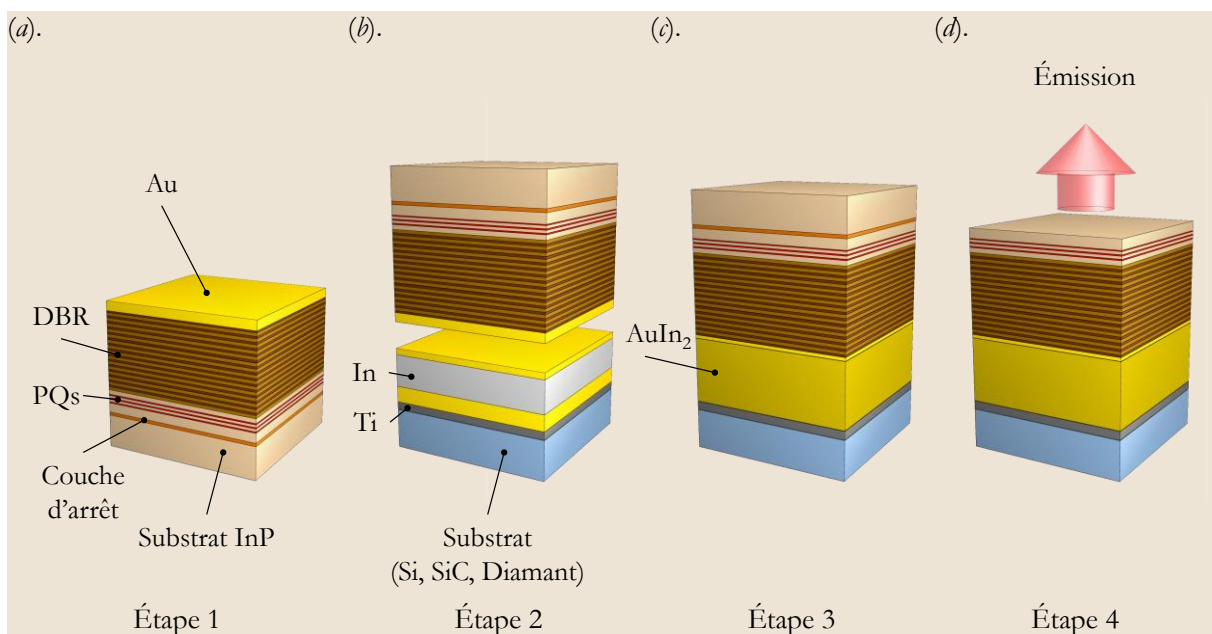


Fig. 2-29 : Étapes du procédé de collage or-indium pour le report des structures VECSEL sur substrat, développé au LPN.

Le joint de collage AuIn_2 a en principe une température de fusion de 490°C, ce qui autorise des opérations post-collage à température élevée [66]. De plus, le fait de former le joint de collage à basse température (~250 °C) évite d'introduire des contraintes mécaniques liées à la différence des

coefficients de dilatation thermique des différents matériaux. Ce procédé développé au LPN n'est donc pas uniquement applicable à des structures VECSEL, mais est aussi utilisé au laboratoire pour le report de transistors ou autres dispositifs électro-optiques.

Les structures VECSELS ont été reportées soit sur un substrat de Si ($\kappa \approx 150 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, épaisseur $260\mu\text{m}$), soit un substrat de SiC ($\kappa \approx 490 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, épaisseur $260\mu\text{m}$), soit un substrat de diamant CVD ($\kappa \approx 2000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, épaisseur $260\mu\text{m}$).

2.6.3 L'adaptation de résonance de la microcavité

Le but de cette étape est de faire coïncider le mode de résonance de la microcavité avec le gain maximum des puits quantiques. Pour cela, il est nécessaire de graver plus ou moins la fenêtre en InP, par une gravure humide. Nous avons utilisé un mélange de $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$ avec 1:1 à $\sim 25^\circ\text{C}$ pour graver la couche de InP [67] et décaler lentement la résonance de la structure VECSEL. Il faut noter que la solution utilisée réagit fortement avec le GaAs et le AlAs, donc il faut rester vigilant pendant l'utilisation de cette solution pour ne pas sous graver la structure active, ou attaquer la structure par les cotés. Les caractérisations avec le FTIR permettent de donner une idée de la réussite ou l'échec, de la gravure.

2.7 Caractéristiques optiques des structures VECSEL

Après la fin des étapes technologiques de fabrication, il faut passer aux étapes suivantes pour donner une description qualitative des échantillons. La figure suivante montre une photo MEB¹³ de la structure VECSEL, avec 8 puits quantiques, après la reprise métamorphique de 15 paires GaAs/AlAs.

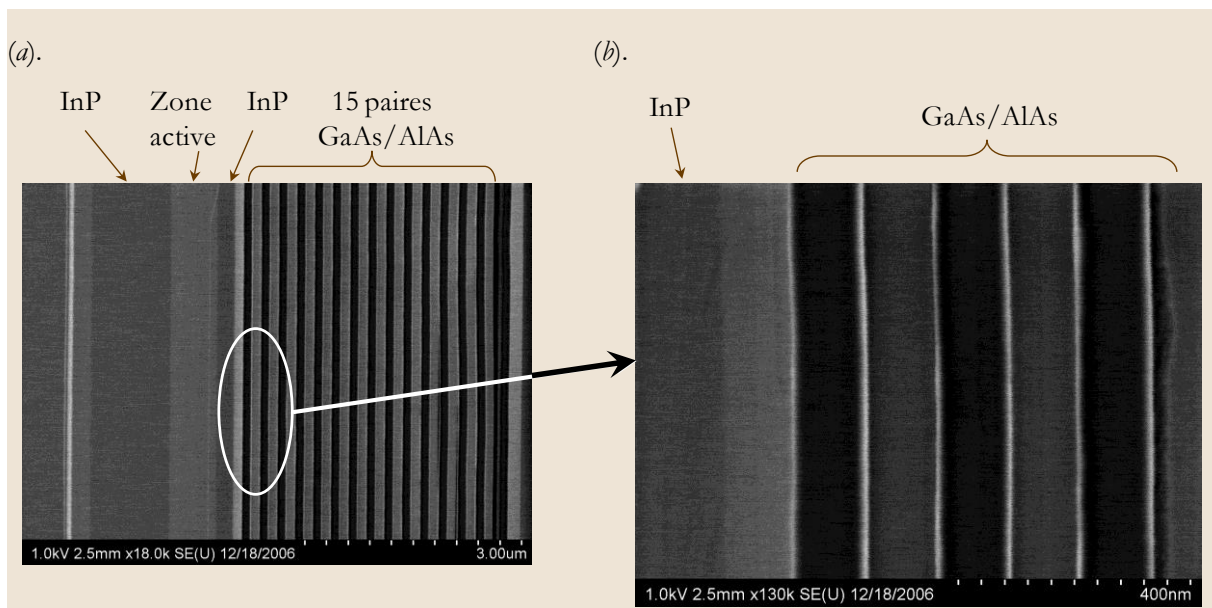


Fig. 2-30 : MEB-Reprise Métamorphique montre la qualité des interfaces. (a). à l'échelle de $3\mu\text{m}$ ce qui permet de voir la zone active et miroir de Bragg (b). un élargissement à l'échelle de 400 nm pour montrer la qualité de l'interface.

Finalement, la taille des échantillons reportés sur substrat hôte et testés est de l'ordre de $\sim 5 \times 5 \text{ mm}$, comme dans la photo suivante :

¹³ Microscope Électronique à Balayage

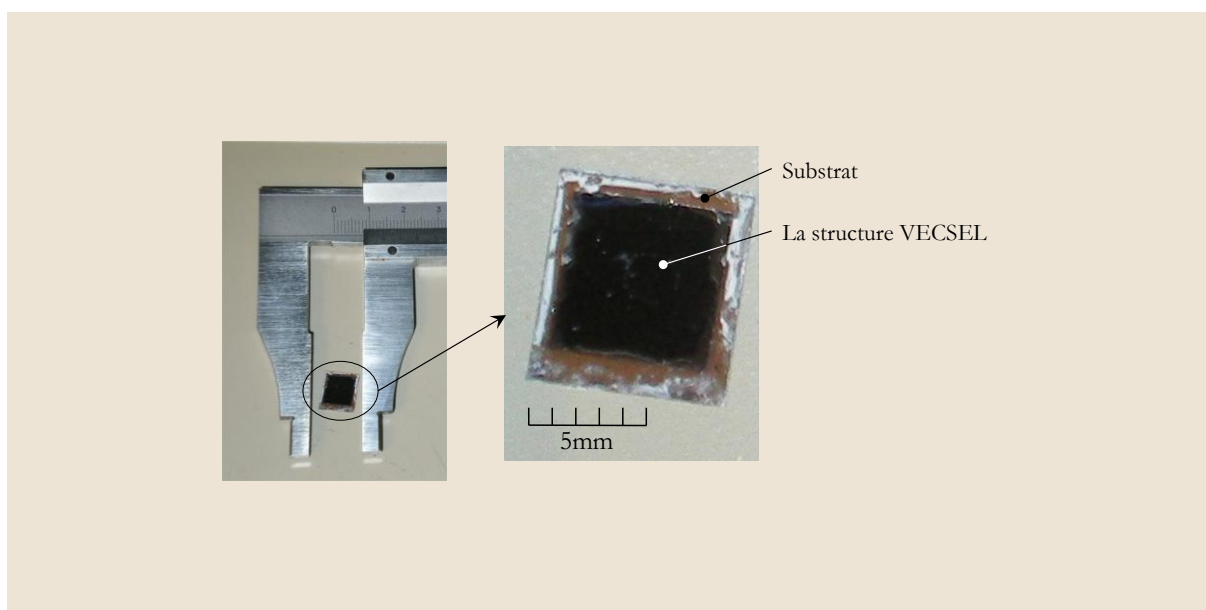


Fig. 2-31 : Une photo de VECSEL reporté sur substrat hôte.

2.7.1 Photoluminescence (PL)

Les structures VECSEL formant une microcavité, la photoluminescence des puits quantiques va être modulée par le spectre de réflectivité du miroir arrière, et par l'effet de cette microcavité.

Pour avoir une idée claire de l'état de notre structure, en fin de technologie, nous avons utilisé deux types de caractérisation par photoluminescence, le premier est la PL émise par la tranche, ce qui permet d'observer directement la PL des puits quantiques. (Fig. 2-32(a)), le deuxième est la PL émise par la surface, ce qui permet de voir les caractéristiques de la résonance de la microcavité (Fig. 2-32(b)). Pour augmenter la puissance détectée il est possible d'utiliser une fibre multimode très proche de la surface à la place de l'objectif de microscope.

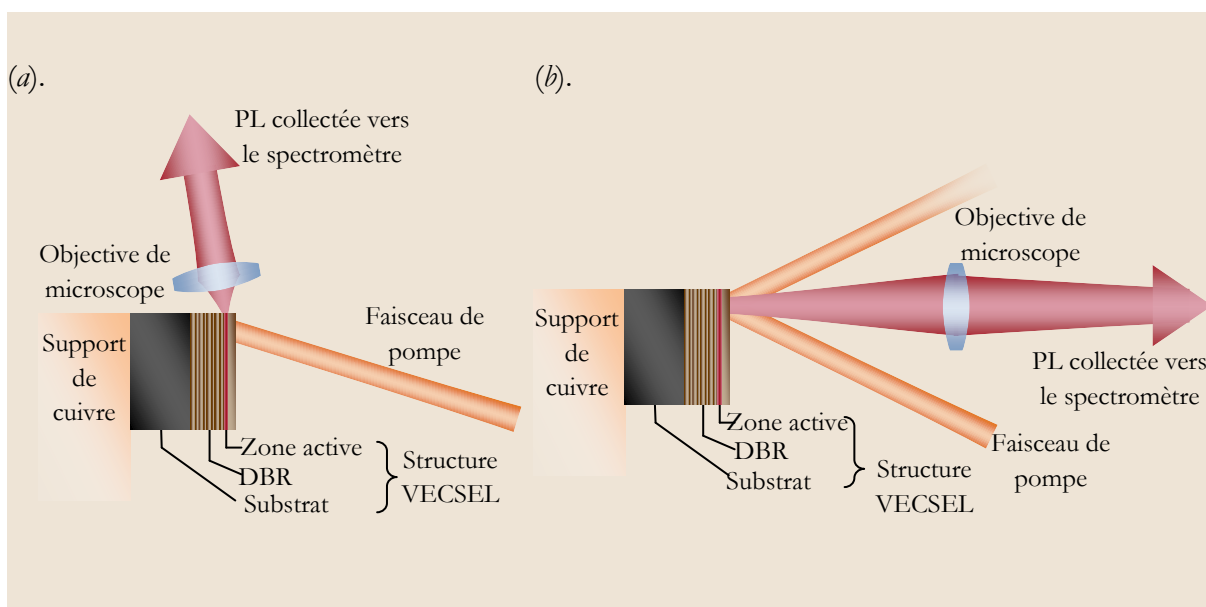


Fig. 2-32 : Illustration des méthodes utilisées pour étudier la photoluminescence, (a). sans l'effet de la cavité, (b). avec l'effet de la cavité.

2.7.1.1 Photoluminescence émise par la tranche

Le laser utilisé pour l'excitation des puits quantiques est un laser Nd:YAG en seconde Harmonique ($\lambda=532\text{nm}$), le spectre de PL observé est présenté dans la figure (Fig. 2-33) pour les structures de 8 puits quantiques sur substrat InP et avant la reprise de croissance métamorphique. Les mesures ont été effectuées à faible puissance de pompage, et à une température de $\sim 20^\circ\text{C}$. La PL obtenue pour des structures à 6 puits quantiques ($2\times 2\times 2$) ressemble à celle obtenue de la structure avec 8 puits quantiques ($4\times 2\times 2$).

Le maximum de la photoluminescence est à $\lambda=1538\text{nm}$, avec une largeur spectrale à mi-hauteur de $\sim 65\text{nm}$. Ce qui donne une bonne marge pour l'adaptation de la résonance de la microcavité.

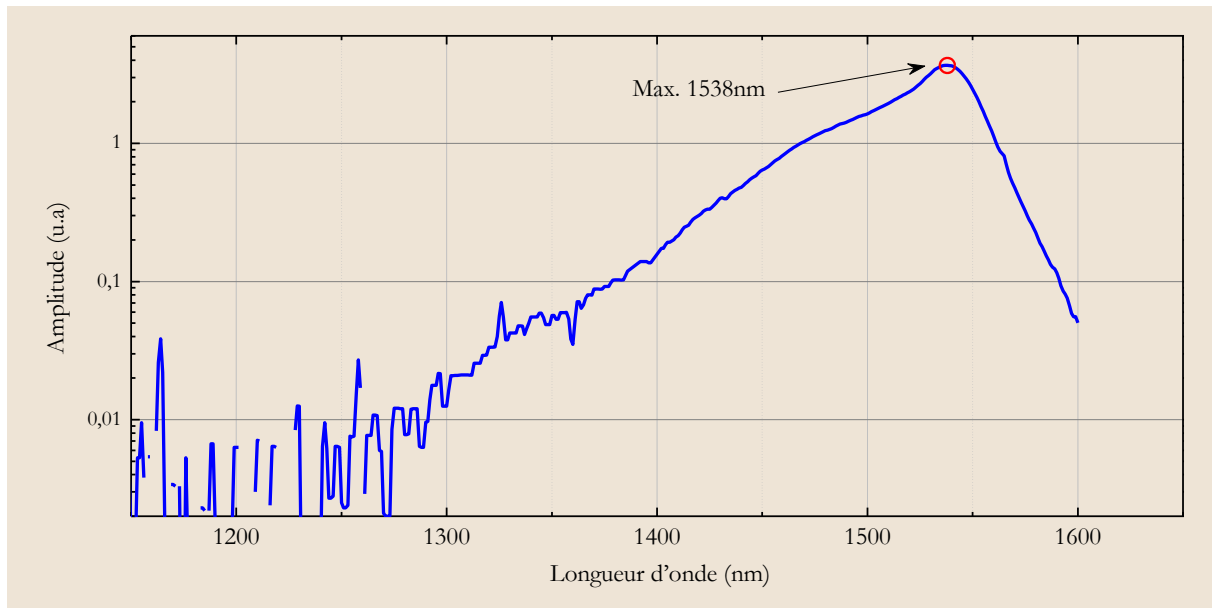


Fig. 2-33 : Spectres de PL par la tranche, pour la structure avec 8 puits quantiques ($4\times 2\times 2$).

2.7.1.2 Photoluminescence émise par la surface

En fin de procédé technologique pour la fabrication des VECSELS, et après le report sur un substrat hôte, nous effectuons une caractérisation de PL émise par la surface. Ces mesures de PL permettent notamment d'observer le décalage spectral du mode de cette microcavité avec l'augmentation de la puissance de pompage ou la température, et donnent un accès aux données plus important comme la mesure de la résistance thermique de la structure (§2.7.4).

La photoluminescence est mesurée dans la région la plus homogène de la surface du VECSEL, d'abord nous utilisons une caméra avec un objectif de microscope de magnification ($\times 5$) pour observer l'état de la surface comme dans la figure (Fig. 2-34).

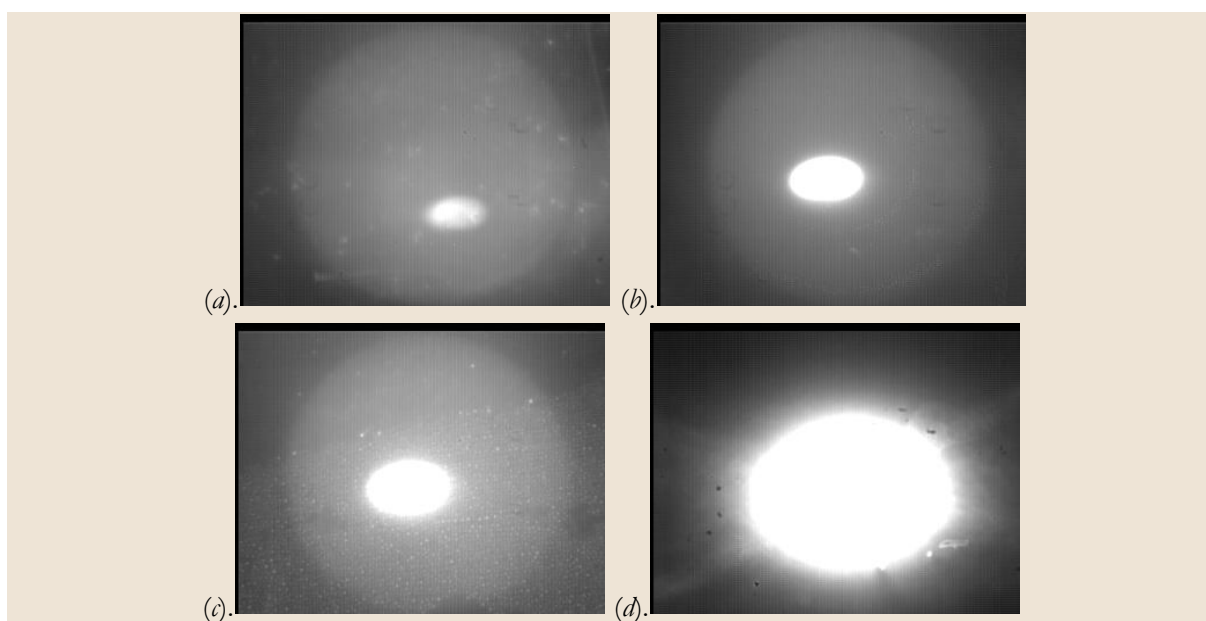


Fig. 2-34 : État de la surface de la structure VECSEL : (a). surface non homogène, (b). surface propre et homogène, (c). la même surface précédente mais à basse température ($T=0^{\circ}\text{C}$) où les traces de la condensation commencent à apparaître, (d). surface propre en augmentant la puissance de pompage.

Dans le montage expérimental, la structure VECSEL est pompée sous un angle de 45° , avec un laser à fibre pompé par diode à 980nm. Un objectif de microscope est utilisé pour collecter le maximum de PL, il est positionné avec un angle différent de l'angle de réflexion du faisceau de pompage pour minimiser la puissance optique de pompe réfléchiée par la structure pouvant saturer le détecteur. Nous faisons une gravure de la surface pour changer l'épaisseur de la fenêtre, et dans ce cas nous trouvons un spectre de photoluminescence modifié par l'effet de microcavité (à comparer avec le spectre de PL par la tranche).

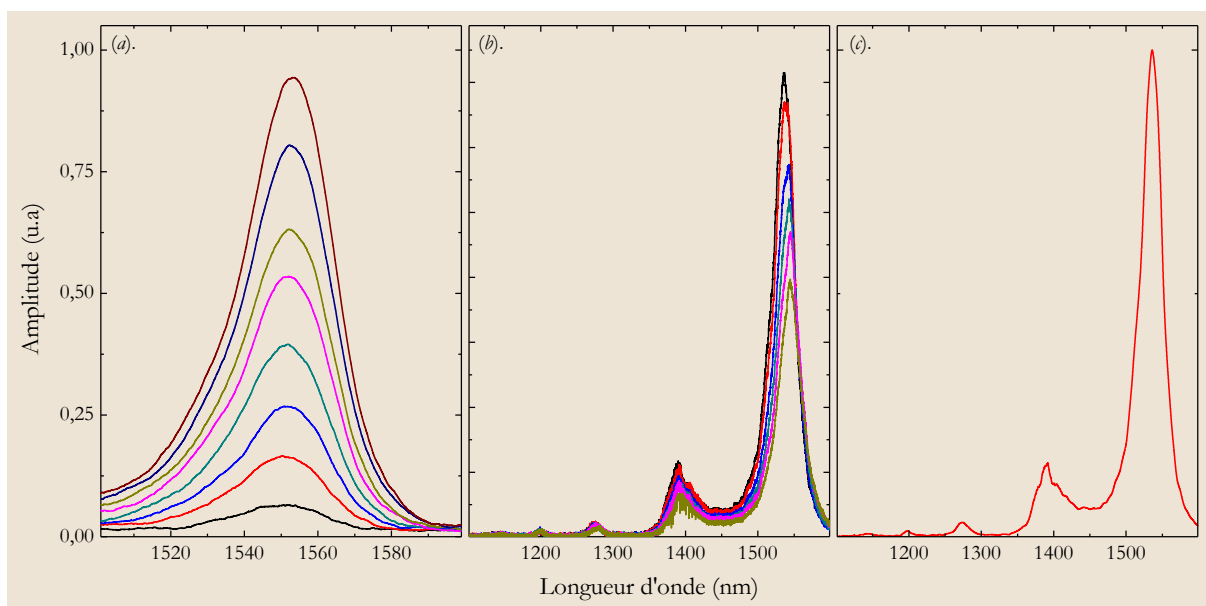


Fig. 2-35 : Spectres de photoluminescence par la surface à $T \approx 20^{\circ}\text{C}$: (a). structure 8 puits quantiques avec un miroir de Bragg (15 paires GaAs/AlAs), (b). 6 puits quantiques avec DBR (2,5 paires $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{a-Si}$), (c). 6 puits quantiques avec DBR (2,5 paires YF_3/ZnS).

Nous montrons dans la figure (Fig. 2-35(a)) la photoluminescence détectée de la structure VECSEL avec 8 puits quantiques, un miroir de Bragg GaAs/AlAs à une température fixe et pour

différents puissances de pompage, la figure (Fig. 2-35(b)) présente la photoluminescence détectée du VECSEL avec 6 puits quantiques, un miroir de Bragg 2.5 paires $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{a-Si}$, pour différentes températures du substrat à la même puissance de pompage, et la figure (Fig. 2-35(c)) présente la photoluminescence détectée de la structure VECSEL avec 6 puits quantiques, un miroir de Bragg YF_3/ZnS , montre un comportement semblable aussi aux deux structures précédentes. La largeur à mi-hauteur de ces spectres filtrés par l'effet de microcavité était proche de $\sim 25\text{meV}$ pour toutes les structures.

2.7.2 Photoluminescence résolue en temps

Les mesures ont été effectuées à la température ambiante ($T=298\text{K}$) sous une faible puissance d'excitation afin de mesurer la durée de vie non radiative des porteurs dans les puits quantiques après les étapes technologiques. Le principe de mesure consiste à pomper la structure VECSEL avec des impulsions de l'ordre de 1 ps à une courte longueur d'onde $\lambda=800\text{nm}$, la période est de 12ns.

Le déclin de la photoluminescence des puits quantiques est présenté sur la figure (Fig. 2-36(a)), où nous trouvons qu'il y a un temps de montée très important. Ce temps est dû à la couche de InP de surface qui absorbe l'intensité de pompage et au temps de diffusion des porteurs depuis cette couche vers les puits quantiques. Nous avons donc gravé cette couche de InP pour que les porteurs photo créés arrivent plus rapidement dans les puits quantiques. Et dans ce cas nous trouvons bien un temps de montée très court, pour les différentes puissances de pompage optiques (Fig. 2-36(b),(c))

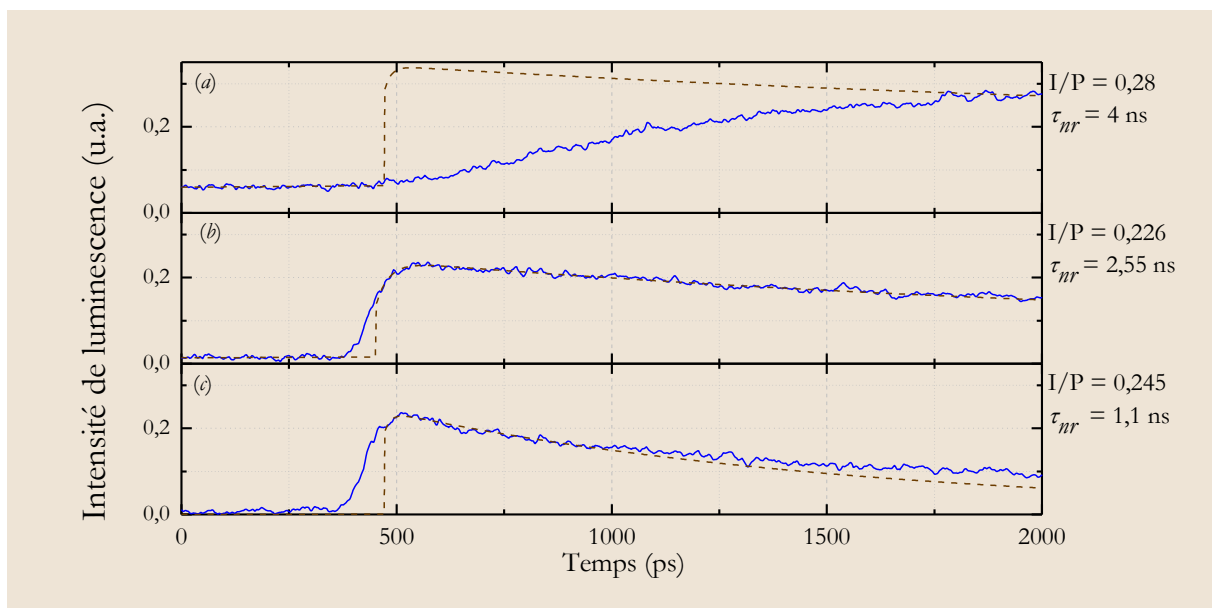


Fig. 2-36 : TRPL de l'échantillon : (a). non gravé (b). gravé avec une puissance de pompage P_1 (c). gravé avec une puissance de pompage $P_2 > P_1$ (structure à 8 puits quantiques).

Le déclin de la photoluminescence des puits quantiques a été ajusté par deux exponentielles décroissantes. Les durées non-radiatives sont données par la partie lentement décroissante des courbes, le déclin rapide observé juste après l'impulsion du laser excitateur étant probablement lié à l'échappement thermique des porteurs hors des puits. Les durées de vie non radiatives ainsi mesurées sont d'environ 2 ns pour les puits quantiques InGaAlAs/InP, en fin de technologie.

2.7.3 Spectres de réflectivité

Les mesures de la réflectivité des échantillons sont effectuées par spectrométrie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR)¹⁴. Les mesures donnent la réflectivité de la structure à la température ambiante, et les effets non linéaires ne sont pas visibles (gain, absorption).

La figure (Fig. 2-37) présente la réflectivité mesurée pour les différentes structures ainsi que le spectre de la photoluminescence mesuré par la surface, et la photoluminescence des puits quantiques mesurée par la tranche. Nous pouvons observer l'effet de microcavité sur toutes les structures. La valeur de la longueur d'onde de la résonance de chaque structure était autour de 1550nm. Les structures sont :

- 1- 8 PQs et DBR de 15 paires GaAs/AlAs sur or, avec substrat SiC (Fig. 2-37(a)).
- 2- 6 PQs et DBR de 2.5 paires Si₃N₄/a-Si sur or, avec un substrat Si (Fig. 2-37(b)).
- 3- 6 PQs et DBR de 2.5 paires YF₃/ZnS sur or, avec un substrat Si (Fig. 2-37(c)).

Parmi toutes les structures, nous avons la dernière structure avec un pic de résonance proche de la longueur d'onde ciblée (1550nm), donc nous attendons de meilleures performances de cette structure.

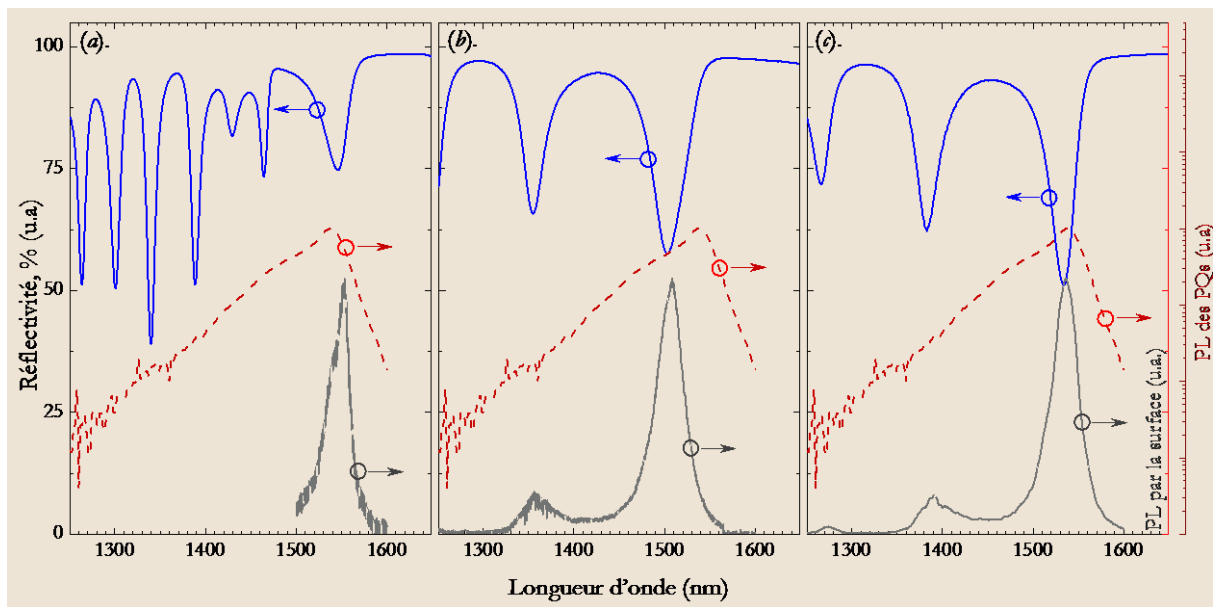


Fig. 2-37 : Les spectres de réflectivité et la PL de : (a). la structure avec une zone de gain à 8 puits quantiques, DBR de 15 paires GaAs/AlAs sur or, et collé à un substrat SiC, $\lambda_{\text{résonance}} \approx 1547 \text{ nm}$; (b). structure avec une zone de gain à 6 puits quantiques, DBR de 2,5 paires Si₃N₄/a-Si sur or, et collé à un substrat Si, $\lambda_{\text{résonance}} \approx 1502 \text{ nm}$; (c). Structure avec une zone du gain à 6 puits quantiques, DBR de 2,5 paires YF₃/ZnS sur or, et collé à un substrat SiC, $\lambda_{\text{résonance}} \approx 1533 \text{ nm}$.

2.7.4 Caractéristiques thermiques

Le paramètre caractéristique de la structure VECSEL est sa résistance thermique. Il est possible d'étudier les variations du spectre optique de la photoluminescence émise par la surface avec la température, et la puissance de pompage absorbée «§2.7.1.2» : nous estimons que ~70% de puissance de pompage est absorbée dans la structure.

Cela permet d'estimer la résistance thermique des structures VECSEL, en utilisant les relations suivantes [68, 69] :

¹⁴ Spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (ou FTIR pour Fourier Transform Infra-Red spectroscopy). Cette technique de caractérisation spectrale linéaire, similaire dans son principe à l'interféromètre de Michelson, est basée sur la formation d'un interférogramme produit par deux faisceaux cohérents, issus d'une même source à large bande spectrale.

$$\begin{aligned}
 R_{th} &= \frac{\partial T}{\partial P_{absorbée}} = \left. \frac{\partial T}{\partial \lambda} \right|_{P=Cte} \cdot \left. \frac{\partial \lambda}{\partial P_{absorbée}} \right|_{T=Cte} \\
 &= \frac{1}{\left. \frac{\partial \lambda}{\partial T} \right|_{P=Cte}} \cdot \left. \frac{\partial \lambda}{\partial P_{absorbée}} \right|_{T=Cte} \equiv \frac{1}{\left. \frac{\Delta \lambda}{\Delta T} \right|_{P=Cte}} \cdot \left. \frac{\Delta \lambda}{\Delta P_{absorbée}} \right|_{T=Cte}
 \end{aligned} \tag{2.40}$$

où : $-\Delta T$ représente l'élévation moyenne de la température dans la zone active des puits quantiques.
 $-\Delta P_{absorbée}$ représente la puissance de pompage absorbée dans la structure VECSEL, mesurée à partir de la différence entre la puissance de pompe incidente et la puissance de pompe réfléchie.
 $-\Delta \lambda$ représente la variation de la longueur d'onde du mode de microcavité observée sur les variations du pic du spectre de photoluminescence.

Nous montrons les spectres optiques obtenus durant ces mesures dans le cas de la structure avec 8 puits quantiques, DBR 15 paires GaAs/AlAs sur un substrat SiC en fonction de la puissance de pompage optique, pour un faisceau de pompe de l'ordre de ($\sim 35 \times 25 \mu\text{m}$), et de la température dans la figure suivante :

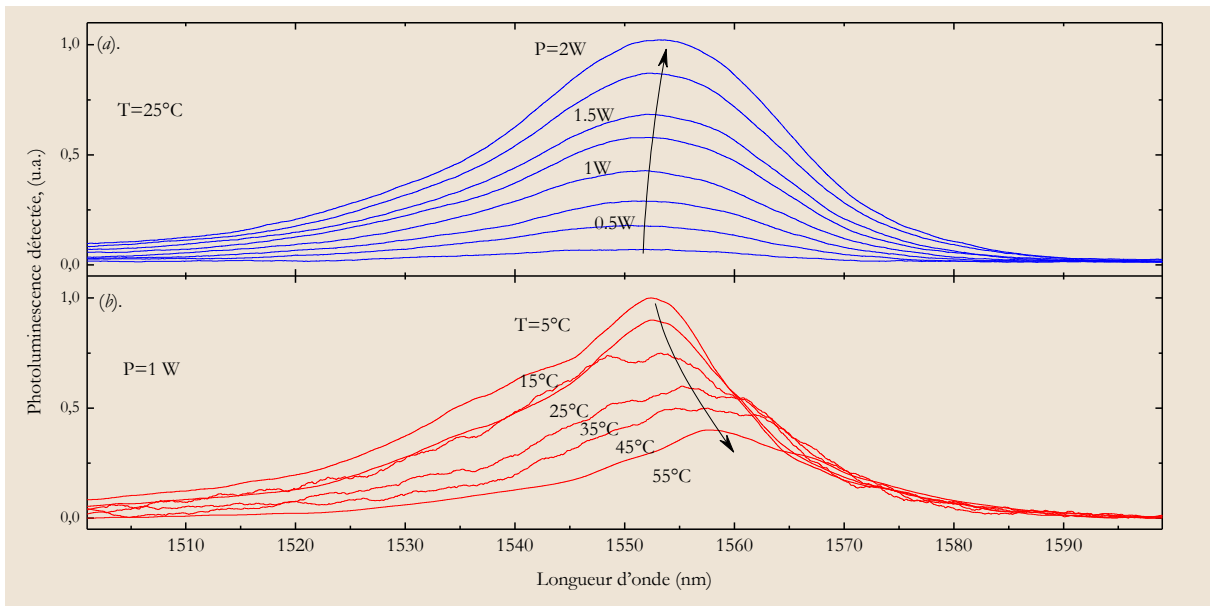


Fig. 2-38 : Spectres optiques de la photoluminescence pour mesurer la résistance thermique ; (a). les spectres à une température fixe $T=25^\circ\text{C}$, en variant la puissance de pompage optique de 0,25W jusqu'à 2W. (b). les spectres optiques pour une puissance de pompage 1W et en variant la température de la structure.

Il faut noter que les mesures en fonction de la température doivent être faites à faible puissance de pompage optique (ou faible densité de puissance sur la structure), pour garder une température de la structure fixe et proche de la température du Peltier.

La figure précédente montre qu'il est possible de faire une approximation linéaire de décalage de λ avec la température à $0,1 \pm 0,01 \text{ nm} \cdot \text{K}^{-1}$ pour la structure avec un miroir hybride 2,5 paires a-Si:H/SiN_x diélectrique sur un substrat Si (Fig (a)), $0,13 \pm 0,02 \text{ nm} \cdot \text{K}^{-1}$ pour la structure avec un miroir hybride métamorphique sur un substrat de SiC (Fig (b)), et $0,12 \pm 0,05 \text{ nm} \cdot \text{K}^{-1}$ pour la structure avec un miroir hybride métamorphique sur un substrat de Diamant (Fig (c)).

Le décalage de pic de photoluminescence avec l'augmentation de pompage est plus compliqué. Il est possible de considérer qu'il y a deux phénomènes indépendants reliés à ce décalage [64], le premier est le décalage spectral avec la température à cause de l'échauffement thermique, le deuxième dépend des porteurs libres, comme dans la relation suivante :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial P} = \frac{\partial \lambda}{\partial T} \Big|_{P=Cte} \cdot R_{th} + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial n} \cdot \frac{\partial n}{\partial N} \right) \Big|_{T=Cte} \cdot \frac{\partial N}{\partial P} \quad (2.41)$$

où λ est le pic du spectre de photoluminescence, T est la température, R_{th} est la résistance thermique, n est l'indice de réfraction effectif de la structure, N est la densité des porteurs, et P la puissance optique absorbée.

Généralement le pompage absorbé dans les couches de InGaAlAs est le responsable de la génération des porteurs qui sont diffusés dans les puits quantiques. Dans le régime de fonctionnement de luminescence un nombre important de ces porteurs échappe des puits et passe aux barrières, sans aucun phénomène de recombinaison stimulée dans les puits quantiques. Donc l'effet plasma doit prendre en compte toute la couche InGaAlAs. $\partial \lambda / \partial n = L_{InGaAlAs} \approx 1,7 \times 10^{-7} \text{ m}$ [64]. Pour les quaternaires à base de InP, le coefficient relié à l'effet plasma est $\partial n / \partial N \times \partial N / \partial P \approx -0,02 \text{ W}^{-1}$ [29], ce terme montre une saturation, avec la puissance de pompage absorbée et la densité des porteurs dans la structure, proportionnelle au temps de vie des porteurs [70].

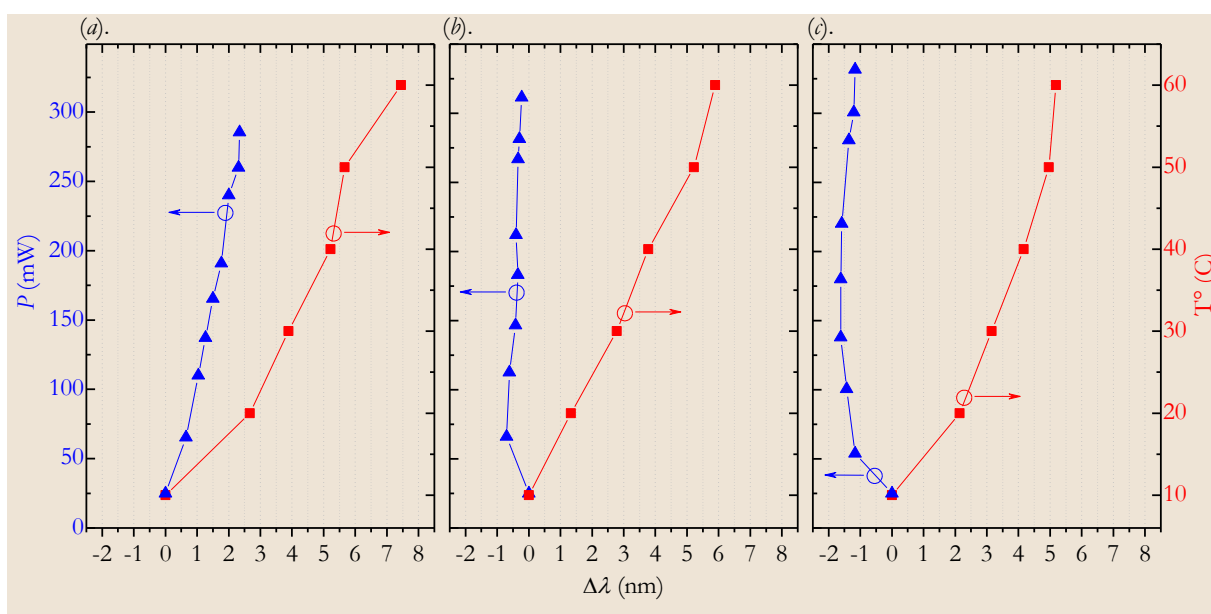


Fig. 2-39 : Décalage relatif de pic de spectre de la photoluminescence en fonction de la température de Peltier à une faible puissance de pompage (rouge), et en fonction de la puissance de pompage absorbée dans la structure à une température fixe de Peltier (bleu), pour différentes structures : (a). structure miroir hybride 2,5 paires diélectrique métal sur un substrat Si, (b). structure miroir hybride métamorphique-métal sur un substrat SiC. (c). structure miroir hybride métamorphique-métal sur un substrat CVD diamant.

Il est possible de distinguer trois cas différents :

1-Pour une haute résistance thermique, le décalage est vers les longueurs d'ondes plus longues, il est proportionnel à R_{th} . Le terme responsable des porteurs libres dans la relation (2.41) est négligeable. C'est le cas de la structure d'un miroir hybride 2,5 paires diélectrique-métal sur un substrat Si (Fig (a)), la résistance thermique est estimée à 90 K.W^{-1} .

2-Pour de petites valeurs de la résistance thermique, le pic de photoluminescence va se décaler vers les longueurs d'ondes plus courtes pour des puissances de pompage faibles, où le temps de vie des porteurs est long. Mais avec l'augmentation de la puissance de pompage la densité des porteurs augmente et leur temps de vie diminue, et le terme de décalage vers les longueurs d'ondes les plus courtes va diminuer (Éq (2.41)), et le pic du spectre de photoluminescence va se décaler vers les longueurs d'ondes les plus longues avec les hautes puissances de pompage. C'est le cas de la structure d'un miroir hybride métal-métamorphique sur un substrat de diamant (Fig (c)).

3-Pour des valeurs intermédiaires de R_{th} , il est difficile de voir un décalage à faible puissance de pompage. Avec l'augmentation de la puissance de pompage, le temps de vie des porteurs va diminuer suffisamment pour voir l'effet de la résistance thermique sur le décalage du pic de spectre PL vers les longueurs d'ondes les plus longues. C'est le cas de la structure d'un miroir hybride métal-métamorphique sur un substrat de SiC (Fig (b)), la résistance thermique est estimée à $35 \text{ K}\cdot\text{W}^{-1}$.

Les valeurs mesurées de la résistance thermique sont présentées dans le tableau suivant, avec une comparaison avec les valeurs théoriques du modèle développé par éléments finis «§2.5.4.2». Le miroir hybride GaAs/AlAs donne des valeurs plus faibles de la résistance thermique. Dans le cas d'un structure VECSEL avec un substrat de Diamant, la résistance thermique est la plus faible. Dans notre mesure la résolution minimale de l'analyseur optique utilisé était 10pm, cette résolution ne permet pas de donner une valeur des résistances thermiques très faibles. Par ailleurs la mesure des résistances thermiques faibles est limitée par l'effet plasma sur la variation d'indice.

Substrat	Miroir de Bragg	ϕ_p	R_{th} , Exp.	R_{th} , Modèle :	
				$\phi_p = 40 \mu\text{m}$	$\phi_p = 60 \mu\text{m}$
Unité		μm	($\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$)	(K·W ⁻¹)	
InP	40 paires InP/InGaAlAs	55±5	550	605	385
Si	2,5 paires Si ₃ N ₄ /a-Si	30±5	92	200	116
SiC	1,5 paires Si ₃ N ₄ /a-Si	45±5	110	125	66
Si	2,5 paires YF ₃ /ZnS	45±5	190	200	116
SiC	15 paires GaAs/AlAs	55±5	34	114	61
Diamant	15 paires GaAs/AlAs	40±5	-	94	46

Tableau 2-4 : Les résultats expérimentaux et les valeurs calculés de la résistance thermique de différentes structures.

2.8 Performances des structures VECSEL

Au cours de ce travail de thèse, de nombreuses structures ont été étudiées. Nous présenterons uniquement dans ce manuscrit les résultats concernant les plus significatives d'entre elles.

L'émission laser en continu des structures VECSEL est testée dans une cavité simple plan-concave «§2.2.1». Nous avons utilisé des miroirs de rayons de courbure 7mm ($\Gamma=2\%$), et 25mm($\Gamma=0.05\%$), et nous avons utilisé le système de pompage optique mentionné précédemment «§2.4». La première étape est de faire l'alignement de la cavité laser, puis de mesurer le seuil de l'émission laser pour chaque structure, ainsi que la puissance émise obtenue, et une mesure des spectres optiques, et d'étudier tous ces paramètres en fonction de la température.

2.8.1 Alignement de la cavité laser

L'alignement de la cavité laser est réalisé à l'aide d'une caméra CCD sensible à 1550nm. Avant d'aligner la cavité il faut bien contrôler le 'waist' du faisceau de pompage sur la surface de la structure VECSEL et essayer de le minimiser, en respectant le diamètre du mode stable de la cavité (§2.2.1). Le principe de l'alignement consiste à positionner la caméra en face du coupleur de sortie, qui est placé à son tour à une distance proche à la limite de stabilité (normalement le rayon du coupleur de sortie) en essayant de garder la trace du faisceau de pompage au milieu de coupleur de sortie, puis en essayant de visualiser le spot de photoluminescence réfléchi par le coupleur de sortie et à le superposer au spot du faisceau de pompage. En rapprochant le spot de la photoluminescence réfléchi par le coupleur de sortie de la trace du spot de pompage sur le VECSEL, nous trouvons que son intensité augmente (Fig. 2-40(a,b)), et si les deux points coïncident nous trouvons une augmentation importante de la

photoluminescence (Fig. 2-40(c)). Finalement il sera ‘facile’ d’obtenir l’effet laser en augmentant un peu la puissance de pompage optique, ou avec quelques retouches sur l’alignement (Fig. 2-40(d)).

Il est possible par la suite d’optimiser l’alignement de la cavité en faisant varier la longueur de la cavité, et d’optimiser la taille de faisceau de pompage sur la structure VECSEL, pour obtenir le plus faible seuil.

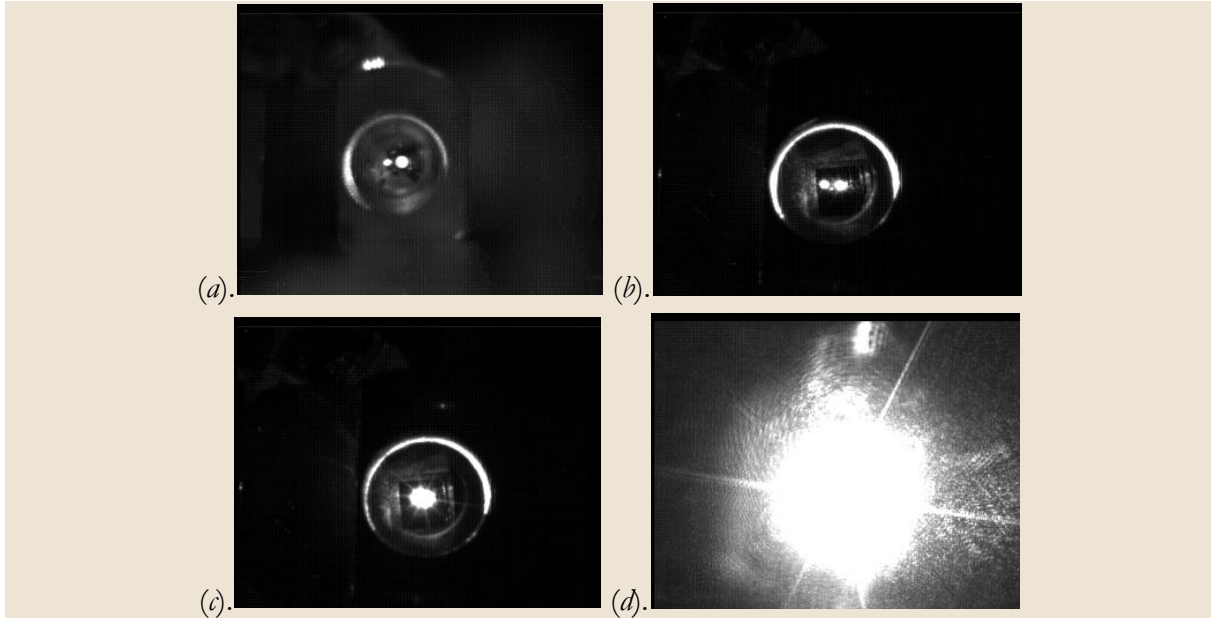


Fig. 2-40 : Photographies prises à l’aide d’une caméra matricielle InGaAs pour les différentes étapes d’alignement de la cavité laser à deux miroirs.

2.8.2 Spectres d’émission laser et puissance de sortie

Le spectre d’émission laser des structures VECSEL est largement multimode longitudinal, du fait de la grande longueur des cavités. L’intervalle spectral libre (ISL) est donné en fonction de la longueur d’onde λ , l’indice de réfraction dans le milieu n , et la longueur de la cavité L_{CAV} par la relation [71] :

$$ISL = \frac{\lambda^2}{2 \cdot n \cdot L_{CAV}} \quad (2.42)$$

L’ISL augmente lorsque la longueur de la cavité diminue. La mesure de l’ISL est limitée par la résolution de l’analyseur de spectre optique, mais sa valeur permet de remonter à la taille exacte de la cavité, en particulier avec les cavités courtes ($L_{CAV} \sim$ quelques mm).

La figure (Fig. 2-41) montre le spectre d’émission laser d’une structure VECSEL, à 8 puits quantiques avec un miroir hybride métal-métamorphique sur un substrat SiC, avec un coupleur de sortie de $R_{OC}=7\text{mm}$. Avec le spectre optique il est possible de mesurer l’Intervalle spectral libre, et déduire la longueur exacte de la cavité. Nous trouvons : $ISL \approx 0,18\text{nm}$ (pour $\lambda \sim 1560\text{nm}$, donc $L_{CAV} \approx 6,76\text{mm}$).

Pour les deux autres structures présentées précédemment les spectres d’émission laser sont proches de la longueur d’onde de résonance que nous avons identifiée sur les spectres de réflectivité (FTIR).[voir Fig. 2-37]

Après l’alignement de la cavité laser, et l’étude des spectres d’émission laser, nous mesurons la variation du seuil de l’émission laser avec la température. Pour une température donnée, le seuil essentiellement dépend de :

- L'efficacité d'absorption de la pompe.
- Les pertes optiques (Réflectivité du miroir de Bragg et du coupleur de sortie).
- La qualité des puits quantiques (durée de vie non radiative).
- Les pertes par absorption dans la structure.

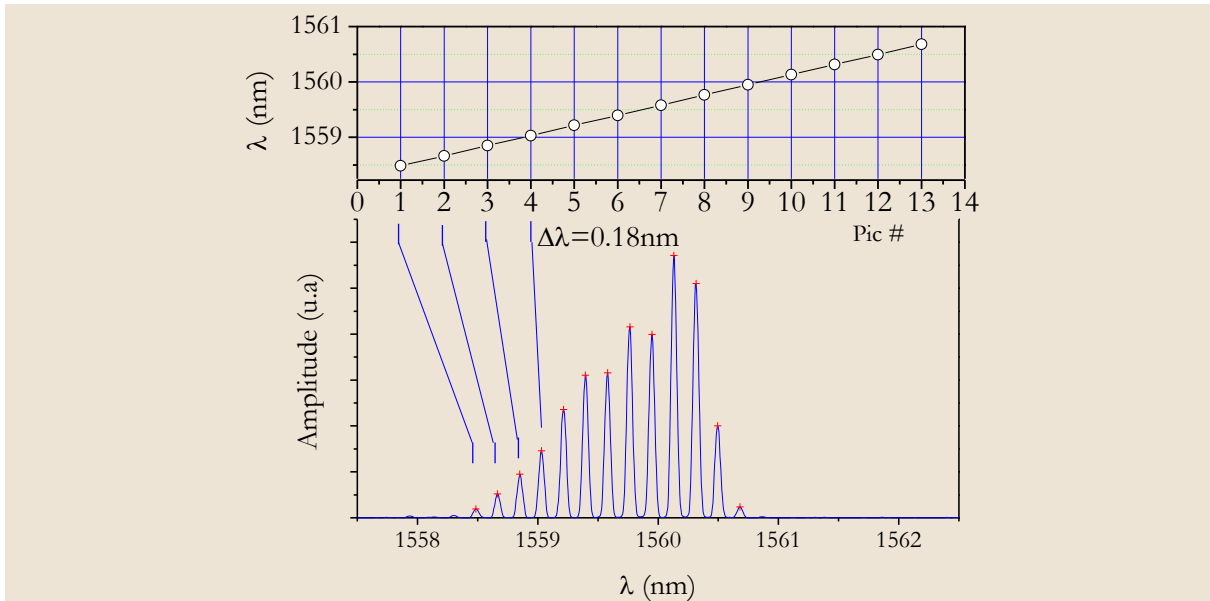


Fig. 2-41 : Spectre d'émission laser d'une structure VECSEL, à 8 puits quantiques avec un miroir hybride métal-métamorphique sur un substrat SiC, dans une cavité courte, à $T=25^{\circ}\text{C}$.

Les figures suivantes montrent les variations de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage, et le seuil de l'émission laser avec la température pour les différentes structures présentées précédemment :

-La structure de 6 Puits quantiques et un miroir de Bragg de 2,5 paires $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{a-Si}$ sur un substrat de SiC, où la puissance de sortie maximale était de l'ordre de quelques centaines de μW à la température ambiante. La puissance maximale obtenue, est relativement faible et ne permet pas une utilisation potentielle en régime de verrouillage de modes.

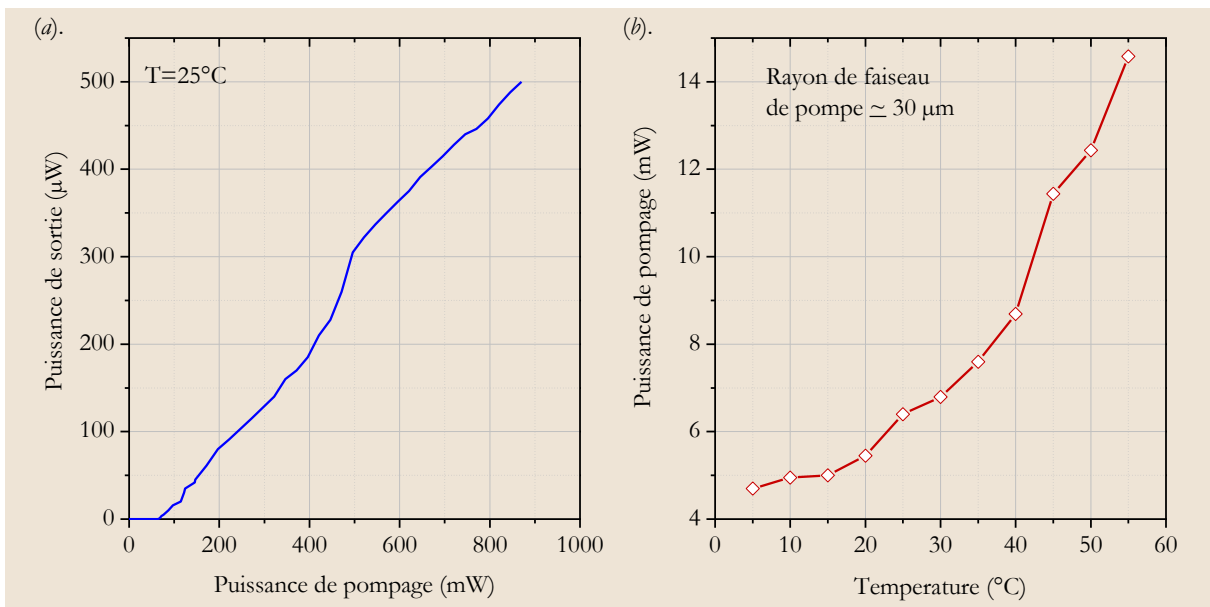


Fig. 2-42 : La structure $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{a-Si}$: (a). Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage, (b). Le seuil de l'émission laser avec la température.

-La structure de 6 Puits quantiques et un miroir de Bragg de 2,5 paires YF_3/ZnS sur un substrat de Si, où la puissance de sortie maximale était aussi de l'ordre de quelques milliwatts à la température ambiante. La puissance maximale obtenue, est toujours relativement faible.

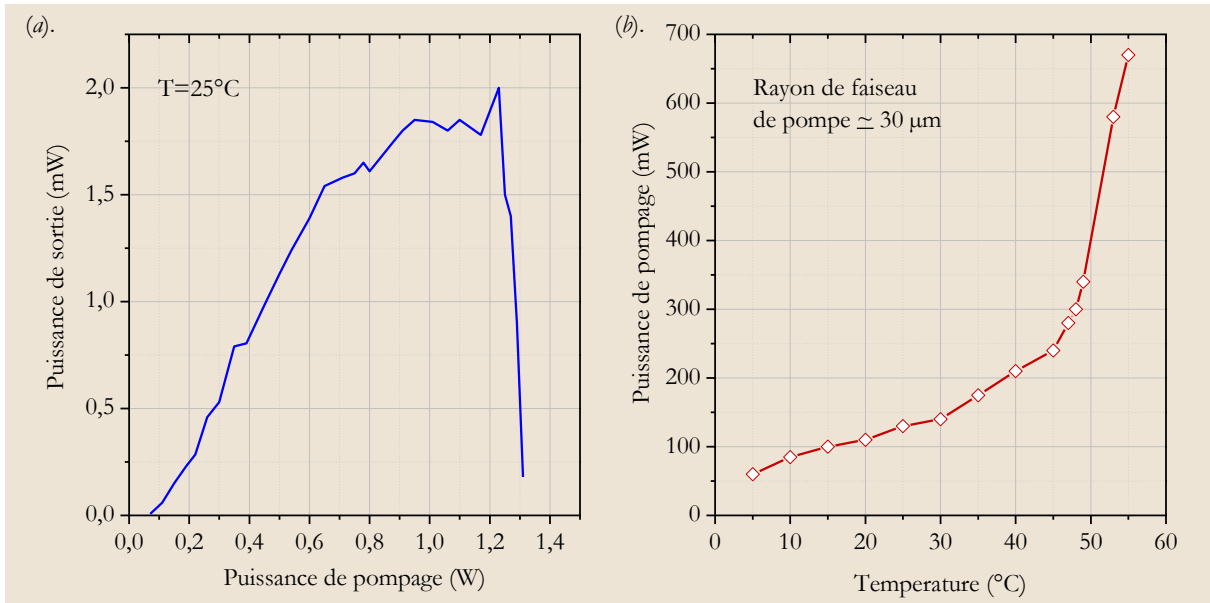


Fig. 2-43 : La structure YF_3/ZnS , (a). Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage, (b). Le seuil de l'émission laser avec la température.

-Pour la structure avec 8 PQs et DBR de 15 paires GaAs/AlAs sur un substrat SiC, la puissance de sortie maximale était importante (77mW à 25°C pour un pompage de $\sim 1,75\text{W}$). Donc cette structure est une bonne candidate pour les applications poursuivies dans cette thèse, en particulier la génération d'impulsions courtes par verrouillage de modes passif, que nous montrerons dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

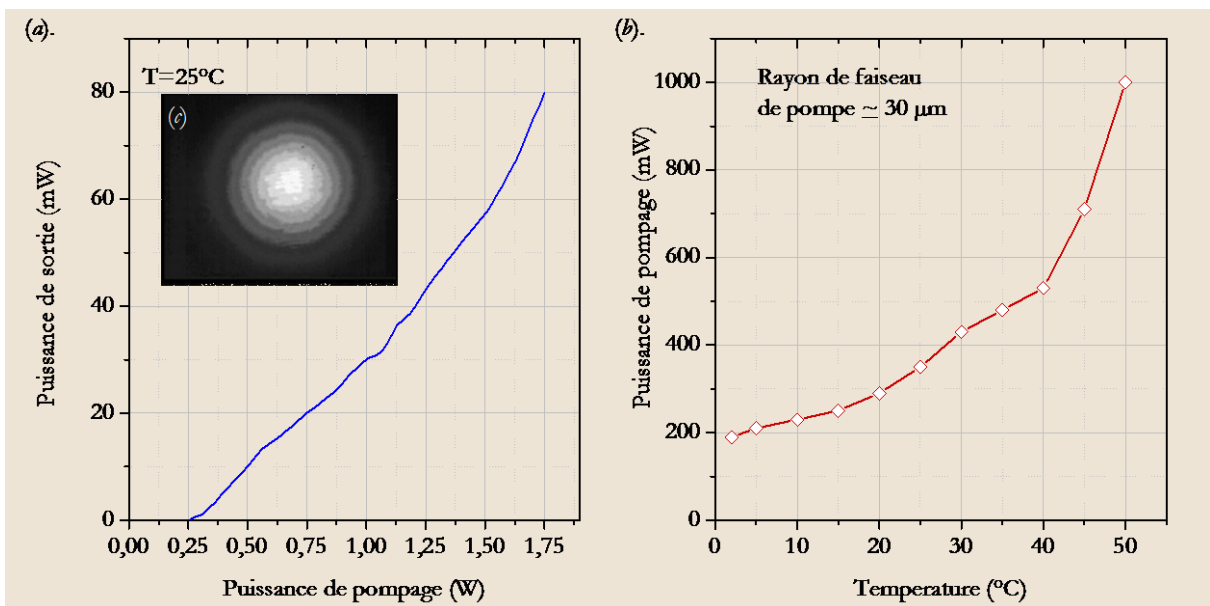


Fig. 2-44 : La structure 15 paires GaAs/AlAs : (a). Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage, (b). Le seuil de l'émission laser avec la température, (c) le faisceau de sortie monomode TEM_{00} .

2.8.3 Fonctionnement monomode longitudinal

Nous avons dans un premier temps essayé d'obtenir une émission laser de puissance, monomode longitudinal. Même si cela n'est pas d'intérêt direct pour le verrouillage de modes, les lasers monomode longitudinal sont utiles pour différentes applications optiques. Il est possible d'attribuer le nom de laser monomode à un laser monomode longitudinal et transverse. Cette caractéristique permet d'utiliser ce laser dans plusieurs applications comme la détection à fibre optique, les pièges atomiques, une mesure interférométrique précise de distance, etc....

Enfin, la spectroscopie peut être considérée comme l'application la plus importante des lasers monomodes. La faible largeur spectrale des lasers monomodes [72], permet de détecter les transitions atomiques et d'étudier les atomes et la composition des matériaux. Ces études ont encouragé le développement des lasers monomodes depuis les premiers travaux d'Arthur L. Schawlow en 1981 [73] (laser à colorant « dye lasers » avec un étalon Fabry-Pérot).

2.8.3.1 Le principe

L'émission mono-fréquence peut être obtenue pour des faibles tailles de faisceaux et des puissances modestes (quelques mW) dans des cavités très courtes, comme par exemple dans les travaux de Ouvrard [74]. Néanmoins, à fortes puissances, l'émission est multimode longitudinale mais l'utilisation d'éléments sélectifs permet de rendre monomode le spectre émis [75, 76]. Il est donc possible de rendre monomode longitudinale l'émission d'un laser à semiconducteurs pompé optiquement dans des cavités linéaires, avec l'insertion d'un étalon Fabry-Pérot dans la cavité externe.

La figure (Fig. 2-45(a)) montre l'interférence d'une onde plane dans une lame plate parallèle, d'une épaisseur d avec un indice de réfraction n_0 . Le déphasage introduit par un faisceau pour un aller-retour dans l'étalon est

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2 \cdot n_0 \cdot d \cdot \cos \theta \quad (2.43)$$

où n_0 est l'indice de réfraction de l'étalon, $\theta = \theta' / n_0$ (pour les petites angles). Il est possible de changer la position spectrale de la transmission maximale, avec l'angle de l'étalon, où la fréquence à la transmission maximale est donnée par [71]:

$$\nu = q \frac{c}{2 \cdot n_0 \cdot d \cdot \cos \theta} \quad (2.44)$$

et q est un nombre entier très grand en général.

L'intervalle spectral libre de l'étalon est également relié avec l'angle θ :

$$\Delta \lambda_{\text{FSR}} = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot n_0 \cdot d \cdot \cos \theta} \quad \text{ou} \quad \Delta \nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2 \cdot n_0 \cdot d \cdot \cos \theta} \quad (2.45)$$

L'épaisseur de l'étalon et sa finesse doivent être choisis pour maintenir un fonctionnement monomode, donc il faut vérifier les conditions suivantes :

- 1- La demi-largeur spectrale ($\Delta \nu_{\text{FP}}/2$) des pics de transmission de Fabry-Pérot doit être plus petite que la séparation des modes longitudinaux ($\Delta \nu = c/2L_{\text{CAV}}$).
- 2- L'intervalle spectral libre ($\Delta \nu_{\text{FSR}}$) doit être plus large que la largeur spectrale du gain ($\Delta \nu_0/2$).

Il est possible de voir l'illustration de ces conditions dans la figure (Fig. 2-45(b)).

Dans le cas où il n'y a pas de pertes, dans l'étalon pour des surfaces identiques de l'étalon, la transmission est donnée par :

$$T = \frac{1}{1 + F \cdot \sin^2(\varphi/2)} \quad (2.46)$$

où F est la finesse de l'étalon, qui est donnée en fonction de la réflectivité de chaque surface $R=|r|^2$:

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (2.47)$$

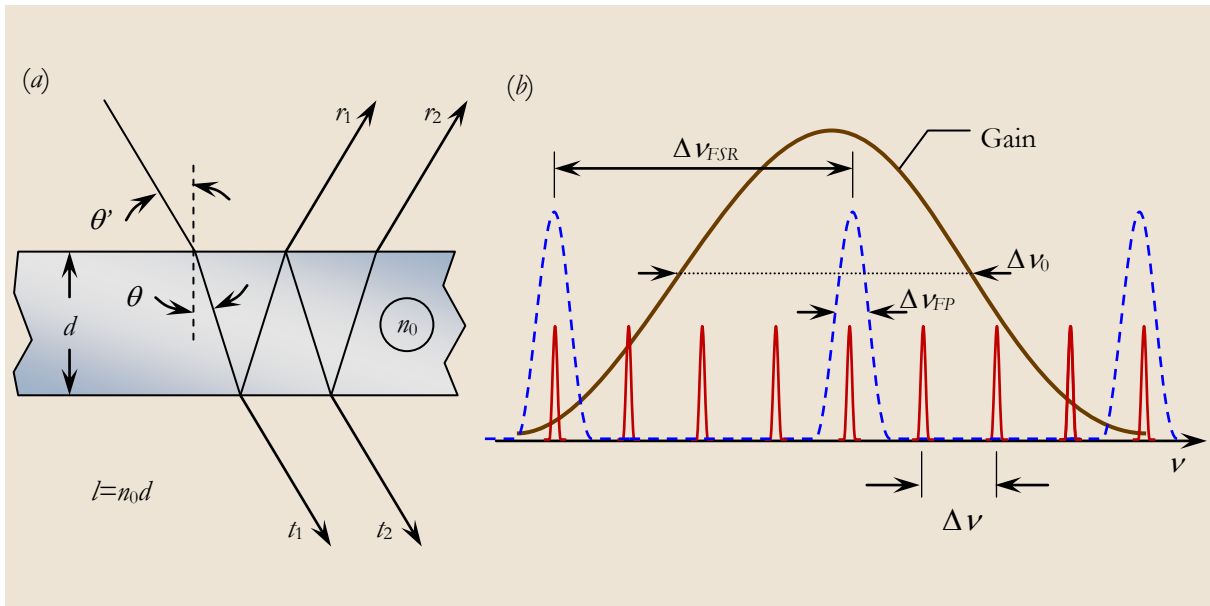


Fig. 2-45 : (a) Interférence d'une onde plane dans une lame plate parallèle, (b) Présentation schématique d'une sélection monomode longitudinal avec un étalon Fabry-Pérot.

La figure (Fig. 2-46) montre la transmission d'un étalon de verre (indice de réfraction $n \approx 1,5$), d'épaisseur $d = 150 \mu\text{m}$, en fonction de la longueur d'onde, pour différentes réflectivités des surfaces obtenues par traitement optique, et l'angle de rotation :

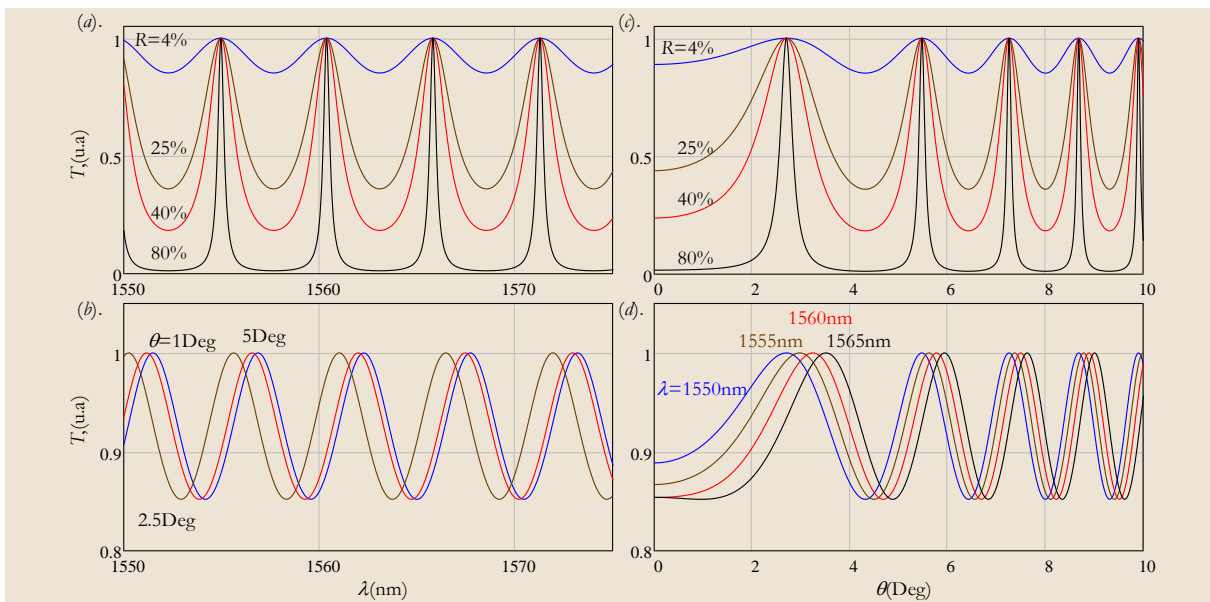


Fig. 2-46 : Transmission d'un étalon de verre ($n \approx 1,5$) d'épaisseur $150 \mu\text{m}$: (a). en fonction de la longueur d'onde pour différentes réflectivités du surface, (b). en fonction de la longueur d'onde pour différents angles de l'étalon, (c). en fonction de l'angle θ pour différentes réflectivités du surface, (d). en fonction de l'angle θ pour différents longueurs d'onde.

Il est possible de voir que avec l'augmentation de la réflectivité de l'étalon, la largeur du pic de transmission est réduite d'une façon importante, ce qui augmente les pertes intra-cavité en dehors du

pic de transmission [77]. Donc avec une faible réflectivité, il est possible de fonctionner en régime monomode longitudinal.

2.8.3.2 Les résultats

Nous avons utilisé un étalon de verre d'indice de réfraction $n=1,5$ et d'épaisseur $d=150\mu\text{m}$ (l'intervalle spectrale libre est de l'ordre de 5nm), positionné dans la cavité avec un angle θ dans le plan géométrique sagittal de la cavité comme dans la figure (Fig. 2-47(a)). La cavité est formée par un miroir de réflectivité 98% et rayon de courbure 7,5mm avec une longueur de 3,7mm. La résolution de l'analyseur de spectre optique utilisé est 0,01nm, il est possible de voir sur la figure (Fig. 2-47(b)) le spectre optique du laser obtenu. Un mode est visible, la puissance maximale mesurée était jusqu'à 77mW en fonctionnement monomode[64].

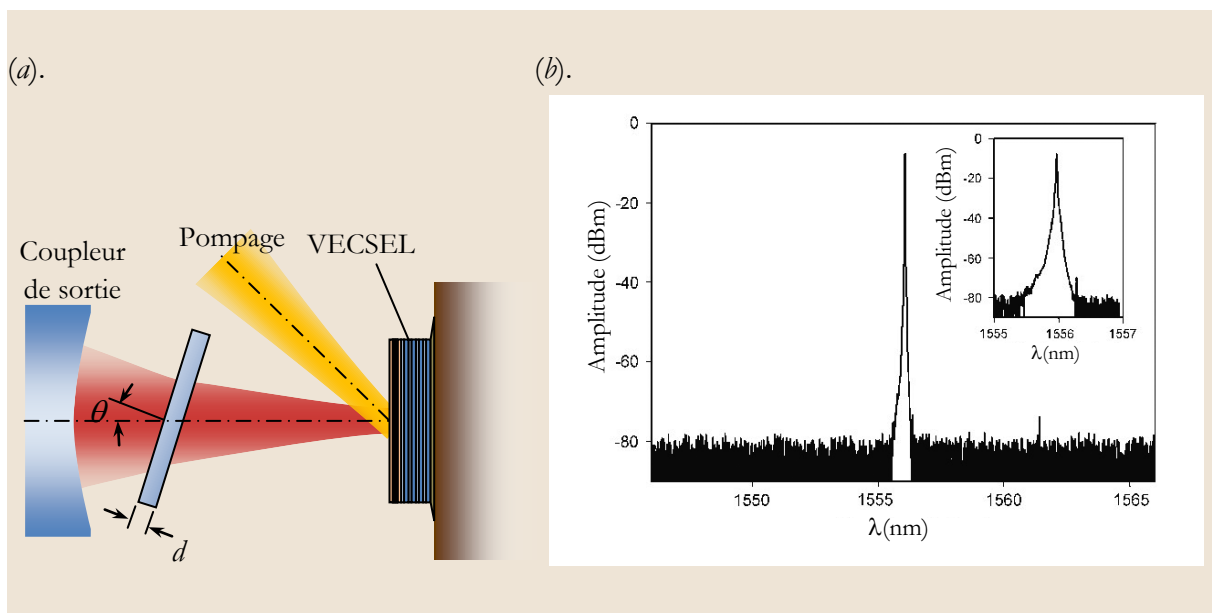


Fig. 2-47 : Fonctionnement monomode longitudinal : (a). la cavité du VECSEL avec l'étalon dans le plan sagittal. (b). la cavité du VECSEL avec l'étalon.

2.8.4 Bilan et comparaison des résultats

La puissance de sortie la plus importante a été obtenue avec la structure avec une faible résistance thermique, ce qui démontre l'importance du contrôle de l'évacuation de la chaleur accumulée dans la zone active. Nous avons réussi à obtenir une puissance de sortie jusqu'à 80mW à la température ambiante. Un fonctionnement monomode longitudinal était possible à établir avec une puissance maximale de 77mW avec cette structure. Les deux autres structures VECSELS utilisées n'ont pas permis d'obtenir une haute puissance à la température ambiante (la puissance maximale était de l'ordre de quelques milliwatts).

Il reste des possibilités pour améliorer encore les performances des structures VECSEL, en particulier la puissance de sortie et la stabilité de fonctionnement à haute température. Dans la section suivante nous proposons des améliorations pour obtenir de meilleures performances des structures VECSELS.

2.9 Amélioration des performances des VECSELS

Nous avons expliqué l'importance de bien positionner la résonance de la structure VECSEL autour du maximum du gain, et l'importance de l'évacuation de la chaleur hors de la zone active du VECSEL. Donc les améliorations que nous avons effectuées étaient :

- 1- Pour éliminer le matériau AlAs peu stable, nous avons utilisé un miroir de Bragg de 17 paires GaAs/Ga_{0,1}Al_{0,9}As. Sa conductivité thermique est plus faible que le GaAs/AlAs (Tableau 2-2), mais néanmoins suffisante.
- 2- Le substrat hôte utilisé est le diamant, qui a la meilleure conductivité thermique des matériaux utilisés comme substrat.
- 3- Finalement nous avons essayé d'adapter au mieux la résonance de microcavité au maximum du gain.

Nous avons réussi à obtenir de bonnes performances en terme de puissance de sortie et de stabilité de fonctionnement, jusqu'à de hautes températures (~50°C). La puissance maximale obtenue à 25°C est de 120mW, comparable à la puissance maximale obtenu avec une structure décrite précédemment (8PQs, DBR- 15 paires GaAs/AlAs avec un substrat SiC).

Il est possible d'améliorer les performances du VECSEL en augmentant la puissance optique absorbée. Pour cela, il est possible de déposer un antireflet à la longueur d'onde de pompage ($\lambda=980\text{nm}$) pour l'angle de pompage 45°.

2.9.1 L'effet d'un antireflet à la surface du VECSEL

L'effet de l'antireflet sur les performances des VECSEL est principalement sur le seuil de l'émission laser et la dynamique du VECSEL [78]. Il est possible de diminuer le seuil en faisant attention à la longueur d'onde de résonance de la cavité. Nous allons présenter le principe de fonctionnement de la couche antireflet, et puis la procédure que nous avons suivie pour améliorer les performances de la structure VECSEL.

Les formules de Fresnel pour la réflexion du champ électrique incident sur une surface entre deux milieux d'indices de réfractifs complexes (n_1, n_2) avec une angle d'incidence φ , pour la polarisation « s » ou TE où le champ électrique E est perpendiculaire au plan d'incidence, Pour la polarisation « p » ou TM où le champ électrique E est parallèle au plan d'incidence, les coefficients dans les formules de Fresnel[79] :

$$\begin{aligned} r_s &= \frac{\hat{n}_1 \cos \varphi - \hat{n}_2 \cos \psi}{\hat{n}_1 \cos \varphi + \hat{n}_2 \cos \psi} & r_p &= \frac{\hat{n}_2 \cos \varphi - \hat{n}_1 \cos \psi}{\hat{n}_2 \cos \varphi + \hat{n}_1 \cos \psi} \\ t_s &= \frac{2\hat{n}_1 \cos \varphi}{\hat{n}_1 \cos \varphi + \hat{n}_2 \cos \psi} & t_p &= \frac{2\hat{n}_1 \cos \varphi}{\hat{n}_2 \cos \varphi + \hat{n}_1 \cos \psi} \end{aligned} \quad (2.48)$$

où l'angle ψ est déterminé par la loi de réfraction de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \psi \quad (2.49)$$

Il est possible de calculer la réflectivité et la transmission d'une couche à partir de formules de Fresnel, en absence de l'absorption, par les relations suivantes :

$$R = |r|^2, \quad T = 1 - R = \frac{\text{Re}(\hat{n}_2 \cos \psi)}{\text{Re}(\hat{n}_1 \cos \varphi)} |t|^2 \quad (2.50)$$

En appelant 2δ le déphasage introduit par chaque réflexion, la réflexion est donnée par :

$$r_{123} = \frac{r_{12} + r_{23} \cdot e^{i2\delta}}{1 - r_{21} r_{23} \cdot e^{i2\delta}} \quad (2.51)$$

et le déphasage 2δ est défini par la relation :

$$2\delta = \frac{4\pi}{\lambda} d \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \varphi} \quad (2.52)$$

Nous utilisons une couche quart d'onde lorsque $2\delta = \pi$ donc l'épaisseur optique devient :

$$d\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \varphi} = \frac{\lambda}{4} \quad (2.53)$$

La transmission pour une incidence normale devient :

$$T = \frac{n_3}{n_1} \cdot \frac{t_{12}^2 t_{23}^2}{(1 - r_{12} r_{23})^2} = \frac{4n_1 n_2^2 n_3}{(n_1 n_3 + n_2^2)^2} \quad (2.54)$$

Dans le cas particulier où la valeur de l'indice de réfraction de la couche mince est entre les deux valeurs de milieu d'incidence et du substrat :

$$n_2 \approx \sqrt{n_1 n_3} \quad (2.55)$$

la transmission devient 1, et la réflectivité du système devient zéro[79].

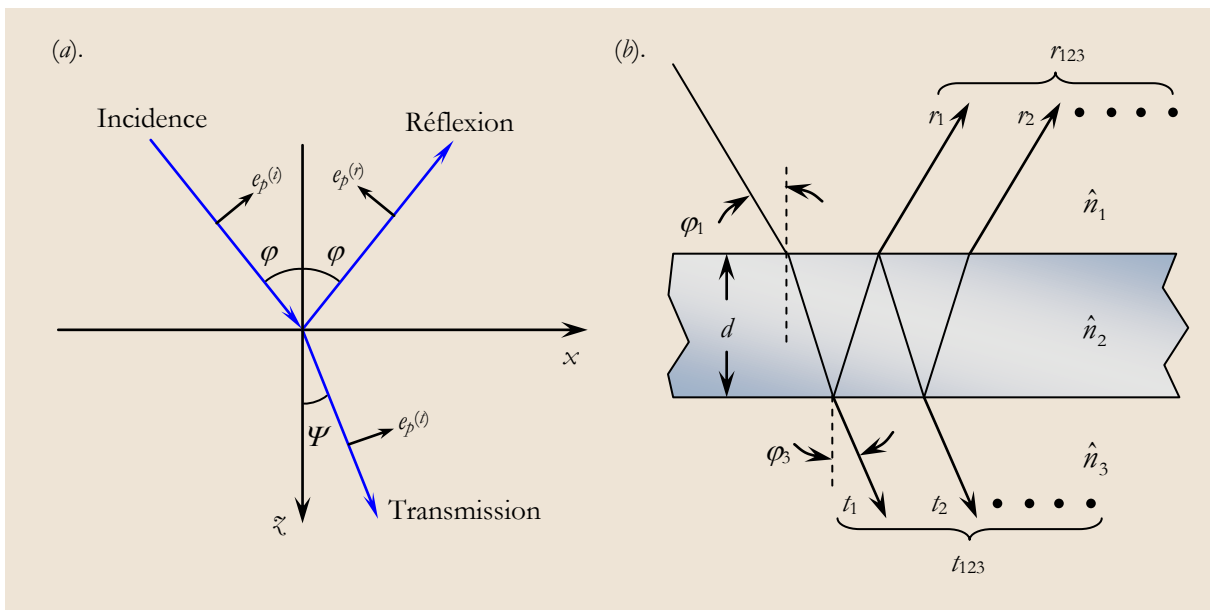


Fig. 2-48 : Principe des couches minces (a). paramètres utilisés dans les formules de Fresnel, (b). les réflexions et les transmissions d'une couche mince.

Dans notre cas nous cherchons à faire un antireflet à $\lambda/4$ à un angle d'incidence de 45° pour la pompe ($\lambda \approx 980\text{nm}$) pour une polarisation aléatoire (la polarisation de la source de pompage ne nous intéresse pas), et garder la longueur d'onde de résonance de la structure VECSEL bien fixée. La couche antireflet est entre l'air ($n=1$) et la fenêtre (InP, $n_{980}=3,33$, $n_{1550}=3,167$ [11]), donc la couche antireflet du matériau disponible au laboratoire choisi est le nitrure SiN_x , avec $n_{\text{SiN}_x}=1,9$ supposé constant dans ($\lambda=980\text{nm} \sim 1550\text{nm}$).

Il est possible d'étudier l'effet du décalage de la longueur d'onde de résonance de la microcavité dû à la couche antireflet $\lambda/4$ à 45° pour 980nm.

✎ Pour un antireflet SiN_x pour 980nm à 45° , l'épaisseur optique de cette couche peut être calculé à partir de (2.53) : $d \cdot n_{\text{SiN}_x} = \lambda \cdot \frac{1}{4\sqrt{1 - \left(\frac{\sin(\pi/4)}{n_{\text{SiN}_x}}\right)^2}} \approx 0,269 \cdot \lambda$ avec ($\lambda=980\text{nm}$)

Donc l'épaisseur géométrique nécessaire pour l'antireflet est $d \approx 138\text{nm}$ de SiN_x . À $\lambda=1550\text{nm}$, l'épaisseur optique est donc : $d \cdot n_{\text{SiN}_x} \approx 0,17 \cdot \lambda$ avec ($\lambda=1550\text{nm}$).

La longueur de la cavité semiconductrice est $4,25 \cdot \lambda$ à ($\lambda=1550\text{nm}$) où il y a $2,25 \cdot \lambda$ pour la cavité. Nous avons fait une simulation numérique pour étudier l'effet de l'antireflet sur la longueur d'onde de résonance de la structure VECSEL, et la vitesse de gravure humide de InP. Le résultat est montré dans la figure (Fig. 2-49(a)). Le spectre de la réflectivité mesuré montre une faible réflexion à $\lambda \approx 980\text{nm}$, et par pré-gravure de la couche de InP de surface, nous avons pu garder une longueur d'onde de résonance de la microcavité proche de 1550nm .

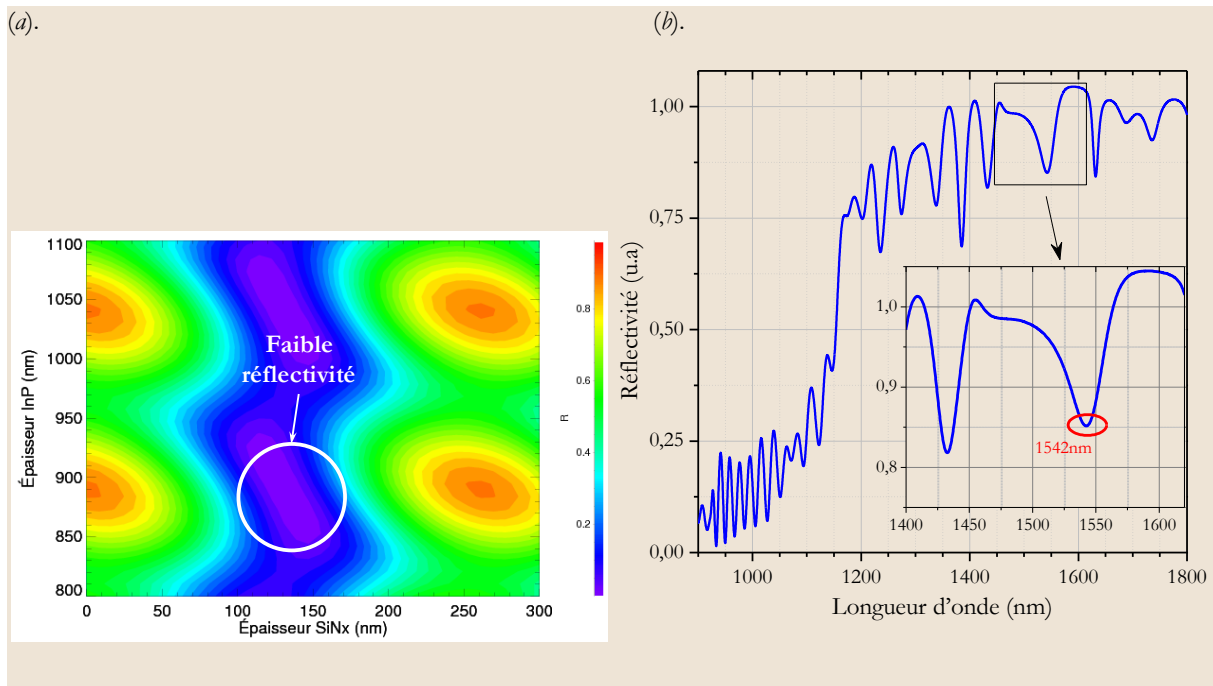


Fig. 2-49 : L'effet d'ajouter un antireflet SiN_x avec la gravure de InP : (a). simulation des Variations de la réflectivité à 45° pour $\lambda=980\text{nm}$ en fonction de l'épaisseur de la couche antireflet SiN_x , et la fenêtre InP, (b). spectres de réflectivité mesuré par FTIR pour une incidence normale à la surface.

La structure finale du VECSEL, avec la répartition du champ électrique pour deux longueurs d'onde ($\lambda=1550\text{nm}$ et $\lambda=1565\text{nm}$) est présentée sur la figure (Fig. 2-50).

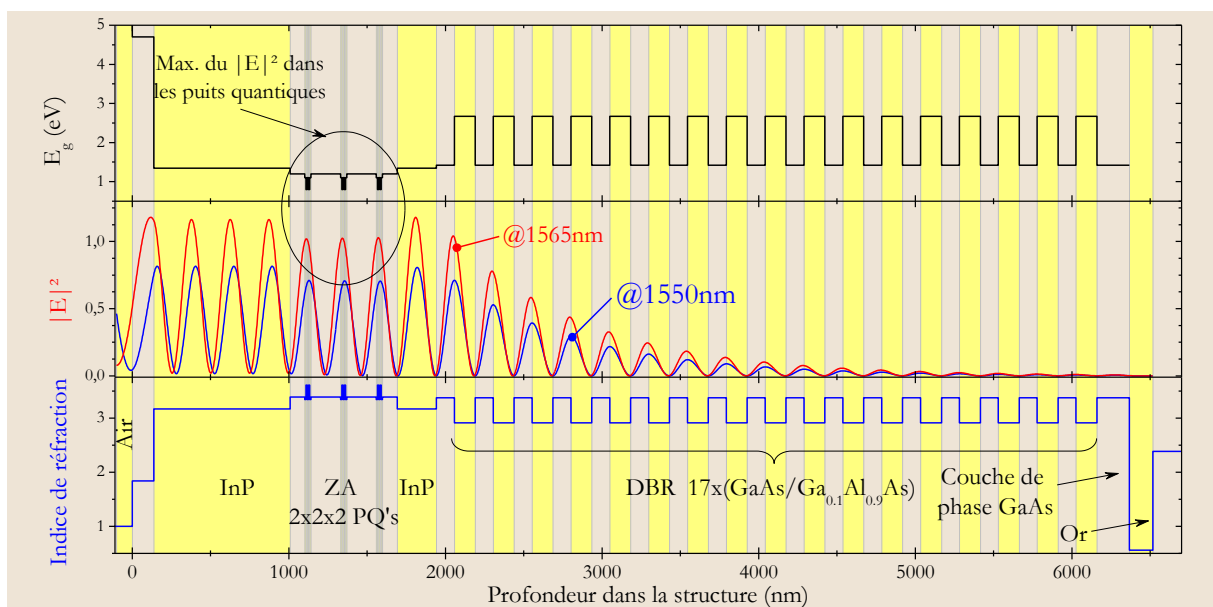


Fig. 2-50 : La structure finale du VECSEL avec 6 puits quantiques, la distribution de $|E|^2$ dans la structure pour $\lambda=1550\text{nm}$ et $\lambda=1565\text{nm}$, l'indice de réfraction à $\lambda=1550\text{nm}$, l'énergie du gap des éléments de la structure.

Il est également possible de calculer la réflectivité et $(|E|^2)$ dans les puits quantiques, pour cette structure, et le résultat est montré dans la figure (Fig. 2-51). Nous pouvons constater que le facteur de confinement est plus petit, mais avec un spectre plus large que celui de la structure présentée dans la figure (Fig. 2-28). Grâce à la largeur spectrale plus grande, ceci va permettre de l'utiliser dans des applications de verrouillage de modes passif.

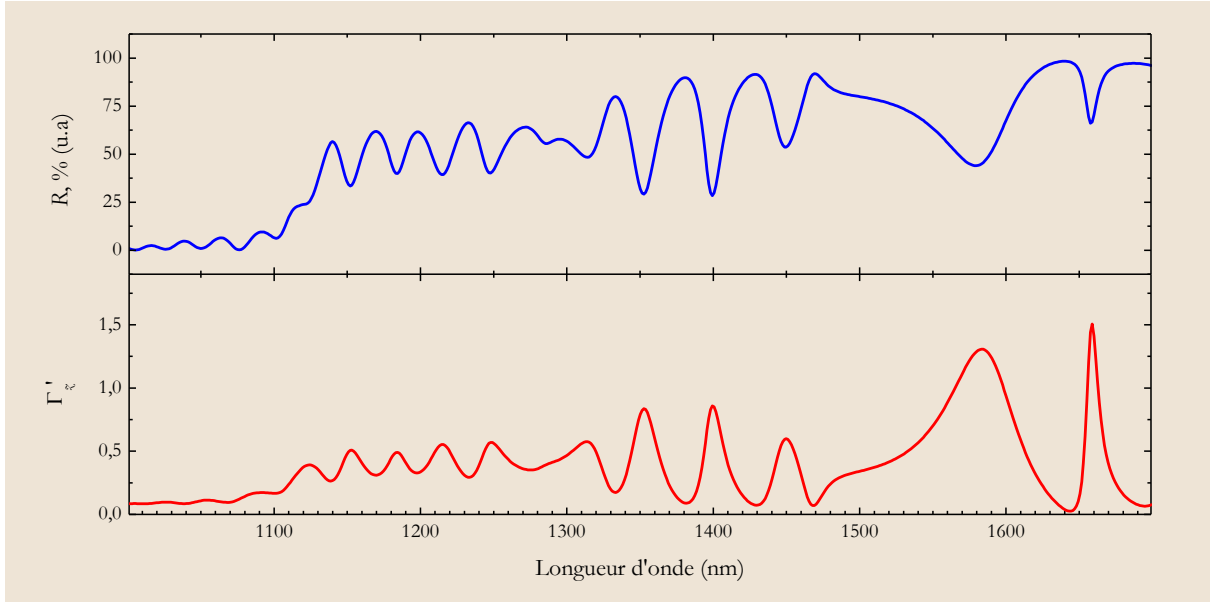


Fig. 2-51 : Spectre de réflectivité, le paramètre de confinement longitudinal réduit Γ'_z , en fonction de la longueur d'onde.

2.9.2 Caractéristiques de la structure améliorée avec traitement AR

Il s'agit d'étudier si l'antireflet aide effectivement à absorber plus de puissance de pompage dans la structure de VECSEL. La première mesure que nous avons effectuée était la variation de la puissance réfléchi par rapport à la puissance de pompage avec la température (Fig. 2-52). Nous trouvons que la puissance réfléchi est de l'ordre de 11~12% pour les différentes températures. La structure sans un antireflet réfléchissait jusqu'à 33% de la puissance de pompe.

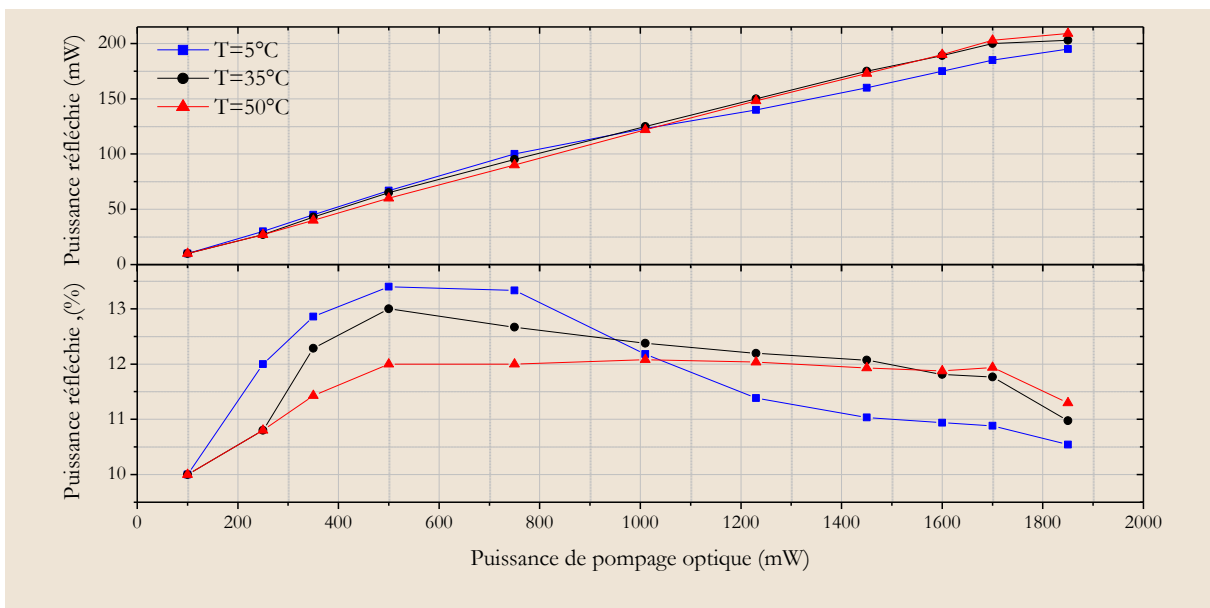


Fig. 2-52 : La puissance optique du pompage réfléchi de la structure VECSEL.

Nous avons mesuré la résistance thermique par la méthode utilisée dans « §2.7.4 », qui consiste à tester les variations des spectres de photoluminescence avec la puissance de pompage optique et la température. Cette valeur était faible ($R_{th} < 10 \text{ K.W}^{-1}$).

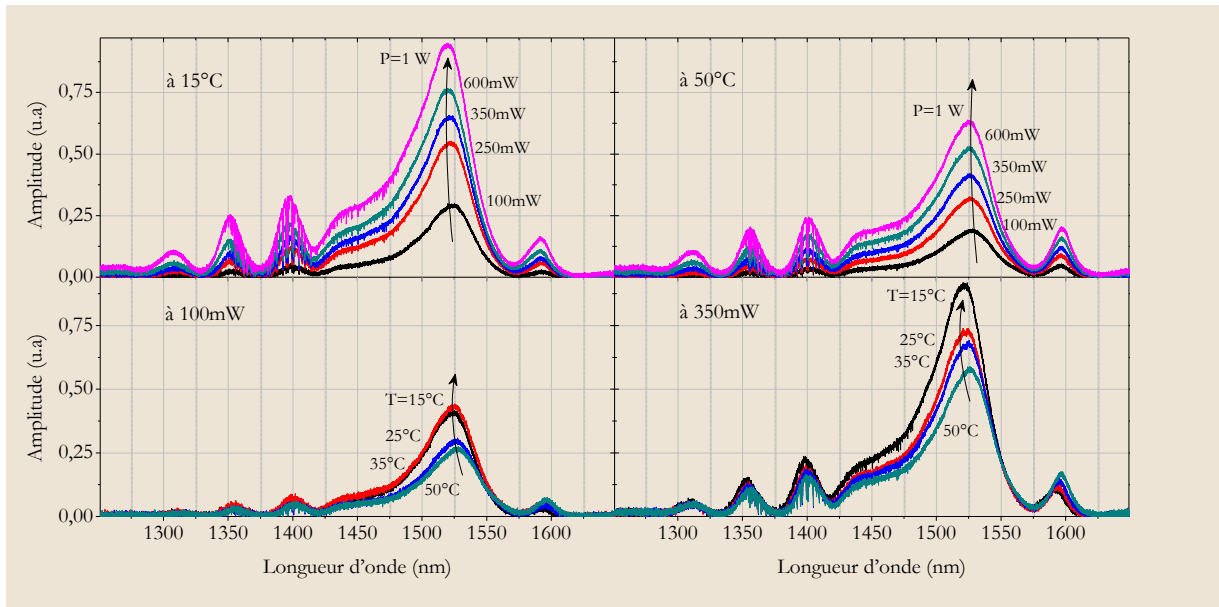


Fig. 2-53 : La variation des spectres de photoluminescence avec le pompage à 15°C, et 50°C. et avec la température pour des puissances de pompage de 100mW et 350mW.

Nous pouvons insérer une fibre dans la cavité laser, ce qui permet de détecter les différentes longueurs d'ondes présentes dans la cavité laser. La figure (Fig. 2-54) montre les spectres optiques existants dans la cavité, où il est possible de voir trois émissions :

- 1- Le spectre optique de pompage à ($\lambda \sim 980 \text{ nm}$).
- 2- Le spectre optique de l'émission spontanée amplifiée.
- 3- Le spectre optique de l'émission laser dans la zone de ($\lambda \sim 1550 \text{ nm}$).

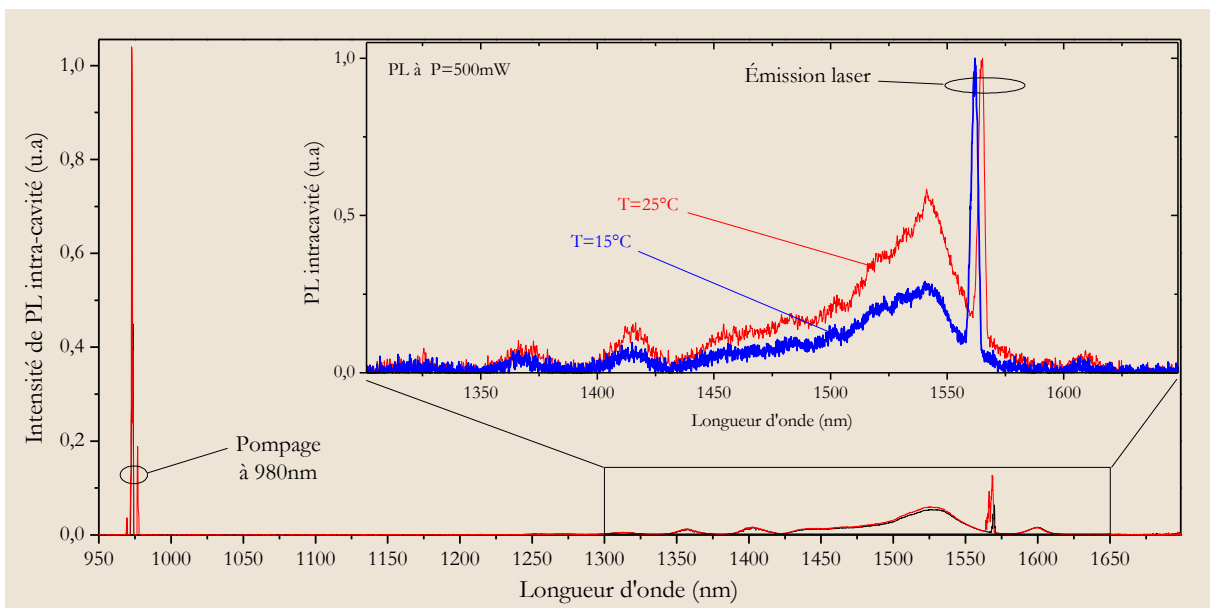


Fig. 2-54 : Spectres de la photoluminescence intra-cavité à 15°C et 25°C.

Il est possible d'étudier les différents spectres dans la cavité laser avec la température et la puissance de pompage aussi. Il est possible de voir le décalage des différents spectres optiques pour différentes températures. L'amplitude est normalisée par rapport au maximum du spectre de l'émission laser. Nous trouvons qu'il y a une petite partie du spectre PL participe à l'émission laser [80], et l'émission laser se situe à des longueurs d'ondes plus longues du spectre de PL, et le pic de l'émission laser est positionné à une énergie du gap plus petit que celle du pic de la photoluminescence [81].

2.9.3 Performances de la structure améliorée

Les améliorations apportées à la structure VECSEL ont permis d'obtenir une très bonne puissance de sortie, par rapport à toutes les structures étudiées précédemment (§2.8).

La puissance maximale à 0°C pour une puissance de pompage maximale 1.75W a atteint jusqu'à 200mW, et pour la même puissance de pompage à 25°C la puissance de sortie est de ~125mW. L'émission laser en régime continu est obtenu jusqu'à 50°C avec une puissance de 45mW. Le seuil de l'émission laser est doublé en passant de 0°C à 50°C. Ces caractéristiques sont présentées dans la figure (Fig. 2-55).

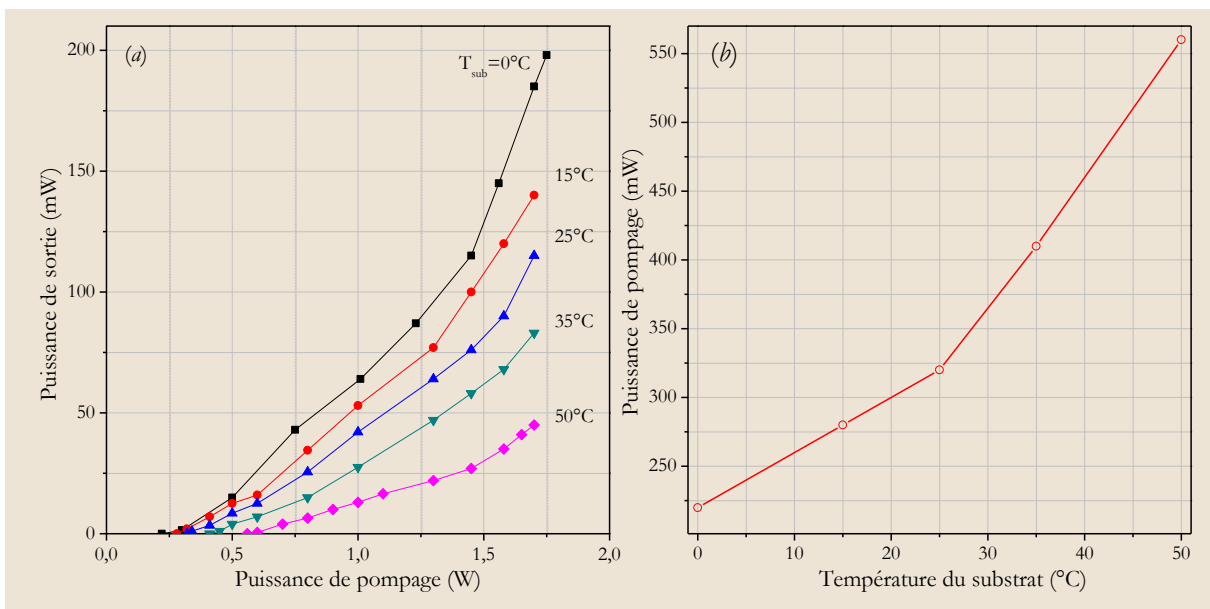


Fig. 2-55 : Performances du VECSEL, (a). Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompage optique, (b). Le seuil de l'émission laser en fonction de la température.

La longueur d'onde de l'émission laser change avec la température du substrat de la structure VECSEL et la puissance de pompage, comme l'illustre la figure (Fig. 2-56)

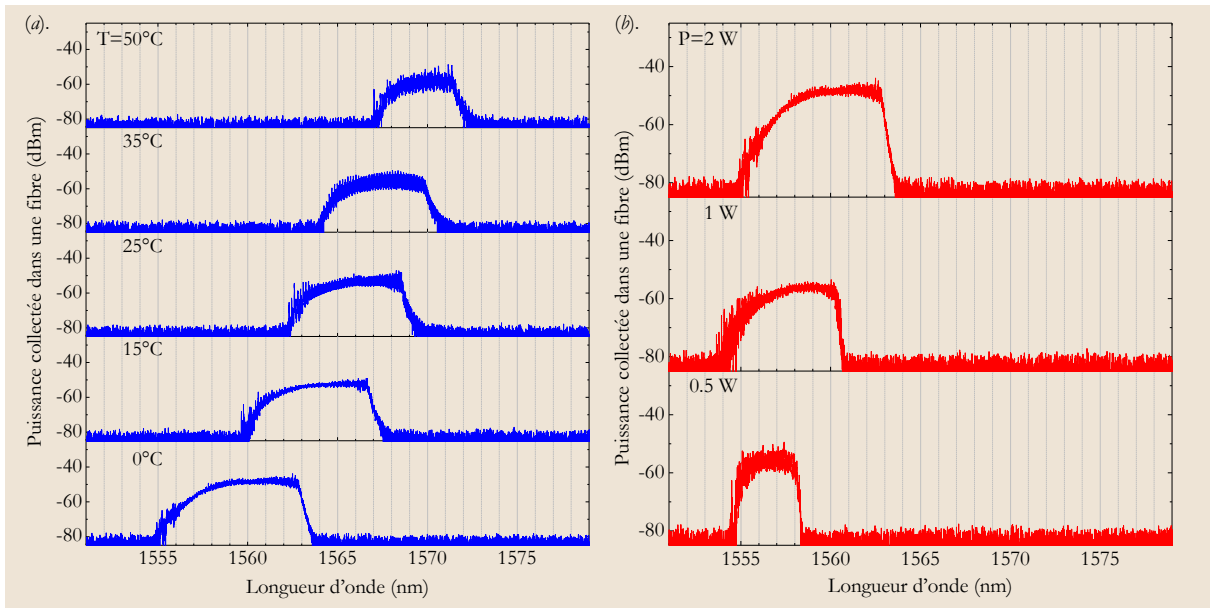


Fig. 2-56 : Variation du spectre de l'émission laser en fonction de la température et la puissance de pompage, (a). puissance de pompage $P=2W$, (b). température du substrat $T_{\text{sub}}=0^{\circ}\text{C}$.

2.9.4 Fonctionnement monomode longitudinal

Le principe de fonctionnement monomode longitudinal est expliqué en détail dans (§2.8.3). Nous avons utilisé un étalon d'épaisseur $150\mu\text{m}$, et avec la modification de l'angle de l'étalon il a été possible de montrer un fonctionnement monomode longitudinal. La figure (Fig. 2-57) montre le spectre de l'émission laser VECSEL, avec et sans étalon dans la même cavité avec un coupleur de sortie de rayon de courbure de 25mm . La figure (Fig. 2-57) montre le fonctionnement monomode et multimodes. Il est possible de voir l'absence de sélection des autres modes longitudinaux. Avec un bon alignement et orientation de l'étalon il est possible de transférer en fonctionnement monomode jusqu'à 50% de la puissance en fonctionnement multimodes longitudinaux. Pour augmenter la puissance transférée en monomode longitudinal, nous avons essayé une cavité plus courte. La puissance maximale en fonctionnement monomode était plus que 40mW à $T=25^{\circ}\text{C}$.

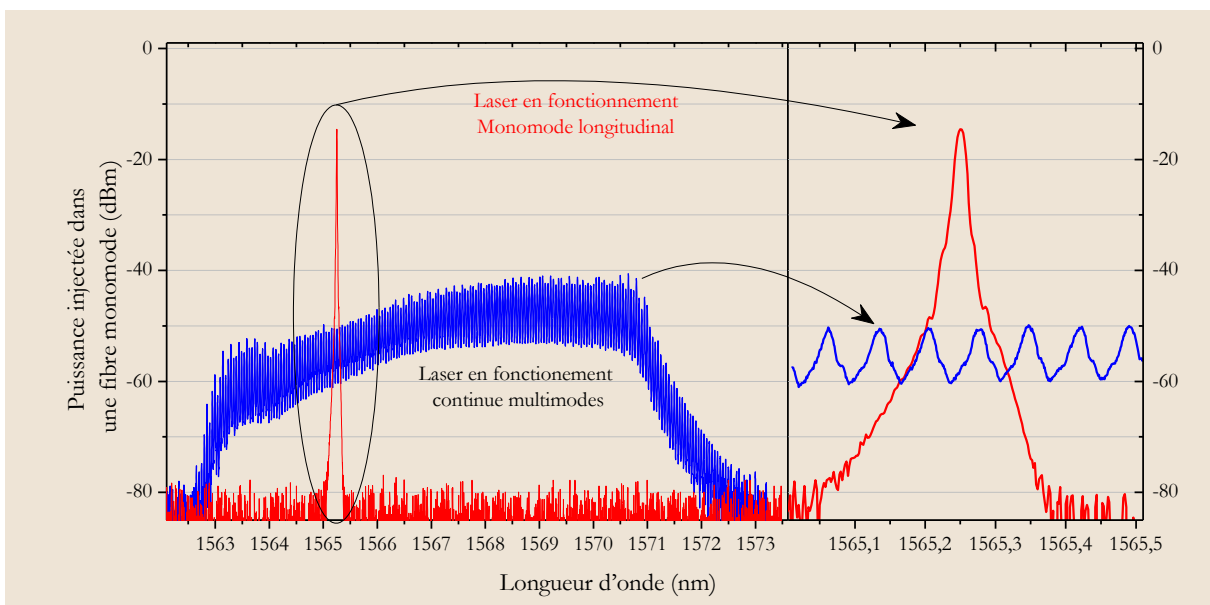


Fig. 2-57 : Fonctionnement du laser en continu sans contrôle des modes, et avec une insertion d'un étalon pour obtenir un fonctionnement monomode.

Il est possible d'améliorer encore la puissance avec un alignement plus attentif pour arriver à transférer plus que 90% de la puissance du spectre multimode, sur un spectre monomode longitudinal. L'utilisation d'une cavité plus courte permet aussi d'augmenter la puissance de sortie en fonctionnement monomode, car le 'ISL' devient plus grand, donc il est plus facile de séparer les modes longitudinaux.

À partir de la mesure de l'intervalle spectral libre ($ISL=0,072$ nm), nous déduisons une longueur de cavité $L_{CAV}=17,013$ mm.

2.10 Conclusions

Nous avons étudié au cours de ce chapitre la possibilité d'obtenir une émission laser de haute puissance, et une émission monomode longitudinale autour de 1550nm à partir d'un VECSEL pompé optiquement.

Tout d'abord, nous avons vu l'importance de la conception de la zone active. Les puits quantiques doivent être localisés au maximum du champ électrique de l'onde stationnaire de la cavité linéaire pour améliorer le recouvrement spatial entre la zone de gain et l'onde laser, et donc augmenter le gain global.

Lorsque la sous-cavité, formée par la zone active entre le miroir de Bragg et l'interface semiconducteur-air, est résonante pour la longueur d'onde laser, le gain des puits est encore augmenté par l'effet de résonance. Cependant, le filtrage spectral est important et la longueur d'onde d'émission est imposée par la sous-cavité résonante. L'augmentation de température avec la puissance de pompe décale rapidement la longueur d'onde de gain maximum loin de la résonance de la cavité et faire chuter l'effet laser. Il est donc important de minimiser l'échauffement. Nous avons mis en évidence l'influence de la résistance thermique de la structure VECSEL sur les performances laser. Une faible résistance thermique est nécessaire pour obtenir des puissances laser élevées.

Une configuration est utilisée, avec un traitement antireflet à l'interface semiconducteur-air pour diminuer l'effet Fabry-Pérot tout en gardant un gain élevé. Le spectre d'émission est alors un peu plus large et la sélection spectrale de la sous-cavité moins importante rend en principe l'émission laser un peu moins sensible aux effets thermiques.

Ensuite, nous avons présenté les différentes solutions permettant d'améliorer l'évacuation thermique de la zone active. La diminution de la résistance thermique en accolant la structure à un radiateur efficace (Si, SiC, diamant) est la voie la plus efficace. Une faible résistance thermique a été obtenue pour des structures reportées sur substrat diamant CVD en utilisant la technique de report par brasure $AuIn_2$, et un miroir de Bragg en GaAs/AlGaAs obtenu par croissance métamorphique.

Finalement nous avons présenté nos réalisations expérimentales et les résultats obtenus en régime continu avec une puissance de sortie jusqu'à 125mW pour 1.7W de puissance de pompage à la température ambiante ($T=25^\circ C$), et nous avons obtenu un laser en régime monomode longitudinal autour de 1550 nm, par insertion d'un étalon Fabry-Pérot intra-cavité, produisant jusqu'à 40 mW d'un rayonnement monomode longitudinal pour une puissance de pompe d'environ 1.7W.

Cependant, ces résultats restent préliminaires. Il est possible d'utiliser une source de pompage plus puissante pour arriver à la puissance maximale, car dans le cas de la dernière structure améliorée avec un antireflet pour la longueur d'onde de pompe 980nm, nous n'avons pas vu apparaître le rollover thermique.

Nous présentons dans le tableau suivant un résumé des structures principales développés dans ce chapitre, et les puissances de sortie :

Substrat	Miroir de Bragg	Milieu à gain	Couche de surface	P _{Sortie} (mW)	
				à 0°C	à 25°C
SiC	2,5 paires Si ₃ N ₄ /a-Si	6PQs InGaAlAs/InP (répartis 2-2-2)	InP	0,8	0,5
Si	2,5 paires YF ₃ /ZnS	6PQs InGaAlAs/InP (répartis 2-2-2)	InP	3	2
SiC	15 paires GaAs/AlAs	8PQs InGaAlAs/InP (répartis 2-2-4)	InP	110	80
Diamant	16 paires GaAs/AlAs	6PQs InGaAlAs/InP (répartis 2-2-2)	InP avec une couche antireflet pour le pompage	200	130

Tableau 2-5 : Résumé des structures principales décrites dans ce chapitre.

2.11 Références

- [1] D. Sands, *Diode Lasers*: IOP Publishing Ltd, 2005.
- [2] S. F. Yu, *Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*. Hoboken: Wiley-Interscience, 2003.
- [3] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "Design and characteristics of high-power (>0.5 -W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM_{00} beams," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 5, pp. 561-573, 1999.
- [4] A. C. Tropper and S. Hoogland, "Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 1-43, 2006.
- [5] H. Macleod, *Thin-Film Optical Filters*, 2 ed.: Adam Hilger Ltd, 1986.
- [6] D. L. Windt, "IMD - Software for modeling the optical properties of multilayer films," *Computers in Physics*, vol. 12, pp. 360-370, 1998.
- [7] C. Symonds, J. Dion, I. Sagnes, M. Dainese, M. Strassner, L. Leroy, and J. L. Oudar, "High performance $1.55 \mu\text{m}$ vertical external cavity surface emitting laser with broadband integrated dielectric-metal mirror," *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 734-735, 2004.
- [8] M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, J. R. W. Alexander, and C. A. Ward, "Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared," *Appl. Opt.*, vol. 22, pp. 1099-1119, 1983.
- [9] M. A. Ordal, R. J. Bell, J. R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, "Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W," *Appl. Opt.*, vol. 24, pp. 4493-4499, 1985.
- [10] J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouche, E. Derouin, J. C. Remy, J. Bonnet-Gamard, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet, and J. Jacquet, "Metamorphic DBR and tunnel-junction injection. A CW RT monolithic long-wavelength VCSEL," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 5, pp. 520-529, 1999.
- [11] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids* vol. 1. San Diego: Academic Press, 1985.
- [12] D. T. F. Marple, "Refractive Index of GaAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 35, pp. 1241-1242, 1964.
- [13] R. E. Fern and A. Onton, "Refractive Index of AlAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 42, pp. 3499-3500, 1971.
- [14] A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, "Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices," *Appl. Opt.*, vol. 37, pp. 5271-5283, 1998.
- [15] L. G. Schulz and F. R. Tangherlini, "Optical Constants of Silver, Gold, Copper, and Aluminum. II. The Index of Refraction n ," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 44, pp. 362-367, 1954.
- [16] L. G. Schulz, "The Optical Constants of Silver, Gold, Copper, and Aluminum. I. The Absorption Coefficient k ," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 44, pp. 357-362, 1954.
- [17] W. Sellmeier, "Theorie der anomal licht-dispersion," *Ann. Phys. Chem.*, vol. 143, pp. 271-282, 1871.
- [18] J. P. Kim and A. M. Sarangan, "Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 536, 2007.
- [19] S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, R.-H. Yan, and L. A. Coldren, "Design of Fabry-Perot Surface-Emitting Lasers with a Periodic Gain Structure," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 25, pp. 1513-1524, 1989.
- [20] Y.-Z. Huang, Z. Pan, and R.-H. Wu, "Analysis of the optical confinement factor in semiconductor lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 79, pp. 3827-3830, 1996.
- [21] D. Botez, "Analytical Approximation of the Radiation Confinement Factor for the TE_0 Mode of a Double Heterojunction Laser," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 14, pp. 230-232, 1978.
- [22] O. Svelto, *Principles of Lasers*, 4 ed. New York: Plenum Press, 1998.
- [23] M. J. Bohn and J. G. McInerney, "Resonant optical pumping of vertical-cavity surface emitting lasers," *Opt. Comm.*, vol. 117, pp. 111-115, 1995.
- [24] L. R. Brovelli, U. Keller, and T. H. Chiu, "Design and operation of antiresonant Fabry-Perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, p. 311, 1995.

- [25] A. Garnache, A. A. Kachanov, F. Stoeckel, and R. Houdré, "Diode-pumped broadband vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor laser applied to high-sensitivity intracavity absorption spectroscopy," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 17, pp. 1589-1598, 2000.
- [26] W. W. Chow and D. Depatie, "Carrier-induced refractive-index-change in quantum-well lasers," *Opt. Lett.*, vol. 13, p. 303, 1988.
- [27] D. Campi, P. J. Bradley, R. Calvani, and R. Caponi, "Modeling of Nonlinear Absorption and Refraction in Quantum-Well Structures for All-Optical Switching," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 29, pp. 1144-1157, 1993.
- [28] G. Hunziker, W. Knop, P. Unger, and C. Harder, "Gain, Refractive Index, Linewidth Enhancement Factor from Spontaneous Emission of Strained GaInP Quantum Well Lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 31, pp. 643-646, 1995.
- [29] J. I. Shim, Y. M., P. Delansay, and M. Kitamura, "Refractive index and loss changes produced by current injection in InGaAs(P)-InGaAsP multiple-quantum-well (MQW) wave-guides," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 1, pp. 408-415, 1995.
- [30] S. Balle, "Simple analytical approximations for the gain and refractive index spectra in quantum-well lasers," *Phys. Rev. A*, vol. 57, pp. 1304-1312, 1998.
- [31] A. Kost, H. C. Lee, Y. Zou, P. D. Dapkus, and E. Garmire, "Band-edge absorption coefficients from photoluminescence in semiconductor multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, pp. 1356-1358, 1989.
- [32] L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*. New York: John Wiley and Sons, 1995.
- [33] D. A. Kleinman and R. C. Miller, "Band-gap renormalization in semiconductor quantum wells containing carriers," *Phys. Rev. B*, vol. 32, p. 2266, 1985.
- [34] M. Schmid, S. Benchabane, F. Torabi-Goudarzi, R. Abram, A. I. Ferguson, and E. Riis, "Optical in-well pumping of a vertical-external-cavity surface-emitting laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, pp. 4860-4862, 2004.
- [35] S. S. Beyertt, M. Zorn, T. Kubler, H. A. W. H. Wenzel, M. A. W. M. Weyers, A. A. G. A. Giesen, G. A. T. G. Trankle, and U. A. B. U. Brauch, "Optical in-well pumping of a semiconductor disk laser with high optical efficiency," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 41, pp. 1439-1449, 2005.
- [36] W. Zhang, T. Ackemann, S. McGinily, M. Schmid, E. Riis, and A. I. Ferguson, "Operation of an optical in-well-pumped vertical-external-cavity surface-emitting laser," *Appl. Opt.*, vol. 45, pp. 7729-7735, 10 Octobre 2006.
- [37] W. Nakwaski and M. Osinski, "On the thermal resistance of vertical-cavity surface-emitting lasers," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 883-892, 1997.
- [38] B. S. Bhumbra, G. H. B. Thompson, and A. P. Wright, "Thermal impedance measurement of semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 793-794, 1994.
- [39] N. Cherroret, A. Chakravarty, and A. Kar, "Temperature-dependent refractive index of semiconductors," *J. Mater. Sci.*, vol. 43, pp. 1795-1801, 2008.
- [40] J. L. Shen, C. Chang, W. Chou, M. Wu, and Y. Chen, "Temperature dependence of the reflectivity in absorbing Bragg reflectors," *Opt. Express*, vol. 9, pp. 287-293, 2001.
- [41] X. Liu, M. H. Hu, C. G. Caneau, R. Bhat, and C.-E. Zah, "Thermal Management Strategies for High Power Semiconductor Pump Lasers," *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, vol. 29, pp. 268-276, 2006.
- [42] K. Stephan and A. Laesecke, "The Thermal Conductivity of Fluid Air," *J. Phys. Chem.*, vol. 14, pp. 227-234, 1985.
- [43] W. J. Alford, T. D. Raymond, and A. A. Allerman, "High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 663-666, 2002.
- [44] H. Lindberg, M. Strassner, E. Gerster, and A. Larsson, "0.8 W optically pumped vertical external cavity surface emitting laser operating CW at 1550 nm," *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 601-602, 2004.

- [45] F. van Loon, A. J. Kemp, A. J. Maclean, S. Calvez, J.-M. Hopkins, J. E. Hastie, M. D. Dawson, and D. Burns, "Intracavity diamond heatspreaders in lasers: the effects of birefringence," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 9250-9260, 2006.
- [46] S. Lutgen, T. Albrecht, P. Brick, W. Reill, J. Luft, and W. Spath, "8-W high-efficiency continuous-wave semiconductor disk laser at 1000 nm," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 3620-3622, 2003.
- [47] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM Beams," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1063-1065, 1997.
- [48] M. Osinski and W. Nakwaski, "Effective thermal conductivity analysis of 1.55 μm InGaAsP/InP vertical-cavity top-surface-emitting microlasers," *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1015-1016, 1993.
- [49] J. Piprek, T. Troger, B. Schroter, J. A. K. J. Kolodzey, and C. S. A. I. C. S. Ih, "Thermal conductivity reduction in GaAs-AlAs distributed Bragg reflectors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 81-83, 1998.
- [50] H. Lindberg, M. Strassner, E. Gerster, J. Bengtsson, and A. Larsson, "Thermal Management of Optically Pumped Long-Wavelength InP-Based Semiconductor Disk Lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 11, pp. 1126-1134, 2005.
- [51] A. J. Kemp, J. M. Hopkins, A. J. Maclean, N. A. S. N. Schulz, M. A. R. M. Rattunde, J. A. W. J. Wagner, and D. A. B. D. Burns, "Thermal Management in 2.3- μm Semiconductor Disk Lasers: A Finite Element Analysis," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 44, pp. 125-135, 2008.
- [52] Ioffe physico-technical institute: New semiconductor materials. characteristics and properties. Website (1996- 2009). Available URL: <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM>
- [53] S. Adachi, "Lattice thermal resistivity of III-V compound alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 54, pp. 1844-1848, 1983.
- [54] M. Guden and J. Piprek, "Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength," *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, pp. 349-357, 1996.
- [55] U. Keller and A. C. Tropper, "Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers," *Physics Reports*, vol. 429, pp. 67-120, 2006.
- [56] D. Lorentser, D. J. H. C. Maas, H. J. Unold, A. R. Bellancourt, B. Rudin, E. Gini, E. Dirk, and U. Keller, "50-GHz passively mode-locked surface-emitting semiconductor laser with 100-mW average output power," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 42, pp. 838-847, 2006.
- [57] R. Häring, R. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "High-power passively mode-locked semiconductor lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 38, pp. 1268-1275, 2002.
- [58] A. J. Kemp, G. J. Valentine, J.-M. Hopkins, J. E. Hastie, S. A. Smith, S. Calvez, M. D. Dawson, S. Member, and D. Burns, "Thermal Management in Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers: Finite-Element Analysis of a Heatspreader Approach," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 41, pp. 148-155, 2005.
- [59] J. Liu, W.-l. Chen, and Y.-q. Li, "Rate-equation-based VCSEL thermal model and simulation," *Journal of Zhejiang University - Science A*, vol. 7, pp. 1968-1972, 2006.
- [60] C. Z. Ning, R. A. Indik, and J. V. Moloney, "Self-consistent approach to thermal effects in vertical-cavity surface-emitting lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, pp. 1993-2004, 1995.
- [61] W.R.Smith, J.R.King, and B.Tuck, "Mathematical modelling of thermal effects in semiconductor laser operation," *IEE Proc.-Optoelectron.*, vol. 144, pp. 389-396, 1997.
- [62] G. T. Martin and H. F. Bowman, "The temperature distribution in a semi-infinite body due to surface absorption of laser radiation," *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, vol. 17, pp. 93-104, 1990.
- [63] O. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook*, 3 ed.: Springer 2003.
- [64] J.-P. Turrenc, S. Bouchoule, A. Khadour, J.-C. Harmand, A. Miard, J. Decobert, N. Lagay, X. Lafosse, I. Sagnes, L. Leroy, and J.-L. Oudar, "Thermal optimization of 1.55 μm OP-VECSEL with hybrid metal-metamorphic mirror for single-mode high power operation," *Optical and Quantum Electronics*, 2008.

- [65] D. Massoubre, "Composant passif à absorbants saturables sur InP pour la régénération tout-optique à très hauts-débits," Université de Paris XI, Orsay, 2006.
- [66] C. K. Saw and W. J. Siekhaus, "Thermal expansion of AuIn₂," *Scripta Materialia*, vol. 53, pp. 1153-1157, 2005.
- [67] A. R. Clawson, "Guide to references on III-V semiconductor chemical etching," *Materials Science and Engineering*, vol. 31, pp. 1-438, 2001.
- [68] M. H. MacDougal, J. Geske, C.-K. Lin, A. E. Bond, and P. D. Dapkus, "Thermal Impedance of VCSEL's with AlO_x-GaAs DBR's," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 15-17, JANUARY 1998.
- [69] A. BOUSSEKSOU, "Dispositifs semiconducteurs en pompage électrique pour laser en cavité verticale externe émettant à 1,55 μm," Université Paris XI, Orsay, 2007.
- [70] M. Zegaoui, J. Harari, J.-P. Vilcot, E. Mollot, D. Decoster, H. W. Li, and F. Chazelas, "Determination of carrier-induced optical index and loss variations in GaInAsP/InP heterostructures from static and dynamic Mach-Zehnder interferometer measurements," *Electron. Lett.*, vol. 40, 2004.
- [71] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, 6 ed.: Springer Science+Business Media, Inc., 2006.
- [72] T. Day, R. A. Marsland, and R. L. Byer, "Optical generation of stable MMwave radiation using diode pumped Nd:YAG lasers," in *Proceedings of the SPIE-International Society for Optical Engineering*, 1992.
- [73] A. L. Schawlow, "Spectroscopy in a new light," *Nobel lecture*, 1981.
- [74] A. Ouyard, A. Garnache, L. Ceruttia, F. Gentya, and D. Romanini, "Single frequency tunable Sb-based VCSELs emitting at 2.3 μm," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 2020-2022, 2005.
- [75] M. A. Holm, D. Burns, A. I. Ferguson, and M. D. Dawson, "Actively stabilized single frequency vertical external cavity AlGaAs laser " *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1551-1553, 1999.
- [76] R. H. Abram, K. S. Gardner, E. Riis, and A. I. Ferguson, "Narrow linewidth operation of a tunable optically pumped semiconductor laser " *Opt. Express*, vol. 12, pp. 5434-5439, 2004.
- [77] W. R. Leeb, "Losses introduced by tilting intracavity etalons," *Appl. Phys. A: Materials Science & Processing*, vol. 6, pp. 267-272, 1975.
- [78] S. Horst, S. Chatterjee, W. Rühle, P. Brick, W. Diehl, W. Stolz, E. Kühn, A. Thränhardt, and S. W. Koch, "Performance changes of a vertical-external-cavity surface emitting laser by an intracavity anti-reflex-coating," *Phys. Status Solidi(c)*, vol. 6, pp. 572-575, 2009.
- [79] h. O. Stenzel. (2005). *The Physics of Thin Film Optical Spectra: An Introduction*.
- [80] G. Lasher and F. Stern, "Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors," *Phys. Rev.*, vol. 133, p. A553, 1964.
- [81] H. Iwamura, T. Saku, H. Kobayashi, and Y. Horikoshi, "Spectrum studies on a GaAs-AlGaAs multi-quantum-well laser diode grown by molecular beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, vol. 54, pp. 2692-2695, 1983.

CHAPITRE 3

OPTIMISATION DE LA STRUCTURE SESAM

Dans ce chapitre nous rappelons le principe de l'absorption saturable, en nous intéressant à la dynamique de saturation de l'absorption optique dans les semiconducteurs. Nous présenterons les méthodes disponibles pour réduire le temps de relaxation des porteurs, afin de réduire le temps de recouvrement de l'absorption non-linéaire. Puis, nous montrerons l'intérêt d'insérer les absorbants saturables dans une microcavité Fabry-Pérot en réflexion, ainsi que les principales propriétés physiques de ce type de structure. Enfin, les principales caractéristiques des composants fabriqués durant cette thèse seront présentées.

Contenu

3.1	Introduction.....	111
3.2	L'absorption non linéaire.....	113
3.2.1	Saturation de l'absorption.....	113
3.2.2	Loi de saturation de l'absorption.....	114
3.3	Historique du SESAM.....	115
3.4	Caractéristiques macroscopiques du SESAM.....	117
3.4.1	Dynamique de recouvrement.....	118
3.4.2	Diminution du temps de recouvrement de l'absorption.....	118
3.4.2.1	Puits quantiques près de la surface.....	119
3.4.2.2	L'introduction de défauts cristallins.....	120
3.4.3	Profondeur de modulation.....	122
3.4.4	Fluence de saturation.....	122
3.5	Structures SESAMs.....	123
3.6	Caractérisation optique linéaire des SESAMs : spectre de réflectivité.....	127
3.7	Caractérisation optique non-linéaire des SESAMs.....	129
3.7.1	Fluence de saturation et profondeur de modulation.....	129
3.7.1.1	Technique de mesure.....	129
3.7.1.2	Résultats.....	130
3.7.2	Temps de relaxation.....	132
3.7.2.1	Technique de mesure.....	132
3.7.2.2	Résultats.....	134
3.8	Conclusions.....	136

3.9 Références 138

3.1 Introduction

L'absorbant saturable est un composant optique, dont la transmission dépend de l'intensité optique : la transmission augmente avec l'intensité du faisceau laser traversant la zone absorbante. Ce phénomène peut se produire dans les matériaux absorbants dopés par ions, dans lesquels une forte intensité optique donne une déplétion de l'état zéro de ces ions [1]. Un effet similaire se produit dans les semiconducteurs, où l'excitation des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction réduit l'absorption des photons avec des énergies proche de l'énergie du gap.

L'application principale des absorbants saturables est la génération d'impulsions brèves avec insertion de l'absorbant saturable dans une cavité laser [2]. Les absorbants saturables sont aussi utilisés comme des filtres non-linéaires à l'extérieur de cavité laser (remise en forme des signaux dégradés), et plus généralement pour le traitement tout optique du signal [3].

Un semiconducteur à gap direct, excité avec un flux de photons d'énergie proche de l'énergie du gap (excitation optique), dans une échelle de temps très brève, donne lieu à des interactions fortes entre les porteurs et les photons d'excitation, avec une dynamique très compliquée. Malgré cette complexité, différents régimes temporels peuvent être distingués.

Ces différents régimes temporels sont présentés schématiquement dans la figure (Fig. 3-1), qui montre le diagramme de bandes d'un matériau massif semiconducteur à gap direct III-V. Sous une excitation optique avec une impulsion laser brève, tout d'abord, le photon incident est absorbé par le matériau (régime temporel I). Cette absorption va alors créer une paire électron-trou, l'électron allant dans la bande de conduction et le trou dans la bande de valence. Ce processus d'absorption inter-bande a un temps caractéristique de quelques dizaines de femtosecondes. Les photons incidents ont une relation de phase avec le champ électrique de l'impulsion laser, et entre eux-mêmes, nous pouvons appeler cet état « état cohérent ». cela donne une polarisation macroscopique responsable d'un champ électrique détectable expérimentalement[4]. La perte de la cohérence vient du transfert d'énergie électron-électron.

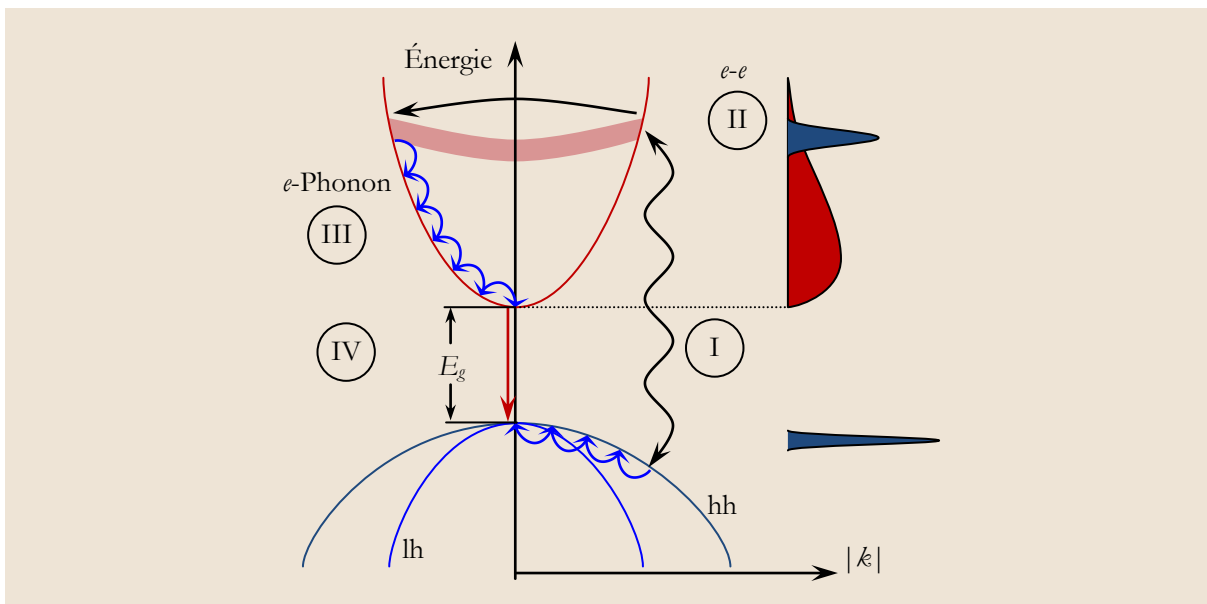


Fig. 3-1 : Illustration schématique du diagramme d'énergie d'un matériau massif, montre les régimes temporels I-IV après une excitation optique, les détails sont dans le texte ; $e-e$: transfert d'énergie électron-électron, e -phonon : transfert d'énergie électron-phonon, hh : trous lourds, lh : trous légers. (d'après [5])

Après cette étape nous passons à l'état que nous pouvons appeler « état incohérent », où nous pouvons identifier les régimes temporels II-IV (Fig. 3-1). Ces régimes peuvent être expliqués de la

façon suivante : La distribution initiale des porteurs (électrons et des trous) est non-thermique dans la plupart des cas (il n'est pas possible de décrire la distribution sous la forme Fermi-Dirac avec une température donnée) [6, 7]. Le transfert d'énergie entre les porteurs est le mécanisme principal de la redistribution des porteurs, et la formation des distributions thermiques. La thermalisation est montrée dans le régime temporel II (Fig. 3-1), le temps de thermalisation dépend de la densité des porteurs, l'excès de l'énergie du photon, le type des porteurs (typiquement de l'ordre de ~ 100 fs) [6-8]. En général, à la fin de la thermalisation, la température des porteurs devient différente de la température de la maille [9-11]. Dans la figure (Fig. 3-1), la température des porteurs est supposée plus élevée que la température de la maille, les porteurs relaxent leur énergie sous la forme de phonons (transfert d'énergie à la maille). Le refroidissement des porteurs définit le régime temporel III, les valeurs temporelles typiques de ce régime sont de l'ordre de la picoseconde à la dizaine de picoseconde.

Finalement, le semiconducteur excité optiquement, revient à l'équilibre thermodynamique par une recombinaison des paires électron-trou. La recombinaison est montrée dans le régime temporel IV. Dans une structure à semiconducteur, la recombinaison est présente sous une forme radiative, ou non radiative (§1.3.3).

Les différents régimes temporels présentés dans la figure (Fig. 3-1), se superposent temporairement (la cohérence est influencée par le transfert d'énergie $e-e$ et e -phonon, et participe à la thermalisation). Pourtant, il est très important de distinguer entre ces régimes temporels pour décrire la dynamique complexe de la saturation de l'absorption du semiconducteurs, et pour décrire la réponse temporelle d'un absorbant saturable à semiconducteur. Nous avons souvent besoin de deux constantes temporelles ou plus. Par exemple, la thermalisation (régime temporel II, Fig. 3-1) est à l'échelle de ~ 100 fs, et la recombinaison des porteurs (régime temporel IV, Fig. 3-1) est à l'échelle de quelques centaines de femto-secondes jusqu'à quelques dizaines de nanosecondes. Ces mécanismes rentrent en jeu dans l'auto modulation d'amplitude (SAM)¹ d'un absorbant saturable à semiconducteur, comme schématisé dans la figure (Fig. 3-2).

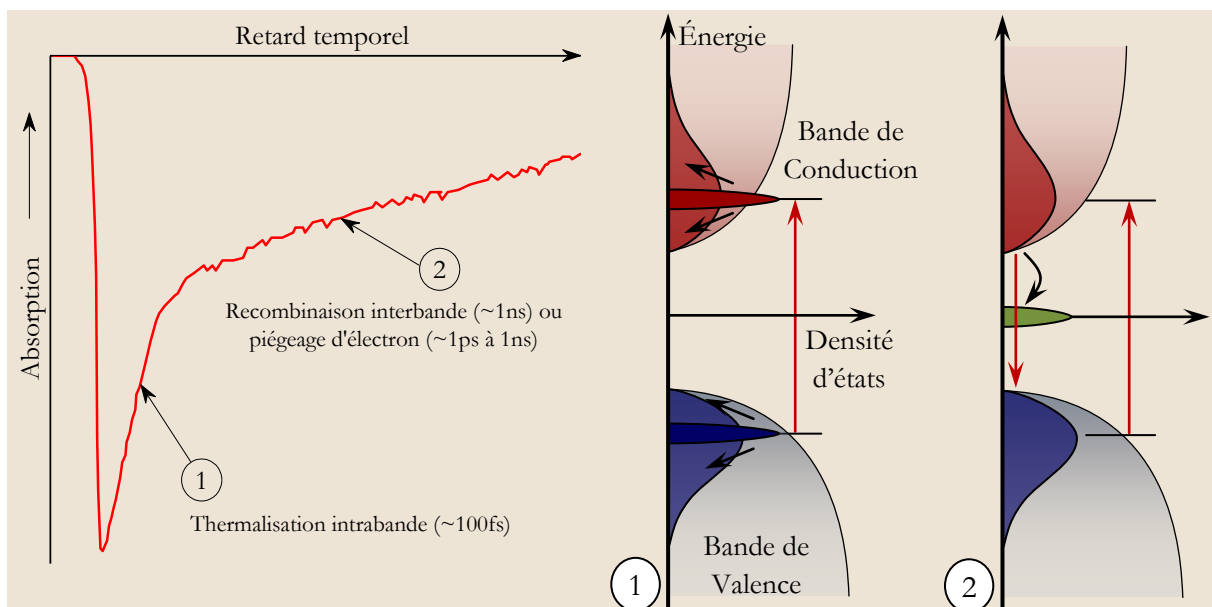


Fig. 3-2 : L'auto modulation d'amplitude typique observé dans les absorbants saturables à semiconducteurs, 1. La relaxation thermique intra bande (thermalisation), 2. Recombinaison inter bandes. (d'après [12])

¹ Le terme Anglais «Self Amplitude Modulation».

3.2 L'absorption non linéaire

La densité d'états d'un puits quantique va différer de celle d'un semiconducteur massif à cause de la quantification des niveaux d'énergie suivant l'axe de croissance (§1.2.5). En conséquence, le spectre d'absorption sera aussi différent[13]. Comme l'énergie dans un puits est quantifiée, nous allons obtenir un spectre d'absorption en marche d'escalier. La figure (Fig. 3-3 (a)) montre les spectres d'absorption expérimentaux d'un matériau massif GaAs (présentés aussi dans §1.2.4), et de puits quantiques GaAs/AlGaAs (10 nm/21 nm) à la température ambiante. L'effet du confinement dans les puits quantiques est clairement visible si nous comparons les deux spectres d'absorption.

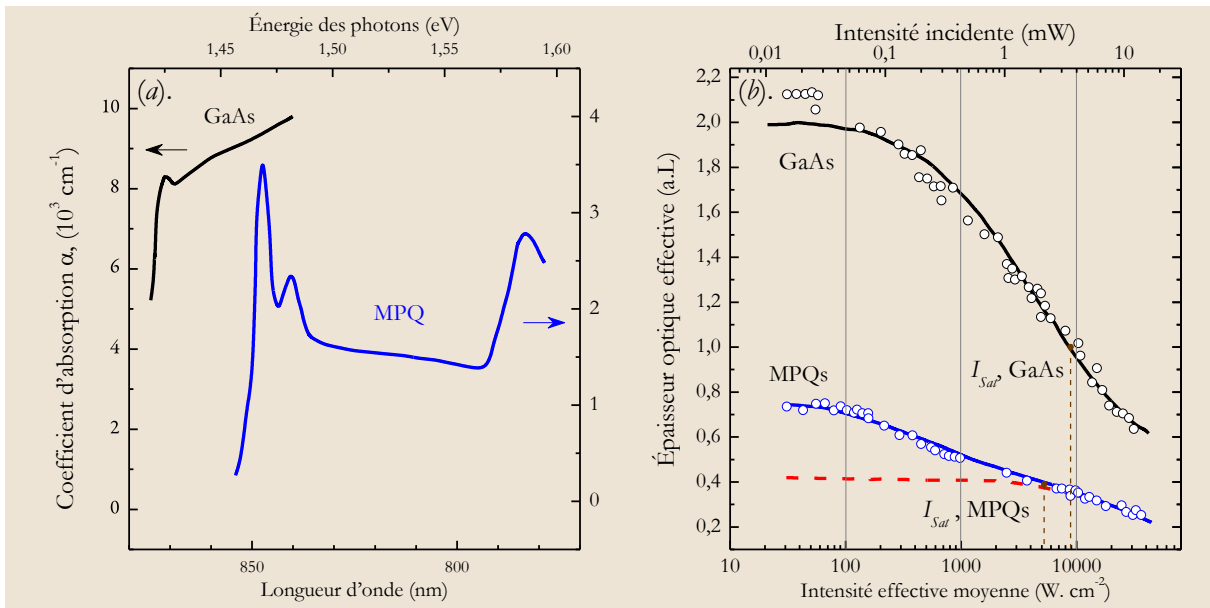


Fig. 3-3 : L'absorption optique dans les semiconducteurs : (a) Spectres d'absorption d'échantillon de GaAs massif, et de puits quantiques GaAs/AlGaAs, à la température ambiante ; (b) Mesures expérimentales (cercles) et courbes d'ajustement (lignes) de la variation du coefficient d'absorption à la température ambiante en fonction de l'intensité incidente pour un échantillon de GaAs massif (ligne noire), et un échantillon avec des puits quantiques GaAs/AlGaAs (ligne bleue), la courbe rouge en pointillés représente la partie de l'absorption due au remplissage des bandes uniquement. diamètre de faisceau de pompage optique est de $5\mu\text{m}$. (d'après [14])

Ces mesures expérimentales de spectres d'absorption des puits quantiques montrent que l'absorption excitonique est plus visible même à température ambiante contrairement au cas des matériaux massifs. Cela résulte aussi du confinement des porteurs selon l'axe de croissance.

En effet, le confinement a pour conséquence d'augmenter l'énergie de liaison des excitons, et de diminuer leur couplage avec les phonons (plus le couplage exciton-phonon est important et plus l'absorption excitonique est large), leur permettant ainsi de subsister même à température ambiante.

La figure (Fig. 3-3 (b)) montre la variation du coefficient d'absorption à la température ambiante en fonction de l'intensité incidente, pour un échantillon de GaAs massif et pour un échantillon avec des puits quantiques GaAs/AlGaAs. Ces courbes montrent que les variations d'absorption dans les puits quantiques sont plus importantes, et commencent beaucoup plus rapidement (en intensité de pompage) que dans le cas des matériaux massifs. Ces résultats s'expliquent d'une part par une absorption plus faible dans les matériaux massifs à cause de l'absence d'excitons, et d'autre part, par la faiblesse des énergies de liaison des excitons[14].

3.2.1 Saturation de l'absorption

Le spectre d'absorption d'une structure à puits quantiques présente un comportement différent lors d'une forte excitation optique, et lors d'une excitation optique faible. La saturation de l'absorption excitonique dans des structures multi puits quantiques a été mesurée pour la première fois par Fox *et*

al.[15], qui a montré une diminution de l'absorption excitonique avec l'intensité optique incidente sur les puits quantiques. Qualitativement, la saturation de l'absorption correspond à une diminution du nombre d'états disponibles, et peut s'expliquer à l'aide de deux phénomènes :

1- Le remplissage des bandes : l'excitation d'un semiconducteur avec une énergie équivalente à celle de son gap, crée des paires électron-trou. D'après le principe d'exclusion de Pauli, deux électrons (dans notre cas) ne peuvent pas occuper le même état quantique. Comme les densités d'états des bandes et le temps de relaxation des porteurs ont une valeur finie, les états près des bords de bandes vont finir par se remplir induisant ainsi une diminution du coefficient d'absorption jusqu'à la saturation (absorption quasi nulle). Ce phénomène de saturation de l'absorption est aussi appelé remplissage de l'espace des phases[16]. L'absorption pour les transitions bande à bande dépend de la densité de porteurs à travers les quasi-niveaux de Fermi.

2- L'écrantage des excitons : provoqué par de fortes densités de porteurs [17]. Dans ce cas, les porteurs vont interagir avec les excitons par l'intermédiaire de leur charge (interaction coulombienne) avec pour conséquence de diminuer leurs énergies de liaison (§1.2.4). Lorsque la densité de porteurs devient très importante, ces interactions vont provoquer une ionisation des excitons.

3.2.2 Loi de saturation de l'absorption

Nous présentons dans cette section la relation macroscopique la plus utilisée pour décrire l'absorption dans un absorbant saturable à semiconducteur. Si nous définissons l'intensité de saturation I_{sat} comme l'intensité nécessaire pour diviser par deux l'absorption initiale, alors nous constatons que les puits quantiques ont une intensité de saturation plus faible que les matériaux massifs (Fig. 3-3 (b)).

Le coefficient d'absorption est alors donné par l'équation suivante [14, 15] :

$$\alpha(I) = \alpha_{ins} + \frac{\alpha_x}{1 + \frac{I}{I_x}} + \frac{\alpha_b}{1 + \frac{I}{I_b}} \quad (3.1)$$

où α_{ins} est l'absorption résiduelle insaturable, α_x l'absorption excitonique avec une intensité de saturation de I_x et α_b l'absorption bande à bande avec une intensité de saturation I_b .

En partant d'un modèle à deux niveaux, Chemla *et al.* [18] ont proposé une modélisation très simple de la saturation de l'absorption afin de rendre compte de l'expérience (Fig. 3-3(b)), dans lequel la génération d'un nombre croissant de paires électrons-trous liées (excitons) est proportionnelle à l'augmentation de l'intensité incidente, qui est en résonance avec l'absorption excitonique. Qualitativement, la saturation de l'absorption correspond à une diminution du nombre d'états disponibles. Ce qui permet de trouver la loi de saturation de l'absorption à deux niveaux suivante :

$$\alpha(N) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{N}{N_0}} \approx \alpha_0 \left(1 - \frac{N}{N_0} \right) \quad (\text{pour } N \ll N_0) \quad (3.2)$$

où N_0 est la densité de porteurs à la transparence.

Si nous considérons une excitation optique continue d'intensité I (état stationnaire), la loi de saturation de l'absorption peut être réécrite sous la forme :

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (3.3)$$

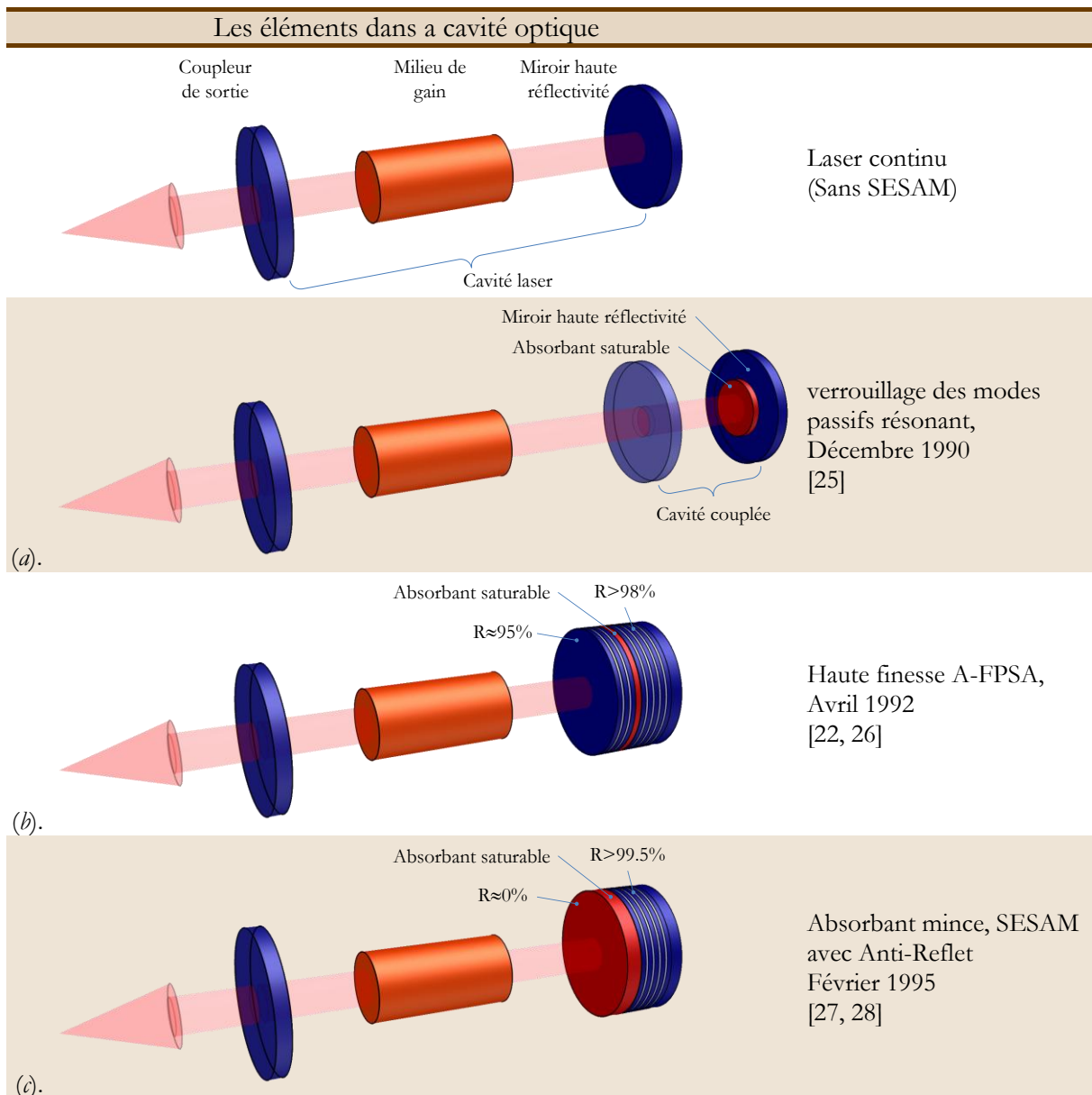
La loi de saturation de l'absorption à deux niveaux est un modèle simple couramment utilisé dans la littérature, soit sous la forme générale de densité des porteurs (3.2) [19], soit sous sa forme dans le cas stationnaire pour l'intensité optique incidente (3.3) [14].

3.3 Historique du SESAM

Nous allons nous intéresser aux applications des absorbants saturables à semiconducteurs pour le verrouillage de modes passif, proposé en premier lieu par Smith *et al.* [20], puis développé dans les travaux de Islam [21] et Keller [22, 23].

Les miroirs à absorbants saturables semi-conducteurs ont été développés entre 1992 et 1996 sous plusieurs formes. Constitué de deux éléments essentiels, d'une part des puits quantiques qui jouent le rôle de couche active absorbante (absorbant saturable), et d'autre part une microcavité Fabry-Pérot qui permet d'exalter la non-linéarité du composant. Le SESAM peut être considéré comme un système multicouche, l'optimisation de ce système dépend de la position exacte de l'absorbant saturable dans ce système.

Quatre déclinaisons de SESAM intra-cavité ont été étudiées, après la première utilisation des absorbants à semiconducteur dans une cavité couplée[24]. Les principales différences entre ces différentes déclinaisons concernent les coefficients de réflexion des miroirs entourant l'absorbant saturable, et l'épaisseur de ce dernier. La figure (Fig. 3-4) montre les différentes étapes d'évolution de SESAM.



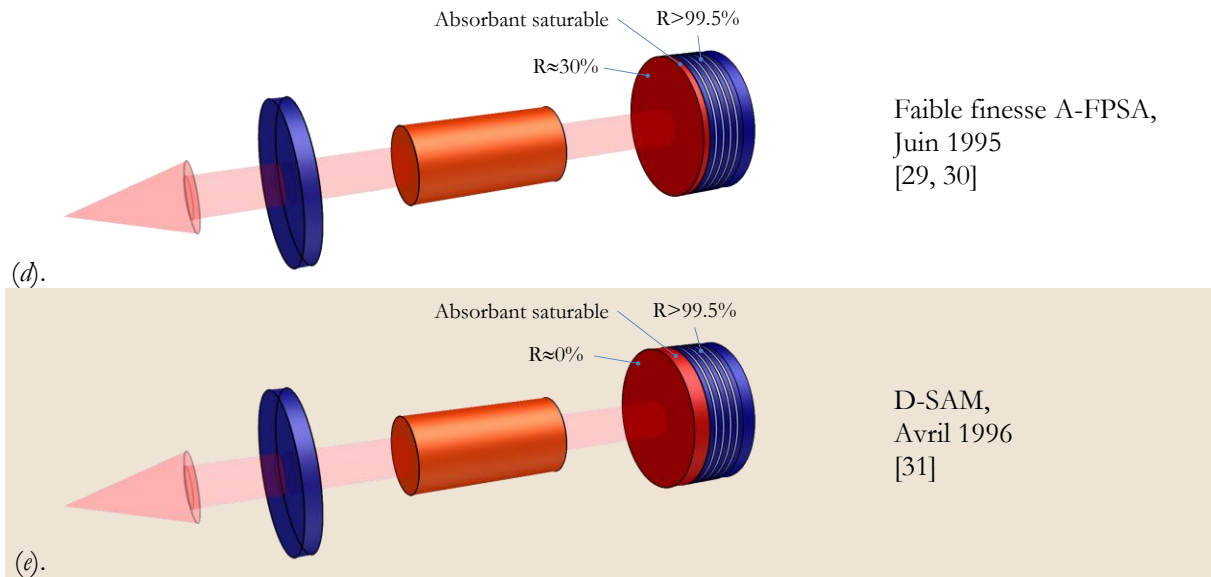


Fig. 3-4 : Évolution de SESAM, les explications sont dans le texte. (d'après [4, 12]).

(a) : L'absorbant saturable est placé dans une cavité couplée[25, 32]. Cette technique introduite au début des années 90s, est appelée verrouillage des modes passifs résonant² (RPM). L'utilisation de cette technique étaient motivée par la démonstration des lasers à soliton[33], et le verrouillage de modes par addition d'impulsions³ [34-36]. L'absorbant saturable à semiconducteur était supposé introduire des pertes importantes, d'où la difficulté de l'insérer dans la cavité laser. À cette époque, un verrouillage de modes passif stable était supposé non possible pratiquement avec un absorbant saturable semiconducteur intra-cavité [37].

(b) : Ce cas correspond à un absorbant saturable placé dans une cavité Fabry-Pérot anti-résonante à haute finesse⁴ (A-FPSA). La figure (Fig. 3-5(a)) présente un schéma simplifié de la cavité Fabry-Pérot (§2.3.2).

La cavité Fabry-Pérot est formée par un miroir de Bragg de réflectivité (R_{Ar}) et un miroir diélectrique de réflectivité (R_{SM}), avec l'absorbant saturable situé entre les deux miroirs (souvent une structure multi-puits quantiques). L'épaisseur de la cavité Fabry-Pérot (d) est ajustée pour qu'elle travaille dans l'état anti-résonant, ce qui donne un minimum au retard de group $\partial\phi/\partial\omega$ (Fig. 3-5(b)). La réflectivité du miroir diélectrique sur la surface du SESAM est ajustée pour régler l'intensité dans la cavité Fabry-Pérot, et donc l'intensité effective de saturation de l'absorbant saturable.

Ce SESAM est le premier SESAM intra cavité utilisé dans le régime de modulation des pertes, pour la génération des impulsions brèves dans les lasers à l'état solide et disques lasers, et a permis d'obtenir des impulsions de l'ordre 50picoseconde[38], et femto-seconde pour les lasers à l'état solide[28].

(c) : SESAM en configuration anti-résonante⁵: avec une couche antireflet. Ici le miroir diélectrique est remplacé par une couche mince antireflet, ce SESAM est appelé (AR-coated SESAM)[27]. En adaptant la taille du mode stable de cavité laser sur la surface de SESAM, l'intensité de l'impulsion incidente peut être adaptée à l'intensité de saturation. La couche mince antireflet augmente la profondeur de modulation et peut aussi agir comme une couche de protection qui peut améliorer aussi la fiabilité du SESAM.

² Le terme anglais « Resonant Passive Modelocking ».

³ Le terme anglais « Additive mode locking ».

⁴ Le terme anglais « High-finesse antiresonant Fabry-Pérot saturable absorber ».

⁵ Il est décrit plus tard par le terme SBR (Saturable Bragg Reflector).

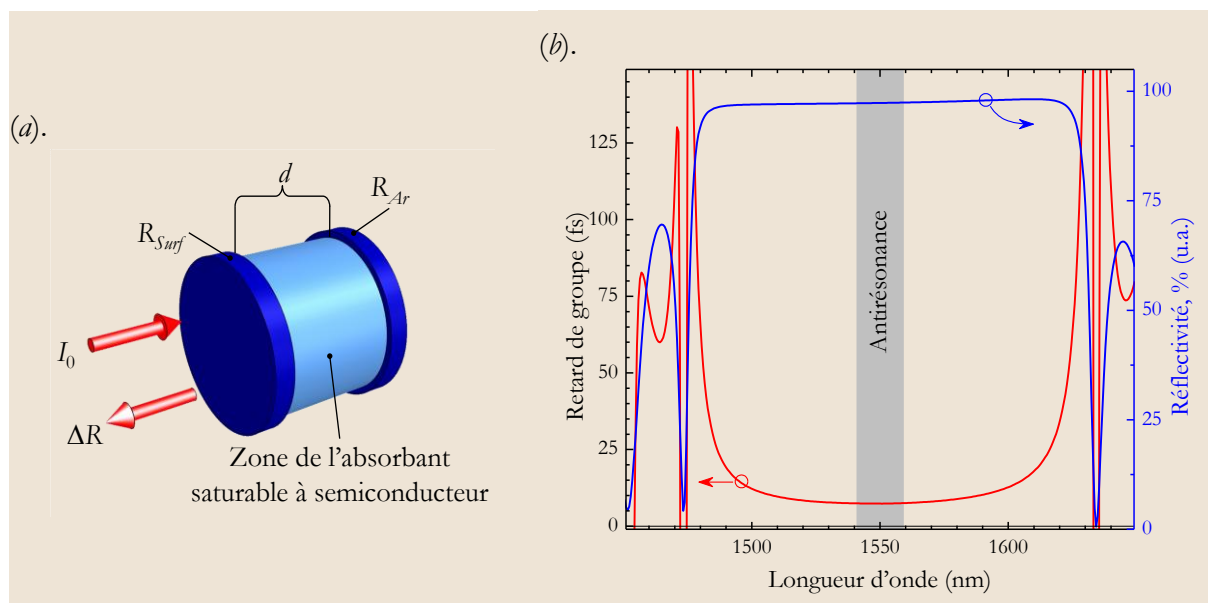


Fig. 3-5 : A-FPSA : (a). Le principe du concept A-FPSA. La réflectivité de la surface R_{surf} permet de contrôler l'intensité incidente dans la zone de l'absorbant saturable. L'épaisseur de la zone de l'absorbant saturable est bien ajustée pour avoir un cas anti-résonant ; (b). la réflectivité (ligne bleue) d'une structure anti-résonante, et le retard de groupe (ligne rouge), en fonction de la longueur d'onde. À l'antirésonance le retard de groupe est minimum.

(d) : SESAM dans une cavité Fabry-Pérot anti-résonante à faible finesse (Low-Finesse A-FPSA)[29, 30]. Les deux cas extrêmes d'une structure A-FPSA sont, soit avec haute finesse, soit avec antireflet. Un cas intermédiaire spécifique est utilisé, c'est le SESAM dans une cavité Fabry-Pérot anti-résonante à faible finesse. Contrairement au cas (c), il n'y a pas de couche antireflet en surface, ce qui donne une réflexion de surface (semi-conducteur/air) de l'ordre $R \sim 30\%$. R. Fluck *et al.* [39], a remplacé le miroir de Bragg par un miroir métallique, pour augmenter la largeur spectrale de fonctionnement du SESAM.

(e) : Présente un miroir à absorbant saturable dispersif D-SAM (Dispersive Saturable Absorber Miroirs)[31], la dispersion⁶ est responsable des différents déphasages entre les différentes composantes spectrales d'une impulsion laser. Dans ce type de SESAM les deux phénomènes, dispersion et absorption saturable, existent. Il est semblable au cas d (Low-Finesse AFPSA), mais travaille plus proche de la résonance.

3.4 Caractéristiques macroscopiques du SESAM

Le SESAM est caractérisé par différents paramètres macroscopiques : la profondeur de modulation, notée ΔR , qui est la différence entre la transmission à intensité très grande devant l'intensité de saturation, et la transmission à intensité nulle; les pertes non saturables, notées ΔR_{ns} , qui correspondent à l'absorption résiduelle du matériau soumis à une impulsion de fluence très grande devant la fluence de saturation; la fluence de saturation, notée F_{sat} , qui est l'énergie par unité de surface (fluence) à partir de laquelle la transmission augmente sensiblement; l'intensité de saturation I_{sat} est le paramètre qui relie la fluence de saturation avec la réponse temporelle du SESAM, et finalement le temps de récupération, noté τ_{AS} , qui est le temps nécessaire au retour à l'équilibre de l'absorbant saturable[40]. Nous allons présenter tous ces paramètres en commençant par τ_{AS} .

⁶ Expliqué en détails dans le chapitre suivant (verrouillage des modes passif).

3.4.1 Dynamique de recouvrement

Le mécanisme de recombinaison des porteurs pour le retour aux états de basse énergie (bande de valence), permet de distinguer deux types d'absorbants saturables à semiconducteurs : rapides et lents.

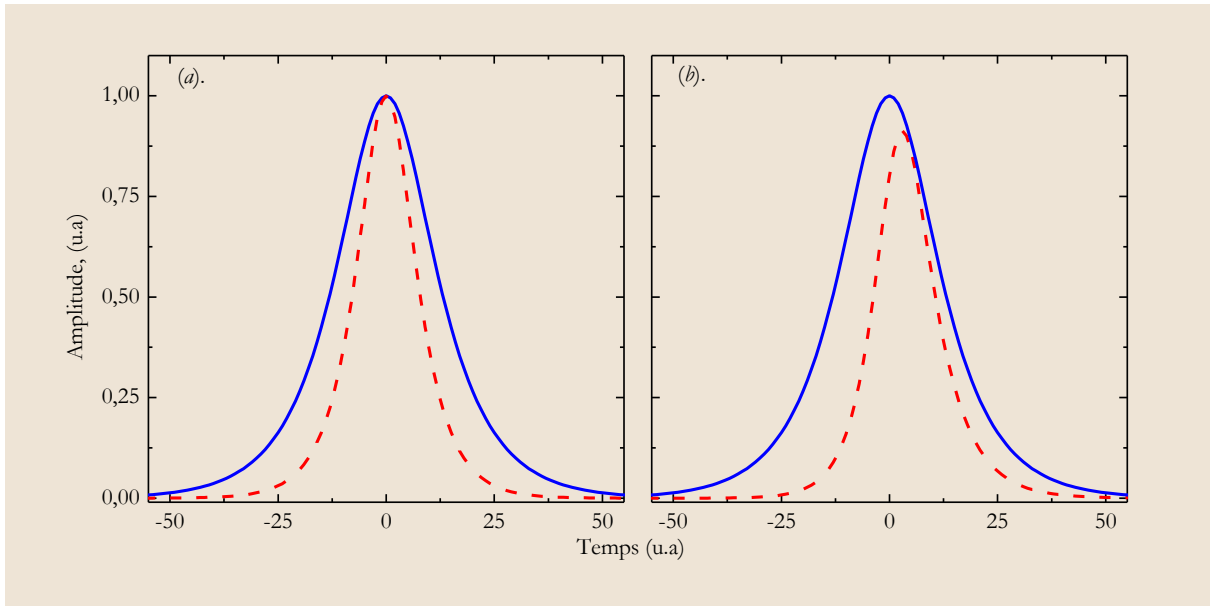


Fig. 3-6 : Simulation de l'effet de la saturation de l'absorption sur une impulsion de profil temporel de type sécante hyperbolique (Sech^2) : (a) cas d'un absorbant saturable rapide (courbes normalisées) ; (b) cas d'un absorbant saturable lent. Pour comparaison, les profils temporels avant (trait bleu continu) et après (trait rouge pointillé) l'absorbant saturable sont superposés.

Les absorbants saturables dits rapides réagissent instantanément au flux de photons auquel ils sont exposés. Dans le cas d'une impulsion traversant un absorbant saturable rapide, le résultat est un rétrécissement de la durée de cette dernière car l'absorption est plus forte en ses extrémités qu'en son maximum. En revanche, si la même impulsion traverse un matériau absorbant saturable lent, alors la saturation intervient avec un certain temps de retard : le résultat est une impulsion de profil temporel asymétrique.

⚠ Le caractère « lent » ou « rapide » d'un absorbant saturable est lié à la durée des impulsions considérées. Nous pouvons considérer que pour des impulsions brèves (≤ 1 ps), tous les milieux non linéaires sont des absorbants saturables lents. L'effet équivalent à un absorbant saturable rapide est réalisable en exploitant des processus non linéaires du matériau de milieu à gain (Verrouillage de modes par lentille de Kerr, ou par addition cohérente d'impulsions).

3.4.2 Diminution du temps de recouvrement de l'absorption

Notre but est de réaliser un composant passif, la réduction de ce temps de recouvrement ne doit donc pas nécessiter l'aide d'une énergie extérieure (comme par exemple une tension électrique, un contrôle thermique-échauffement, un pompage optique, etc...). Pour réduire le temps de vie des porteurs dans les puits quantiques et accélérer ainsi la dynamique de recouvrement de l'absorption dans le SESAM, nous introduisons en général des mécanismes de recombinaisons non radiatives via des défauts. Nous pouvons ainsi, soit positionner les puits quantiques près de la surface (recombinaison sur des états de surface), soit créer des états mi-gap localisés ou des centres de recombinaison non-radiatifs dans la structure cristalline du matériau. La figure (Fig. 3-7) montre schématiquement les bandes

énergétiques de la bande de conduction et de valence, pour un puits quantique proche de la surface, et un puits quantique proche d'une zone de défauts introduisant des états mi-gap.

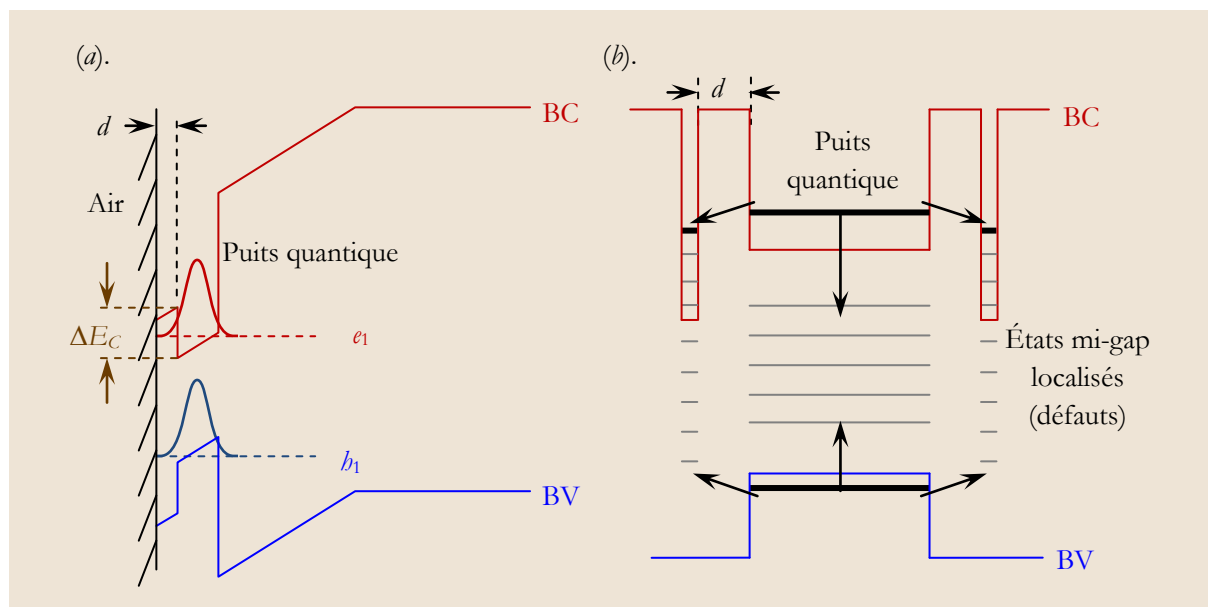


Fig. 3-7 : Schéma de bandes de conduction et de valence d'un puits quantiques : (a) situé à une distance d de la surface, (b) avec des états mi-gap localisés.

3.4.2.1 Puits quantiques près de la surface

En positionnant les puits quantiques près de la surface, les états de surface du composant sont mis à profit pour réduire la durée de vie des porteurs dans le puits quantique. Cette technique n'est efficace que si le matériau a une forte densité d'états de surface recombinants. Deux principaux mécanismes ont été identifiés comme pouvant conduire à une recombinaison rapide des porteurs à la surface du composant :

1-Lorsque le puits quantique est placé à une distance d très faible de la surface (quelques nanomètres), les fonctions d'onde des porteurs confinés dans le puits quantique peuvent être couplées par effet tunnel aux états de surface.

2-Les porteurs peuvent être excités thermiquement hors du puits, et ainsi se recombiner avec les états de surface de la structure. De plus, le champ électrique induit par la différence entre les niveaux de Fermi dans le semiconducteur et à la surface accélère les porteurs thermiquement excités vers la surface.

Lorsque la distance d diminue, le couplage par effet tunnel des porteurs du puits quantique avec les états de surface est évidemment favorisé. D'autre part, une hauteur de barrière faible favorisera l'échappement thermique des porteurs hors du puits. Par ailleurs, les états de surface du matériau barrière doivent être très recombinants, c'est à dire présenter une vitesse de recombinaison de surface élevée. Pour le GaAs la vitesse de recombinaison de surface est élevée (de l'ordre de 1 à $5 \cdot 10^5$ cm \cdot s $^{-1}$ pour un matériau non dopé)[41]. La difficulté principale pour transposer cette technique aux matériaux épitaxiés sur InP est la plus faible vitesse de recombinaison de surface des matériaux de cette famille (de l'ordre de $5 \cdot 10^3$ cm \cdot s $^{-1}$ pour un matériau non dopé)[42].

Ce type de SESAM a été étudié au LPN, en collaboration avec l'université de Southampton (UK) et le CEM2 (Montpellier) pour des structures épitaxiées sur substrat de GaAs[43]. Un SESAM, pour lequel la durée de vie des porteurs dans le puits quantique est de 20 ps, a ainsi permis d'obtenir des impulsions de durée inférieure à 500 fs dans un VECSEL en verrouillage de modes à la longueur

d'onde 1040 nm [44]. Et récemment le groupe de Anne Tropper à l'université de Southampton avec l'université de Cambridge ont obtenu des impulsions brèves jusqu'à 260fs à 1035nm [45].

3.4.2.2 L'introduction de défauts cristallins

Les états mi-gap localisés sont introduits par les défauts cristallins. Plusieurs méthodes ont été développées à ce jour et elles interviennent soit après la croissance cristalline (méthodes ex-situ), soit pendant la croissance (méthodes in-situ).

-Méthode ex-situ :

Il s'agit de l'irradiation ionique. Cette technique consiste à bombarder la structure cristalline avec des ions de très fortes énergies. Les ions vont ainsi traverser la couche active de part en part et créer tout au long de leur passage des défauts cristallins. De nombreux ions ont été étudiés dans le cadre de cette technique. L'utilisation d'ions légers comme les protons (H^+) va créer des défauts ponctuels [46], alors que l'utilisation d'ions lourds comme le nickel (Ni^+) [47], l'or (Au^+) ou encore l'oxygène (O^+) [48] va créer de nombreux défauts sous forme d'agrégats. Bien que les deux types d'ions permettent d'obtenir des temps de relaxation de quelques picosecondes, les ions lourds donnent les temps de recouvrement les plus courts et de plus les défauts ainsi créés sont moins sensibles à la température [49]. Enfin, nous pouvons noter que l'absorption excitonique, bien que légèrement dégradée, est toujours visible pour des doses d'irradiation allant jusqu'à $1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [48].

Malheureusement, cette technique a un effet important sur la réflectivité du SESAM, qui chute sur tout le spectre : ceci est dû à l'introduction des pertes optiques dans les couches de Bragg liées à l'étape d'irradiation [50].

-Méthodes in-situ :

Nous modifions un paramètre de croissance tel que la température ou les éléments chimiques. Cinq techniques utilisant ce principe peuvent être recensées dans la littérature : la croissance basse-température, le dopage, la croissance assistée par plasma, la croissance métamorphique et l'utilisation de plans azotés.

1- Croissance basse-température : La plupart des composants optoélectroniques à base de semiconducteur nécessitent des couches cristallines de grande qualité d'où la nécessité de réaliser ces croissances à des températures de 500°C à 600°C [51]. Avec la baisse de la température de croissance, de nombreux défauts cristallins apparaissent (excès d'As sous forme d'As antisite par exemple dans GaAs) et forment des niveaux donneurs profonds qui capturent les porteurs [52]. L'expérience montre que le temps de recouvrement diminue avec la température de croissance. Ainsi des temps de relaxation subpicosecondes ont été atteints avec des puits quantiques sur GaAs [53-55] et sur InP (mais associé à du dopage) [56] pour des températures de croissance de 310°C et 200°C respectivement.

2- Le dopage : cette technique permet de créer des centres de recombinaison non-radiatifs lors de la croissance cristalline. A ce jour, deux éléments ont été principalement utilisés pour réduire le temps de recouvrement : le béryllium (Be) et le fer (Fe). Le dopage au (Be) est toujours associé à une croissance basse-température [56, 57]. En plus des défauts liés à la croissance basse température, les atomes de Be forment des complexes avec le (As) qui agissent comme des centres de capture et de recombinaison des porteurs. Le dopage (Fe) se fait à une température de croissance plus élevée ($\sim 450^\circ\text{C}$). Les atomes de (Fe) remplacent les atomes de (In) dans le réseau cristallin et forment ainsi des niveaux accepteurs profonds qui vont piéger les porteurs [58]. Dans les deux cas, le temps de recouvrement diminue avec la concentration de dopants. La technique du dopage au (Be) a ainsi permis d'atteindre un temps de réponse aussi court que 250 fs sur des puits quantiques GaAs/AlAs (concentration de $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et température de croissance de 280°C) [57] et de 1 ps pour des puits In-GaAs/InAlAs (concentration de $7.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et température de croissance de 200°C) [56]. La

technique du dopage au Fe a quant à elle permis d'obtenir un temps de réponse ultracourt de 290 fs avec des puits quantiques InGaAs/InP (concentration de $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)[59].

3- La croissance assistée par plasma d'hélium (He) : une technique in-situ, en association à un dopage au (Be), permet de réduire le temps de relaxation des porteurs. Durant la croissance, un plasma continu de (He) provoque des défauts de surface aidant à la réduction du temps de relaxation. Un temps de réponse de 0,8 ps a pu être obtenu grâce à cette technique, mais uniquement sur un matériau massif d'InGaAsP (associé à un dopage au Be à $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)[60].

4- La croissance métamorphique : une technique mise au point très récemment, consiste à utiliser les désaccords de maille entre matériaux pour créer des dislocations dans la zone active et permettre ainsi de réduire le temps de recombinaison. Le temps de relaxation est contrôlé grâce à l'épaisseur d'une couche d'InP séparant la zone active de la zone de création des dislocations. Plus l'épaisseur de cette couche est faible, plus le nombre de dislocations est grand et plus court est le temps de recombinaison. A partir de cette méthode, des puits quantiques à base d'InP ont été épitaxiés sur un substrat de GaAs et ont montré un temps de réponse de 40 ps[61]. Cette technique est très intéressante car elle permet de faire des structures fonctionnant à 1550 nm sur des substrats de GaAs, substrats permettant de réaliser des miroirs de Bragg en semiconducteur plus facilement que sur substrat InP et beaucoup moins chers que ces derniers. Mais les temps de relaxation actuellement obtenus sont trop longs pour un fonctionnement à très haut débit.

5- Utilisation de plans azotés : L'utilisation de très fines couches cristallines (en GaNAs) contenant une forte quantité d'azote (N) dans le but de réduire le temps de relaxation des porteurs est une technique originale développée au LPN[62]. Idéalement, une telle couche se réduit à un plan cristallin riche en N, que nous plaçons très près du puits quantique absorbant. Ces plans cristallins sont placés très près des puits quantiques (quelques nanomètres) afin de permettre aux porteurs d'y être évacués par effet tunnel et de s'y recombinaison. Le temps de relaxation est ajusté grâce à l'épaisseur de matériau séparant le puits quantique du plan azoté. Cette technique a été utilisée pour réaliser des microcavités avec des puits quantiques de nitrures dilués (InGaNAs) ou (InGaNAsSb) sur des substrats de GaAs. Une de ces structures fonctionnant à $1,55 \mu\text{m}$ a permis d'obtenir un temps de recouvrement jusqu'à quelques dizaines de picosecondes[63]. Afin de réduire le temps de recombinaison, il est important d'obtenir une forte concentration d'azote dans le plan recombinant. Très récemment, des temps inférieurs à 10ps ont été obtenus en ajoutant un surfactant(Sb) dans le plan d'azote.

La plupart des techniques que nous avons citées, permettent d'obtenir des temps de recouvrement suffisamment courts pour pouvoir obtenir un verrouillage de modes passif avec des impulsions ultra brèves (\sim qqps ps). Malheureusement, avec certaines de ces techniques, la qualité des puits quantiques peut être dégradée, et l'absorption excitonique va être dégradée à son tour, donc il y aura diminution de la non-linéarité d'absorption. Une autre conséquence non-négligeable de la réduction du temps de recouvrement est de fortement augmenter l'intensité nécessaire à la saturation de l'absorption.

Parmi les techniques citées précédemment, l'utilisation de plans azotés, est une technique qui dégrade peu la qualité des puits quantiques et de la structure SESAM dans son ensemble. Le temps de relaxation des porteurs est contrôlé par la distance entre les plans d'azote et les puits quantiques, le nombre de plans insérés, ainsi que par la concentration d'azote dans les plans. De plus nous pouvons espérer faire varier le temps de recouvrement de plusieurs dizaines de picosecondes à moins de dix picosecondes. Pour cela nous avons choisi cette technique pour la fabrication des SESAMs utilisés dans les travaux effectués dans cette thèse.

3.4.3 Profondeur de modulation

La réflectivité non-linéaire est représentée en fonction de la fluence d'énergie des impulsions incidentes dans la figure (Fig. 3-8). La courbe est présentée en échelle linéaire (à gauche), et logarithmique (à droite). Il est possible de décrire la courbe par trois paramètres principaux : (i) la réflectivité linéaire R_{lin} pour une très faible fluence ; (ii) la réflectivité R_{ns} pour une très haute fluence (théoriquement infini) où il n'y a plus d'absorption dans les puits quantiques, et finalement (iii) la fluence de saturation F_{Sat} qui sera présentée en détail ultérieurement.

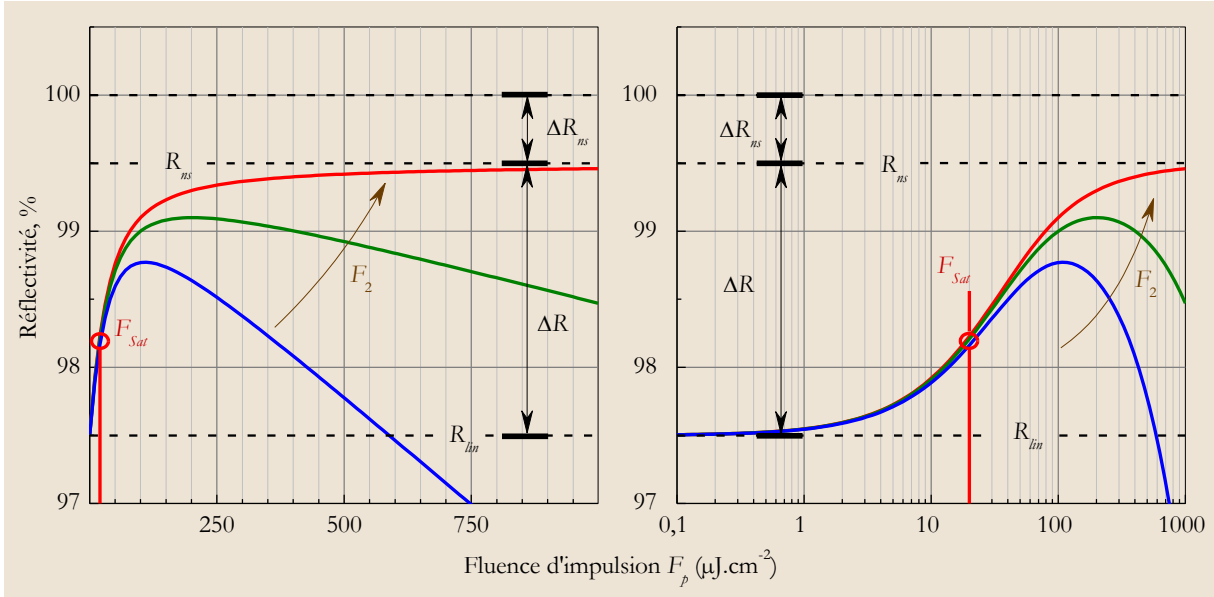


Fig. 3-8 : La réflectivité en fonction de fluence ($\mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$), la courbe bleue a un petit facteur d'absorption à deux photons F_2 , la courbe verte un facteur d'absorption F_2 absorption plus important. La courbe rouge est pour le cas $F_2 \rightarrow \infty$. (à gauche : échelle linéaire, à droite : échelle logarithmique).

La profondeur de modulation ΔR , représentée sur la figure (Fig. 3-8) le maximum des pertes saturables, elle est définie par l'équation :

$$\Delta R = R_{ns} - R_{lin} \quad (3.4)$$

Les pertes non saturables ΔR_{ns} , représentent, elles, les pertes résiduelles pour une impulsion ayant une fluence beaucoup plus importante que la fluence de saturation, elle est définie par la relation :

$$\Delta R_{ns} = 100 - R_{ns} \quad (3.5)$$

Des mesures expérimentales permettent de déterminer les valeurs de ΔR et ΔR_{ns} à partir d'une estimation de R_{ns} et R_{lin} .

3.4.4 Fluence de saturation

Pour une impulsion incidente d'énergie E_p (μJ) sur un SESAM, la fluence de cette impulsion, F_p (Souvent mesuré par $\mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$), est défini par la relation :

$$F_p = \frac{E_p}{S} \quad (3.6)$$

où E_p est l'énergie (μJ), S la surface de faisceau sur le SESAM.

Lorsque la fluence de l'impulsion incidente F_p augmente, la réflectivité du SESAM va d'abord augmenter, à cause du mécanisme de saturation de l'absorption. La fluence de saturation F_{Sat} définit la fluence nécessaire pour démarrer la saturation de l'absorption. Si la fluence devient très élevée ($F_p \gg F_{Sat}$), la réflectivité devient décroissante, par des effets non linéaire : principalement par l'effet de

l'absorption à deux photons⁷[64] pour des les impulsions brèves de l'ordre des femtosecondes, et des effets d'absorption nonlinéaire, plus importants (non identifiés) pour des impulsion plus longues (\sim picoseconde)[65] ; comme illustré sur la figure (Fig. 3-8). Le paramètre utilisé pour tenir compte de ces effets nonlinéaire est la fluence F_2 .[65, 66]. F_2 est la fluence pour laquelle la réflectivité $R(F_p)$ est à nouveau diminuée jusqu'à ($\sim 1/e \equiv 37\%$). Ce paramètre dépend du design du SESAM, et de la largeur temporelle de l'impulsion laser utilisée pour les caractérisations. L'ensemble de ces mécanismes peut être décrit par l'expression suivante [64, 67] :

$$R(F_p) = R_{ns} \cdot \frac{\ln \left[1 + \frac{R_{lin}}{R_{ns}} \left(e^{\frac{F_p}{F_{sat}}} - 1 \right) \right]}{\frac{F_p}{F_{sat}}} \cdot e^{-\frac{F_p}{F_2}} \quad (3.7)$$

La définition microscopique de F_{sat} est donnée par l'équation[67] :

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{\alpha \cdot I}{F_{sat}} \quad (3.8)$$

où la variation temporelle de l'absorption α est proportionnelle à l'inverse de la fluence de saturation. Cette équation permet de trouver une relation plus générale, donnée par[40, 67] :

$$F_{sat} = \frac{h\nu}{2\sigma_{AS}} \quad (3.9)$$

où $h\nu$ est l'énergie du photon, σ_{AS} est la section efficace d'absorption, un paramètre intrinsèque du matériau, plus grand dans les puits quantiques que dans les matériaux massifs. Ainsi dans les puits quantiques, l'intensité de saturation est environ 10 fois plus faible que dans les matériaux massifs, d'où l'intérêt des SESAMs à puits quantiques. Le coefficient d'absorption du matériau est donné par :

$$\alpha = \sigma_{AS} N_D \quad (3.10)$$

où N_D est la densité des d'états du semiconducteur. L'intensité de saturation est un paramètre important, qu'il est souhaitable de minimiser afin d'obtenir un comportement non-linéaire efficace avec des intensités optiques incidentes raisonnables. Pour une énergie de photon $h\nu$ donnée, I_{sat} dépend de la section efficace d'absorption σ_{AS} du matériau, ainsi que du temps de recouvrement de l'absorption τ_{AS} [68] :

$$I_{sat} = \frac{h\nu}{2\sigma_{AS} \cdot \tau_{AS}} = \frac{F_{sat}}{\tau_{AS}} \quad (3.11)$$

Des caractérisations des structures SESAMs effectuées dans cette thèse permettent de déterminer les valeurs de F_{sat} et τ_{AS} , donc il est possible de calculer expérimentalement I_{sat} .

3.5 Structures SESAMs

Les structures SESAMs étudiées dans ce paragraphe doivent vérifier certains critères (fonctionnement autour de la longueur d'onde 1550nm, une profondeur de modulation suffisante pour permettre et stabiliser le verrouillage de modes). Elles comportent, soit un puits quantique InGaAsN ($\lambda_{PL} \sim 1550\text{nm}$) entouré de part et d'autre par un plan d'azote SESAM-76L43, soit deux puits quantiques InGaAsN entourés de part et d'autre par deux plans d'azote SESAM-76L44. Les deux structures ont été réalisées par épitaxie MBE sur un substrat GaAs, avec un miroir de Bragg à haute réflectivité (35paires GaAs/AlAs). Ces structures sont de type anti-résonant A-FPSA.

⁷ Absorption à deux photons : une phénomène a été prévu à l'origine par Maria Goeppert-Mayer en 1931 dans sa thèse de doctorat.

La figure (Fig. 3-9) illustre la structure de la zone d'absorption à puits quantiques utilisée dans les SESAMs, où les plans d'azotes sont séparés par une distance de 2nm.

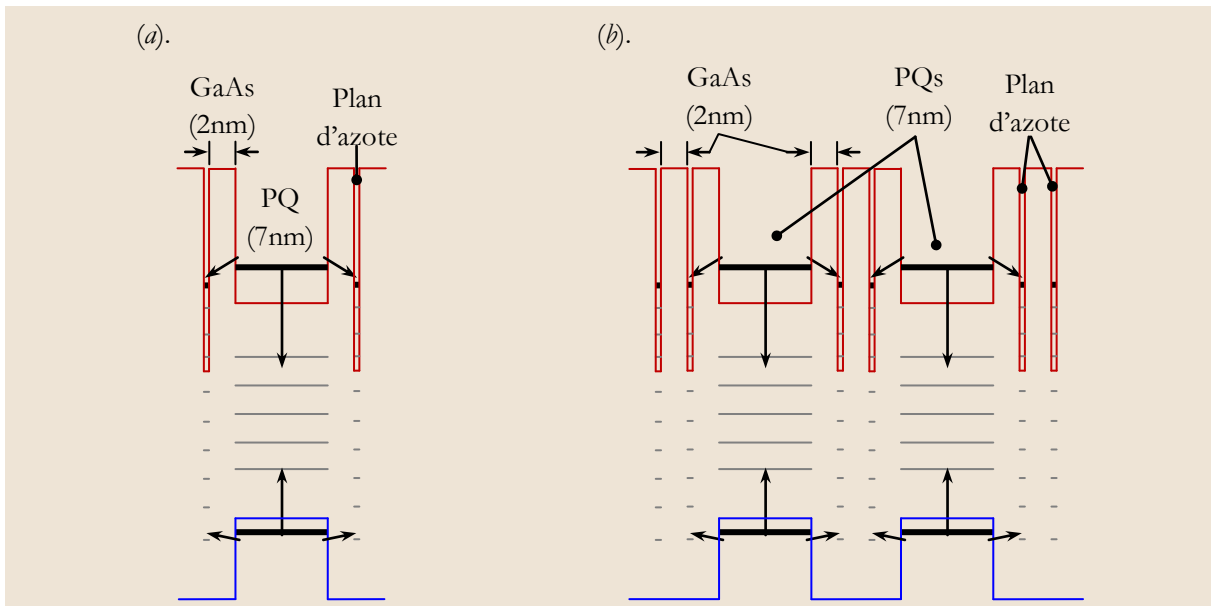


Fig. 3-9 : Schéma des puits quantiques dans les SESAMs; (a). Dans le SESAM-76L43, un puits quantique d'épaisseur 7nm entouré par deux plans d'azote à distance 2nm, (b). Dans le SESAM-76L44, les puits quantiques d'épaisseur 7nm sont entourés par 3x2 plans d'azote. La distance entre les plans d'azote est 2nm.

La figure (Fig. 3-10) présente une photo TEM⁸ d'une structure de SESAM contenant deux puits quantiques entourés de part et d'autre par un plan d'azote. La largeur des puits est ~8nm, avec des distances ~2nm pour les plans d'azote.

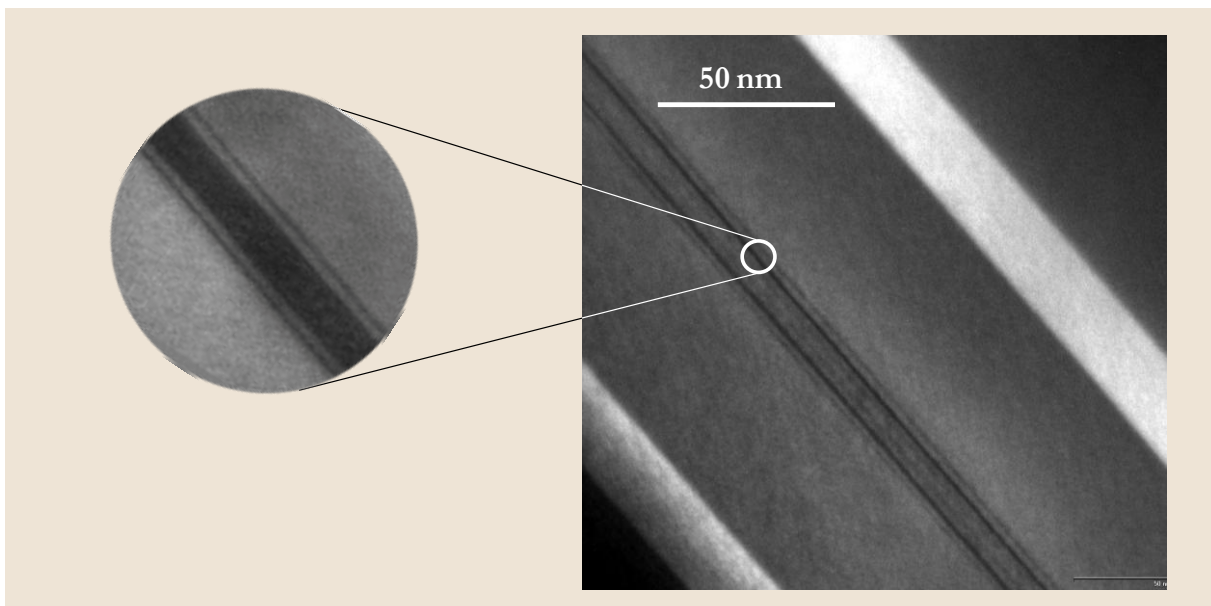


Fig. 3-10 : Photo TEM d'une structure de SESAM avec deux puits quantiques. Il est possible de voir les plans d'azote dans l'élargissement. (d'après[69])

La figure (Fig. 3-11) montre le schéma de structure de SESAM de configuration anti-résonante avec un puits quantique entouré de part et d'autre par un plan d'azote SESAM-76L43, avec un calcul du

⁸ Le terme anglais : « Transmission Electron Microscopy »

champ électrique dans la structure à $\lambda=1550\text{nm}$. Dans une configuration anti-résonante l'amplitude du champ électrique est maximum sur le puits quantique, avec une amplitude réduite de ($\sim 1/11.4 \approx 1/n_{\text{GaAs}}^2 = 0.088$) par rapport à l'amplitude du champ dans l'air.

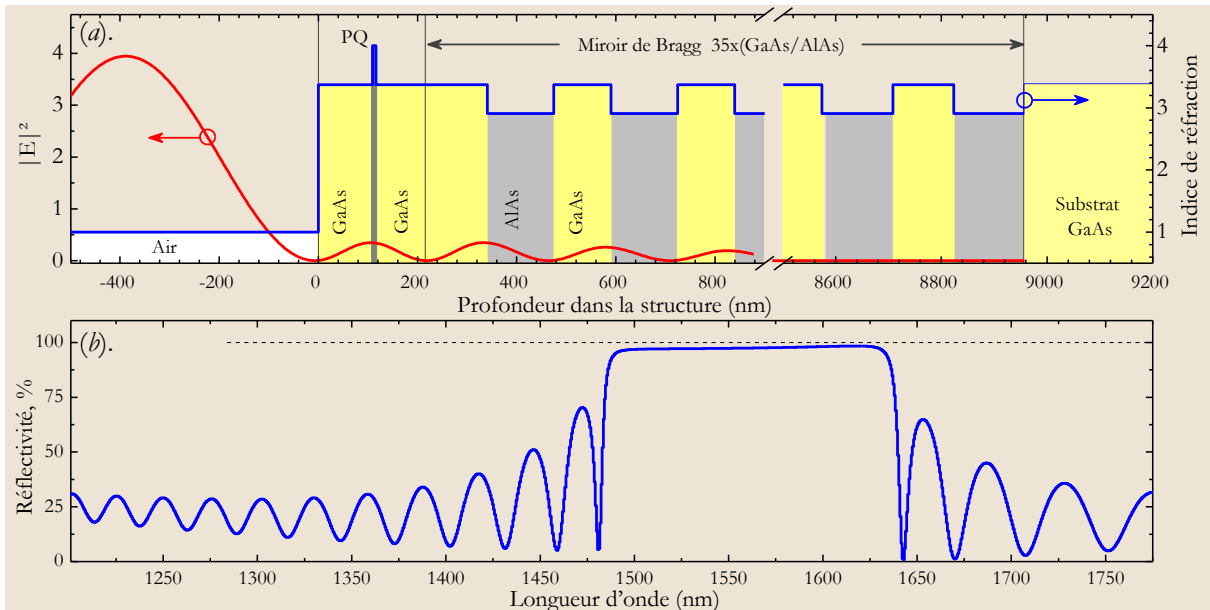


Fig. 3-11 : Schéma de la structure de SESAM-76L43 ; (a). le profil de l'indice de réfraction avec un calcul du champ électrique anti-résonant qui a un maximum sur le puits quantique, (b).calcul du spectre de réflectivité.

Pour augmenter l'amplitude du champ électrique absorbé dans le puits quantique nous ajoutons une couche antireflet à 1550nm sur la surface de SESAM, dans un premier cas nous ajoutons une couche quart d'onde antireflet SiO_x avec $n=1.46$, $k=0$ à $\lambda \approx 1550\text{nm}$ [70] (appelé 76L43#1), dans un deuxième cas nous ajoutons une couche antireflet quart d'onde SiN_x avec $n=1.87$, $k=0$ à $\lambda \approx 1550\text{nm}$ [70] (appelé 76L43#2). Nous utilisons ces deux types de matériau pour étudier l'effet de l'indice de réfraction de la couche antireflet sur l'amplitude du champ résonant dans les puits quantiques. Ces SESAM's sont de type absorbant mince avec AR (Fig. 3-4(i)). Les deux cas (76L43#1 et 76L43#2) sont proches l'un de l'autre, donc nous présentons dans la figure (Fig. 3-12) le schéma de la structure après l'antireflet pour le SESAM-76L43#2, et le spectre de réflectivité calculé.

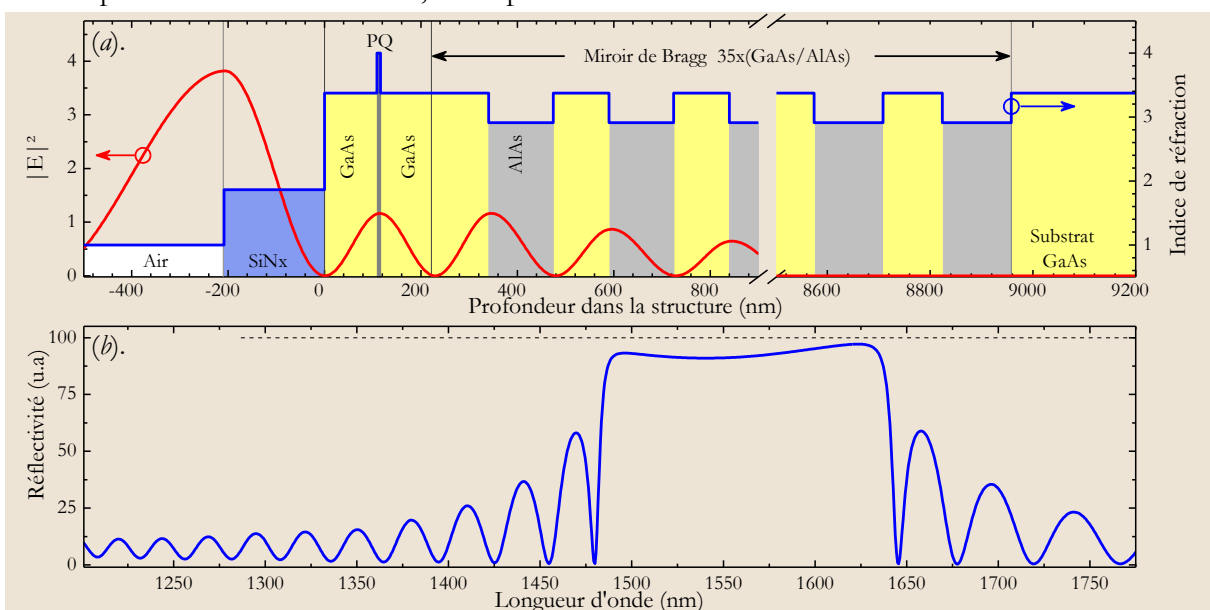


Fig. 3-12 : Structure de SESAM-76L43#2 : (a). le profil de l'indice de réfraction avec un calcul du champ électrique, (b). calcul du spectre de réflectivité.

Nous trouvons que l'amplitude champ électrique au niveau du puits quantique est augmentée jusqu'à (~ 0.3) par rapport à l'amplitude du champ dans l'air.

Nous pouvons augmenter l'amplitude du champ électrique dans le puits quantique en utilisant une structure résonante, il nous faut alors augmenter l'épaisseur de la couche de surface d'un quart d'onde. Nous avons à notre disponibilité le matériau amorphe (a-Si:H) dont l'indices de réfraction est proche de celui du GaAs à $\lambda \approx 1550\text{nm}$ ($n_{\text{GaAs}}=3.37$, $n_{\text{a-Si:H}}=3.7$)[70]. Dans ce cas nous nous rapprochons du cas résonant à faible finesse.

Le profil du champ électrique calculé dans le SESAM en configuration résonante (avec ajout d'une couche en a-Si:H) est rapporté sur la figure (Fig. 3-13), pour la structure 76L43 (SESAM-76L43#3) à un puits quantique.

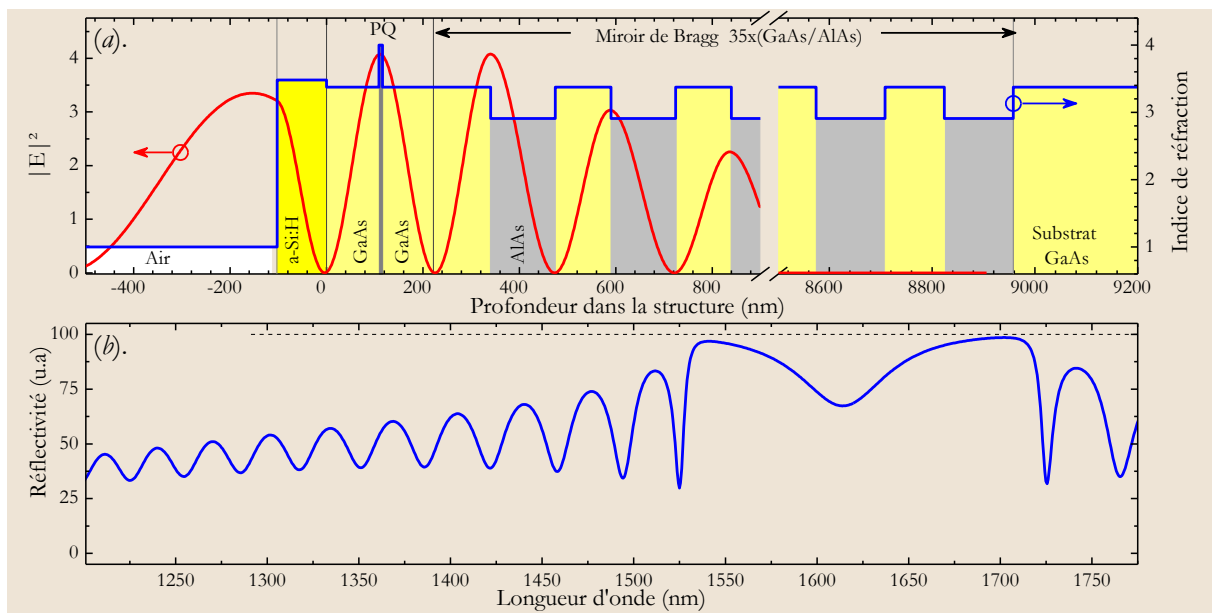


Fig. 3-13 : Structure de SESAM-76L43#3 : (a). le profil de l'indice de réfraction avec un calcul du champ électrique, (b). calcul du spectre de réflectivité.

Nous trouvons que l'amplitude du champ électrique au niveau du puits quantique est augmentée par rapport à l'amplitude du champ dans l'air. Cette configuration permet d'augmenter fortement l'absorption par rapport au cas de la configuration anti résonante.

Le paramètre de confinement longitudinal réduit Γ'_z (§2.3.1.2), qui décrit l'effet de filtrage de SESAM, est calculé dans la figure (Fig. 3-14) pour les structures de SESAMs (76L43, 76L43#2, 76L43#3). Nous trouvons que Γ'_z de la structure anti résonante 76L43, est faible < 0.4 , mais avec une largeur à mi-hauteur de $\sim 150\text{nm}$. Nous augmentons Γ'_z , avec l'antireflet (structure 76L43#2), jusqu'à ~ 1.16 avec une largeur spectrale à mi-hauteur de $\sim 130\text{nm}$. Finalement pour une structure résonante, Γ'_z est ~ 4.2 , avec une largeur spectrale à mi-hauteur de $\sim 50\text{nm}$. Ce qui présente une sensibilité de fonctionnement importante à la longueur d'onde.

La répartition du champ électrique et le spectre de réflectivité du SESAM-76L44 (deux puits quantiques, entouré de part et d'autre par deux plans d'azote), est très proche à celles du SESAM-76L43. Nous ajoutons aussi une couche de dépôt à 1550nm sur la surface de SESAM pour obtenir une structure résonante, où nous ajoutons une couche quart d'onde a-Si:H avec $n=3.6$ (appelé 76L44#1), dans un deuxième cas nous ajoutons une couche antireflet quart d'onde SiN_x avec $n=1.868$ (appelé 76L44#2).

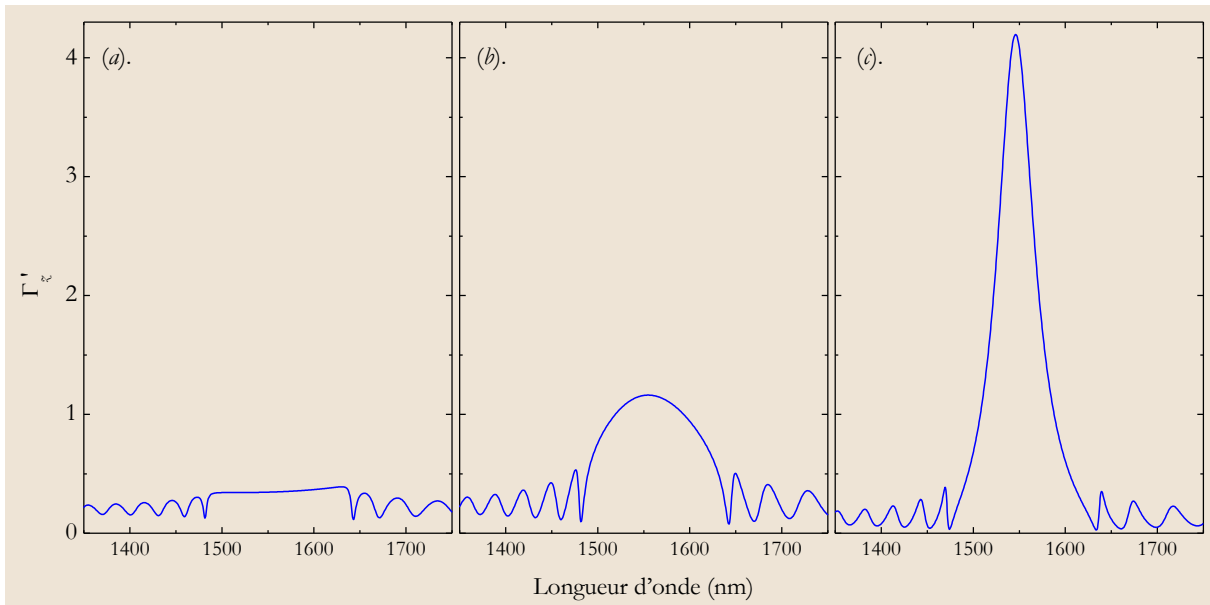


Fig. 3-14 : Calcul du paramètre de confinement longitudinal réduit Γ'_z en fonction de la longueur d'onde pour : (a). dans la structure SESAM-76L43, (b). dans la structure SESAM-76L43#2, (c). dans la structure SESAM-76L43#3.

Le tableau suivant présente un résumé des structures des SESAMs utilisés.

Structure	76L43	76L43 #1:	76L43 #2:	76L43 #3:	76L44	76L44 #1:	76L44 #2:
Configuration	Anti-résonant	Anti-résonant avec antireflet	Anti-résonant avec antireflet	Résonant	Anti-résonant	Résonant	Anti-résonant avec antireflet
Détails :							
Couche de surface	GaAs	SiO _x	SiN _x	a-Si:H	GaAs	a-Si:H	SiN _x
Nombre des puits quantiques	1 puits			2 puits			
Nombre des plans d'azote	2 plans			3×2 plans			
Miroir de Bragg	35 paires GaAs/AlAs						
Substrat	GaAs						

Tableau 3-1 : Les structures des SESAMs étudiées dans cette thèse.

Nous allons présenter une caractérisation des comportements des SESAMs en régime linéaire (en absence de pompage optique sur le SESAM), et en régime non-linéaire. Ceci permet de connaître l'efficacité de chaque structure pour le verrouillage de modes passif.

3.6 Caractérisation optique linéaire des SESAMs : spectre de réflectivité

Les mesures au spectromètre infrarouge à transformée de Fourier permettent de caractériser la réflectivité linéaire du SESAM en fonction de la longueur d'onde (§2.8.3), ce qui permet d'évaluer la qualité globale du composant. Les mesures de réflectivité ont été réalisées à la température ambiante. La figure (Fig. 3-15) montre la réflectivité linéaire du SESAM 76L43 (contenant un seul puits quantique et deux plans d'azote rapporté sur un miroir de Bragg de 35 paires GaAs/AlAs) sur un substrat GaAs, et avec un antireflet ajouté à la structure, SiO_x dans (a) et SiN_x dans (b). Pour vérifier le centrage en longueur d'onde de la couche antireflet $\lambda/4$ (SiO_x SiN_x) nous plaçons à côté de l'échantillon dans le réacteur de dépôt un témoin de silicium ($n=3.6$, proche de l'indice du GaAs).

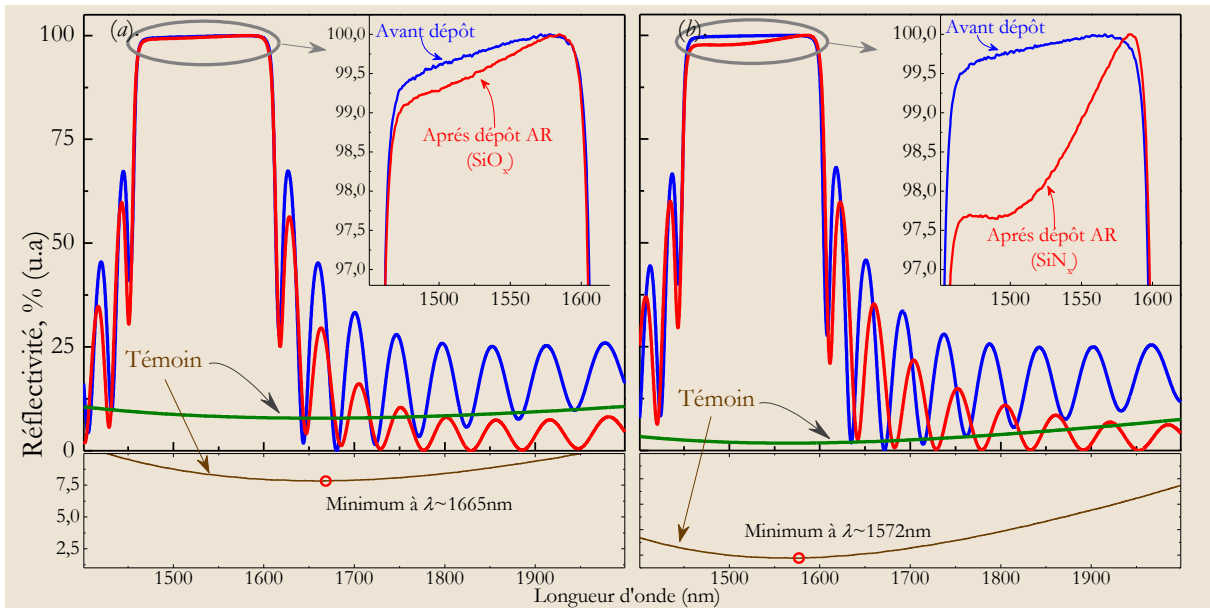


Fig. 3-15 : Mesures de réflectivité linéaire du SESAM avec un puits quantique : (a) Sans AR et avec SiO_x 76L43#1, (b) Sans AR et avec SiN_x 76L43#2, La réflectivité des témoins est présentée aussi, avec une échelle plus petite en bas.

L'antireflet ajouté permet de modifier la réflectivité de $\sim 0.5\%$ avec SiO_x ; et $\sim 1\%$ avec SiN_x , à la longueur d'onde 1550nm. Ceci est dû à l'annulation de l'effet anti-résonant. Nous pouvons constater l'apparition d'un petit creux de résonance, dépendent de l'absorption du puits quantique. La réflectivité du témoin avec SiO_x a un minimum à 1665nm, qui est un peu loin du centrage prévu (1550nm). Par contre avec SiN_x nous sommes plus proches au centrage. La plus faible valeur de la réflectivité avec SiN_x vient de son indice de réfraction par rapport à GaAs et l'air (§2.9.1).

Nous présentons dans la figure (Fig. 3-16) les spectres de réflectivités, pour la structure 76L44 (deux puits quantiques et 2×3 plans d'azote rapportés sur un miroir de Bragg de 35 paires GaAs/AlAs), sans dépôt et avec un quart d'onde a-Si:H ($n \sim 3.6$) pour une configuration résonante dans (a), et avec un dépôt antireflet en SiN_x dans (b). Les spectres de réflectivité des témoins a-Si:H (sur silice fondue) et SiN_x (sur GaAs), sont présentés aussi.

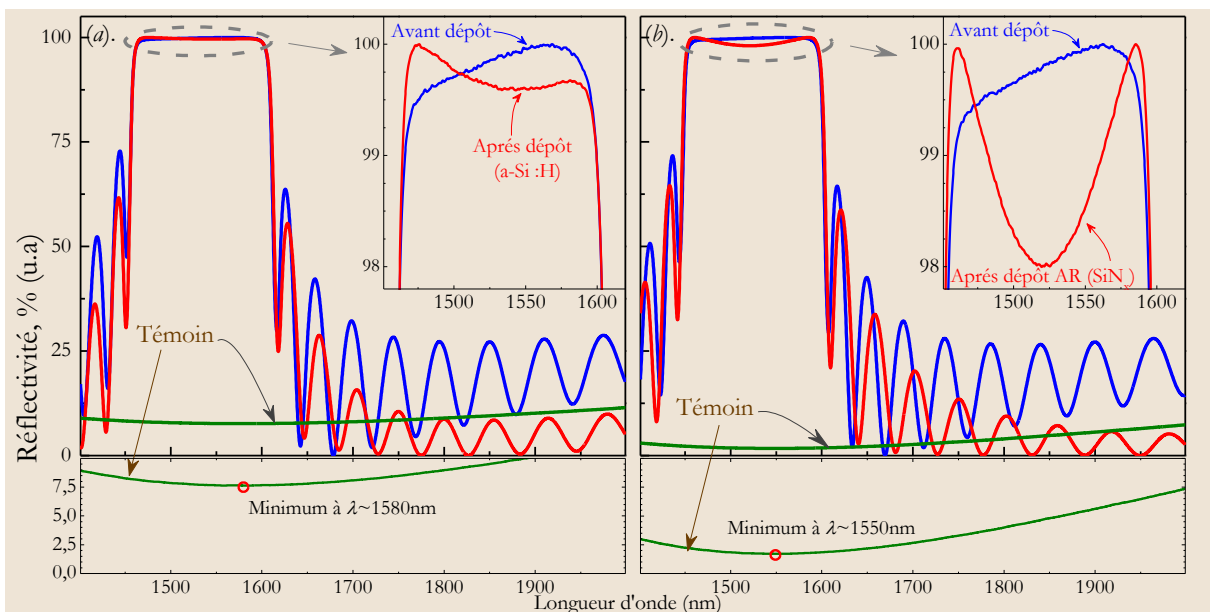


Fig. 3-16 : Réflectivité du SESAM-76L44 : (a) Sans dépôt et après le dépôt quart d'onde (a-Si:H), SESAM-76L44#1, (b) Sans dépôt et après le dépôt antireflet (SiN_x), SESAM-76L44#2. Les réflectivités des témoins sont présentées aussi, avec une échelle plus petite en bas.

Pour vérifier le centrage en longueur d'onde de la couche $\lambda/4$ en Si amorphe, nous ne pouvons pas réaliser un témoin (comme pour le cas de l'antireflet en SiO_x ou SiO_2), compte-tenu de la valeur élevée de l'indice du silicium amorphe ($n \sim 3.6$), et l'absence de substrat d'indice plus important. Dans ce cas, nous avons d'abord effectué une calibration de la vitesse de dépôt, en déposant une couche $\lambda/2$ de Si sur un substrat de silice. Cette couche $\lambda/2$ a un rôle d'antireflet. Une fois la couche $\lambda/2$ calibrée sur ce témoin, nous avons simplement divisé le temps de dépôt d'un facteur 2 pour le dépôt $\lambda/4$ sur notre échantillon.

La variation de la réflectivité est de $\sim 0.4\%$ dans la structure résonant avec le dépôt a-Si:H, et $\sim 1.5\%$ avec l'antireflet SiN_x , à la longueur d'onde 1550nm. Nous observons sur le spectre de réflectivité dans le cas résonant, un faible effet « résonant » dû à l'absorption des puits quantiques (§2.3.3).

3.7 Caractérisation optique non-linéaire des SESAMs

Nous avons effectué deux types de caractérisation, la première pour estimer la profondeur de modulation, et la fluence de saturation. La deuxième pour estimer le temps de réponse du SESAM, en utilisant la technique pompe-sonde.

3.7.1 Fluence de saturation et profondeur de modulation

Le principe de mesure est relié à la variation de la réflectivité du SESAM en fonction de la fluence. Ces mesures ont été effectuées dans le cadre de réseau d'excellence ePIXnet, à l'ETHZ avec Y. Barbarin, A. E. H. Oehler, et T. Südmeyer⁹.

3.7.1.1 Technique de mesure

Le montage expérimental de l'ETH de Zürich, qui permet de détecter ΔR et F_{sat} au même temps [67], est présenté dans la figure (Fig. 3-17). Le montage est divisé en cinq éléments :

- 1- La source laser : contient un laser Ti:Saphir, et un oscillateur paramétrique accordable avec la température.
- 2- Le système d'ajustement de la puissance : contient une lame $\lambda/2$, un polariseur, et un modulateur acousto-optique, ce qui permet d'atténuer le faisceau de sortie.
- 3- Le système séparateur de faisceau : contient essentiellement un séparateur de faisceau.
- 4- La focalisation et le SESAM : contient une lentille pour focaliser le faisceau sur la surface du SESAM.
- 5- Le système d'imagerie : contient une caméra CCD réglé avec une lentille L_2 pour avoir une image du faisceau sur le SESAM, ce qui permet de déterminer sa surface, et de calculer la fluence.

L'élément essentiel de ce montage est un séparateur de faisceau¹⁰ (BS) devant le SESAM. La puissance du faisceau réfléchi sur la face avant de BS sur le détecteur est proportionnelle à P_{in} . Le faisceau issu de la réflexion sur le SESAM puis par la face arrière du BS est P_{Out} , elle est proportionnelle à $R \cdot P_{in}$. La réflectivité du SESAM donc : $R = P_{in} / P_{Out}$ et peut être calculée en fonction de la fluence. La fluence incidente est réglée par un système d'atténuateur formé par une lame $\lambda/2$, un polariseur, et un modulateur acousto-optique. Une détection synchrone est utilisée pour améliorer le rapport signal à bruit. Tout d'abord, nous avons réglé la source laser (formée par un laser pompé par diode). À l'aide de l'oscillateur paramétrique (OPO)¹¹ accordable en température, nous avons changé la longueur d'onde, ce qui nous a permis de tester les SESAMs à deux longueurs d'onde différentes ($\lambda = 1545\text{nm}$,

⁹ Site électronique (<http://www.upl.ethz.ch>).

¹⁰ Beam Splitter.

¹¹ Le terme anglais : « Optical Parametric Oscillator ».

$\lambda=1550\text{nm}$), proches de la longueur d'onde de fonctionnement des sources VECSELS présentées dans le chapitre précédent.

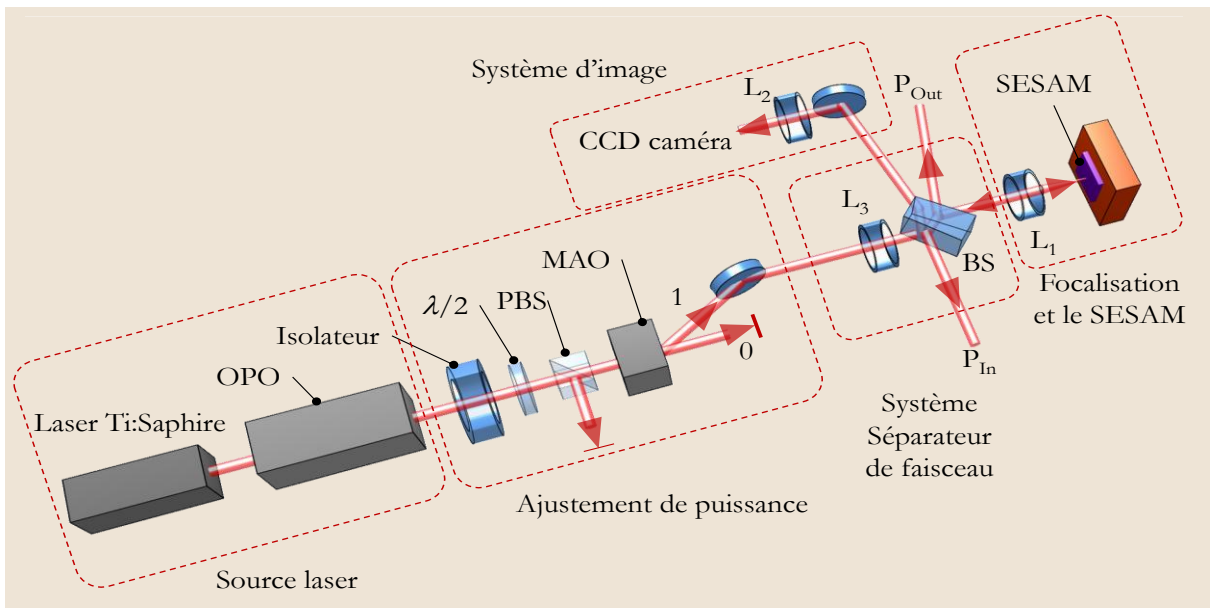


Fig. 3-17 : Le stand de caractérisation des testes de réflectivité non linéaire monté à l'ETHZ. (d'après [67])

3.7.1.2 Résultats

Avant de tester les SESAMs, nous utilisons un miroir diélectrique à haute réflectivité pour aligner le montage et mesurer un signal de référence, puis nous vérifions le signal détecté d'un échantillon standard, finalement nous testons les SESAMs.

Le premier SESAM testé est le SESAM 76L43, la figure (Fig. 3-18) montre les valeurs mesurées et les courbes d'ajustements en utilisant la relation (3.7), de la réflectivité de SESAM en fonction de fluence.

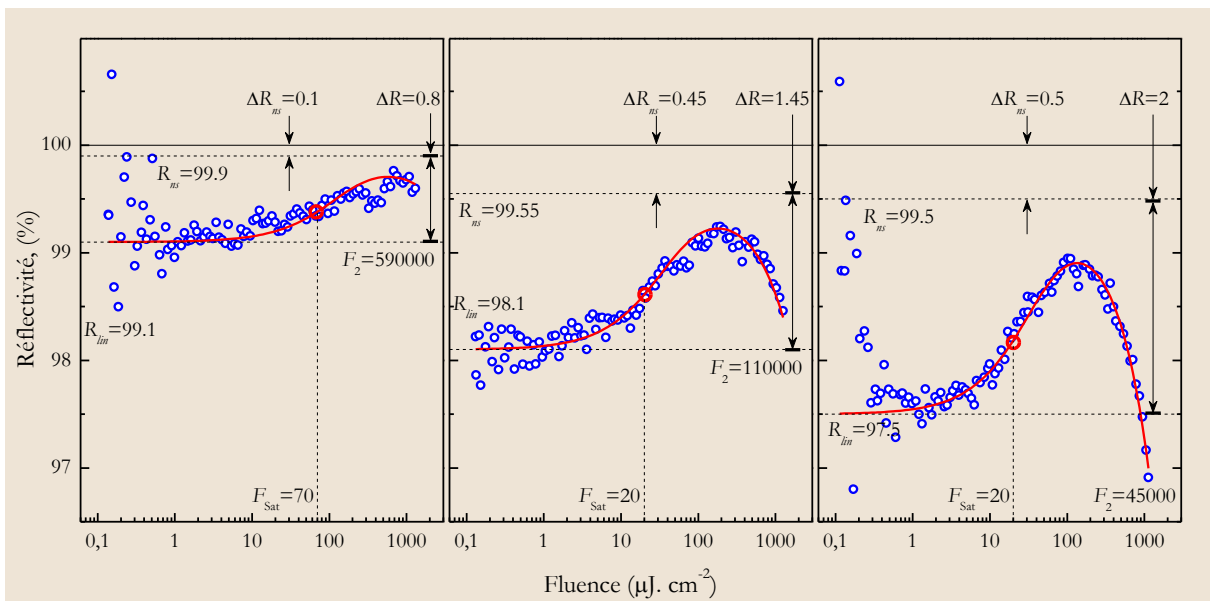


Fig. 3-18 : Variation de la réflectivité en fonction de la fluence à la température ambiante, pour les échantillons 76L43 à gauche, 76L43#1 au milieu, 76L43#2 à droite, pour $\lambda=1550\text{nm}$. Cercles bleus : Mesures expérimentales ; ligne rouge : courbe d'ajustement obtenue à partir de l'équation (3.7) en utilisant F_2 , F_{sat} , R_{lm} , R_{ms} comme paramètres de fit.

⚠ Nous trouvons une très faible amplitude de modulation, avec du bruit sur la mesure à faible fluence ($<1\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$). Après l'acquisition nous gardons ces valeurs, mais sans les utiliser pour trouver les courbes d'ajustement de la réflectivité en fonction de la fluence suivant la relation (3.7).

Le tableau suivant montre un résumé des paramètres macroscopiques des SESAMs caractérisés. Nous obtenons une profondeur de modulation ΔR , plus importante dans le cas de la configuration neutre 76L43#2, comme attendu. La haute valeur de F_{Sat} pour le SESAM 76L43, est due à la dispersion sur les mesures, avec une incertitude importante.

SESAM	76L43	76L43#1	76L43#2
Paramètre			
F_{Sat} , ($\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)	70	20	20
ΔR , (%)	0.8	1.45	2
ΔR_m , (%)	0.1	0.45	0.5
F_2 , ($\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)	590000	110000	45000

Paramètres macroscopiques pour le SESAM-76L43, SESAM-76L43#1, SESAM-76L43#2 à la température ambiante pour $\lambda=1550\text{nm}$

Les mêmes tests ont été répétés pour la structure 76L44, les résultats sont présentés dans la figure (Fig. 3-19).

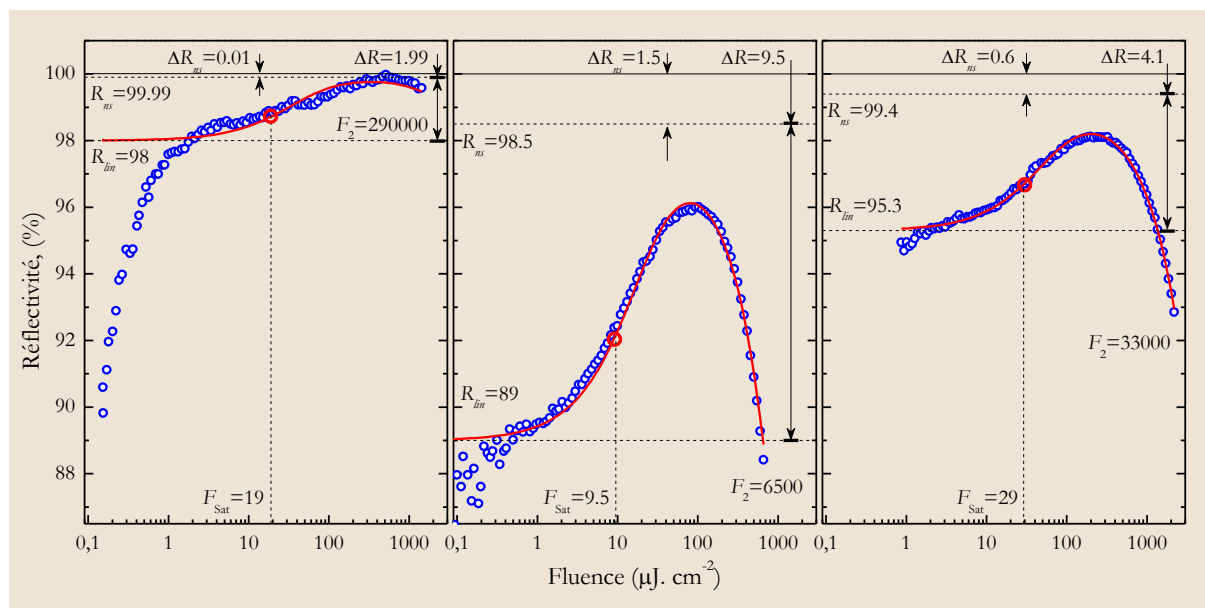


Fig. 3-19 : Variation de la réflectivité en fonction de la fluence à la température ambiante, pour les échantillons 76L44 à gauche, 76L44#1 au milieu, 76L44#2 à droite, pour $\lambda=1550\text{nm}$.

Les paramètres macroscopiques obtenus se résument dans le tableau suivant :

Paramètre	76L44	76L44#1	76L44#2
F_{Sat} , ($\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)	19	9.5	29
ΔR , (%)	1.99	9.5	4.1
ΔR_m , (%)	0.01	1.5	0.6
F_2 , ($\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)	290000	6500	33000

Tableau 3-2: Paramètres macroscopiques pour le SESAM-76L44, SESAM-76L44#1, SESAM-76L44#2, à la température ambiante pour $\lambda=1550\text{nm}$.

La profondeur de modulation ΔR , est plus importante pour le cas résonant, que pour le cas neutre (après dépôt AR), et elle est la plus faible dans le cas anti-résonant de dépôt.

Nous avons effectué les tests pour ces mêmes échantillons mais pour une longueur d'onde légèrement différent ($\lambda=1545\text{nm}$) pour étudier le comportement des paramètres macroscopiques pour des valeurs proches de la longueur d'onde de fonctionnement de design, les résultats pour le SESAM 76L44 sont présentés dans la figure suivante.

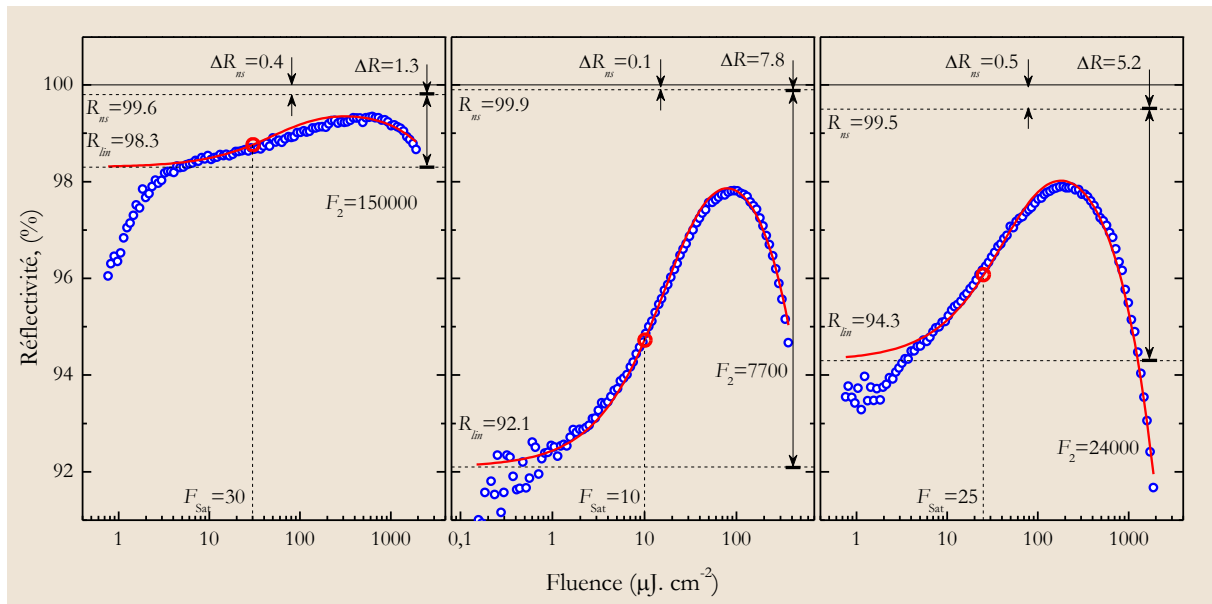


Fig. 3-20 : Mesures expérimentales (cercles bleu) et courbes d'ajustement (lignes rouge) de la variation de la réflectivité en fonction de la fluence à la température ambiante, pour les échantillons SESAM 76L44 à gauche, 76L44#1 au milieu, 76L44#2 à droite. À $\lambda=1545$

Ces résultats sont proches de ceux obtenus pour la longueur d'onde (1550nm). Nous pouvons considérer que les paramètres macroscopiques des SESAMs autour de la longueur d'onde de fonctionnement du VECSEL (1550nm) sont les mêmes.

Nous observons que la fluence effective de saturation est diminuée, pour le cas résonant. Dans le cas de la configuration neutre (avec AR) nous trouvons une fluence de saturation de l'ordre de $20\mu\text{J}\cdot\text{cm}^2$, légèrement plus important pour la structure 67L44 à deux puits quantiques (anti-résonante).

3.7.2 Temps de relaxation

Grâce à la réduction du temps de relaxation des porteurs dans les puits quantiques, nous nous attendons à ce que les structures présentent des temps de réponse de l'ordre de dizaine de la picoseconde. Afin de déterminer précisément ces temps de réponse, il nous est nécessaire d'utiliser un banc de mesure à haute résolution temporelle. Pour cette raison et ainsi que pour sa simplicité d'utilisation, nous avons choisi d'utiliser une technique de mesure de type pompe-sonde.

3.7.2.1 Technique de mesure

La technique pompe-sonde est une méthode couramment utilisée pour étudier les effets physiques ultra-rapides, tel que l'évolution temporelle de la densité de porteurs. En effet, sa résolution est en principe uniquement limitée par la largeur temporelle des impulsions utilisées et peut donc atteindre le domaine femto-seconde avec les lasers actuels, ce qui permet de voir le temps de relaxation thermique ($\sim 100\text{fs}$). Cette technique consiste à envoyer une première impulsion de forte intensité (impulsion pompe) avec une longueur d'onde λ_{pompe} sur l'échantillon. Cette impulsion va être absorbée, et créer une certaine densité de porteurs libres. Ces derniers vont alors occuper les états disponibles et

ainsi diminuer l'absorption de l'échantillon. Une seconde impulsion d'intensité beaucoup plus faible (impulsion sonde) avec une longueur d'onde λ_{sonde} est envoyée à la suite de l'impulsion pompe, avec un retard connu. Le nombre d'états disponibles ayant été réduit par l'impulsion pompe précédente, l'absorption de l'impulsion sonde va en être modifiée et ainsi dépendre du retard entre les deux impulsions. Pour un très faible retard, l'absorption de la sonde sera faible, alors que pour des retards suffisamment grands devant le temps de relaxation des porteurs, l'absorption de la sonde sera maximale (Fig. 3-21). Il est ainsi possible de remonter au temps de réponse de l'échantillon. Nous disons que le montage pompe-sonde est dégénéré lorsque $\lambda_{\text{pompe}} = \lambda_{\text{sonde}}$, sinon c'est un montage pompe-sonde non-dégénéré. Les mesures pompe-sonde effectuées pendant cette thèse sont de type dégénéré.

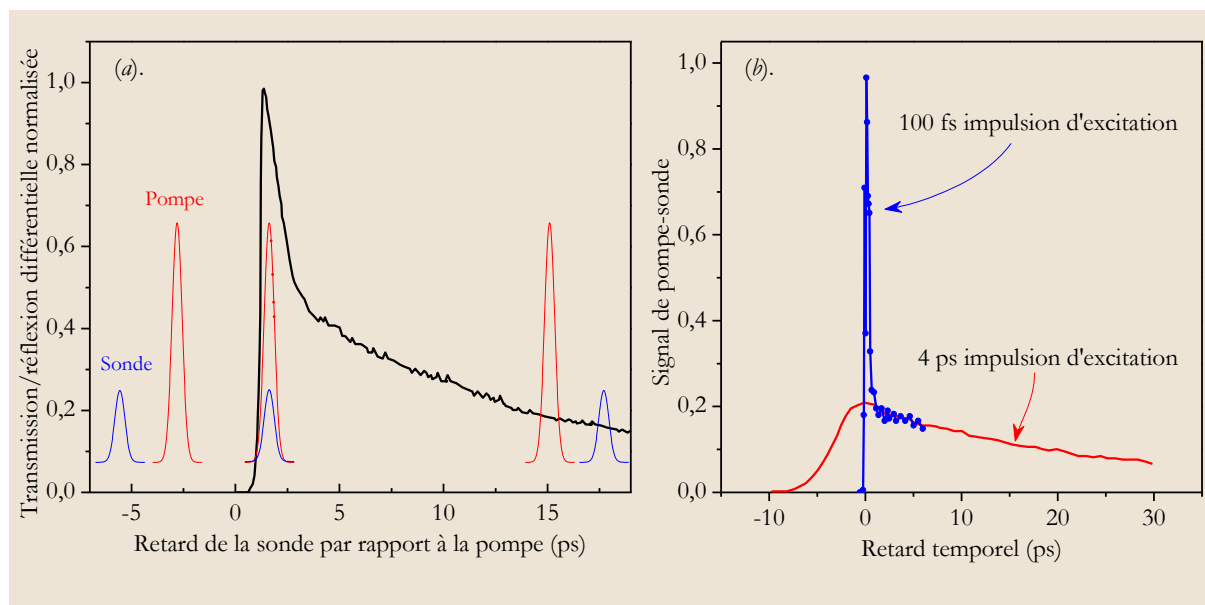


Fig. 3-21 : Le principe de la mesure pompe-sonde : (a). avec l'évolution de la transmission de la sonde en fonction du retard qu'elle présente par rapport à la pompe. Les positions relatives dans le temps des impulsions femtosecondes de sonde (petite impulsion) et de pompe (grande impulsion) sont indiquées. (b). différents réponses typiques de SESAM pour différentes largeurs temporelles des impulsions d'excitation. (d'après [40])

Le montage pompe-sonde dégénéré existant au laboratoire est présenté dans la figure (Fig. 3-22). La source utilisée est un laser, de modèle Calmar, à fibre dopée erbium à blocage de modes passif déclenché par un absorbant saturable. Elle émet des impulsions avec un taux de répétition de 23MHz et à une longueur d'onde ajustable entre 1535 nm et 1565 nm. Afin d'obtenir un signal suffisant pour la détection, seule la sortie amplifiée du laser a été utilisée (puissance moyenne 1mW en sortie). Les impulsions amplifiées émises ont alors une largeur spectrale à mi-hauteur de 15 nm et une durée de ~ 1 ps (vérifiée à l'auto-corrélateur). Après avoir traversé une lame demi-onde ($\lambda/2$), le faisceau est divisé en deux faisceaux grâce à un cube séparateur de polarisation. Le rapport d'intensité entre les deux faisceaux est ajusté à l'aide de la lame demi-onde. Le faisceau de plus grande intensité est alors dirigé sur le chemin de la pompe sur lequel se trouve une ligne à retard. Celle-ci, contrôlée par un moteur pas-à-pas (de résolution 50 μm , soit en résolution temporelle $2 \times 50 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^8 \approx 0.334$ ps), permet de réduire ou d'augmenter le trajet optique du faisceau pompe, ce qui permet d'induire une avance ou un retard temporel des impulsions pompes par rapport aux impulsions sondes (En supposant que toutes les impulsions sont identiques). Les deux faisceaux (pompe et sonde) sont ensuite focalisés sur l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope traité antireflet autour de 1550 nm et de distance focale égale à 10 mm. Les tâches focales des deux faisceaux se recouvrent spatialement à la surface de l'échantillon. Le diamètre des tâches focales à $1/e^2$ du maximum d'intensité a été mesuré au moyen

d'une lame de rasoir et évalué à $4,5 \mu\text{m}$. Le faisceau sonde réfléchi par le composant est finalement détecté, après filtrage de la pompe à l'aide d'un polariseur, avec une photodiode basse fréquence en InGaAs. Afin d'augmenter la sensibilité de la détection, nous avons utilisé une détection synchrone. Cette méthode permet d'extraire un signal utile « noyé » dans du bruit. Le faisceau sonde et le faisceau pompe sont donc modulés en intensité à deux fréquences légèrement différentes autour de 700 Hz (respectivement f_1 et f_2) par un hacheur mécanique. Seule la partie du faisceau sonde modulée à la fréquence différence $f_2 - f_1$ est alors détectée. La ligne à retard et la détection synchrone sont pilotées par ordinateur, permettant ainsi des mesures automatiques.

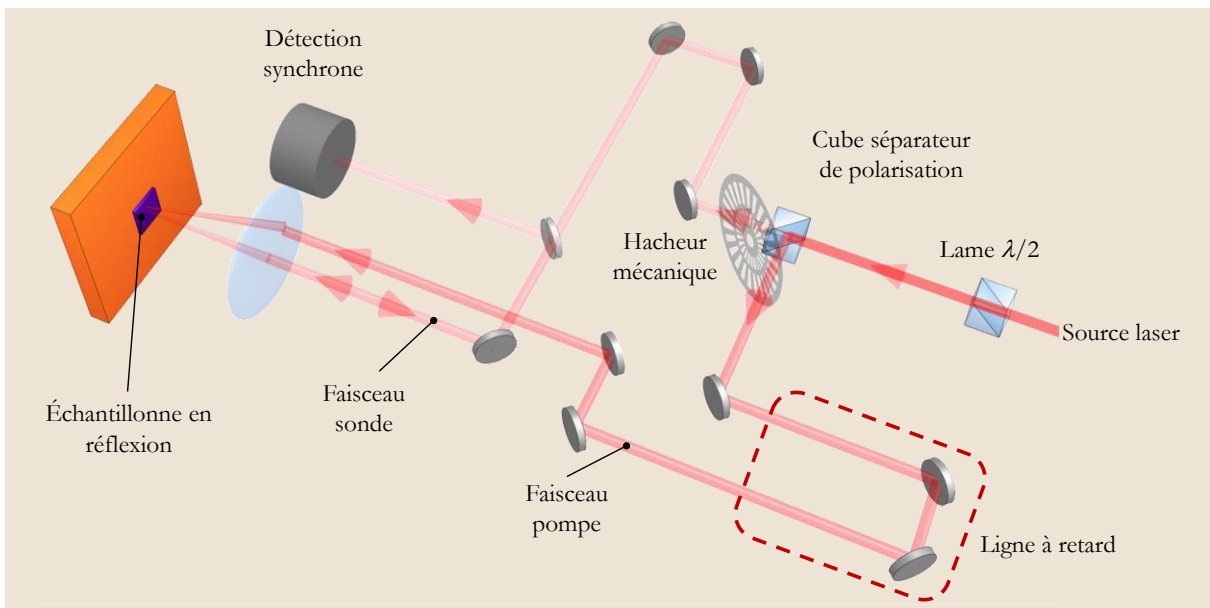


Fig. 3-22 : Schéma du montage expérimental de mesures pompe-sonde dégénéré en espace libre

Le faisceau pompe et le faisceau sonde ayant la même longueur d'onde, le banc pompe-sonde est dit dégénéré. Ce montage permet donc de mesurer la variation de réflectivité ΔR de l'échantillon en fonction du retard δt entre les impulsions pompes et les impulsions sondes.

⚠ L'effet non linéaire du SESAM nécessite une puissance de pompe élevée, la puissance de sortie de la source calmar utilisé dans le montage expérimentale, est faible. Donc, nous avons effectué les mesures à l'IEF sur un montage expérimental semblable à celui expliqué précédemment, mais avec une source plus puissante (puissance moyenne peut arriver jusqu'à 100mW, accordable entre 600nm et 1600nm), taux de répétition 80MHz, la durée de l'impulsion est de 150~200fs, avec une largeur spectrale à mi-hauteur de ~30nm. Ces mesures ont été réalisées en collaboration avec Juliette Mangeney et Matthieu Martin.

3.7.2.2 Résultats

Les structures 76L44 et 76L43 en configuration neutre, ont été caractérisées à l'IEF. Nous constatons que la variation de réflectivité ΔR est nulle, lorsque le retard δt est négatif. Cela est normal car les impulsions sondes arrivent avant les impulsions pompes, où il n'y a pas de variation de l'absorption. Lorsque le retard devient nul, c'est à dire lorsque les impulsions pompes se recouvrent temporellement avec les impulsions sondes, ΔR devient alors maximale car la densité de porteurs, et par conséquent la variation d'absorption, est alors maximale. Puis comme attendu, ΔR décroît de façon mono-exponentielle vers zéro lorsque δt devient positif. A partir de ces mesures, nous pouvons en déduire le temps de réponse du composant à $1/e$. En réalité, la densité de porteurs ne devient maximale

que quelques dizaines de femto-seconde après le passage de l'impulsion sonde. Cependant comme la résolution de notre banc est insuffisante pour le voir, nous avons considéré que le maximum de signal correspondait à un retard nul afin de simplifier les mesures

Sur le banc pompe-sonde de l'IEF, il est possible d'étudier la réponse du SESAM en faisant varier la puissance du signal de pompe, ou la longueur d'onde. La figure suivante montre la réflectivité mesuré par pompe sonde pour le SESAM -76L43#2.

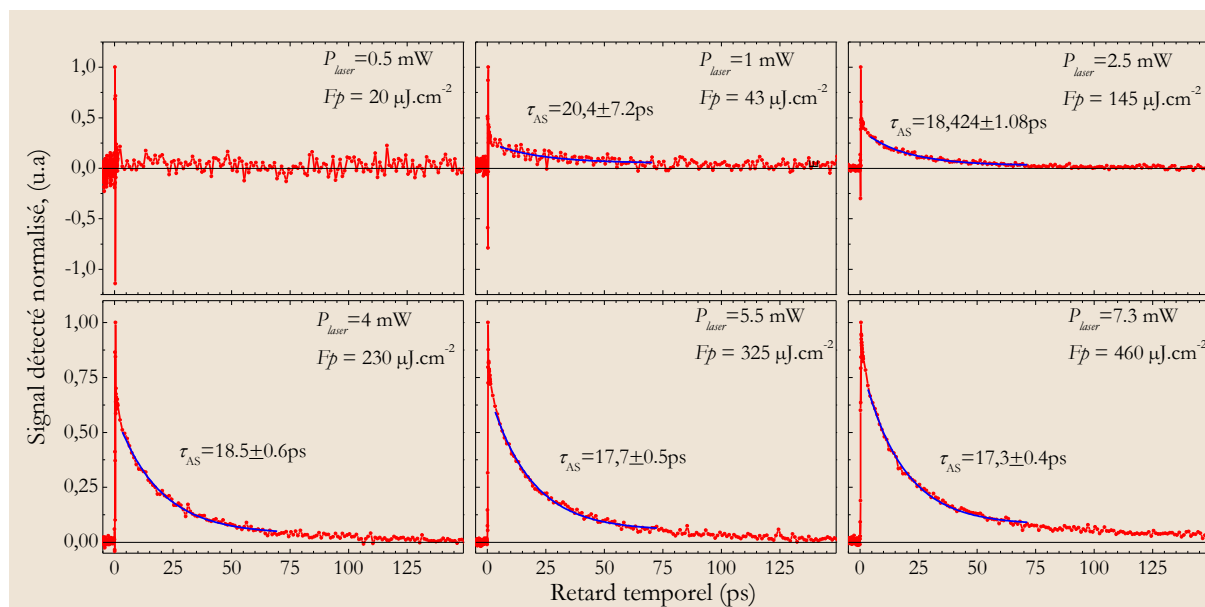


Fig. 3-23 : Le temps de réponse du SESAM-76L43#2 obtenu par la manip. Pompe-sonde pour plusieurs puissances de pompage optiques. Mesures expérimentales (pointées rouge) et courbes d'ajustement (lignes bleu). Pour une longueur d'onde de 1560nm.

Nous trouvons que le temps de recombinaison diminue (légèrement) avec l'augmentation de la puissance de pompage, ce qui peut signifier que nous sommes avec un pompage plus important que la valeur de F_{Sur} . Ceci améliore la modulation effectuée par le SESAM pour cette valeur de fluence.

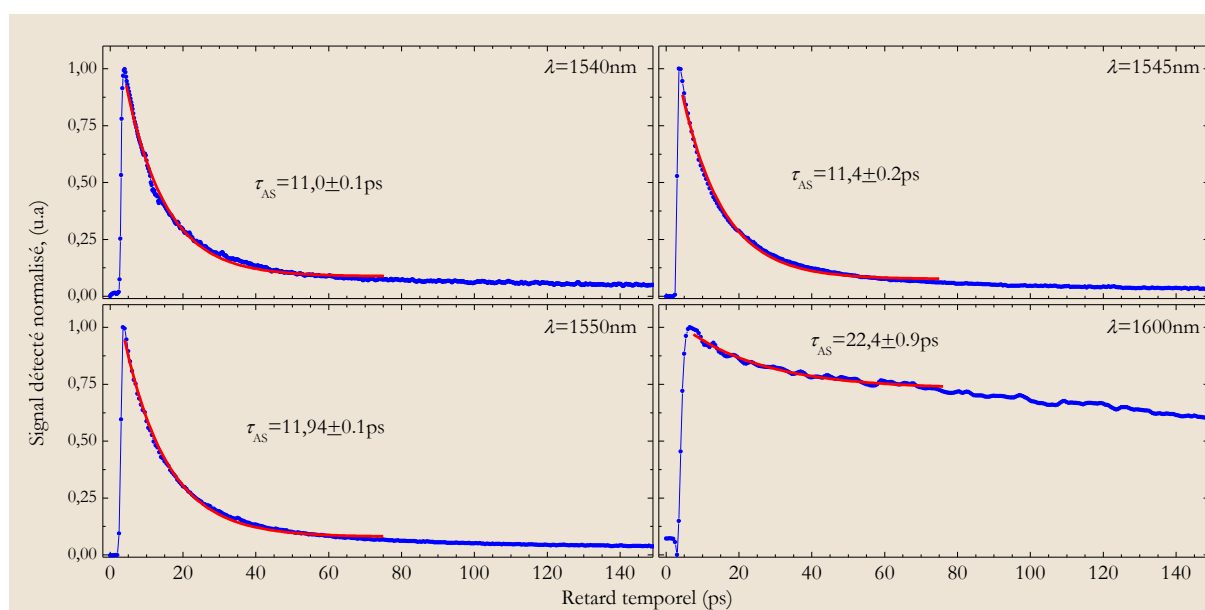


Fig. 3-24 : Le temps de réponse du SESAM-76L44#2 obtenu par la manip. Pompe-sonde pour plusieurs valeurs de la longueur d'onde. La puissance moyenne de pompage est ~ 5 mW (fluence $F_p \approx 310 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)

Les mesures pompe-sondes effectuées sur les échantillons avec deux puits quantiques (76L44#2) montrent un temps de recombinaison un peu plus rapide que le SESAM (76L43#2), grâce au nombre des plans d'azote autour des puits quantiques. Les tests ont été effectués pour différentes longueurs d'onde situées dans la « stop-band » du miroir de la structure de SESAM (§3.6).

Les résultats montrent que le temps de réponse autour de 1550nm est proche de 12ps, avec un bon signal non linéaire détecté. Pour des longueurs d'onde plus courtes le temps de réponse est légèrement plus court (11ps à $\lambda=1540\text{nm}$), par contre le temps de réponse devient très important pour des longueurs d'onde plus longues (22.4ps à $\lambda=1600\text{nm}$). Nous avons testé le SESAM 76L44#1 (résonant) aussi avec le banc de test de IEF (Fig. 3-25).

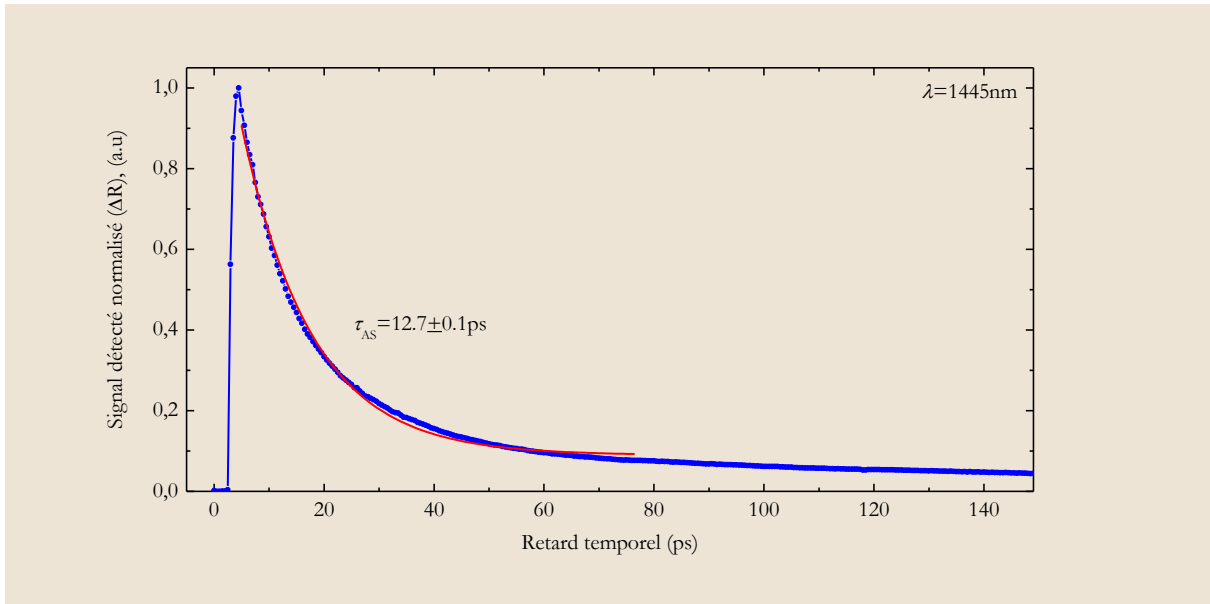


Fig. 3-25 : Le temps de réponse du SESAM-76L44#1 obtenu par la manip. Pompe-sonde à $\lambda=1550\text{nm}$. La puissance moyenne de pompage est $\sim 5\text{mW}$ (fluence $F_p \approx 310\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)

Nous avons trouvé que le temps de réponse du SESAM est proche de celui obtenu pour la structure 76L44#2. Pour les structures anti-résonantes 76L43 et 76L44, le signal non-linéaire détecté était très faible.

3.8 Conclusions

Nous avons présenté les caractéristiques des deux structures SESAMs utilisées pour le verrouillage de modes. La structure SESAMs 76L43 avec un puits quantique et un plan d'azote de part et d'autre du puits montre un temps de réponse de $\tau_{AS} \sim 18\text{ps}$ autour de $\lambda \approx 1550\text{nm}$. Un temps légèrement plus court ($\tau_{AS} \sim 12\text{ps}$) est obtenu pour la structure 76L44 avec deux puits quantiques entouré de part et d'autre de deux plans d'azote. Le tableau suivant présente un résumé des caractérisations des SESAMs testés dans ce chapitre :

Structure	76L43	76L43#1	76L43#2	76L44	76L44#1	76L44#2
F_{Sat} ($\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)	70	20	20	19	9.5	29
τ_{AS} (ps)	Signal détecté faible	17	17	Signal détecté faible	12.7	12
I_{Sat} ($\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}$)		1.177	1.177		0.748	2.417
ΔR (%)	0.8	1.45	2	1.99	9.5	4.1

Tableau 3-3 : Résumé des caractérisations des SESAMs.

Pour atteindre le régime de verrouillage de modes, il est important de maintenir la fluence de saturation à une valeur modérée, pour permettre de passer aux pertes saturées plus rapidement. Il est important d'avoir une profondeur de modulation suffisante, mais pas trop grande comme dans le cas 76L44#1 (structure résonante) qui a $\Delta R > 9\%$ et où le verrouillage de modes pourra être difficile à atteindre.

En résumé, nous avons développé 6 structures de SESAMs avec des caractéristiques différentes, pour l'utiliser dans le verrouillage de modes passif. Ces structures vont être insérées dans la cavité laser pour obtenir le verrouillage de modes passif. Parmi ces structures nous avons deux candidats potentiels 76L43#2 et 76L44#2, que nous trouvons intéressantes sur la base de leur temps de réponse, profondeur de modulation, et fluence de saturation.

Le chapitre suivant montre l'utilisation de ces SESAMs pour obtenir le verrouillage de modes passif.

3.9 Références

- [1] M. Hercher, "An Analysis of Saturable Absorbers," *Appl. Opt.*, vol. 6, pp. 947-953, 1967.
- [2] E. M. Garmire and A. Yariv, "Laser Mode-Locking with Saturable Absorbers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. QE-3, pp. 222-226, 1967.
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3 ed. London: Academic Press, 2001.
- [4] U. Keller and A. C. Tropper, "Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers," *Physics Reports*, vol. 429, pp. 67-120, 2006.
- [5] E. Göbel, "Ultrafast spectroscopy of semiconductors," U. Rössler, Ed., ed, 1990, pp. 269-294.
- [6] J. L. Oudar, D. Hulin, A. Migus, A. Antonetti, and F. Alexandre, "Subpicosecond Spectral Hole Burning Due to Nonthermalized Photoexcited Carriers in GaAs," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, p. 2074, 1985.
- [7] W. H. Knox, C. Hirlimann, D. A. B. Miller, J. Shah, D. S. Chemla, and C. V. Shank, "Femtosecond Excitation of Nonthermal Carrier Populations in GaAs Quantum Wells," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, p. 1191, 1986.
- [8] J. Shah, *Ultrafast spectroscopy of semiconductors and semiconductor nanostructures*. Berlin: Springer-Verlag, 1999.
- [9] M. Gurioli, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, and M. Colocci, "Exciton thermalization in quantum-well structures," *Phys. Rev. B*, vol. 50, p. 11817, 1994.
- [10] M. Umlauff, J. Hoffmann, H. Kalt, W. Langbein, J. M. Hvam, M. Scholl, J. Söllner, M. Heuken, B. Jobst, and D. Hommel, "Direct observation of free-exciton thermalization in quantum-well structures," *Phys. Rev. B*, vol. 57, p. 1390, 1998.
- [11] U. Keller, "Ultrafast solid-state lasers," in *Laser Physics and Applications Subvolume B: Laser Systems*, G. Herziger, et al., Eds., ed Berlin: Springer-Verlag, 2007, pp. 33-167.
- [12] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 2, pp. 435-453, 1996.
- [13] M. Jiang, H. Wang, and D. G. Steel, "Nonlinear optical absorption and dynamics in quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, pp. 1301-1303, 1992.
- [14] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, D. J. Eilenberger, P. W. Smith, A. C. Gossard, and W. T. Tsang, "Large room-temperature optical nonlinearity in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum well structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, pp. 679-681, 1982.
- [15] A. M. Fox, A. C. Maciel, M. G. Shorthose, J. F. Ryan, M. D. Scott, J. I. Davies, and J. R. Riffat, "Nonlinear excitonic optical absorption in GaInAs/InP quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, pp. 30-32, 1987.
- [16] R. N. Zitter, "Saturated Optical Absorption Through Band Filling in Semiconductors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 14, pp. 73-74, 1969.
- [17] D. S. Chemla and D. A. B. Miller, "Room-temperature excitonic nonlinear-optical effects in semiconductor quantum-well structures," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, pp. 1155-1173, 1985.
- [18] D. S. Chemla, D. A. B. Miller, P. W. Smith, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, "Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 20, pp. 265-275, 1984.
- [19] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, C. V. Shank, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, "Femtosecond Dynamics of Resonantly Excited Excitons in Room-Temperature GaAs Quantum Wells," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 54, p. 1306, 1985.
- [20] P. W. Smith, Y. Silberberg, and D. A. B. Miller, "Mode locking of semiconductor diode lasers using saturable excitonic nonlinearities," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, pp. 1228-1236, 1985.
- [21] M. N. Islam, E. R. Sunderman, I. Bar-Joseph, N. Sauer, and T. Y. Chang, "Multiple quantum well passive mode locking of a NaCl color center laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, pp. 1203-1205, 1989.

- [22] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 505-507, 1992.
- [23] G. R. Jacobovitz-Veselka, U. Keller, and M. T. Asom, "Broadband fast semiconductor saturable absorber," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1791-1793, 1992.
- [24] H. Kogelnik and C. K. N. Patel, "Mode suppression and single frequency operation in gaseous optical masers," in *IRE, Proceedings*, 1962.
- [25] U. Keller, W. H. Knox, and H. Roskos, "Coupled-cavity resonant passive mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 1377-1379, 1990.
- [26] U. Keller, "Ultrafast All-Solide State Laser Technology," *Appl. Phys. B*, vol. 58, pp. 347-363, 1994.
- [27] L. R. Brovelli, I. D. Jung, D. Kopf, M. Kamp, M. Moser, F. X. Kärtner, and U. Keller, "Self-starting soliton modelocked Ti-sapphire laser using a thin semiconductor saturable absorber," *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 287-289, 1995.
- [28] I. D. Jung, L. R. Brovelli, M. Kamp, U. Keller, and M. Moser, "Scaling of the antiresonant Fabry-Perot saturable absorber design toward a thin saturable absorber," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 1559-1561, 1995.
- [29] C. Hönniger, G. Zhang, U. Keller, and A. Giesen, "Femtosecond Yb:YAG laser using semiconductor saturable absorbers," *Opt. Lett.*, vol. 20, p. 2402, 1995.
- [30] S. Tsuda, W. H. Knox, E. A. de Souza, W. Y. Jan, and J. E. Cunningham, "Low-loss intracavity AlAs/AlGaAs saturable Bragg reflector for femtosecond mode locking in solid-state lasers," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 1406-1408, 1995.
- [31] D. Kopf, G. Zhang, R. Fluck, M. Moser, and U. Keller, "All-in-one dispersion-compensating saturable absorber mirror for compact femtosecond laser sources," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 486-488, 1996.
- [32] H. A. Haus, U. Keller, and W. H. Knox, "Theory of coupled-cavity mode locking with a resonant nonlinearity," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, pp. 1252-1258, 1991.
- [33] L. F. Mollenauer and R. H. Stolen, "The soliton laser," *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 13-15, 1984.
- [34] K. J. Blow and B. P. Nelson, "Improved mode locking of an F-center laser with a nonlinear nonsoliton external cavity," *Opt. Lett.*, vol. 13, pp. 1026-1028, 1988.
- [35] P. N. Kean, X. Zhu, D. W. Crust, R. S. Grant, N. Langford, and W. Sibbett, "Enhanced mode locking of color-center lasers," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 39-41, 1989.
- [36] E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. Y. Liu, "Additive pulse mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, p. 1736, 1989.
- [37] H. A. Haus, "Parameter Ranges for CW Passive Mode Locking," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 12, pp. 169-176, 1976.
- [38] B. Braun, F. X. Kärtner, G. Zhang, M. Moser, and U. Keller, "56-ps passively Q-switched diode-pumped microchip laser," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 381-383, 1997.
- [39] R. Fluck, I. D. Jung, G. Zhang, F. X. Kärtner, and U. Keller, "Broadband saturable absorber for 10 fs pulse generation," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 743-745, 1996.
- [40] U. Keller, "Semiconductor Nonlinearities for Solid-state Laser Modelocking and Q-Switching," in *Nonlinear Optics in Semiconductors II*, vol. 59, E. Garmire and A. Kost, Eds., ed Massachusetts: Academic Press, 1999, pp. 211-286.
- [41] D. E. Aspnes, "Recombination at semiconductor surfaces and interfaces," *Surface Sci.*, vol. 132, pp. 406-421, 1983.
- [42] S. Bothra, S. Tyagi, S. K. Chandhi, and J. M. Borrego, "Surface recombination velocity and lifetime in InP," *Solid State Electron.*, vol. 34, pp. 47-50, 1991.
- [43] A. Garnache, B. Sermage, R. Teissier, G. Saint-Giro, and I. Sagnes, "A new kind of fast quantum-well semiconductor saturable-absorber mirror with low losses for ps pulse generation," in *Indium Phosphide and Related Materials, 2003. International Conference on*, 2003, pp. 247-250.

- [44] A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J. S. Roberts, "Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, pp. 3892-3894, 2002.
- [45] K. G. Wilcox, Z. Mihoubi, G. J. Daniell, S. Elsmere, A. Quarterman, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. Tropper, "Ultrafast optical Stark mode-locked semiconductor laser," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 2797-2799, 2008.
- [46] K. F. Lamprecht, S. Juen, L. Palmetshofer, and R. A. Hopfel, "Ultrashort carrier lifetimes in H⁺ bombarded InP," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, pp. 926-928, 1991.
- [47] J. Mangeney, H. Choumane, G. Patriarche, G. Leroux, G. Aubin, J. C. Harmand, J. L. Oudar, and H. Bernas, "Comparison of light- and heavy-ion-irradiated quantum-wells for use as ultrafast saturable absorbers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 2722-2724, 2001.
- [48] E. L. Delpon, J. L. Oudar, N. Bouche, R. Raj, A. Shen, N. Stelmakh, and J. M. Lourtioz, "Ultrafast excitonic saturable absorption in ion-implanted InGaAs/InAlAs multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, pp. 759-761, 1998.
- [49] L. Joulaud, J. Mangeney, J. M. Lourtioz, P. Crozat, and G. Patriarche, "Thermal stability of ion-irradiated InGaAs with (sub-) picosecond carrier lifetime," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 856-858, 2003.
- [50] C. Symond, "Laser à semiconducteurs en cavité verticale étendue émettant à 1,55µm et perspective pour la génération d'impulsions brèves," Université Paris XI, Orsay, 2003.
- [51] S. Gupta, J. F. Whitaker, and G. A. Mourou, "Ultrafast Carrier Dynamics in III-V Semiconductors Grown by Molecular-Beam Epitaxy at Very Low Substrate Temperatures," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 28, pp. 397-399, 1992.
- [52] A. Chin, W. J. Chen, F. Ganikhanov, G. R. Lin, J.-M. Shieh, C.-L. Pan, and K. C. Hsieh, "Microstructure and subpicosecond photoresponse in GaAs grown by molecular beam epitaxy at very low temperatures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 397-399, 1996.
- [53] T. Okuno, Y. Masumoto, M. Ito, and H. Okamoto, "Large optical nonlinearity and fast response time in low-temperature grown GaAs/AlAs multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, pp. 58-60, 2000.
- [54] S. Gupta, M. Y. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith, and A. R. Calawa, "Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, pp. 3276-3278, 1991.
- [55] E. S. Harmon, M. R. Melloch, J. M. Woodall, D. D. Nolte, N. Otsuka, and C. L. Chang, "Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 2248-2250, 1993.
- [56] R. Takahashi, Y. Kawamura, T. Kagawa, and H. Iwamura, "Ultrafast 1.55-µm photoresponses in low-temperature-grown InGaAs/InAlAs quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, pp. 1790-1792, 1994.
- [57] T. Okuno, Y. Masumoto, Y. Sakuma, Y. Hayasaki, and H. Okamoto, "Femtosecond response time in beryllium-doped low-temperature-grown GaAs/AlAs multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 764-766, 2001.
- [58] D. Soderstrom, S. Marcinkevicius, S. Karlsson, and S. Lourduoss, "Carrier trapping due to Fe³⁺/ Fe²⁺ in epitaxial InP," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 3374-3376, 1997.
- [59] M. Gicquel-Guezo, S. Loualiche, J. Even, C. Labbe, O. Dehaese, A. Le Corre, H. Folliot, and Y. Pellan, "290 fs switching time of Fe-doped quantum well saturable absorbers in a microcavity in 1.55 µm range," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, pp. 5926-5928, 2004.
- [60] L. Qian, S. D. Benjamin, P. W. E. Smith, B. J. Robinson, and D. A. Thompson, "Subpicosecond carrier lifetime in beryllium-doped InGaAsP grown by He-plasma-assisted molecular beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, pp. 1513-1515, 1997.
- [61] S. Suomalainen, A. Vainionpaa, O. Tengvall, T. Hakulinen, S. Karirinne, M. Guina, O. G. Okhotnikov, T. G. Euser, and W. L. Vos, "Long-wavelength fast semiconductor saturable absorber mirrors using metamorphic growth on GaAs substrates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, pp. 121106-3, 2005.

-
- [62] M. L. Dû, J. C. Harmand, K. Meunier, G. Patriarche, and J. L. Oudar, "Growth of $\text{GaN}_x\text{As}_{1-x}$ atomic monolayers and their insertion in the vicinity of GaInAs quantum wells," *IEE Proc.-Optoelectron.*, vol. 151, pp. 254-255, 2004.
- [63] M. L. Dû, J. C. Harmand, O. Mauguin, L. Largeau, L. Travers, and J. L. Oudar, "Quantum-well saturable absorber at 1.55 μm on GaAs substrate with a fast recombination rate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, pp. 201110-3, 2006.
- [64] D. J. Maas, B. Rudin, A. R. Bellancourt, D. Iwaniuk, S. V. Marchese, T. Südmeyer, and U. Keller, "High precision optical characterization of semiconductor saturable absorber mirrors," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 7571-7579, 2008.
- [65] R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, G. J. Spühler, L. Krainer, M. Golling, O. Ostinelli, and U. Keller, "New regime of inverse saturable absorption for self-stabilizing passively mode-locked lasers," *Appl. Phys. B*, vol. 80, pp. 151-158, 2005.
- [66] T. R. Schibli, E. R. Thoen, F. X. Kärtner, and E. P. Ippen, "Suppression of Q-switched mode locking and break-up into multiple pulses by inverse saturable absorption," *Appl. Phys. B*, vol. 70, pp. S41-S49, 2000.
- [67] M. Haiml, R. Grange, and U. Keller, "Optical characterization of semiconductor saturable absorbers," *Appl. Phys. B*, vol. 79, pp. 331-339, Aug 2004.
- [68] Y. H. Lee, A. Chavez-Pirson, S. W. Koch, H. M. Gibbs, S. H. Park, J. Morhange, A. Jeffery, N. Peyghambarian, L. Banyai, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, "Room-Temperature Optical Nonlinearities in GaAs," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, p. 2446, 1986.
- [69] M. L. Dû, "Absorbant saturable sur GaAs pour fonctions optiques rapides à 1.55 μm ," Université Paris XI, Orsay, 2006.
- [70] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids* vol. 1. San Diego: Academic Press, 1985.

CHAPITRE 4

VECSEL EN VERROUILLAGE DE MODES PASSIF

Dans ce chapitre nous rappelons les propriétés principales des impulsions brèves, le principe du verrouillage de modes passif, avec une description du mécanisme de formation des impulsions brèves, et de leur mise en forme temporelle suivant deux modèles. Ensuite, nous présentons l'approche utilisée pour la conception de la cavité laser, avec une étude de l'effet laser dans une cavité multi-miroirs.

Les résultats en régime verrouillage de modes sont présentés, l'effet de la dispersion chromatique est étudié. Une étude du mécanisme de formation de l'impulsion est effectuée. La caractérisation du spectre RF permet de juger de : qualité de l'impulsion brève, l'utilisation de la méthode de Von der Linde permet d'étudier le bruit de l'émission laser.

Enfin, une étude de bruit a été effectuée, pour qualifier la source des impulsions brèves en terme de stabilité de fonctionnement.

Contenu

4.1	Introduction.....	145
4.2	Impulsions brèves	145
4.2.1	Profil temporel	146
4.2.2	Phase spectrale	148
4.2.2.1	Phase spectrale d'ordre deux et effet de dispersion.....	148
4.2.2.2	Phase spectrale d'ordres supérieurs.....	151
4.2.3	Caractérisation temporelle.....	151
4.2.3.1	Cas particuliers de trace d'autocorrélation	153
4.2.4	Caractérisation spectrale	154
4.2.5	Limitation par la transformée de Fourier.....	154
4.3	Mécanisme de verrouillage des modes passif.....	156
4.3.1	Description dans le domaine fréquentiel.....	156
4.3.2	Description dans le domaine temporel.....	158
4.4	Mise en forme temporelle des impulsions.....	159
4.4.1	Verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable rapide.....	159
4.4.2	Verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable lent.....	159
4.4.3	Verrouillage de modes soliton	160
4.4.4	Modèle de Haus de verrouillage des modes.....	161
4.5	Caractérisation du bruit des VECSELS en verrouillage de modes passif	162

4.5.1	Méthodes de caractérisation de bruit	163
4.5.2	Méthode de Von der Linde	164
4.6	Conception de la cavité VECSEL	166
4.6.1	Paramètres de la cavité optique.....	166
4.6.1.1	Cavité à trois miroirs (cavité en V).....	166
4.6.1.2	Cavité à quatre miroirs (cavité en Z).....	168
4.6.2	Alignement de la cavité laser	172
4.6.3	L'émission laser en continu dans une cavité multi-miroirs.....	172
4.7	Démonstration de verrouillage de modes passif	173
4.7.1	Fonctionnement à 2GHz.....	173
4.7.1.1	Caractérisations des impulsions brèves	174
4.7.1.2	Étude du Chirp	176
4.7.1.3	Propagation des impulsions avec chirp dans une fibre monomode	176
4.7.2	Fonctionnement en verrouillage de modes à différentes fréquences.....	179
4.7.2.1	Fonctionnement à 1GHz.....	179
4.7.2.2	Fonctionnement à 3GHz.....	181
4.7.3	Fonctionnement avec des structures améliorées à 2GHz.....	182
4.7.3.1	Caractérisations des impulsions brèves	182
4.7.3.2	Mécanisme de formation de l'impulsion	184
4.7.3.3	Étude de chirp.....	187
4.7.3.4	Étude de bruit	188
4.8	Conclusions.....	191
4.9	Références	192

4.1 Introduction

Le phénomène de verrouillage de modes dans les lasers est pratiquement aussi ancien que l'observation de l'effet laser lui-même [1-3]. Les premiers fonctionnements en régime de verrouillage de modes passif dans les lasers à semiconducteur ont été rapportés dès la fin des années 60 [4-6]. De nombreux travaux de modélisation sur ce phénomène ont été proposés dans la littérature, portant en particulier sur sa stabilité vis à vis du régime dit « verrouillage de modes Q-Switch », dans lequel les impulsions sont modulées par une enveloppe plus lentement variable de type Q-Switch. Nous pouvons notamment citer les modèles de H.A. Haus concernant le verrouillage de modes de lasers à élargissement homogène avec un absorbant saturable lent [7] ou rapide [8], ainsi que les études paramétriques déterminant les plages d'obtention d'un régime de verrouillage de modes « continu » (sans instabilités Q-Switch dans les lasers à l'état solide par exemple) [9].

L'utilisation d'absorbants saturables semiconducteurs, basés sur le principe de la saturation de l'absorption excitonique, remonte quant à elle au milieu des années 80 (§3.3), avec le développement du SESAM qui permet une grande souplesse dans le choix des paramètres (longueur d'onde, fluence de saturation, temps de réponse), comme cela a été présenté au chapitre précédent [10-12].

Les méthodes permettant de réaliser un laser en verrouillage de modes se divisent en deux catégories principales. La première catégorie, connue sous le nom de verrouillage de modes actif sort du cadre de cette thèse. La seconde catégorie de verrouillage de modes est basée sur l'idée de favoriser une concentration d'énergie importante en un point de la cavité laser en insérant un milieu non linéaire. Si les conditions sont bien choisies, cela se traduit par la formation d'une impulsion unique se propageant dans la cavité. Sélectionner un maximum d'intensité unique (pour un tour dans la cavité) dans le domaine temporel équivaut à établir une relation de phase entre les modes longitudinaux dans le domaine spectral. Ce concept porte le nom de verrouillage de modes passif et nécessite l'utilisation d'un absorbant saturable (Chapitre 3) : c'est la combinaison de la saturation de l'absorption (Structure SESAM) et de celle du gain (structure VECSEL) qui est à l'origine de la formation d'impulsions brèves. La présence de l'absorbant saturable favorise le régime impulsionnel car sa transmission n'est grande que pour de fortes intensités crêtes, cela signifie qu'il introduit des pertes importantes pour le régime continu (caractérisé par de petites intensités crêtes) et de faibles pertes pour le régime impulsionnel (caractérisé par de grandes intensités crêtes).

Les VECSELS en verrouillage de modes ont été démontrés soit avec verrouillage de modes actif, avec des impulsions relativement larges (~ 100 ps) à 870nm [13], soit avec verrouillage de modes passif en utilisant des SESAMs principalement à la longueur d'onde de 1030nm [14], jusqu'à des impulsions d'une largeur de l'ordre de la centaines de femtosecondes [15-16].

4.2 Impulsions brèves

La génération d'impulsions par verrouillage de modes passif, leur caractérisation et leur utilisation dans un système nécessitent de prendre un certain nombre de précautions. Les impulsions dites brèves ont une durée typiquement de l'ordre de la picoseconde. Si de telles impulsions laser sont désormais utilisées couramment en laboratoire, la conservation de leurs propriétés et leur caractérisation temporelle sont tout aussi importantes que leur production.

Considérons un train d'impulsions périodiques présentées dans la figure (Fig. 4-1) de fréquence $f=T^{-1}$, la durée des impulsions est Δt , chaque impulsion contient une énergie E , donc la puissance crête qui représente le flux d'énergie dans l'impulsion est défini par :

$$P_{pic} \cong \frac{E}{\Delta t} \quad (4.1)$$

Un paramètre énergétique que nous pouvons mesurer est la puissance moyenne du train d'impulsions, défini par :

$$P_{Moy} = \frac{E}{T} \quad (4.2)$$

Donc, il est possible de trouver directement la puissance de pic à partir de la puissance moyenne :

$$P_{Pic} \cong \frac{T}{\Delta t} P_{Moy} \quad (4.3)$$

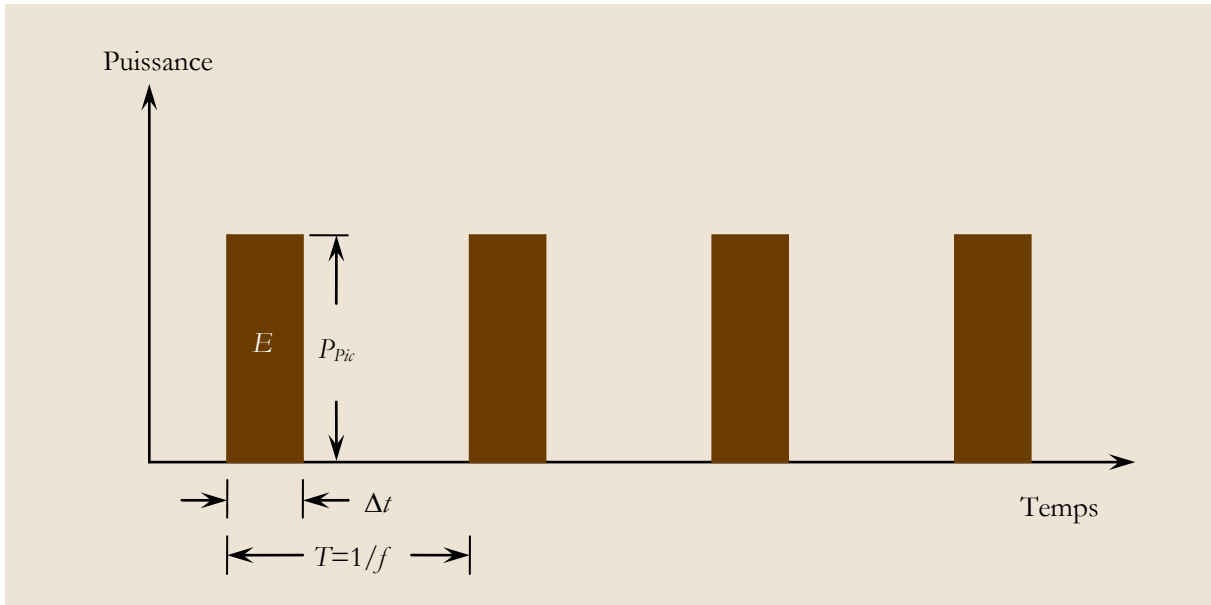


Fig. 4-1 : Un train d'impulsions de période T , la largeur temporelle de chaque impulsion Δt , son énergie est E , avec une puissance de pic P_{pic} . (L'impulsion est supposée de forme carrée pour simplifier).

Deux paramètres importants à caractériser sont la largeur temporelle (profil temporel) et la fréquence de répétition des impulsions. Dans cette section nous présentons les différentes méthodes de caractérisations des impulsions brèves.

4.2.1 Profil temporel

Dans l'hypothèse de couplages spatio-temporels faibles, le champ électrique est défini comme la projection du vecteur champ électrique sur sa direction de polarisation. Le champ électrique d'un faisceau laser quelconque $E(r, z, t)$, peut s'exprimer comme un produit d'une composante temporelle par une composante spatiale :

$$E(r, z, t) = E_t(t) E_s(r, z) \quad (4.4)$$

La composante temporelle du champ électrique peut elle-même se décomposer en trois facteurs : la modulation $M(t)$, la porteuse (fonction représentant les oscillations du champ électrique de période correspondant à la longueur d'onde λ_0 ou de fréquence $\nu_0 = \omega_0 / 2\pi$, et le facteur de phase temporelle φ_t :

$$E_t(t) = \sqrt{M(t)} \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot e^{i\varphi_t} \quad (4.5)$$

Selon l'application visée, différents régimes d'oscillation laser correspondant à différents types de modulations temporelles sont réalisables. Le régime impulsionnel peut être caractérisé par différents paramètres : la puissance crête (c'est-à-dire la puissance instantanée maximale d'une impulsion, exprimée en watts), la puissance moyenne du laser, l'énergie contenue dans chaque impulsion, exprimée en joules, et $M(t)$ qui peut revêtir différentes formes (gaussienne, sécante hyperbolique, etc.).

La composante temporelle du champ électrique caractérisant une impulsion laser peut prendre différentes formes, suivant les phénomènes physiques mis en jeu lors de sa création. Pour chacune d'entre elles, la durée de l'impulsion Δt , est définie comme la largeur à mi-hauteur de $M(t)$. Le tableau (Tableau 4-1) montre différentes formes possibles d'impulsions optiques.

Fonction	Expression du terme de modulation temporelle	Profil temporel de l'intensité optique (et amplitude du champ électrique).
Carré	$M(t) = \begin{cases} 1; & t \leq \Delta t/2 \\ 0; & t > \Delta t/2 \end{cases}$	
Gaussienne :	$M(t) = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}\Delta t} \cdot e^{-\frac{4 \cdot \ln 2 \cdot t^2}{\Delta t^2}}$	
Sécante hyperbolique :	$M(t) = \operatorname{sech} \left[\frac{2 \cdot \ln(\sqrt{2} + 1)}{\Delta t} t \right]$	
Lorentzienne :	$M(t) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2t}{\Delta t} \right)^2}$	
Sinc :	$M(t) = \frac{\sin \left(2.7831 \frac{t}{\Delta t} \right)}{2.7831 \frac{t}{\Delta t}}$	
Exponentielle symétrique :	$M(t) = e^{-2 \cdot \ln 2 \cdot \left \frac{t}{\Delta t} \right }$	

Tableau 4-1 : Différentes expressions du module temporel $M(t)$, avec le profil temporel de l'intensité et le champ électrique dans l'impulsion.

Le pic du champ électrique dans l'impulsion est donné par :

$$E_{P_{ic}} = \sqrt{2Z_{F0} \frac{P_{ic}}{A_{eff}}} \quad (4.6)$$

où A_{eff} est la surface du faisceau laser, $Z_{F0}=377\Omega$ l'impédance de vide.

Expérimentalement, nous pouvons obtenir le régime impulsif par plusieurs moyens, comme la modulation du gain (la pompe est modulée)¹, ou la modulation des pertes ou déclenchement par commutation de pertes « *Q-Switching* », ou le verrouillage des modes en phase ($\varphi_i=0$ pour tous les modes) auquel nous nous intéresserons dans le cadre de notre étude.

4.2.2 Phase spectrale

Lors de la propagation d'une impulsion laser brève, les composantes spectrales peuvent subir des déphasages différents, dans le cas fréquent où le milieu dans lequel elle se propage est dispersif. Si ce dernier est de plus supposé transparent dans la gamme de longueur d'onde considérée (non absorbant – son indice est un nombre réel), le déphasage $\varphi(\omega)$ résultant d'une propagation sur une distance ξ s'écrit :

$$\varphi(\omega) = k(\omega) \cdot \xi \quad (4.7)$$

où $k(\omega)$ est le module du vecteur d'onde. Dans le cas particulier d'un milieu non dispersif, le déphasage varie linéairement avec la fréquence, ce qui signifie que la durée du trajet L parcouru par l'impulsion est indépendante de la longueur d'onde :

$$\varphi(\omega) = \frac{\xi}{c} \cdot \omega \Rightarrow \frac{\partial \varphi(\omega)}{\partial \omega} = cte \quad (4.8)$$

Par contre, si le milieu est dispersif, le déphasage est une fonction a priori inconnue de la fréquence, son allure dépendant des propriétés du matériau constituant le milieu de propagation. Afin de caractériser cette fonction, nous écrivons le développement en série de Taylor du déphasage autour de la pulsation centrale ω_0 pour faire apparaître l'écart à la linéarité², ce qui nous donne :

$$\varphi(\omega) \approx \varphi_0 + \varphi^{(1)}(\omega_0) \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot \varphi^{(2)}(\omega_0) \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \cdot \varphi^{(3)}(\omega_0) \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (4.9)$$

où $\varphi^{(1)}$, $\varphi^{(2)}$, $\varphi^{(3)}$ sont les dérivées successives de la phase spectrale. Si $\varphi^{(2)}(\omega_0)$ est non nul, le milieu est dit à dérive de fréquence linéaire³. Si $\varphi^{(3)}(\omega_0)$ est non nul, le milieu est dit à dérive de fréquence quadratique⁴.

La phase spectrale correspond à un décalage temporel des composantes spectrales, auquel il est naturel d'associer un retard de groupe $T_g(\omega)$ qui est relié à la vitesse de groupe v_g de l'impulsion. Il ne correspond pas à un élargissement de l'impulsion, mais à un décalage de son centre par rapport à la même impulsion se propageant dans le vide, il s'exprime en femto-secondes :

$$T_g(\omega) = \varphi^{(1)}(\omega) = \frac{\xi}{v_g} \quad (4.10)$$

4.2.2.1 Phase spectrale d'ordre deux et effet de dispersion

Le terme d'ordre deux $\varphi^{(2)}$ est déterminé par la variation de T_g avec ω , il est appelé dispersion de vitesse groupe (GDD)⁵. Ce terme est majoritairement responsable de l'élargissement temporel de

¹ Le terme anglais « gain-switching ».

² Ce développement est restreint ici à l'ordre trois, mais peut évidemment s'étendre indéfiniment. Néanmoins, même pour des impulsions ultra-brèves (<ps) un développement jusqu'à l'ordre cinq fournit généralement des informations suffisantes sur l'allure de la phase spectrale.

³ Le terme anglais : « Linear frequency chirp ».

⁴ Le terme anglais : « Quadratic chirp ».

l'impulsion lors de sa propagation dans des éléments dispersifs (effet de l'indice de réfraction $n(\lambda)$). Dans ce cas, le retard de groupe est linéaire avec la fréquence. Les composantes spectrales arrivent les unes après les autres, l'impulsion présente un glissement de fréquence linéaire, aussi appelé « chirp ».

La variation de la phase spectrale du deuxième ordre $\varphi^{(2)}$ est liée à la variation de l'indice et à la longueur z du matériau. Elle s'exprime en femto-secondes carrées[17] :

$$\varphi^{(2)}(\omega) = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} z \quad (4.11)$$

Plus une impulsion est courte initialement, plus l'effet de la dispersion sur sa durée est important.

Dans le cas d'une impulsion gaussienne limitée par transformée de Fourier (§4.2.5), avec ω_0 sa pulsation centrale et Δt_0 sa durée initiale, le champ électrique E_{IN} s'écrit :

$$E_{IN}(t) = E_0 \cdot e^{j\omega_0 t} e^{-\frac{2(\ln 2)t^2}{\Delta t_0}} \quad (4.12)$$

Après propagation sur une distance z dans un milieu dispersif d'indice $n(\lambda)$ dont nous limitons la dispersion introduite à l'ordre deux, le champ électrique E_{OUT} s'écrit :

$$E_{OUT}(t) = E_0 \cdot e^{j(\omega_0 t - \varphi_0(\omega))} \cdot e^{-\Gamma(t - \varphi^{(1)}(\omega))^2} \quad \text{avec } \Gamma = \left(\frac{\Delta t_0^2}{2 \cdot \ln 2} + j \cdot 2 \cdot \varphi^{(2)}(\omega) \right)^{-1} \quad (4.13)$$

Donc, une impulsion de forme gaussienne, de durée limitée par transformée de Fourier Δt_0 , présente après traversée d'un matériau dispersif d'ordre 2 une durée Δt :

$$\Delta t(z) = \Delta t_0 \sqrt{1 + \left(4 \cdot \ln 2 \cdot \frac{(\varphi^{(2)}(\omega))^2}{\Delta t_0^2} \right)} \quad (4.14)$$

Selon cette équation, la dispersion a pour conséquence directe un élargissement de l'enveloppe temporelle de l'impulsion (Fig. 4-2) qui est d'autant plus important que la durée de l'impulsion est petite. L'effet de GDD devient important lorsque $GDD > \Delta t_0^2$.

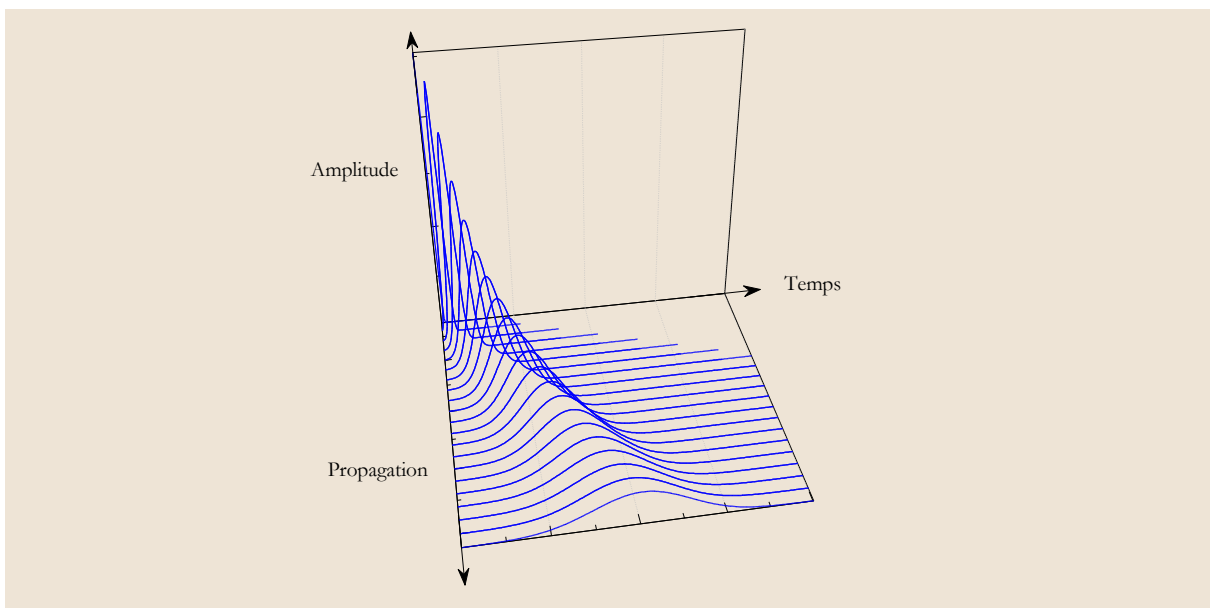


Fig. 4-2 : Simulation de l'élargissement d'une impulsion de profil temporel gaussien au cours de sa propagation dans un milieu dispersif non absorbant. La conservation de l'énergie implique que l'amplitude maximale de l'impulsion décroisse au cours de sa propagation afin que son intégrale reste constante.

⁵ Le terme anglais : « Group Delay Dispersion ».

La dispersion du milieu est un phénomène à prendre impérativement en compte dès que la largeur spectrale du rayonnement devient comparable aux variations d'indice en fonction de la longueur d'onde[18]. En particulier, dans une source laser à semiconducteur à impulsions brèves[19], la dispersion doit être compensée à l'intérieur de la cavité. La source majeure de dispersion est généralement la dispersion normale introduite par le milieu à gain. Cette dispersion rencontrée par l'impulsion au cours d'un tour dans la cavité est positive, elle peut être compensée par un design adéquat du SESAM[20]⁶.

Il est utile de décrire les propriétés optiques linéaires d'un élément optique par sa dispersion de vitesse groupe $GDD(\omega)=\varphi^{(2)}(\omega)$ en fonction de pulsation $\omega=2\pi c/\lambda$ ou la longueur d'onde :

$$\begin{aligned}\varphi^{(2)}(\lambda) &\equiv \frac{-\lambda^2}{2\pi c} \cdot \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{-\lambda^2}{2\pi c} \cdot \left(\frac{\partial \varphi(\lambda)}{\partial \lambda} \right) \right) \\ &\equiv \frac{\lambda^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \left(2 \cdot \left(\frac{\partial \varphi(\lambda)}{\partial \lambda} \right) + \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 \varphi(\lambda)}{\partial \lambda^2} \right) \right)\end{aligned}\quad (4.15)$$

La dispersion (GDD) introduite par une structure multicouches est obtenue par le calcul du déphasage total introduit par cette structure, et la dérivée d'ordre deux de ce déphasage dans le domaine fréquentiel. La figure (Fig. 4-3) montre la GDD calculé pour deux structures VECSELs, résonante et anti-résonante à $\lambda \sim 1550\text{nm}$ (détaillées au §2.3.2). Ce calcul ne tient pas compte des effets dispersifs liés à la variation de la concentration des porteurs dans le milieu de gain au passage d'une impulsion. Il s'agit de la réponse optique de la structure (supposée transparent).

Dans le cas résonant, la variation est rapide autours $\lambda=1550\text{nm}$ (entre -25000fs^2 et $+25000\text{fs}^2$), ce qui peut devenir responsable de chirp important dans les impulsions dans le cas de fonctionnement autour 1550nm (Fig. 4-3(a)).

Dans le cas anti-résonant, la GDD est positive décroissant avant la longueur d'onde de fonctionnement ($\lambda=1550\text{nm}$), après il devient négatif et décroît rapidement (Fig. 4-3(b)).

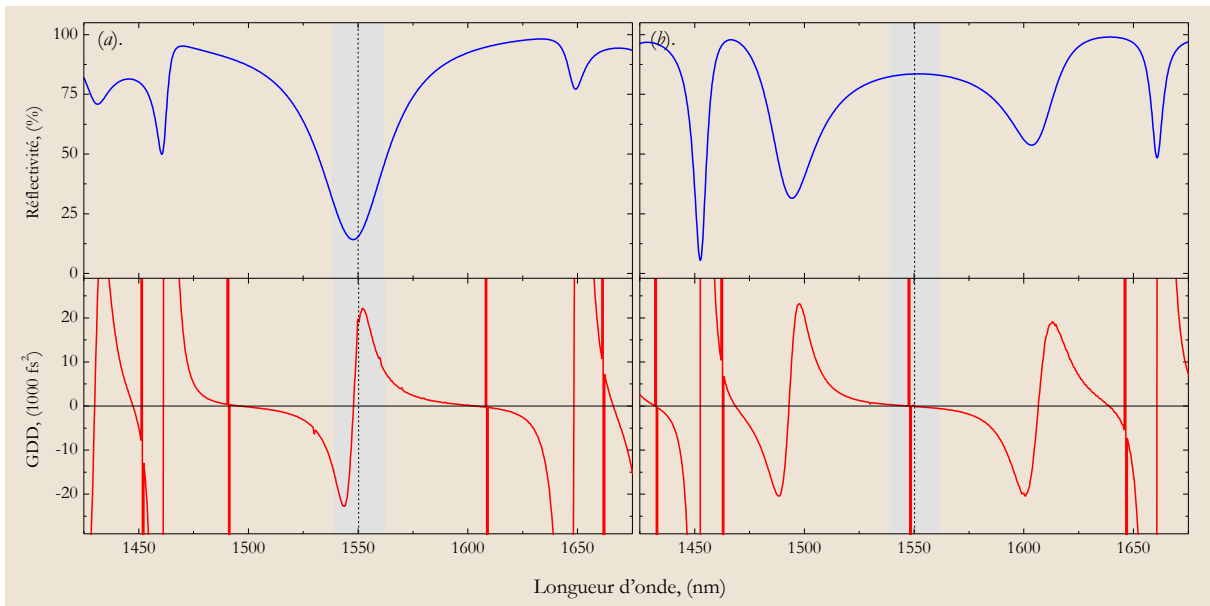


Fig. 4-3 : Calcul de la dispersion (GDD) avec la réflectivité pour : (a). une structure résonante à $\lambda \sim 1550\text{nm}$, (b). une structure anti-résonante à $\lambda \sim 1550\text{nm}$ (les structures sont détaillées au §2.3.2).

⁶ Dans les lasers femto-seconde à l'état solide, un système de paire de prismes judicieusement placés, dit à dispersion négative ou anormale.

4.2.2.2 Phase spectrale d'ordres supérieurs

Le terme d'ordre trois $\varphi^{(3)}$ affecte peu la durée de l'impulsion mais génère une dissymétrie temporelle. Des pré-impulsions apparaissent si $\varphi^{(3)} < 0$. Dans le cas $\varphi^{(3)} > 0$, il s'agit de post-impulsions[21]. Les termes supérieurs (ordres quatre et cinq principalement) participent également, dans une moindre mesure, à la détérioration du profil temporel (piédestal, impulsions parasites) mais influencent très peu la durée à mi-hauteur de l'impulsion.

4.2.3 Caractérisation temporelle

Pratiquement, la durée d'une impulsion brève est difficile à mesurer de manière directe[22-23]. En effet, les temps de réponse des détecteurs utilisables tels que les photodiodes PIN silicium ou les photodiodes InGaAs sont supérieurs d'un ordre de grandeur au moins aux durées qui nous intéressent (~ 1 ps). Par conséquent, nous sommes amenés à effectuer une mesure indirecte qui peut se réaliser par l'intermédiaire d'un système optique appelé autocorrélateur[24]. Au lieu de s'intéresser directement au profil temporel des impulsions, ce dispositif permet d'en mesurer la fonction d'autocorrélation, à partir de laquelle -moyennant une hypothèse sur la forme temporelle des impulsions- est déduite leur véritable durée. L'inconvénient de cette mesure est de perdre toute information sur la symétrie de l'enveloppe temporelle de l'impulsion, car la fonction d'autocorrélation est par définition une fonction paire.

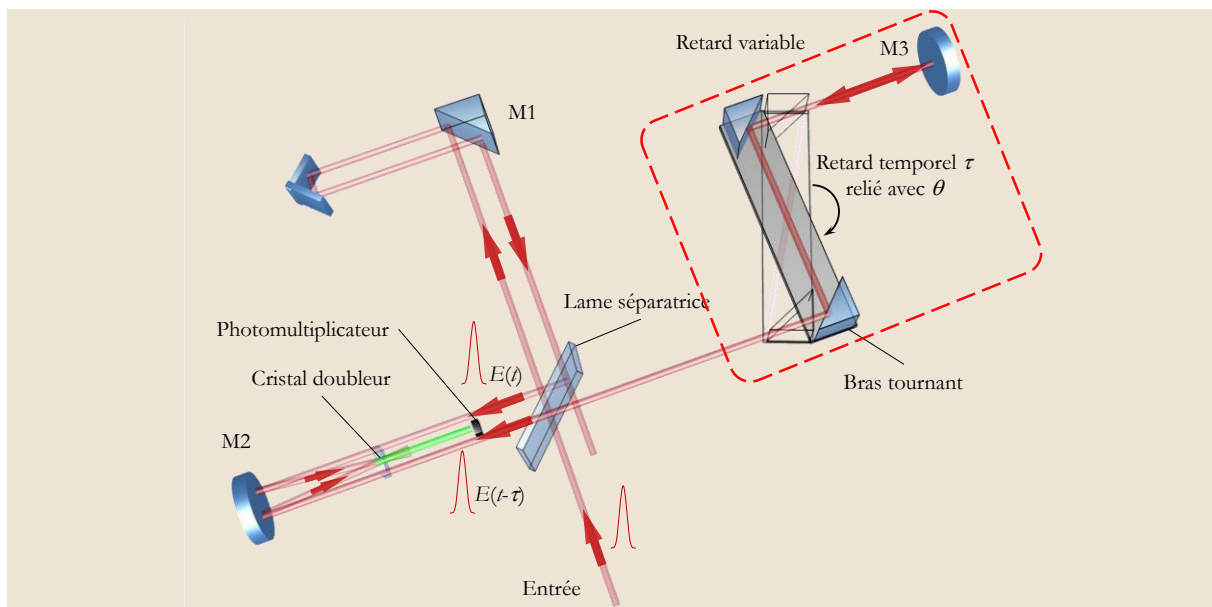


Fig. 4-4 : Schéma optique de l'autocorrélateur utilisé pour la caractérisation temporelle des impulsions laser. (d'après[25])

L'autocorrélateur que nous avons utilisé⁷ est en montage non colinéaire et conçu pour la caractérisation des impulsions laser infrarouges ($\lambda=1000\text{nm}\sim 1800\text{nm}$). Le montage expérimental est celui d'un interféromètre de Michelson dont le miroir (ou coin de cube) d'un des deux bras est rendu mobile, et aligné de sorte que les deux faisceaux soient séparés spatialement lorsqu'ils se rejoignent après la lame séparatrice (c'est le cas de l'autocorrélation non colinéaire, illustré par la figure (Fig. 4-4)). Ces deux impulsions dont l'écart temporel est contrôlé par deux miroirs sur un bras tournant [25], sont ensuite focalisées dans un cristal doubleur (KDP) après lequel le signal vert d'autocorrélation est dissocié du signal infrarouge mesuré par un photomultiplicateur. Un circuit électronique de contrôle permet d'amplifier le signal ainsi mesuré. Le résultat est directement visualisable sur un écran

⁷ Autocorrélateur de Femtochrome Reserch, Inc. Modèle : FR-103XL.

d'oscilloscope en le réglant de sorte qu'il affiche le signal du photomultiplicateur en fonction du signal de position de l'angle du bras tournant. Ceci permet d'en déduire une échelle graduée en femtosecondes.

Notons que d'autres systèmes de caractérisation temporelle d'impulsions brèves existent comme les caméras à balayage de fente (en régime picoseconde). Contrairement à l'autocorrélateur qui ne donne accès qu'à l'évolution temporelle de la puissance des impulsions, des systèmes d'analyse plus complets existent également et permettent de déduire via un algorithme de calcul (et certaines hypothèses) à la fois l'amplitude et la phase temporelles. Les systèmes les plus connus permettant ce type de caractérisation d'impulsions courtes sont le SPIDER⁸ et le FROG⁹, qui sont apparus à la fin des années 90[26]. Nous utilisons un autocorrélateur tel que celui présenté ci-dessus pour caractériser les impulsions du VECSEL à verrouillage de modes passif.

La mesure du signal d'autocorrélation, noté $S_{AC}(\tau)$ correspond physiquement à une grandeur proportionnelle à la puissance instantanée du faisceau vert issu du cristal doubleur, et s'exprime en fonction du champ électrique des impulsions incidentes et le retard généré entre les deux impulsions τ , de la façon suivante :

$$S_{AC}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)|^2 \cdot |E(t-\tau)|^2 \cdot dt \quad (4.16)$$

Par exemple, les deux cas les plus utilisés sont :

a- Cas d'une impulsion de type sécante hyperbolique (d'une amplitude normalisée $|E(t)|^2$, et d'une largeur temporelle à mi-hauteur Δt) nous trouvons :

$$|E(t)|^2 = \operatorname{sech}\left(\frac{2 \cdot \ln(1 + \sqrt{2})}{\Delta t} t\right)^2 \Rightarrow S_{AC}(\tau) = \frac{3}{\sinh\left(\frac{C}{\Delta \tau} \cdot \tau\right)^2} \left(\frac{C}{\Delta \tau} \cdot \tau \cdot \coth\left(\frac{C}{\Delta \tau}\right) - 1\right) \quad (4.17)$$

où $C = 2.7196$.

La largeur à mi-hauteur du signal d'autocorrélation appelée $\Delta \tau$ et la durée des impulsions associées, appelée Δt sont alors reliées par $\Delta t = \Delta \tau / 1.543$, ce résultat est montré dans la figure (Fig. 4-5(a)). Dans la suite du chapitre nous conservons cette convention pour désigner la largeur à mi-hauteur de la trace d'autocorrélation ($\Delta \tau$) et la largeur à mi-hauteur de l'impulsion (Δt).

b- Cas d'une impulsion de type gaussien, de même largeur temporelle Δt nous trouvons :

$$|E(t)|^2 = e^{-\left(\frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\Delta t} t\right)^2} \Rightarrow S_{AC}(\tau) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\Delta \tau} \tau\right)^2} \quad (4.18)$$

Dans ce cas nous avons : $\Delta t = \Delta \tau / \sqrt{2}$.

Les deux profils (sécante hyperbolique, gaussien) avec même largeur à mi-hauteur (Δt) sont présentés dans la figure (Fig. 4-5(b)). La comparaison entre les deux profils montre des ailes plus importantes pour le profil sécante hyperbolique que le profil gaussien.

⁸ Le terme en anglais « Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction ».

⁹ Le terme en anglais « Frequency-Resolved Optical Gating ».

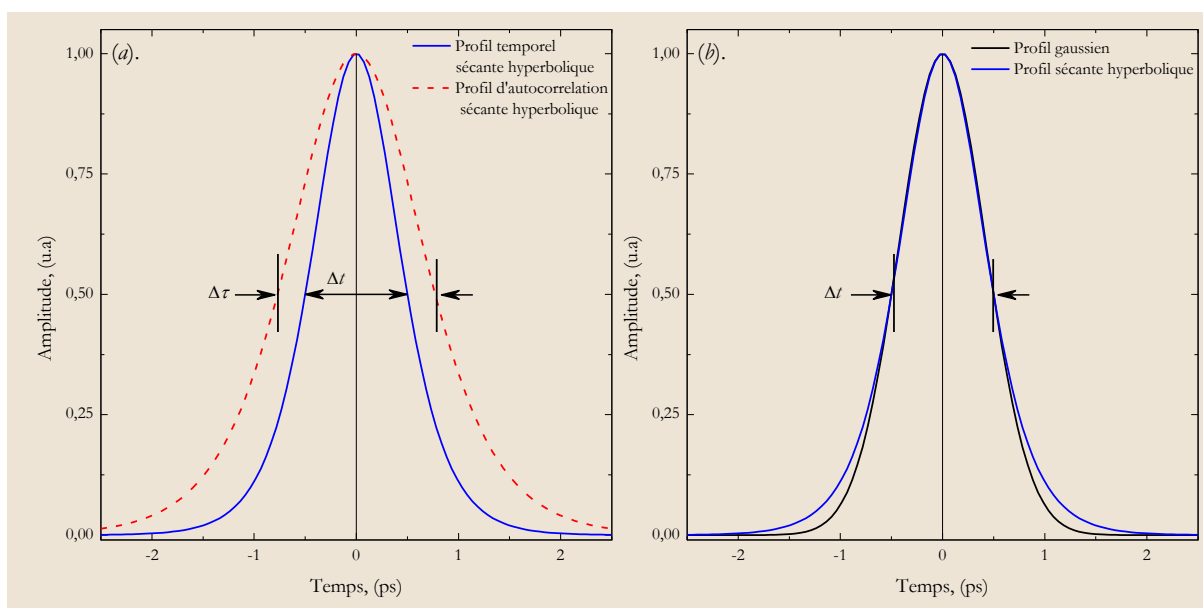


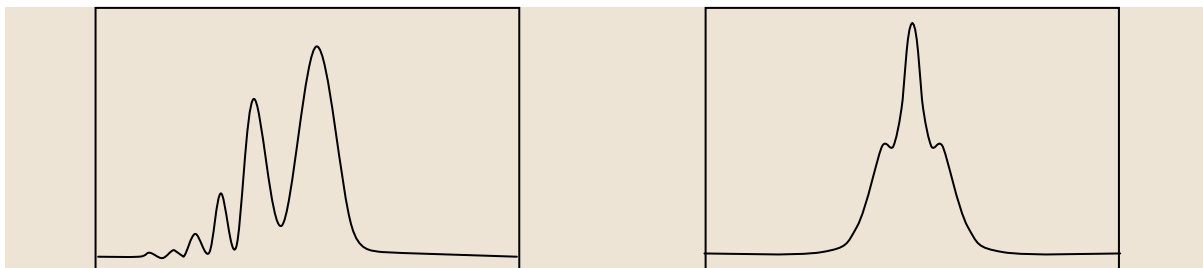
Fig. 4-5 : Profils d'impulsions brèves : (a). Profil temporel (en intensité) d'une impulsion de type sécante hyperbolique (trait bleu) et de son autocorrélation (trait rouge pointillé), (b). profils temporel d'impulsions : sécante hyperbolique et gaussien, de même largeur à mi-hauteur.

4.2.3.1 Cas particuliers de trace d'autocorrélation

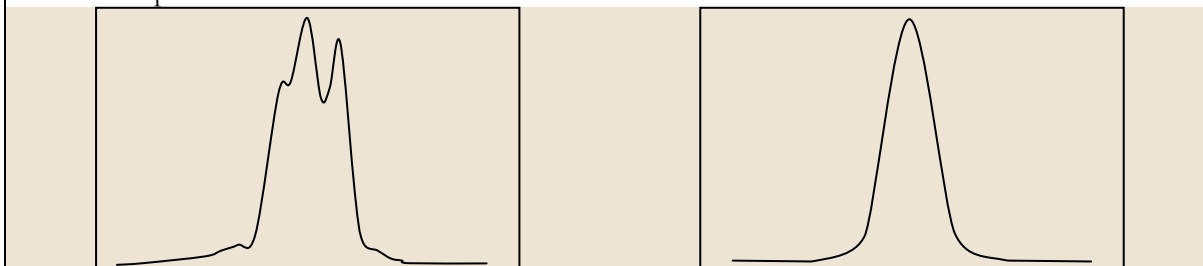
L'autocorrélation d'intensité ne contient pas des informations complètes sur le champ électrique de l'impulsion, à cause de la perte des informations sur la phase dans le domaine temporel[27-28]. Il existe aussi le cas de multi impulsions où une interférence peut se produire entre les différentes impulsions dans la trace d'autocorrélation et nous perdons toutes les informations, le résultat étant une impulsion unique. Nous présentons dans le tableau (Tableau 4-2 : Cas particuliers des impulsions brèves et leur trace d'autocorrélation.), un résumé des quelques cas particuliers des impulsions brèves et leurs trace d'autocorrélation.

Profil temporel (intensité) $ E(t) ^2$	Trace d'autocorrélation $S_{AC}(\tau)$
---	---

Les détails de la forme temporelle d'une impulsion brève ne sont pas bien clairs dans la trace d'autocorrélation :



La trace d'autocorrélation peut cacher les détails de la forme temporelle, il est possible de voir une trace d'autocorrélation d'une impulsion bien défini pour une impulsion contenant plusieurs pics dans le domaine temporelle :



Il est possible de voir des ailes autour d'une impulsion unique dans la trace d'autocorrélation, comme pour un train des impulsions :

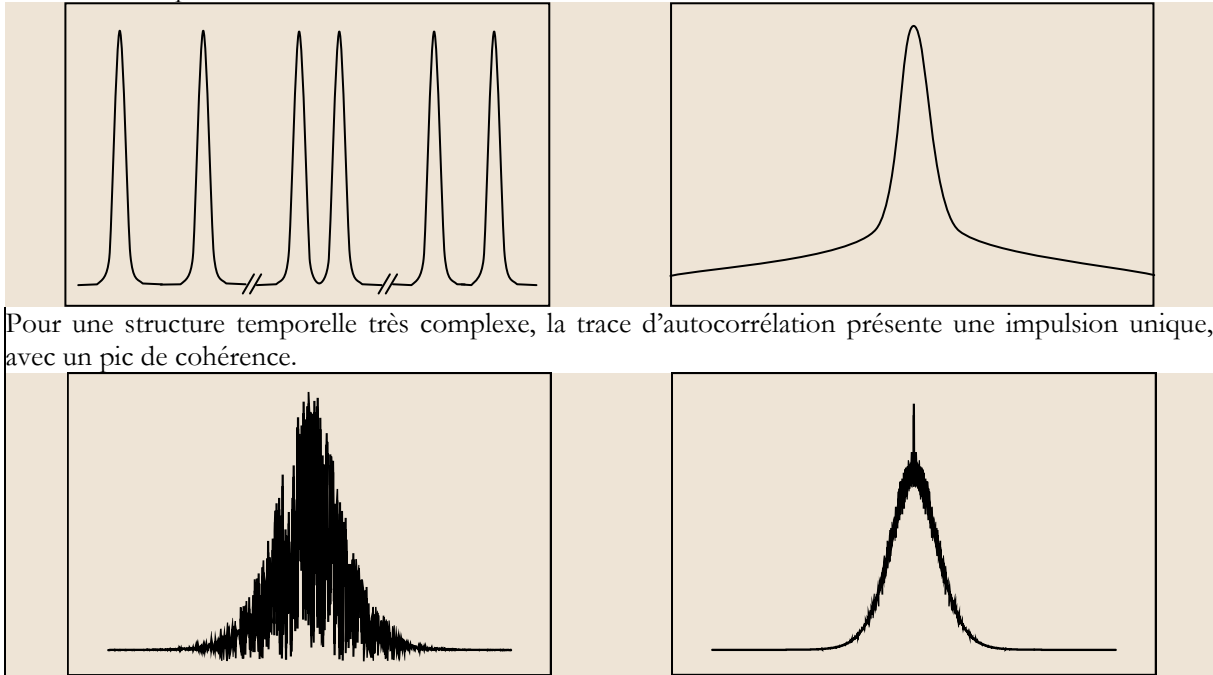


Tableau 4-2 : Cas particuliers des impulsions brèves et leur trace d'autocorrélation.

4.2.4 Caractérisation spectrale

D'une manière générale, l'expérience permet de mesurer le spectre d'un rayonnement électromagnétique à l'aide d'un composant dispersif comme un réseau de diffraction (inclus dans un système optique tel qu'un monochromateur par exemple). La grandeur mesurée via un détecteur optique (photodiode au silicium par exemple) est une puissance optique variant avec la longueur d'onde. La transformée de Fourier du champ électrique s'écrit $E_t(\omega) = |E_t(\omega)| \cdot e^{i\varphi(\omega)}$ où $|E_t(\omega)|$ est l'amplitude spectrale, et $\varphi(\omega)$ est la phase spectrale. La grandeur mesurée après dispersion spatiale des composantes spectrales du faisceau est proportionnelle au carré de l'amplitude spectrale : $P \propto |E_t(\omega)|^2$. Toute mesure classique du spectre d'un faisceau laser fournit le carré de l'amplitude spectrale, mais ne donne donc aucune information sur la phase spectrale, qui est pourtant une grandeur importante dans le domaine des impulsions brèves. En effet, si toutes les composantes spectrales ne sont pas en phase (phase spectrale non constante), alors la durée de l'impulsion laser est plus grande que sa valeur limite.

4.2.5 Limitation par la transformée de Fourier

La notion d'une impulsion limitée par la transformée de Fourier (LTF) dans le domaine de l'optique ultrarapide correspond à la valeur minimale de la largeur temporelle de l'impulsion pour un spectre optique donné de l'impulsion, si toutes les composantes spectrales de l'impulsion sont en phase, c'est-à-dire que la largeur à mi-hauteur du spectre est identique à celle de la transformée de Fourier de sa forme temporelle. Dans ces conditions, plus le spectre d'une impulsion est large, plus sa durée est courte.

Profil d'intensité, $I(t)$	Δt	Profil d'autocorrélation, $S_{AC}(\tau)$	$\Delta \tau$	$\Delta t / \Delta \tau$	Profil spectral, $I(\omega)$	$\Delta \omega$	LTF= $\Delta \nu \cdot \Delta t$
-------------------------------	------------	---	---------------	--------------------------	---------------------------------	-----------------	-------------------------------------

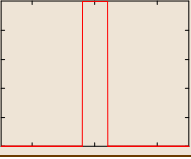
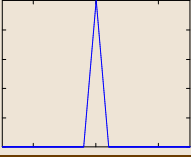
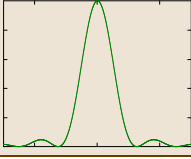
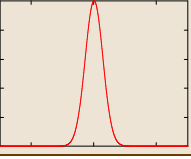
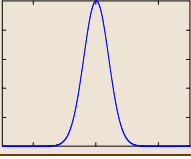
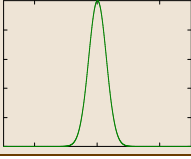
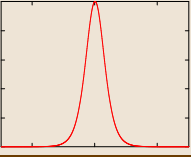
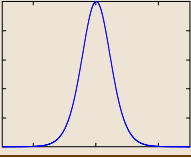
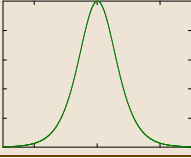
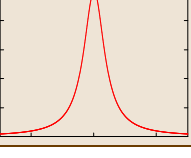
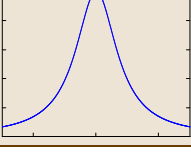

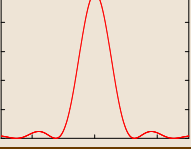
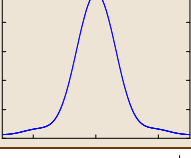

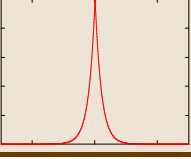
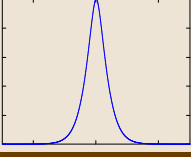
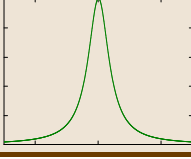
$I(t) = \begin{cases} 1; & t \leq t_C \\ 0; & t > t_C \end{cases}$ 	t_C	$\begin{cases} 1 - \left \frac{\tau}{\tau_C} \right ; & t \leq \tau_C \\ 0 & ; t > \tau_C \end{cases}$ 	τ_C	1	$\left(\frac{\sin(\omega \cdot t_C)}{\omega \cdot t_C} \right)^2$ 	$2.7831/t_C$	0.8859
$I(t) = e^{-\left(\frac{t}{t_G}\right)^2}$ 	$2\sqrt{\ln 2} \cdot t_G$	$e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\tau_G}\right)^2}$ 	$2\sqrt{2\ln 2} \cdot \tau_G$	0.7071	$e^{-\omega^2 \cdot t_G^2}$ 	$2.355/t_G$	0.4413
$I(t) = \operatorname{sech}\left(\frac{t}{t_S}\right)^2$ 	$1.7627 \cdot t_S$	$\frac{3}{\sinh\left(\frac{\tau}{\tau_S}\right)^2} \left[\frac{\tau}{\tau_S} \cdot \coth\left(\frac{\tau}{\tau_S}\right) - 1 \right]$ 	$2.7196 \cdot \tau_S$	0.6482	$\operatorname{sech}\left(\frac{\pi\omega t_S}{2}\right)^2$ 	$1.122/t_S$	0.3148
$I(t) = \frac{1}{1 + \left(\frac{t}{t_L}\right)^2}$ 	$2 \cdot t_L$	$\frac{1}{1 + \left(\frac{1}{2} \frac{\tau}{\tau_L}\right)^2}$ 	$4 \cdot \tau_L$	0.5	$e^{-2 \omega t_L}$ 	$\ln 2/t_L$	0.2206
$I(t) = \left(\frac{\sin\left(\frac{t}{t_R}\right)}{\frac{t}{t_R}} \right)^2$ 	$2.7831 \cdot t_R$	$\frac{3}{2 \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_R}\right)^2} \left[1 - \frac{\sin\left(2 \cdot \frac{\tau}{\tau_R}\right)}{2 \cdot \frac{\tau}{\tau_R}} \right]$ 	$3.7055 \cdot \tau_R$	0.7511	$\begin{cases} 1; & \omega \leq 1/t_R \\ 0; & \omega > 1/t_R \end{cases}$ 	$1/t_R$	0.8859
$I(t) = e^{-2\left \frac{t}{t_A}\right }$ 	$t_A \cdot \ln 2$	$\left(1 + 2 \cdot \left \frac{\tau}{\tau_A} \right \right) \cdot e^{-2\left \frac{\tau}{\tau_A}\right }$ 	$1.6783 \cdot \tau_A$	0.4130	$\frac{1}{1 + (\omega \cdot t_A)^2}$ 	$2/t_A$	0.1420

Tableau 4-3 : Les profils temporels pour différentes formes d'impulsions, leurs traces d'autocorrélation, et leurs profils spectraux ; Δt , $\Delta \omega$, et $\Delta \tau$ sont les largeurs à mi-hauteur des impulsions, de la trace d'autocorrélation, et du profil spectral. Le rapport $\Delta t/\Delta \tau$ est donné, ainsi que le produit $\Delta \nu \Delta t$. (d'après [24, 29-30])

La limite de la transformée de Fourier (correspondant à l'égalité $\Delta\nu\Delta t = \text{LTF}$) est difficile à atteindre, les composantes spectrales de l'impulsion n'étant généralement pas rigoureusement en phase. Par exemple, divers éléments d'une chaîne amplificatrice introduisent des déphasages spectraux et leur compensation tout au long de la chaîne est parfois difficile. La mesure de la largeur spectrale et de la durée des impulsions conduira par déduction à une valeur du produit temps-fréquence $\Delta\nu\Delta t$. L'écart au cas idéal de la transformée de Fourier sera alors quantifié grâce au produit temps-fréquence expérimental. Plus ce dernier sera proche de K , plus le profil spectral sera de qualité.

4.3 Mécanisme de verrouillage des modes passif

Dans le cas du fonctionnement du laser en régime continu, la puissance de sortie d'un laser multimode longitudinal n'est pas rigoureusement constante. En effet, les fluctuations parfois observables (suivant la longueur de la cavité laser) de cette puissance proviennent de l'oscillation simultanée de plusieurs modes longitudinaux –ceux pour lesquels le gain dépasse les pertes de la cavité– dont les phases respectives sont indépendantes et arbitraires. Si la largeur spectrale du gain ($\Delta\nu$) est suffisamment grande pour que plusieurs modes oscillent en même temps, et sans contrôle de leur phase temporelle, la puissance de sortie est donc « bruitée » : il s'agit d'une succession de maxima aléatoirement répartis dans le temps.

En revanche, si par un procédé quelconque on parvient à synchroniser la phase de ces modes longitudinaux, la puissance du laser se présentera sous la forme d'une succession de paquets de maxima, séparés par une durée égale à l'inverse de l'écart fréquentiel entre deux modes. Les modes longitudinaux sont alors dits synchronisés ou verrouillés en phase : ce régime porte le nom de verrouillage de modes en phase¹⁰.

Le verrouillage de modes permet d'atteindre des durées d'impulsion laser plus courtes que d'autres méthodes de génération d'impulsions laser telles que le déclenchement par commutation des pertes. En revanche, la cadence des impulsions reste liée à la longueur de la cavité.

Pour comprendre le mécanisme de verrouillage de modes nous en présentons dans la suite une description dans le domaine fréquentiel et le domaine temporel.

4.3.1 Description dans le domaine fréquentiel

Dans le domaine fréquentiel, le verrouillage de modes signifie que le laser fonctionne avec certaines valeurs des modes longitudinaux oscillant en phase (ou aux phases très proches). Dans ce cas, les amplitudes des modes interfèrent constructivement seulement à certains temps, qui se répètent avec une période correspond à tour dans la cavité.

La description mathématique la plus simple du verrouillage de modes, suppose qu'il y a $2n+1$ modes, tous les modes ont la même amplitude E_0 , et que les espacements entre ces modes sont égaux (Fig. 4-6). Les phases des modes φ_i sont verrouillées suivant l'équation :

$$\varphi_i - \varphi_{i-1} = \varphi \quad (4.19)$$

où φ_i est la phase d'un mode de faisceau de sortie, φ_i est un mode adjacent, et φ est une constante.

Le champ électrique total est donné par l'équation :

$$E(t) = \sum_{i=-n}^n E_0 \cdot \exp\{j[\omega_0 + i \cdot \Delta\omega]t + i \cdot \varphi\} \quad (4.20)$$

où $\omega_0 = 2\pi \nu_0$ est la pulsation du mode central, $\Delta\omega$ est la différence de pulsation entre deux modes longitudinaux consécutifs, et la phase du mode central est considérée nulle pour simplifier les calculs.

¹⁰ Le terme en anglais : « Mode-locking ».

L'équation (4.20) peut être réécrite sous la forme de deux termes, le premier correspond à une amplitude qui dépend du temps, le deuxième à une onde sinusoïdale à la pulsation centrale ω_0 :

$$E(t) = A(t) \cdot \exp\{j\omega_0 t\} \quad \text{avec} \quad A(t) = \sum_{i=-n}^n E_0 \cdot \exp\{j[i(\Delta\omega t + \varphi)]\} \quad (4.21)$$

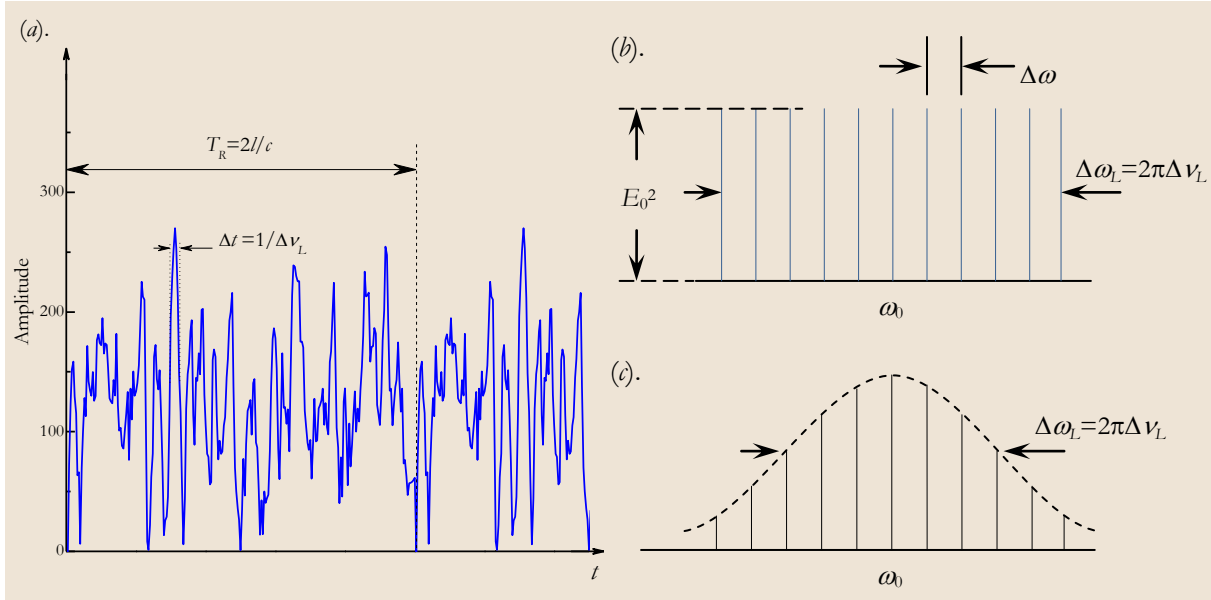


Fig. 4-6 : Exemple du comportement de l'amplitude du champ électrique à la sortie d'un laser, (a). 51 modes de même amplitude et une phase aléatoire. Amplitudes des modes laser à verrouillage de modes en fonction de la fréquence : (a). distribution uniforme, (b). distribution gaussienne, la largeur spectral à mi-hauteur est $\Delta\omega_L$.

Il est possible de réécrire $A(t)$ en effectuant un changement d'origine de l'échelle temporelle tel que $\Delta\omega \cdot t + \varphi = \Delta\omega \cdot t'$. Nous avons alors :

$$A(t') = \sum_{i=-n}^n E_0 \cdot \exp\{j[i(\Delta\omega t')]\} = E_0 \frac{\sin[(2n+1)\Delta\omega t'/2]}{\sin(\Delta\omega t'/2)} \quad (4.22)$$

Cette équation montre que le premier maximum de $A(t')$ est pour $t'=0$. Dans ce cas $A(0) = (2n+1)E_0$. Les impulsions suivantes apparaissent à des temps séparés de $\Delta\omega t'/2 = \pi$. Donc deux impulsions consécutives sont séparées par l'intervalle de temps :

$$T_R = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (4.23)$$

Ce temps est le temps d'un tour complet dans la cavité laser. Pour $t' > 0$, le premier zéro de $A(t')$ est vérifié pour $((2n+1)\Delta\omega t'/2) = \pi$. Nous pouvons considérer que cette valeur de t' est proche de la durée de l'impulsion Δt , soit :

$$\Delta t \cong \frac{2\pi}{(2n+1)\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu_L} \quad (4.24)$$

où $\Delta\nu_L$ est la largeur spectrale des modes du laser (largeur de l'enveloppe du spectre des modes).

Une simulation du comportement des modes est présentée dans la figure (Fig. 4-7). La largeur temporelle de l'impulsion devient plus petite avec la participation de plus de modes dans le mécanisme de verrouillage de modes, et l'amplitude augmente aussi. La figure (a) montre 5 modes de même amplitude en phase, (b) 10 modes de même amplitude en phase. La figure (c) montre 10 modes verrouillés en phase mais avec une valeur de phase différente, le résultat est un décalage temporel des impulsions, (d) en réalité les modes n'ont pas la même amplitude, et souvent l'amplitude évolue suivant

une enveloppe de profil de type Gaussien, et les impulsions vont présenter un profil proche de leur profil de gain. (e) avec des amplitudes complètement aléatoires des modes laser, mais en phase, nous pouvons avoir des impulsions et l'amplitude de ces impulsions dépend du champ total résultant des différents modes. (f). identique à (e) mais avec des phases aléatoires entre les modes dans la cavité laser, il est impossible d'avoir des impulsions brèves.

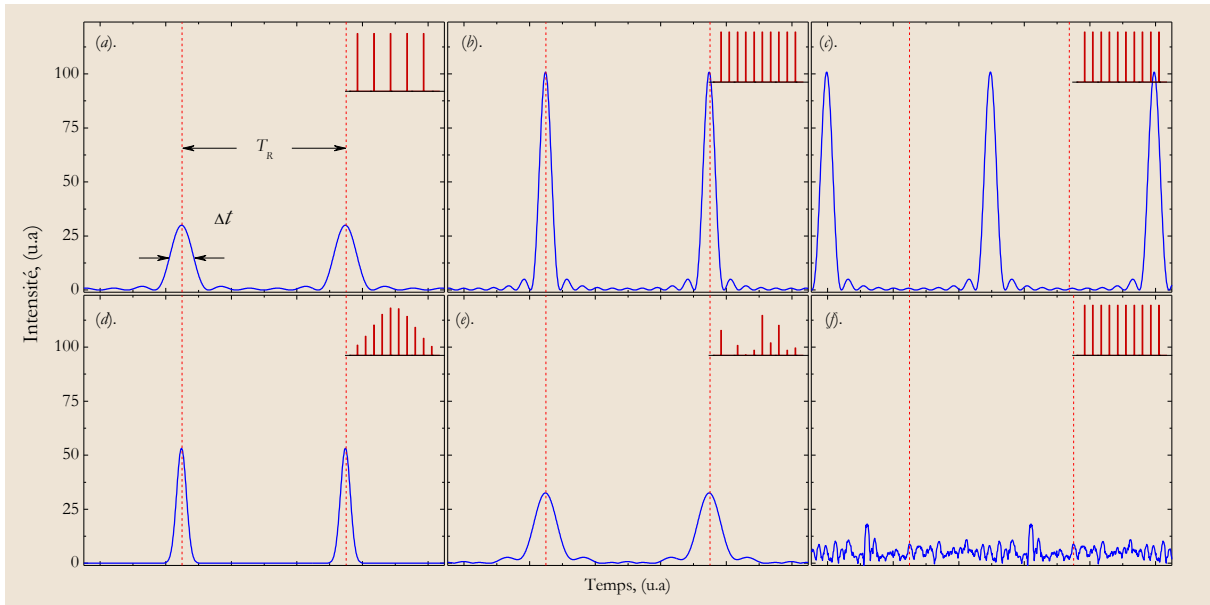


Fig. 4-7 : Simulation de l'intensité de sortie du laser en fonction du temps, pour différentes amplitudes relatives des modes (indiqué dans le cliché dans le coin haut à droite), et différentes phases : (a). cinq modes avec une relation de phase linéaire entre les modes $\phi_n = n\alpha$ (phase constante entre deux modes adjacents) avec $\alpha=0$, (b). dix modes en phase pour les mêmes conditions de phase, (c). dix modes avec une phase linéaire $\phi_n = n\alpha$ pour $\alpha=\pi$, (d). spectre Gaussien de dix modes avec une phase linéaire $\phi_n = n\alpha$ pour $\alpha=0$, (e). spectre aléatoire avec relation de phase linéaire pour $\alpha=0$, (f). spectre constant avec une phase aléatoire. T_R est le temps d'un tour dans la cavité.

Notons que nous avons présenté une description d'un laser à verrouillage de modes idéal qui produit des impulsions identiques à une fréquence de répétition constante. Or, pour obtenir une impulsion brève il faut que le milieu du gain ait un spectre très large, contenant jusqu'à ~ 100.000 modes longitudinaux[30]. En pratique, les propriétés optiques des éléments de la cavité laser dépendent de la longueur d'onde, donc chaque mode va rencontrer des propriétés optiques différentes. Les espacements entre les modes longitudinaux ne sont pas égaux, le démarrage du verrouillage de mode passif va forcer ces modes à avoir des espacements égaux entre eux. Ce phénomène est plus remarqué dans les lasers à semiconducteurs où les propriétés optiques varient très fortement avec la longueur d'onde (matériau dispersif)[31].

4.3.2 Description dans le domaine temporel

Pour établir un verrouillage de phase entre les modes consécutifs, nous avons besoin d'un modulateur très rapide. Comme déjà dit, ce modulateur peut être actif ou passif. Les premiers modulateurs étaient contrôlés par une source externe[32], puis ils ont été basés sur les effets non linéaires des matériaux[2, 33]. Avec les modulateurs passifs, les pics de puissance dans la cavité sont éliminés pour garder un seul pic qui va former l'impulsion qui circule dans la cavité. Le modulateur se ferme après que ce pic se propage dans la zone active. Il faut que le modulateur ait un temps de recouvrement assez rapide pour arriver à produire ces impulsions brèves. L'impulsion qui passe dans la zone active est amplifiée et le milieu de gain contribue à la mise en forme temporelle de l'impulsion. Et le résultat global est un train d'impulsions brèves périodiques à la sortie du laser.

Dans le cas des modulateurs actifs, la stabilité de l'amplitude de l'impulsion et le train des impulsions est dépendant de la stabilité de la source externe de modulation.

Pour les impulsions brèves à haut taux de répétition, l'utilisation des SESAMs est la solution pour établir et stabiliser le verrouillage de modes. Dans la section suivante nous allons présenter la remise en forme temporelle de l'impulsion brève avec un absorbant saturable.

4.4 Mise en forme temporelle des impulsions

Lors de l'insertion dans la cavité laser d'un absorbant saturable, dont l'absorption s'annule lorsque l'intensité incidente dépasse une certaine valeur (voir, chapitre 3), les modes en phase subiront moins de pertes dans la cavité puisqu'ils correspondent à des pics d'intensité. Les modes non corrélés seront quant à eux absorbés par le composant. Ainsi, à chaque passage de l'impulsion, si les pertes (absorption)aturent plus vite que le gain, une fenêtre de gain net (gain-pertes) positif s'ouvre, permettant l'amplification de l'impulsion. En dehors de cette fenêtre, le signal est atténué par l'absorbant saturable. Par conséquent seules les impulsions intenses, correspondant à ces modes synchronisés en phase, pourront circuler dans la cavité, et le gain non linéaire du milieu finira par sélectionner une seule impulsion qui se propagera dans la cavité. Les fronts avant et arrière de l'impulsion étant absorbés par l'absorbant saturable, et le centre de l'impulsion étant amplifié par le milieu à gain, il se produit à chaque passage un rétrécissement temporel de l'impulsion. Cet effet est cependant limité, d'une part par la largeur spectrale du milieu à gain, et d'autre part par la dispersion de vitesse de groupe.

Nous avons présenté la notion d'un absorbant saturable lent et rapide dans le chapitre précédent (§3.4.1). Suivant les dynamiques de recouvrement du gain et de l'absorption, il est possible de distinguer trois types de fonctionnement de blocage de modes passif : verrouillage de modes avec un absorbant saturable lent, verrouillage de modes avec un absorbant saturable rapide, et verrouillage de modes soliton. Dans le cas des modèles des absorbants saturables rapide et lent, la fenêtre de gain net positif permet de créer et de stabiliser l'impulsion.

4.4.1 Verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable rapide

Les impulsions laser les plus brèves sont produites avec l'effet d'un absorbant saturable rapide[8], et un milieu à gain dans lequel le déclin de la photoluminescence (§2.7.2) est très grand devant T_R . Dans ce cas, la saturation du gain et la réponse du SESAM suivent la forme exacte de l'impulsion. Ce modèle s'applique donc en particulier dans le cas du verrouillage de modes dans des lasers à milieu actif de type solide dopés par des ions, puisque dans ce type de laser les durées de vie des atomes dans le niveau excité vont de la microseconde à la milliseconde. Cette longue durée de vie entraîne des temps caractéristiques pour la saturation du gain de l'ordre de plusieurs centaines de ps [34], ce qui est beaucoup plus long que la durée et que la période de répétition des impulsions généralement visées. Ce type de verrouillage de modes nécessite aussi une profondeur de modulation suffisante pour le SESAM. La figure (Fig. 4-8(a)) montre un diagramme d'un absorbant saturable rapide.

4.4.2 Verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable lent

Le verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable lent, est relié à la saturation du gain et celle du SESAM. La formation d'impulsions courtes avec un absorbant saturable lent[7] suit le schéma suivant : Dans les premiers instants la présence d'un absorbant saturable favorise la formation d'un pic d'intensité unique dans la cavité laser. Considérons un instant pour lequel ce pic correspond à une impulsion qui n'a pas encore atteint sa durée minimale. D'une part, à chaque passage à travers l'absorbant saturable lent, l'impulsion devient de plus en plus dissymétrique (Fig. 3.5): l'avant de l'impulsion est atténué alors que l'arrière n'est pas affecté. D'autre part, à chaque passage à travers le

matériau laser, le gain est maximal pour l'avant de l'impulsion mais sature pour l'arrière : l'avant de l'impulsion est amplifié, alors que l'arrière est inchangé. Après de nombreux tours de ce type, l'impulsion subit un rétrécissement de sa durée et une augmentation de son maximum, car son centre est globalement amplifié (amplifié par le milieu de gain, et non atténué par l'absorbant saturable) et ses extrémités sont globalement atténuées (non amplifiées par le milieu du gain, et atténuées par l'absorbant saturable). Cette situation est possible car le gain sature moins vite que les pertes : le laps de temps pendant lequel le gain est supérieur aux pertes, appelé fenêtre de gain net, est relativement court. En effet, l'absorbant saturable, bien que dit « lent » conserve un temps de réponse inférieur à la durée d'un tour de la cavité laser T_R (typiquement de l'ordre de quelques centaines de picosecondes, pour un fonctionnement en GHz), qui est le temps séparant chaque impulsion, alors que le temps de fluorescence du matériau laser avoisine la durée T_R . Un diagramme présentant le verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable lent est présenté dans la figure (Fig. 4-8(b)).

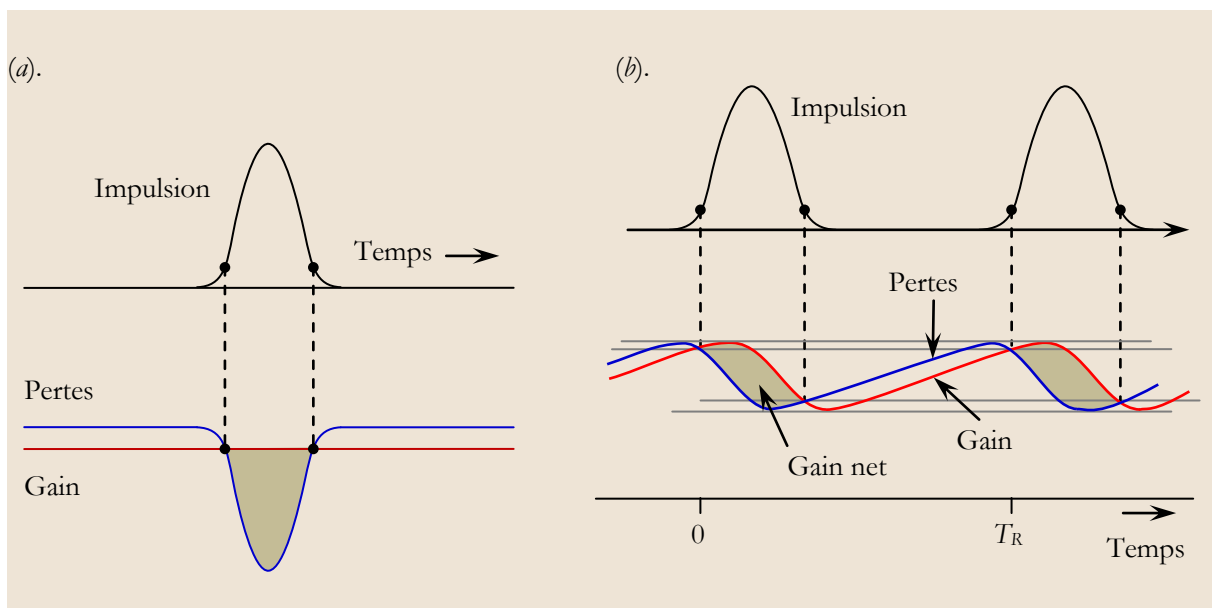


Fig. 4-8 : Diagramme schématisant le verrouillage de modes avec : (a). un absorbant saturable rapide, (b). un absorbant saturable lent.

4.4.3 Verrouillage de modes soliton

Dans ce cas la mise en forme temporelle de l'impulsion est établie seulement par la formation d'un soliton[35], où il y a un équilibre entre la dispersion (GDD) et l'auto-modulation de phase¹¹ (SPM) à l'état stationnaire sans aucune contrainte sur la stabilité de la cavité laser (dans le cas général).

Le verrouillage de modes solitons peut être expliqué à partir de la figure (Fig. 4-9). Le soliton perd son énergie à cause des pertes dans la cavité et de la dispersion du gain, qui peuvent être traitées comme des perturbations à l'équation de Schrödinger qui a un soliton comme une solution stable[36]. L'énergie perdue du soliton, appelée « Continuum » dans la théorie de la perturbation de soliton [37], existe initialement dans une faible impulsion de fond, qui subit un élargissement spectral négligeable résultant de l'auto-modulation de phase SPM, mais s'étire dans le temps sous l'effet de la dispersion GDD (Fig. 4-9(a)). Ce « Continuum » bénéficie d'un gain plus élevé que le soliton, car il est plus étroit spectralement et bénéficie du spectre de gain à son maximum. Par contre le soliton montre un gain effectif moyen plus faible, à cause de son spectre optique plus large (Fig. 4-9(b)). Après un temps suffisant, le « Continuum » va arriver au seuil de l'émission laser, et déstabilise le soliton. Cependant, la

¹¹ Le terme anglais : « Self Phase Modulation ».

stabilisation du soliton est rétablie en introduisant un absorbant saturable « lent » dans la cavité laser[38]. Cet absorbant saturable « lent » est néanmoins suffisamment rapide pour ajouter des pertes additionnelles suffisantes pour que le « Continuum » n'arrive jamais au seuil de l'émission laser.

La forme des impulsions brèves dans des VECSELS en verrouillage de modes passif peut généralement être vu comme une impulsion soliton, avec des mécanismes de formation quasi soliton, dépendants de la dispersion GDD dans les différents éléments de la cavité, et des variations non-linéaires de l'indice de réfraction du milieu à gain et de l'absorbant saturable. Ces effets sont cependant plus faibles que dans le cas des lasers en verrouillage de modes dits en régime « soliton » [39-40].

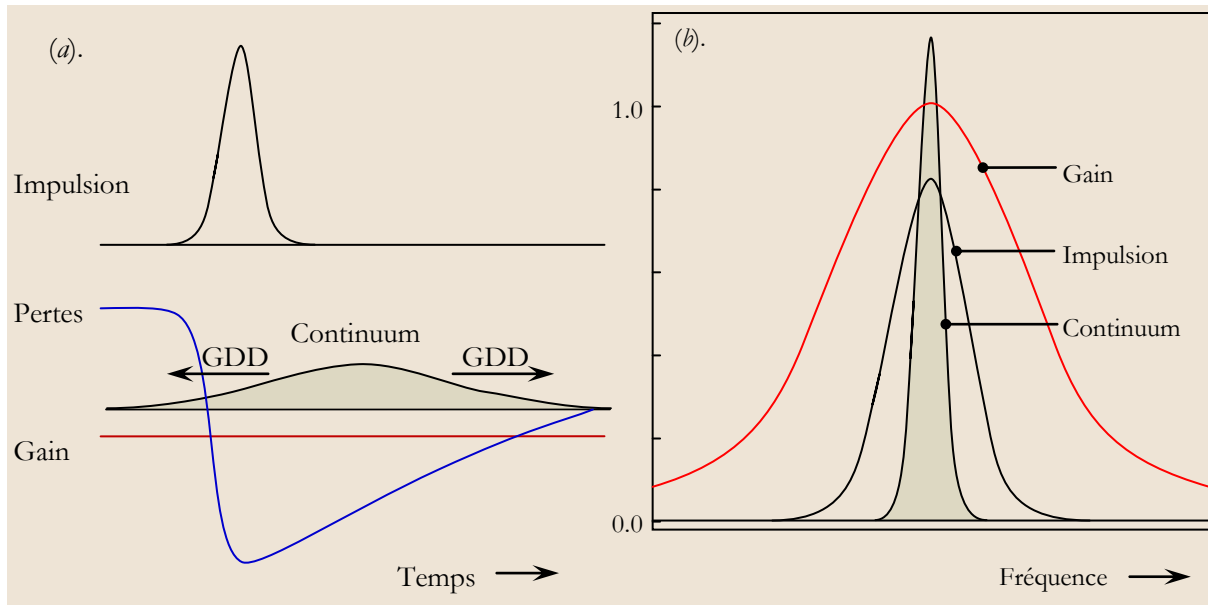


Fig. 4-9 : Diagramme schématisant le verrouillage de modes soliton ; (a). domaine temporel, (b). domaine fréquentiel (gain normalisé, impulsion soliton, et le « continuum »). Le « continuum » s'étire dans le temps à cause de la dispersion GDD, donc il subit des pertes plus importantes dans l'absorbant saturable « lent », qui est saturé par l'impulsion de soliton (plus courte). Cependant, l'impulsion « continuum » est plus longue, donc elle a un spectre plus étroit.

Tous les VECSELS en verrouillage de modes passif ont été obtenus à ce jour avec un absorbant saturable lent, à l'exception des VECSELS en régime verrouillage de modes quasi soliton femtoseconde, qui utilisent dans le domaine femtoseconde une combinaison de l'effet d'un absorbant saturable lent, et de l'effet rapide de Ac Stark¹²[16, 41]. Les travaux de modélisation sur les VECSEL à verrouillage de modes passif avec un SESAM montrent l'intérêt pour contrôler la GDD dans la cavité [39, 42].

4.4.4 Modèle de Haus de verrouillage des modes

Haus a développé des modèles pour différents régimes de verrouillage de modes [43], comme le verrouillage de modes avec un absorbant saturable lent, qui est proche du mécanisme de verrouillage de modes dans les VECSELS. Il est utile de détailler ce modèle, parce qu'il permet de donner une prédiction qualitative du mécanisme de verrouillage de modes, à travers plusieurs paramètres, notamment la largeur du spectre du gain. Ceci présente une implication directe du gain de la structure active, où il est possible de contrôler la largeur du gain par les paramètres de la microcavité VECSEL.

Dans le modèle du verrouillage de modes avec un absorbant saturable lent, l'effet de la saturation du gain et le temps de réponse du SESAM deviennent des paramètres très importants. L'équation générale donnée par Haus est de la forme :

¹² Cet effet est obtenu par l'application d'un champ électrique aux puits quantiques à semiconducteurs permet de moduler leur absorption optique (décalage Stark des pics excitoniques) très rapidement ($\sim 10\text{GHz}$).

$$\frac{1}{T_R} \frac{\partial}{\partial T} a = \left[g_i \cdot \exp\left(-\int_0^t \frac{|a|^2 dt}{W_g}\right) - l - s_i \cdot \exp\left(-\int_0^t \frac{|a|^2 dt}{W_s}\right) \right] a + \left(\frac{1}{\Omega_f}\right)^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} a \quad (4.25)$$

où T_R est la durée d'un tour dans la cavité, g_i est le gain initial avant l'arrivée d'une impulsion, s_i sont les pertes initiales de l'absorbant avant l'arrivée d'une impulsion, W_g est l'énergie de saturation du gain et W_s est l'énergie de saturation de l'absorbant saturable, l correspond aux pertes résiduelles, a est l'amplitude de l'enveloppe de l'impulsion, et finalement Ω_f est une fonction de filtre qui est utilisée pour tenir compte de l'action de filtrage du gain, et qui peut s'écrire comme une fonction fixe dans le cas d'un verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable lent.

Pour une solution de la forme $a(t) = A_0 \text{Sech}(t/\Delta t)$ à l'équation de Haus (4.25), la largeur temporelle Δt vérifie la relation :

$$\frac{1}{\Delta t^4} = \frac{\Omega_f^2 A_0^4}{4} \left(\frac{s_i}{W_s^2} - \frac{g_i}{W_g^2} \right) \quad (4.26)$$

De cette équation nous pouvons souligner plusieurs points intéressants :

Le premier est que la largeur temporelle dépend de Ω_f , la fonction de filtre qui représente la largeur spectrale du gain. Un spectre du gain très large donne les impulsions les plus brèves. Donc un verrouillage des modes passif efficace des VECSELS avec l'impulsion la plus brève nécessite en principe une microcavité très proche du cas anti-résonant (§2.3.2).

Une seconde conclusion pratique de l'équation (4.26), est que pour obtenir une solution réelle, il faut avoir $s_i/W_s > g_i/W_g$, ce qui veut dire que l'absorbant saturable doit saturer plus rapidement que le gain, pour que la fenêtre du gain puisse s'ouvrir. Cette condition est atteinte expérimentalement dans cette thèse, en maintenant une surface du mode laser stable dans la cavité plus petite sur le SESAM que sur la structure VECSEL. Comme nous allons voir dans la suite, le rapport entre les deux surfaces est ~ 10 pour assurer que le SESAM sature plus rapidement que le VECSEL.

Finalement, il faut noter que la forme temporelle Sech^2 des impulsions est typiquement un soliton[44], donc nous pouvons observer cette forme temporelle dans le verrouillage de modes passif à soliton et le verrouillage de modes passif avec un absorbant saturable lent. La puissance de pic est approximativement de ~ 0.88 de l'énergie de l'impulsion divisé par la largeur de l'impulsion à mi-hauteur. Par contre la forme gaussienne, qui est aussi une solution dans le modèle de Haus, nous pouvons l'observer dans le verrouillage de modes actif.

Comme le VECSEL utilisé dans ce travail de thèse est en verrouillage de modes passif, toutes les formes temporelles des impulsions brèves décrites dans ce manuscrit sont avec une fonction de fit Sech^2 .

4.5 Caractérisation du bruit des VECSELS en verrouillage de modes passif

Tous les oscillateurs, RF-électrique ou lasers à verrouillage de modes, ont un bruit de fond, qui peut être divisé en deux parties[45-46] : gigue temporelle, et gigue d'amplitude. La gigue temporelle est l'incertitude de la position de chaque impulsion dans le temps par rapport à la position moyenne. La gigue d'amplitude est l'incertitude de l'amplitude de chaque impulsion par rapport à l'amplitude moyenne.

Dans un laser à verrouillage de modes sans gigue temporelle, la sortie est sous la forme d'un train continu d'impulsions identiques, avec un espace identique entre les impulsions (période T_R), fixé par la longueur de la cavité (Fig. 4-10(a)). La fréquence de répétition caractéristique est reliée à T_R par la relation suivante :

$$f_{Rep} = \frac{1}{T_R} \quad (4.27)$$

Avec la gigue temporelle introduite dans le modèle laser, les positions temporelles des impulsions deviennent moins précises. Si nous regardons un certain nombre d'impulsions successives dans le train des impulsions, le temps séparant ces impulsions va être légèrement différent de T_R . La différence de temps d'un tour dans la cavité laser peut être écrite sous la forme $T_R + \Delta t_j$ avec Δt_j une valeur aléatoire autour de zéro. La figure (Fig. 4-10(b)) montre un train d'impulsions avec une gigue temporelle. Il est possible d'expliquer la gigue d'amplitude présentée dans la figure (Fig. 4-10(c)), de la même manière que nous avons expliqué la gigue temporelle.

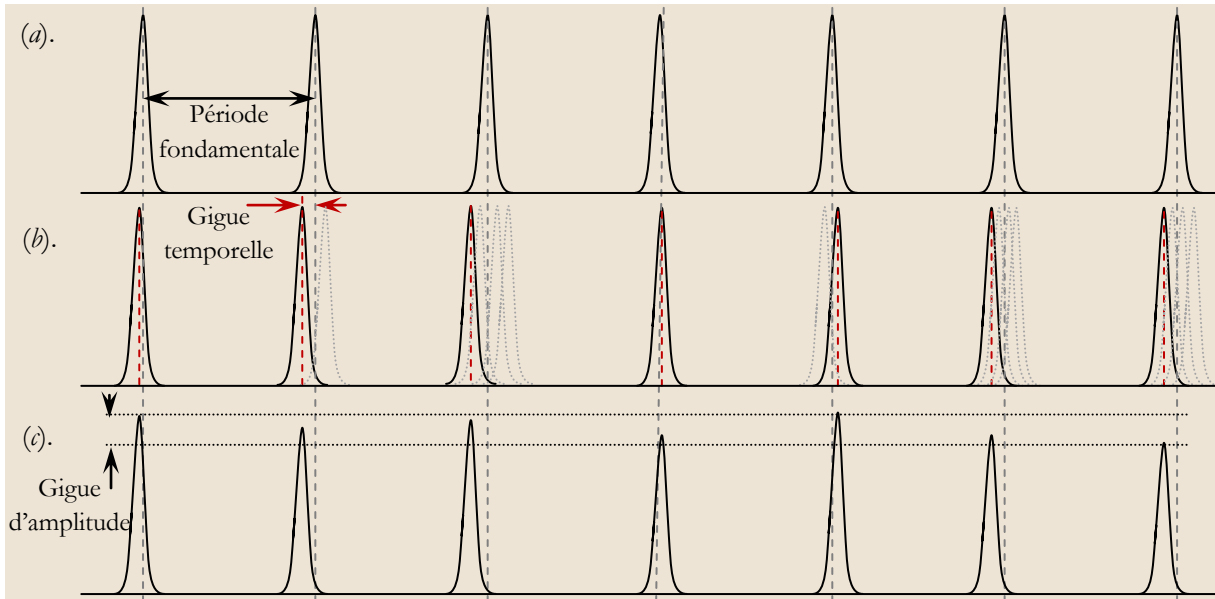


Fig. 4-10 : Un diagramme représente le bruit d'un train des impulsions : (a). train des impulsions périodiques sans bruit avec une période T_R ; (b). les variations temporelles des positions des impulsions sont très faibles, mais introduisent une distribution accumulative (en moyenne sur plusieurs impulsions), le décalage statistique moyenne de la position des impulsions par rapport à la position original appelée le gigue temporelle ; (c). la gigue d'amplitude pour un train des impulsions subissant déjà une gigue temporelle, où chaque impulsion présente une amplitude différente de l'amplitude d'une impulsion voisine.

La gigue temporelle (ou Δt_j) peut être générée physiquement par différents mécanismes. Les mécanismes les plus importants pour les lasers à basses fréquences sont mécaniques, à cause des vibrations et fluctuations thermiques qui changent la longueur de la cavité. Avec l'augmentation de la fréquence de fonctionnement du laser, les sources mécaniques et thermiques de bruit deviennent plus distinctes.

Il y a d'autres sources, qui peuvent créer du bruit dans un laser à verrouillage de modes. Le plus dominant est le bruit quantique, qui implique un couplage entre le bruit d'amplitude et la gigue temporelle. Les fluctuations de la source de pompage ont aussi un impact direct sur l'amplitude de bruit ainsi que sur la gigue temporelle, à cause des variations de densité des porteurs dans la structure de gain et l'effet de ces variations sur la dynamique du gain. Une description complète des différentes sources de bruits possibles et leurs effets sur le bruit du laser se trouve dans [47-48].

4.5.1 Méthodes de caractérisation de bruit

La caractérisation du bruit est toujours une question délicate, parce que l'ordre de grandeur de l'amplitude de bruit est bien plus petite que celle du signal. Il est possible de distinguer deux catégories de méthodes de caractérisation de bruit :

- 1- Méthodes spectrales (RF) : Théoriquement, la gigue temporelle est la variation du terme non-cumulatif d'un signal autour de sa position idéale dans le temps [49]. Généralement les mesures par l'oscilloscope digital à mémoire (DSO)¹³, analyseur de spectre électrique, et bruit de phase, sont utilisées pour analyser la gigue temporelle. Une présentation détaillée des techniques RF de mesure de bruit d'un laser Ti :Saphir se trouve dans la référence [50].
- 2- Méthode optique : La corrélation optique croisée est utile pour la caractérisation de la gigue temporelle pour les lasers à verrouillage de modes à haut taux de répétition[51].

Parmi ces méthodes de caractérisation nous allons présenter la méthode la plus facile et rapide de détection de bruit. C'est une méthode spectrale RF appelée couramment la méthode de von der Linde.

Les paramètres de caractérisation de bruit sont décrits dans la référence[47], où il est possible de relier la gigue temporelle Δt_g avec le bruit de phase par l'équation :

$$\Delta\varphi = 2\pi f_{rep} \times \Delta t_g \quad (4.28)$$

Avec f_{rep} la fréquence de répétition.

4.5.2 Méthode de Von der Linde

La caractérisation de la gigue temporelle s'effectue dans le domaine fréquentiel. L'émission d'un laser à verrouillage de modes sans bruit est un train d'impulsions à une fréquence fondamentale qui peut être considérée comme une fonction Delta dans le spectre RF (si le train des impulsions est détecté avec une photodiode suffisamment rapide, et si le signal détecté est envoyé vers un analyseur de spectre électrique convenable)¹⁴. Les pics de la fonction Delta sont aux harmoniques de la fréquence fondamentale. Les fonctions Delta montrent qu'il n'y a pas une incertitude dans la position des impulsions successives dans le domaine temporel.

Avec l'introduction d'un bruit dans le système laser, la fonction Delta va être élargie avec des amplitudes faibles. Cet élargissement contient l'information sur la gigue temporelle et la gigue d'amplitude.

Von der Linde a été le premier à proposer une méthode pour la caractérisation complète du bruit des lasers à verrouillage de modes à partir du spectre RF [52]. Un laser en verrouillage de modes montre des pics dans le spectre RF, correspondant aux harmoniques de la fréquence fondamentale des modes qui sont en phase.

Pratiquement, il est possible de détecter un nombre limité d'harmoniques avec un analyseur de spectre électrique (RF), à cause de la bande passante du système de détection. Les giges temporelle et d'amplitude peuvent être déduites à partir du spectre parce qu'il est possible de les identifier individuellement à cause de leur dépendance différentes avec le numéro de l'harmonique. L'équation (4.29) est l'expression du bruit total d'un laser à verrouillage de modes passif :

$$S_n(f) = S_E(f) + 2\pi n f_0 \cdot S_{TE}(f) + (2\pi n f_0)^2 \cdot S_J(f) \quad (4.29)$$

où $S_n(f)$ représente la densité spectrale de bruit sideband, $S_E(f)$ correspond à la densité spectrale de bruit de l'énergie de l'impulsion, $S_{TE}(f)$ est la densité spectrale liée au terme de couplage de temps-amplitude, $S_J(f)$ représente la densité spectrale de la gigue temporelle, f est la fréquence, f_0 est la fréquence de répétition de la cavité laser, et n est le numéro d'harmonique.

Il est possible de voir que le spectre RF contient quatre termes différents :

- 1- La fonction Delta sans bruit.
- 2- La gigue d'amplitude ($S_E(f)$), qui est indépendante du numéro de l'harmonique.

¹³ Le terme anglais : « Digital Storage Oscilloscope ».

¹⁴ Cette technique est valable seulement lorsque le bruit de l'analyseur de spectre est plus faible que le bruit optique.

- 3- Un terme de couplage de la gigue d'amplitude à la gigue temporelle ($S_{TE}(f)$), qui varie linéairement avec le numéro de l'harmonique.
- 4- La contribution de la gigue temporelle ($S_f(f)$), qui varie avec le carré du numéro de l'harmonique

La figure (Fig. 4-11) est une présentation schématique d'un spectre RF d'un laser à verrouillage de modes passif. La gigue d'amplitude reste stable pour toutes les harmoniques, en revanche, la gigue temporelle augmente en fonction du numéro de l'harmonique (augmentation en carré de fréquence). Il est important de noter que l'information sur la gigue temporelle est située sur une bande de fréquence réservée autour de la fonction Delta.

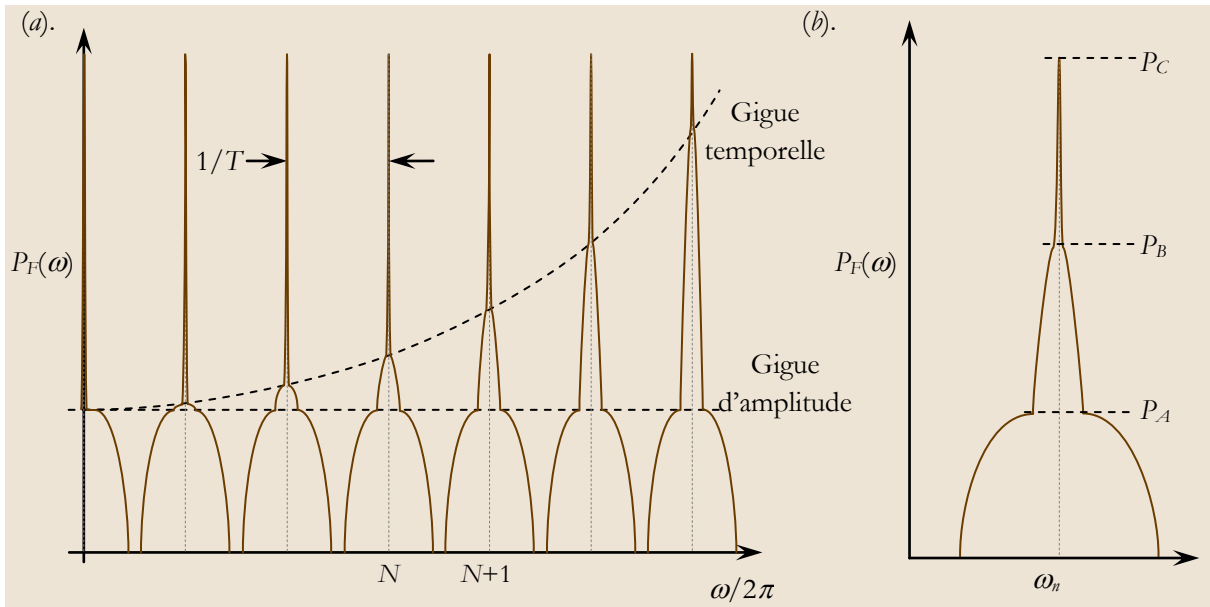


Fig. 4-11 : Représentation schématique de la méthode de von der Linde : (a). le spectre RF théorique d'un laser à verrouillage de modes qui montre : la fonction Delta sans bruit à des valeurs multiples de la fréquence de répétition fondamentale ; la gigue d'amplitude, qui est indépendante des numéros des harmoniques ; et la gigue temporelle, qui augmente d'une façon quadratique avec le numéro de harmonique. (a). le harmonique numéro n , avec l'amplitude P_C permet d'estimer la gigue temporelle P_B et la gigue d'amplitude P_A . (d'après [53])

L'estimation de la gigue d'amplitude, d'un train d'impulsions d'énergie E , est obtenue pour chaque harmonique par l'équation :

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{P_A}{P_C}\right)_{n=0}} \cdot \frac{\Delta f_A}{\Delta f_{Res}} \quad (4.30)$$

où Δf_{Res} est la résolution de mesure, Δf_A l'estimation de la largeur spectrale de l'intervalle de mesure. Comme la gigue temporelle est plus importante que la gigue d'amplitude, nous négligeons la gigue d'amplitude pendant les calculs de la gigue temporelle :

$$\frac{\Delta t}{T} = \frac{1}{2\pi n} \sqrt{\left(\frac{P_B}{P_C}\right)_n} \cdot \frac{\Delta f_J}{\Delta f_{Res}} \quad (4.31)$$

La méthode de von der Linde est la méthode la plus directe pour estimer le bruit des lasers à verrouillage de modes passif. Elle nécessite d'avoir accès à plusieurs harmoniques du signal.

Il est possible de limiter les sources de bruits par un choix de bonne géométrie de la cavité optique, que nous présentons une analyse détaillée dans le paragraphe suivant.

4.6 Conception de la cavité VECSEL

Le VECSEL en verrouillage de modes passif contient deux structures, la structure VECSEL et le SESAM, que nous pouvons considérer comme des miroirs plans d'un point de vue géométrique. Pour établir le régime de verrouillage de modes passif, il faut avoir suffisamment de gain dans la structure active, ce qui permet d'avoir une intensité de puissance sur le SESAM plus grande que son intensité de saturation. Les cavités utilisées pour le verrouillage de modes passif contiennent plusieurs éléments optiques, souvent des miroirs concaves, qui permettent de changer la taille du waist du mode fondamental sur le SESAM et la structure VECSEL, et d'établir un rapport $m_{\text{VECSEL}}/m_{\text{SESAM}} > 5$. Ce type de cavités contenant plusieurs éléments a été un sujet de publications pour les analyser et compenser l'astigmatisme généré à la sortie[54-57].

4.6.1 Paramètres de la cavité optique

Pour étudier les différentes configurations possibles de cavité laser qui permettant d'obtenir le verrouillage de modes passif, il y a plusieurs paramètres à respecter :

- La longueur de la cavité : qui est reliée au taux de répétition.
- Les tailles des waists sur chaque élément.

Nous étudierons d'abord une cavité avec trois éléments optiques, ce qui permet d'utiliser une structure VECSEL, un SESAM et un coupleur de sortie, puis nous analyserons une cavité avec quatre éléments optiques ce qui permet d'utiliser deux éléments focalisants.

4.6.1.1 Cavité à trois miroirs (cavité en V)

Cette cavité contient trois éléments optiques, souvent connue sous le nom de « cavité-V », dans le cas d'un VECSEL cette cavité est formée de deux miroirs plats et un miroir concave, de rayon de courbure R . Ce genre de cavité est utilisé pour obtenir du verrouillage de modes en remplaçant un des miroirs plans par une structure SESAM, et l'autre par la structure VECSEL, le miroir concave permet de changer les tailles des waists sur les deux structures, ce qui change la densité de puissance intra-cavité sur chaque structure et permet de contrôler la qualité du verrouillage de modes. Il y a deux configurations différentes de cette cavité, basées sur la position de la structure VECSEL, soit comme un élément de terminaison[14] ou un élément intermédiaire[58].

- La structure VECSEL comme élément de terminaison :

Dans ce cas la taille du mode fondamental sur le SESAM et le VECSEL est réglée par le miroir concave qui est l'élément intermédiaire. Cette configuration est présentée dans la figure (Fig. 4-12(a)). L'avantage de ce type de cavité est la possibilité de contrôler le rapport entre la taille des modes sur le SESAM et la structure VECSEL qui est relié directement à la position du miroir entre les deux structures.

- Les désavantages peuvent être divisés en deux catégories :

1-Géométrique : Nous avons deux faisceaux de sortie, le premier est perpendiculaire à la surface du SESAM, et le deuxième est perpendiculaire à la surface du VECSEL. Le mode sur les deux structures (SESAM, VECSEL) est elliptique, donc les faisceaux de sortie sont elliptiques aussi.

2-Gain : pendant un seul tour dans la cavité, nous passons sur la structure de SESAM une fois et la structure de VECSEL une fois, et finalement le coupleur de sortie deux fois, donc si le gain généré dans le VECSEL n'est pas très élevé, il n'est pas possible d'obtenir un verrouillage du mode en utilisant ce type de cavité. Ceci favorise l'utilisation de la deuxième configuration avec la structure VECSEL comme élément intermédiaire.

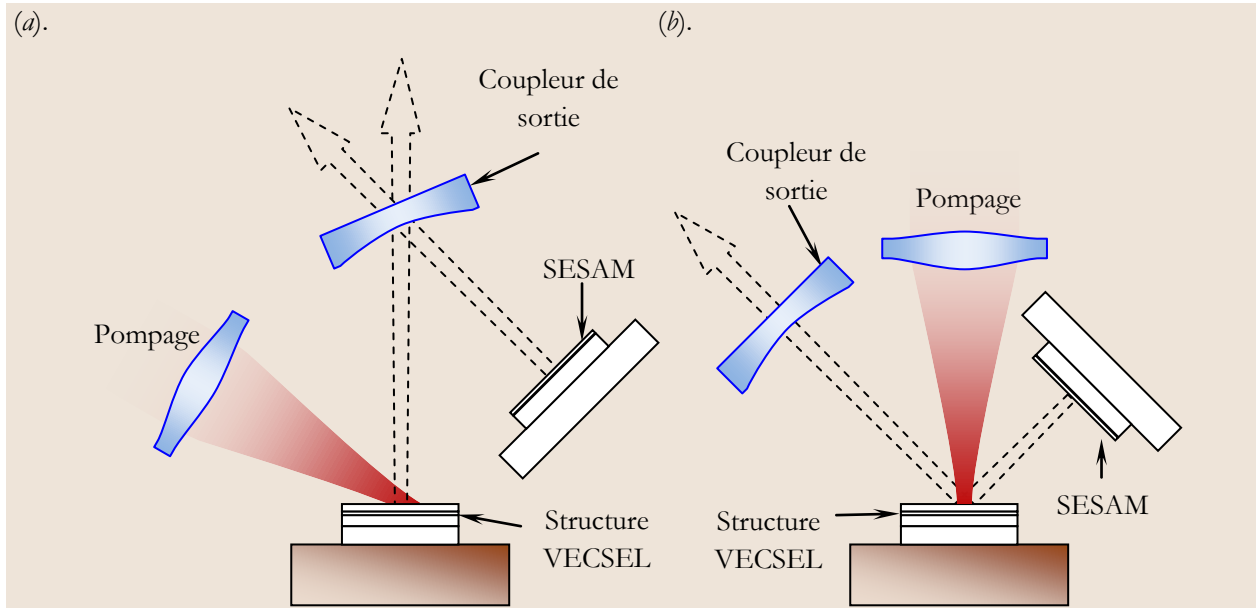


Fig. 4-12 : La cavité à trois miroirs : (a). la structure VECSEL comme un élément limite; (b). comme un élément intermédiaire.

- La structure VECSEL comme élément intermédiaire :

Dans ce cas nous plaçons la structure VECSEL entre le SESAM et le coupleur de sortie, comme dans la figure (Fig. 4-12(b)). Dans cette configuration nous contrôlons le rapport des tailles des modes sur le SESAM et le VECSEL en changeant la distance entre le SESAM et la structure VECSEL. Dans un seul tour dans la cavité nous passons deux fois sur le VECSEL et une fois sur la structure SESAM, avec un seul faisceau de sortie perpendiculaire à la surface du coupleur de sortie.

La cavité équivalente montrée dans la figure (b), ressemble à une cavité simple plan-concave (§2.2.1), avec une structure VECSEL au milieu, donc le mode sera elliptique sur la structure VECSEL et circulaire sur la structure du SESAM. Le désavantage de cette configuration est relié à la zone de fonctionnement typique, qui nous oblige à travailler à la limite de stabilité de la cavité pour obtenir le maximum de densité de puissance sur le SESAM (pour les SESAMs à haute fluence de saturation).

Pour simplifier les calculs de stabilité de cette cavité, et des waists sur la structure VECSEL et le SESAM, nous montrons dans la figure (Fig. 4-13(a)) la cavité équivalente. Le waist sur le SESAM (w_s) est calculé à partir de la longueur totale de la cavité ($d_s + d_v$) et le rayon du coupleur de sortie (R_{oc}), le waist sur la structure VECSEL sera calculé en fonction du Waist sur le SESAM et la distance entre le SESAM et la structure VECSEL :

$$w_s = \sqrt{\frac{\lambda \cdot (d_s + d_v)}{\pi}} \sqrt{\frac{R_{oc} - d_s + d_v}{d_s + d_v}} \quad (4.32)$$

$$w_v = w_s \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{d_s}{z_R}\right)^2} = w_s \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \cdot d_s}{\pi \cdot w_s^2}\right)^2} \quad (4.33)$$

où z_R est la longueur de Rayleigh défini par $z_R = \pi w_s^2 / \lambda$.

La contrainte (pratique) dans cette configuration, est que la taille du faisceau de pompage doit être plus grande que la taille du mode de cavité sur la structure VECSEL.

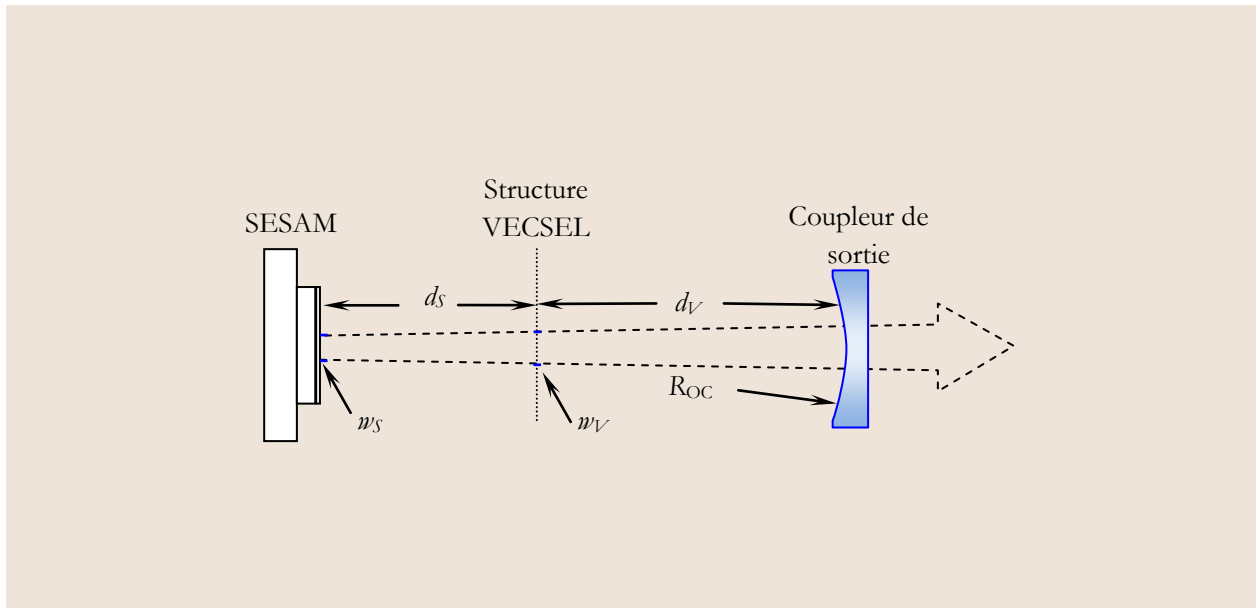


Fig. 4-13 : La cavité équivalente de la cavité en V, avec la structure VECSEL comme élément intermédiaire.

Pour éviter le fonctionnement en limite de stabilité de la cavité, et augmenter le rapport (w_V/w_s) , nous pouvons utiliser une configuration incluant deux miroirs concaves, c'est-à-dire une configuration à quatre miroirs.

4.6.1.2 Cavité à quatre miroirs (cavité en Z)

Dans cette configuration nous avons deux miroirs concaves, avec deux possibilités de positionner la structure VECSEL, soit comme un élément terminal (Fig. 4-14(a)) avec les mêmes désavantages que la configuration présentée dans (Fig. 4-12(a)), soit une configuration avec la structure VECSEL comme élément intermédiaire (Fig. 4-12(b)).

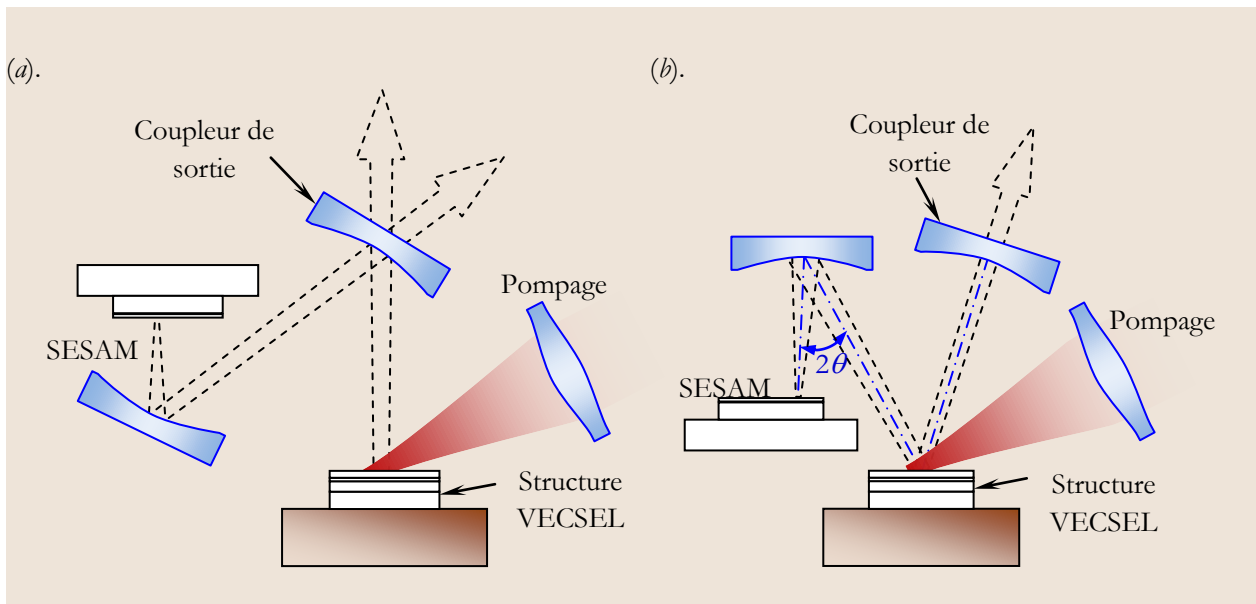


Fig. 4-14 : La cavité à quatre miroirs en Z : (a). la structure VECSEL comme un élément terminal; (b). comme un élément intermédiaire.

Cette dernière configuration présente plusieurs avantages, soit pour le gain (passage deux fois sur la structure VECSEL et une fois sur le SESAM dans chaque tour dans la cavité) soit géométrique

car nous pouvons contrôler les tailles des waists sur le SESAM et la structure VECSEL de façon quasi-indépendante, par un bon choix des rayons de courbure des miroirs.

La figure (Fig. 4-15(a)) présente la cavité équivalente de cette configuration, où l'équivalent du miroir de renvoi de rayon de courbure R , est une lentille de focalisation, avec deux longueurs focales (f_s , f_T) dans les plans sagittal et tangentiel (Fig. 4-15(b)), données en fonction de l'angle θ dans le plan sagittal par :

$$f_s = \frac{R_2}{2} \cdot \frac{1}{\cos \theta}, f_T = \frac{R_2}{2} \cdot \cos \theta \quad (4.34)$$

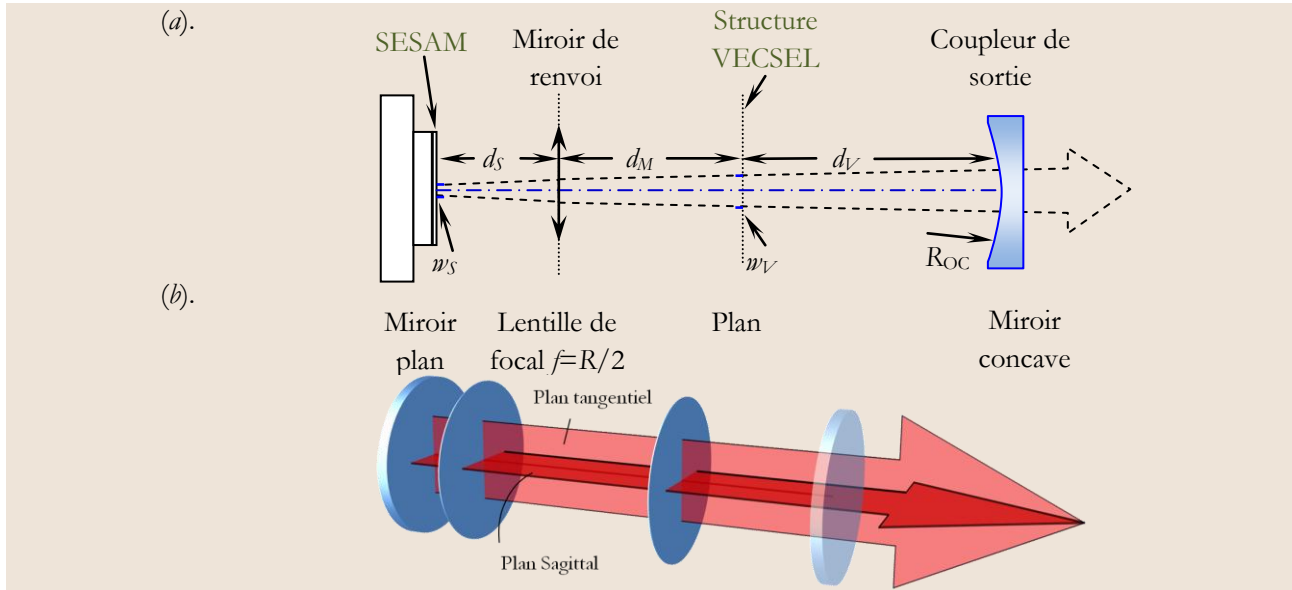


Fig. 4-15 : La cavité équivalente d'une cavité à quatre miroirs en Z : (a). description détaillée de la cavité, (b). illustration en 3D pour montrer le plan sagittal et le plan tangentiel.

Pour un tour complet dans la cavité, à partir du plan du SESAM, la matrice ABCD est calculée de la façon suivante :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & d_S \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d_M + d_V \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{R_{OC}} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d_M + d_V \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d_S \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

Le Matrice ABCD permet de calculer les zones de stabilité en fonction de la distance d_S , et l'angle du miroir de renvoi θ . Les valeurs des paramètres que nous allons utiliser dans les calculs sont les suivants :

- 1- Longueur totale de la cavité 75mm (pour un fonctionnement à la fréquence 2GHz), que nous allons garder fixe pendant tous les calculs.
- 2- Rayon de courbure de miroir de renvoi $R=18$ mm.
- 3- Rayon de courbure de coupleur de sortie $R=25$ mm.
- 4- Finalement, la longueur d'onde de fonctionnement qui est 1550nm.

La figure (Fig. 4-16) montre les zones de stabilité calculées. La cavité est dite stable si elle vérifie les conditions de stabilité dans les deux plans sagittal et tangentiel simultanément. Ceci nous impose de travailler dans un angle maximal de 10° .

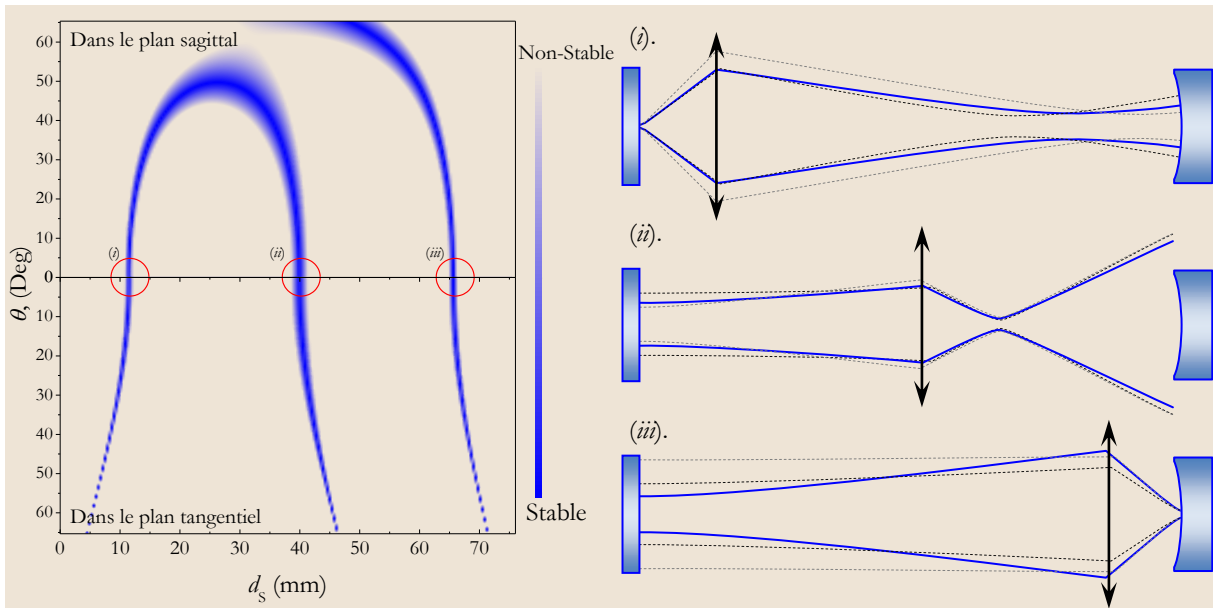


Fig. 4-16 : Diagramme de stabilité de la cavité en Z, en fonction de la distance entre le SESAM et le miroir de renvoi, et de l'angle θ du miroir de renvoi. Illustration des zones de stabilités : (i). Waist sur le SESAM jusqu'à $11\mu\text{m}$, (ii). Waist sur le SESAM jusqu'à $50\mu\text{m}$, (iii). Waist sur le SESAM jusqu'à $100\mu\text{m}$, (les lignes en pointillé représentent la variation du waist induites par de légères variations de la position du miroir de renvoi).

Les trois zones de stabilité montrées sur la figure (Fig. 4-16) correspondent à trois positions différentes du miroir de renvoi par rapport au SESAM. La zone (i) correspond à une distance de l'ordre de $\sim 11\text{mm}$ entre le miroir de renvoi et le SESAM, ce qui permet d'avoir un waist sur le SESAM de l'ordre de $11\mu\text{m}$, avec le choix de positionner la structure VECSEL du côté du miroir de renvoi pour obtenir un rapport w_V/w_S important. Le waist sur le coupleur de sortie est comparable au waist sur la structure VECSEL ce qui permet d'obtenir un faisceau de sortie contrôlé. La zone (ii) correspond à une distance de $\sim 40\text{mm}$, avec un waist plus grand $\sim 50\mu\text{m}$, et avec un waist très grand sur le coupleur de sortie, ce qui fait que cette solution n'est pas adaptée pour obtenir à la fois un grand rapport w_V/w_S , et un faisceau de sortie contrôlé. Finalement, la zone de (iii) où le miroir de renvoi est proche du coupleur de sortie, avec un waist de l'ordre de $100\mu\text{m}$ sur le SESAM. Cette dernière solution ne permet pas d'obtenir un rapport w_V/w_S grand, et le waist sur le coupleur de sortie est plus petit que sur le SESAM, ce qui donne un faisceau de sortie très divergent. En résumé, parmi les trois zones de stabilité nous pouvons utiliser seulement la première zone. Nous plaçons tout d'abord la structure VECSEL à une distance $d_V=25\text{mm}$ du coupleur de sortie. Le calcul du waist sur le SESAM et la structure VECSEL en fonction du positionnement du miroir de renvoi par rapport au SESAM pour différents angles θ , est alors présenté sur la figure (Fig. 4-17). Au plan pratique, pour obtenir l'effet laser, la taille du faisceau du pompage optique sur la structure VECSEL (w_{pompe}) doit être plus grande que la taille du mode stable (fondamental gaussien) de cavité, ce qui impose une contrainte sur le choix de la position du miroir de renvoi. Les zones en grisées sur la figure (Fig. 4-17) montrent les zones où il serait possible d'obtenir l'effet laser, en fonction de d_s pour un rapport w_V/w_S important. Nous observons aussi que pour des angles plus grands que 10° , il est impossible d'obtenir l'effet laser avec un contrôle correct du rapport w_V/w_S . L'angle θ est aussi responsable d'un astigmatisme que nous pouvons voir sur le faisceau de sortie, parce que la variation de θ donne des valeurs de waist différentes dans les plans sagittal et tangentiel.

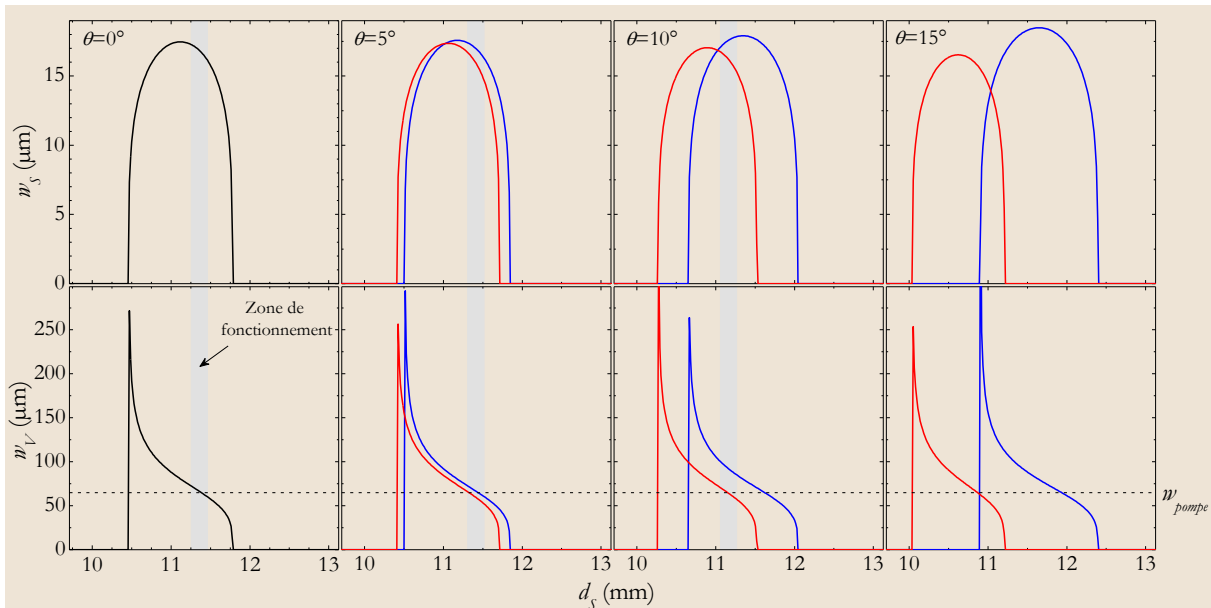


Fig. 4-17 : Variation du Waist sur le SESAM (w_s) et sur la surface de la structure VECSEL en fonction de la distance d_s . La structure VECSEL est à une distance $d_v=25$ mm du coupleur de sortie. Les variations des waists en fonction de l'angle du miroir de renvoi θ , montrent les waists dans le plan sagittal et tangentiel (en bleu pour le plan tangentiel, rouge pour le plan sagittal). Le waist de faisceau de pompe est $w_{pompe}=65\mu\text{m}$.

La possibilité de changer la position de la structure VECSEL permet aussi de changer le rapport w_v/w_s . La figure (Fig. 4-18) présente les variations du waist sur la structure VECSEL et du rapport w_v/w_s , en fonction de d_s , pour différentes valeurs de d_v . Nous trouvons que le fonctionnement laser avec un rapport w_v/w_s grand, est possible autour de $d_v=25$ mm.

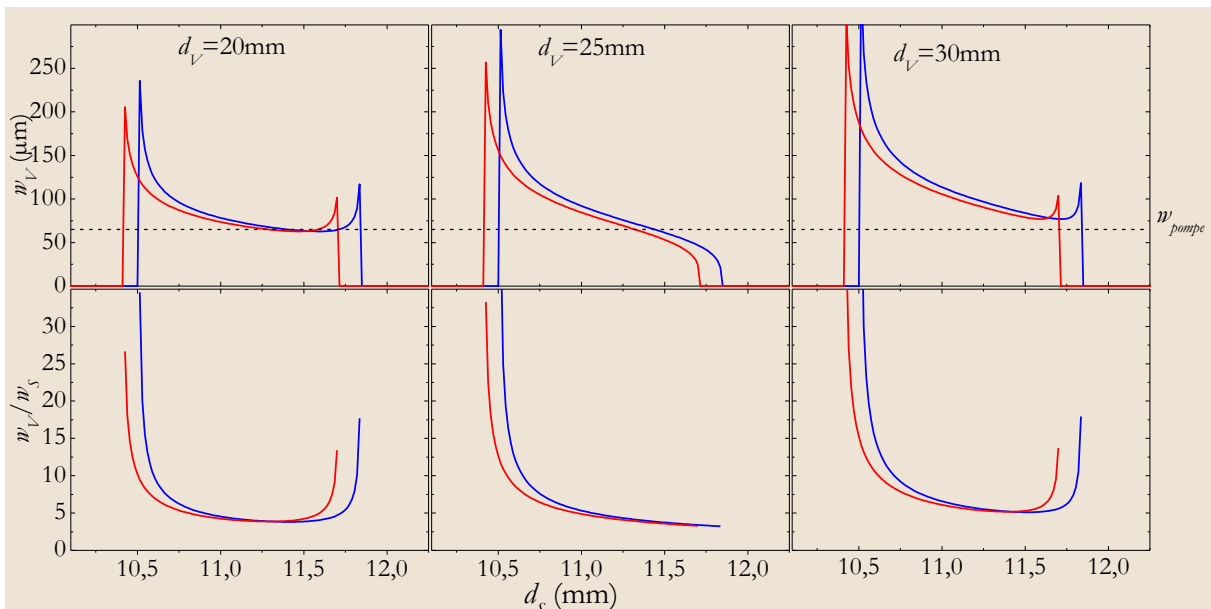


Fig. 4-18 : Variations du waist sur la structure VECSEL et le rapport w_v/w_s , en fonction de d_s pour différents valeurs de d_v , pour un angle $\theta=5^\circ$ ($w_{pompe}=65\mu\text{m}$).

En résumé, la cavité que nous avons choisi d'utiliser pour un fonctionnement à 2GHz est une cavité à quatre miroir (cavité en Z), avec un coupleur de sortie de rayon de courbure $R_{oc}=25$ mm, un miroir de renvoi avec $R=18$ mm, et les distances approximatives suivantes : le miroir de renvoi est positionné à ~ 11.5 mm du SESAM, la structure VECSEL est positionné à ~ 25 mm du coupleur de

sortie, ce qui va permettre d'atteindre un rapport $w_v/w_s > 5$ pour un faisceau de pompage de $w_{pompe} = 65 \mu\text{m}$.

4.6.2 Alignement de la cavité laser

L'alignement d'une cavité à quatre miroirs tout en respectant les contraintes ci-dessus est une opération délicate. La méthode utilisée pour l'alignement de la cavité laser à quatre miroirs démarre comme l'alignement d'une cavité à deux miroirs (§2.8.1). Tout d'abord nous positionnons les éléments de la cavité dans le même plan horizontal, et à leurs positions approximatives, avec un angle θ très petit pour s'approcher du cas d'une cavité linéaire, où les zones de stabilité dans les plans tangentiel et sagittal sont très proches, et minimiser ainsi les astigmatismes sur le faisceau de sortie. Puis nous utilisons une caméra avec un objectif de grande focale pour regarder la dernière surface (surface du SESAM), à partir du coupleur de sortie. Nous essayons de faire coïncider toutes les réflexions observées à la caméra en faisant varier l'angle du miroir de renvoi, et la distance par rapport au SESAM, jusqu'à l'observation de l'effet laser.

4.6.3 L'émission laser en continu dans une cavité multi-miroirs

Nous utilisons la cavité en Z analysée précédemment pour le fonctionnement en régime de verrouillage de modes à 2GHz. Tout d'abord nous utilisons la structure VECSEL contenant 8 puits quantiques. La réflectivité du coupleur de sortie est de 99.5%, et celle du miroir de renvoi est $>99.7\%$. Nous suivons les étapes présentées dans la section précédente pour l'alignement de la cavité jusqu'à arriver à voir l'effet laser. Nous présentons dans la figure suivante les variations du spectre de l'émission laser avec la température pour une puissance de pompage proche du seuil, et une haute puissance de pompage.

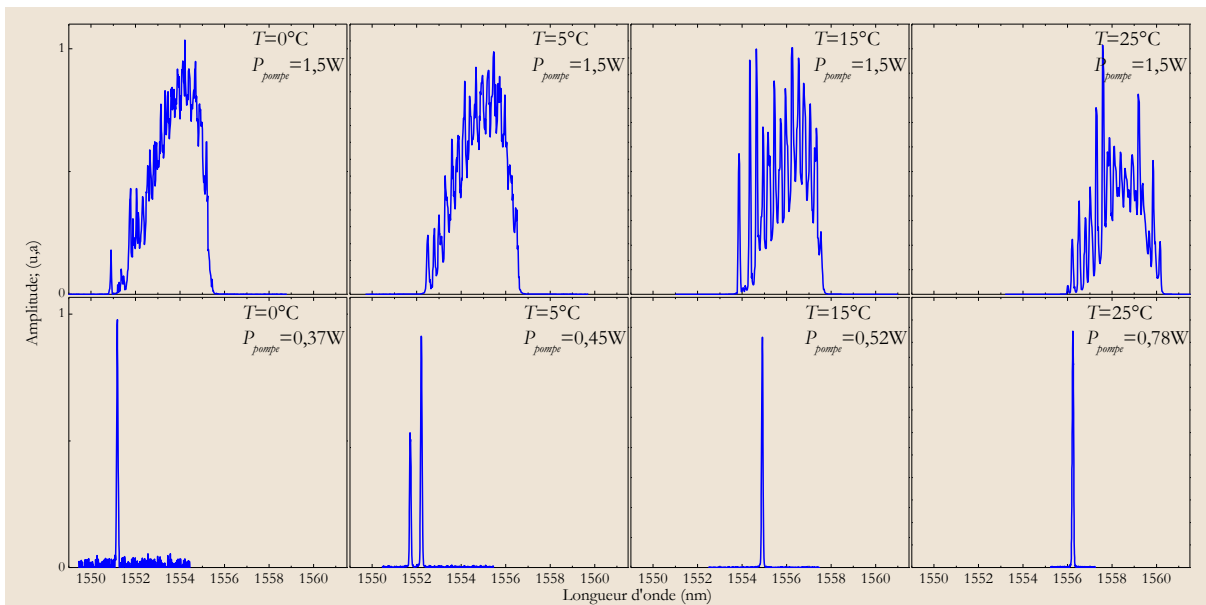


Fig. 4-19 : Variations des spectres de l'émission laser en fonction de la température pour une haute puissance de pompage (en haut) et une puissance faible -proche de seuil de l'émission laser- en bas, pour la structure VECSEL avec 8 puits quantiques dans une cavité à quatre miroirs (cavité en-Z).

Les spectres optiques obtenus dans une cavité Z ressemblent aux spectres optiques obtenus dans une cavité simple à deux miroirs. Après cette étape, nous testons le régime de fonctionnement en verrouillage de modes passif.

4.7 Démonstration de verrouillage de modes passif

L'insertion du SESAM dans la cavité VECSEL doit créer le verrouillage de modes passif, mais avec les bons choix de SESAM. Tout d'abord, nous testons tous les SESAMS pour vérifier leur fonctionnement avec la structure VECSEL contenant 8 puits quantiques sur un substrat de SiC. La figure (Fig. 4-20) montre la cavité et la place de la structure SESAM.

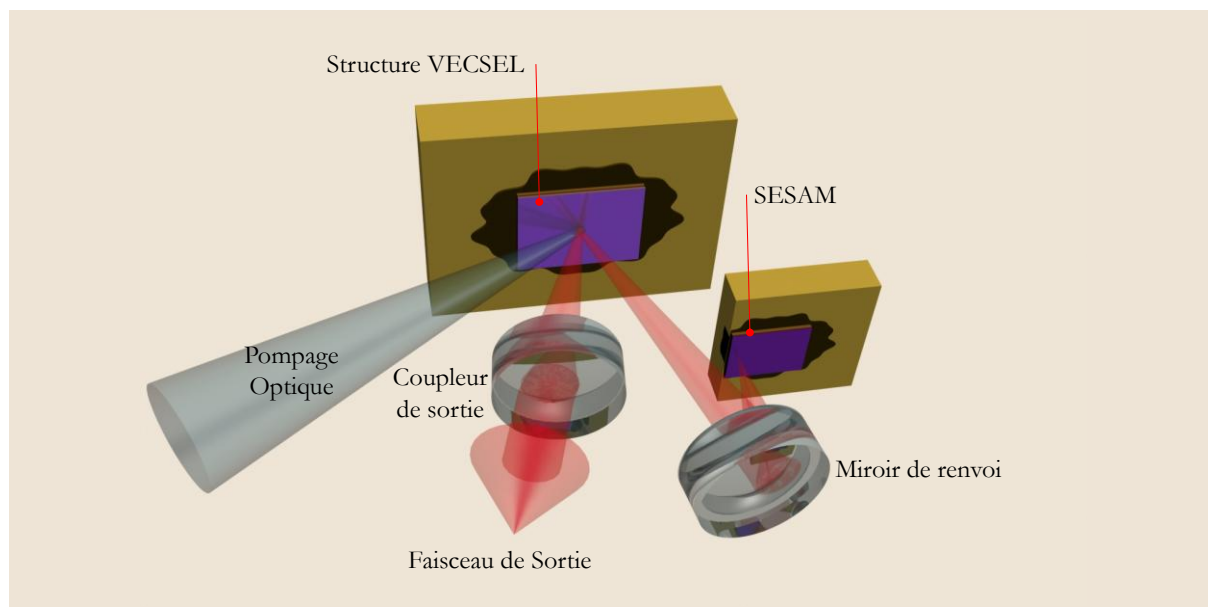


Fig. 4-20 : La cavité en Z utilisée pour obtenir le verrouillage de modes passif, les éléments du VECSEL sont montrés.

4.7.1 Fonctionnement à 2GHz

Nous testons tout d'abord les SESAMs anti-résonants (76L43, et 76L44) dans la cavité Z. Nous utilisons une photodiode rapide pour étudier le comportement de faisceau de sortie. Le signal détecté montre que le VECSEL fonction en régime continu. En utilisant les SESAMs avec des structures résonantes (76L43#3, 76L44#1), il n'était pas non plus possible d'obtenir le verrouillage de modes, à cause de la faible profondeur de modulation dans ces deux cas (voir §3.7.1.2). La figure (Fig. 4-21) montre les spectres optiques obtenus avec un miroir diélectrique, SESAM 76L43, et SESAM 76L44, où nous trouvons que ces spectres se ressemblent, signifiant qu'il n'y a pas de verrouillage de modes passif. Nous remarquons aussi que le seuil de l'émission laser ne change pas avec l'utilisation de ces SESAM, par rapport à l'utilisation d'un miroir diélectrique.

Les SESAMs avec une structure anti-résonante et un antireflet ont une profondeur de modulation importante (76L43#2 et 76L44#2). Avec le test du SESAM 76L43#2 nous n'avons pas obtenu le verrouillage de modes passif. Finalement, avec la structure 76L44#2 le verrouillage de modes est établi, à cause de la longueur d'onde de fonctionnement, où le SESAM 76L44#2 fonctionne avec un pic de résonance à 1550nm, mieux positionné que pour le SESAM 76L43#2. Le seuil de l'émission laser est doublé en utilisant le SESAM.

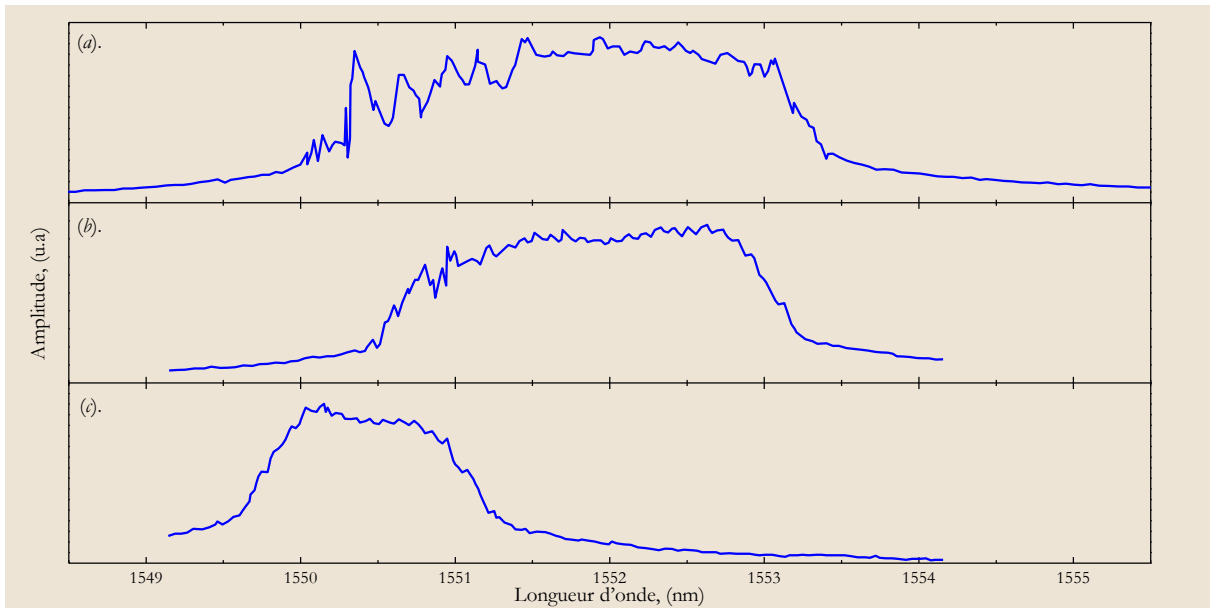


Fig. 4-21 : Spectres optiques de l'émission laser détectée dans la cavité Z : (a). avec un miroir diélectrique, (b). avec le SESAM 76L43, (c). avec le SESAM 76L44.

4.7.1.1 Caractérisations des impulsions brèves

Tout d'abord nous utilisons une photodiode rapide avec une bande passante jusqu'à 40GHz avec un temps de réponse de ~ 10 ps. La figure (Fig. 4-22(a)) montre le signal détecté directement par la photodiode à la sortie du VECSEL, où nous trouvons un train d'impulsions avec une fréquence de 2GHz. Nous utilisons un zoom de la trace afin d'observer une seule impulsion. Nous trouvons dans la figure (Fig. 4-22(b)) une seule impulsion détectée avec une durée à mi-hauteur mesurée de 15.4ps.

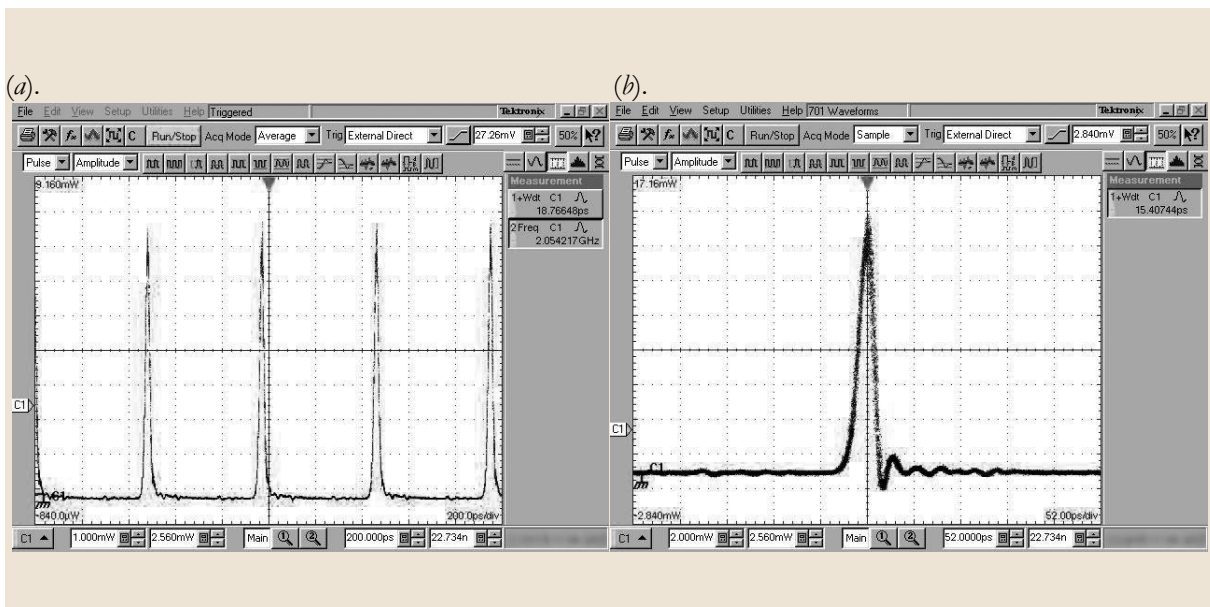


Fig. 4-22 : La sortie du VECSEL détectée directement par une photodiode rapide, affichée sur un oscilloscope : (a). le train des impulsions avec une fréquence ~ 2 GHz, (b). une impulsion unique détectée par la photodiode rapide, la largeur de l'impulsion est ~ 15 ps.

La mesure effectuée montre que nous avons des impulsions brèves. Mais les caractérisations ne sont pas très précises. Les secondes caractérisations sont les détections du spectre RF. Nous pouvons vérifier l'existence des harmoniques de 2GHz. La bande passante de la photodiode utilisée limite les harmoniques détectés jusqu'à 30GHz (Fig. 4-23(a)). Nous pouvons vérifier qu'il n'y pas de raies

parasites entre les harmoniques de 2GHz sur la figure (Fig. 4-23(b)). L'harmonique fondamental à 2GHz a une largeur de <math><10\text{kHz}</math> comme c'est présenté dans la figure (Fig. 4-23(c)).

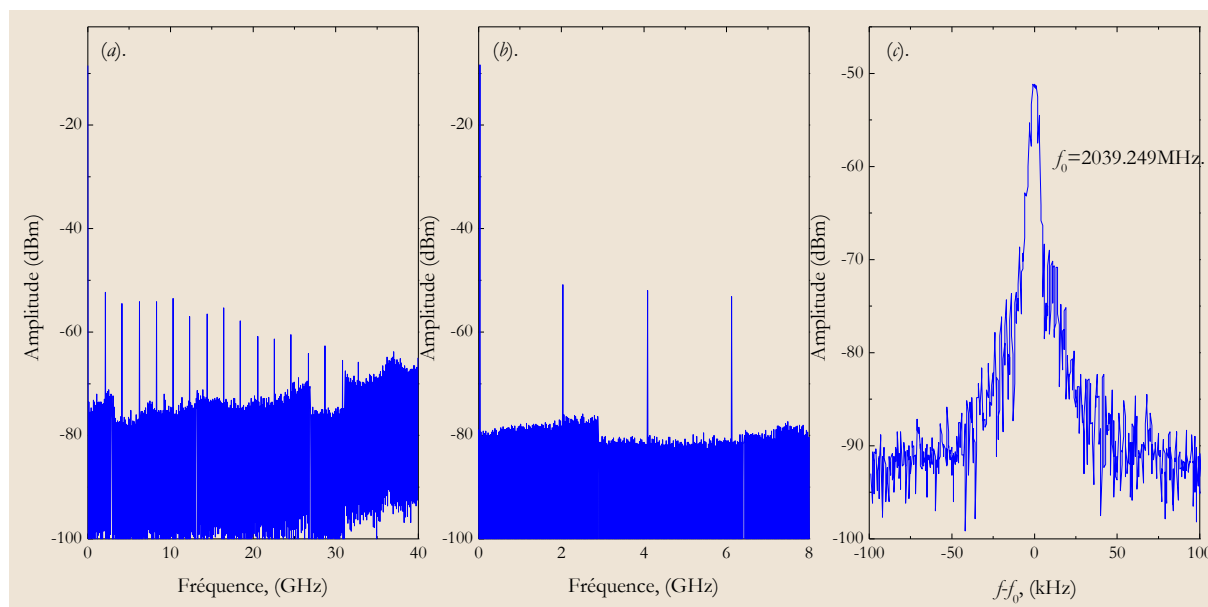


Fig. 4-23 : Spectres RF détectés en sortie du VECSEL : (a). les harmoniques jusqu'à 30GHz, où nous sommes limités par la bande passante de la photodiode, (b). les harmoniques de 2GHz jusqu'à 6GHz, où nous trouvons qu'il n'y a pas des raies intermédiaires, (c). la composante à 2GHz, où nous trouvons que la largeur spectrale est <math><10\text{kHz}</math>.

Pour des caractérisations plus précises de la forme temporelle de l'impulsion nous utilisons un autocorrélateur. La trace d'autocorrélation détectée est montrée dans la figure (Fig. 4-24(a)), dont la largeur temporelle de l'impulsion est $\Delta t \sim 10.5\text{ps}$. Le spectre optique de la sortie du VECSEL est affiché dans la figure (Fig. 4-24(b)), la largeur à mi-hauteur est 1.46nm (0.18THz).

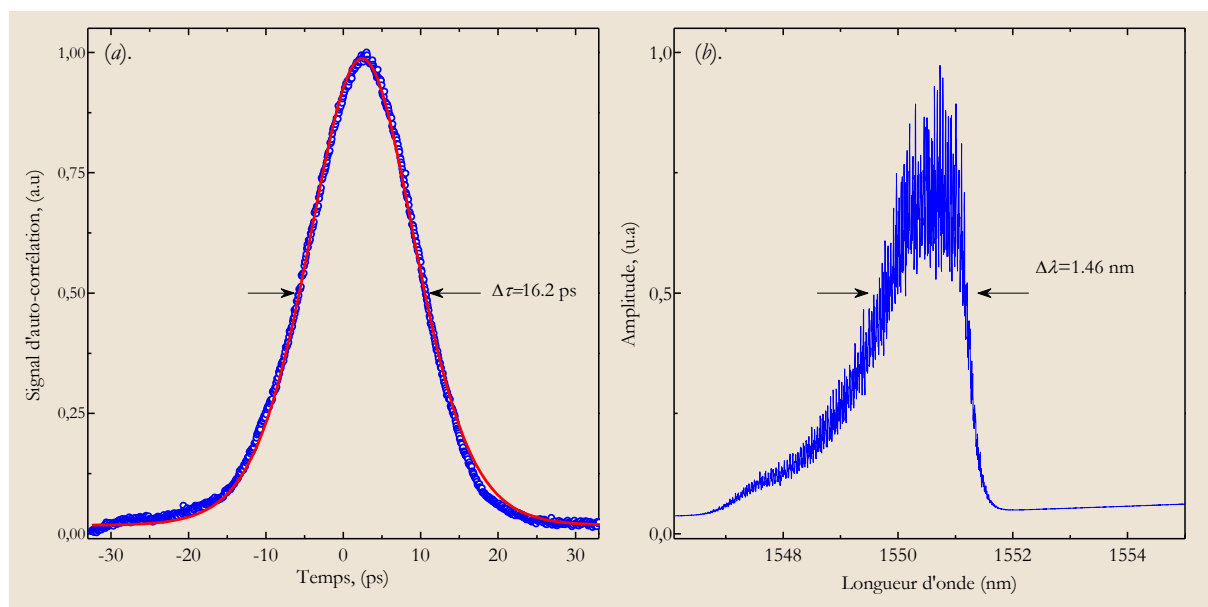


Fig. 4-24 : Caractérisations temporelles et spectrales de la sortie du VECSEL : (a). Le signal d'autocorrélation détecté avec une largeur à mi-hauteur de $\Delta\tau \sim 16.2\text{ps}$, donc une largeur temporelle de $\Delta t \sim 10.5\text{ps}$, (b). le spectre optique avec une largeur à mi-hauteur de 1.46nm, avec un profil non symétrique.

Le calcul du produit $\Delta\nu\Delta t = 1.73 \approx 5 \times LTF$ montre qu'il est loin de la limite de transformée de Fourier. La forme du spectre optique montre qu'il y a du chirp dans l'impulsion. Théoriquement : pour

un spectre optique de largeur à mi-hauteur de 1.46nm, l'impulsion brève de la forme sech^2 à LTF doit avoir 1.7ps, cette impulsion avec un chirp linéaire de l'ordre de $9 \times 10^6 \text{ fs}^2$ va avoir une largeur temporelle de 11ps, où une impulsion sech^2 avec chirp a le champ électrique défini par l'équation.

$$E(t) = \text{sech}\left(\frac{t}{\Delta t_0}\right) \cdot e^{j \frac{C \cdot t^2}{2 \cdot \Delta t_0^2}} \quad (4.36)$$

Avec C : paramètre de chirp. Ce qui permet d'estimer le chirp (s'il est linéaire). Nous étudions les propriétés spectrales des impulsions dans la section suivante.

4.7.1.2 Étude du Chirp

Le GDD est le paramètre qui indique l'existence de la dispersion des impulsions de sortie. La figure (Fig. 4-25) montre le calcul de GDD pour les structures de SESAM et VECSEL utilisé dans la cavité Z. le GDD total est calculé en considérant que les miroirs diélectriques ont un faible GDD (30fs^2)¹⁵, et en négligeant le GDD du milieu de propagation (l'air dans notre cas). Nous trouvons que le GDD varie fortement autour de 1550nm (il arrive jusqu'à $\sim 5 \times 10^{21} \text{ fs}^2$ pour un décalage de 2 nm), donc cela va générer des impulsions à fort chirp, comme nous avons vu avec le spectre optique.

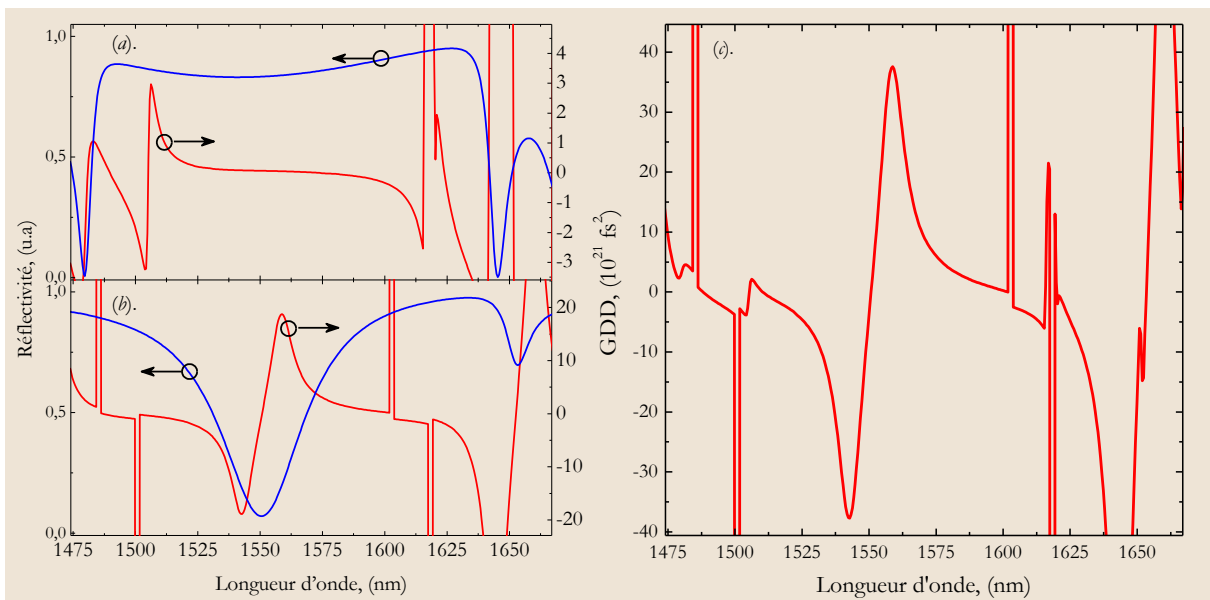


Fig. 4-25 : Calcul de GDD pour les structures dans la cavité laser : (a). spectre de réflectivité et GDD pour le SESAM 76L44#2, (b). calcul de la réflectivité et le GDD pour la structure VECSEL, (c). Le GDD total de la cavité laser.

Le GDD calculé pour la structure VECSEL, dépend de l'indice de réfraction des matériaux à semiconducteurs. Comme ces propriétés varient avec le pompage optique et l'émission laser...etc., le pic de résonance ne reste donc pas à sa place, introduisant une variation de GDD. Pour cela nous allons essayer de mieux contrôler le GDD créé par le SESAM parce que nous n'avons pas d'effets thermiques importants et des variations limitées des indices de réfractifs des matériaux qui le composent.

4.7.1.3 Propagation des impulsions avec chirp dans une fibre monomode

Pour étudier plus précisément ce phénomène de chirp, nous utilisons des tronçons de différentes longueurs de fibre optique monomode (les longueurs disponibles sont de $2 \times 50\text{m}$, $2 \times 200\text{m}$). L'utilisation des fibres optiques permet de compenser les effets de chirp s'il existe[59-60], et arriver à comprimer l'impulsion pour une longueur précise des fibres optiques. La figure (Fig. 4-26) montre la

¹⁵ Donné par le fabricant /BFI OPTILAS/.

variation de la largeur temporelle de l'impulsion avec la propagation dans une fibre monomode. La largeur temporelle minimale obtenue (avec les longueurs des fibres monomodes disponibles) est de $\Delta t = 3.7 \text{ ps}$, $\Delta \nu \Delta t \approx 0.67 = 2 \times LTF$.

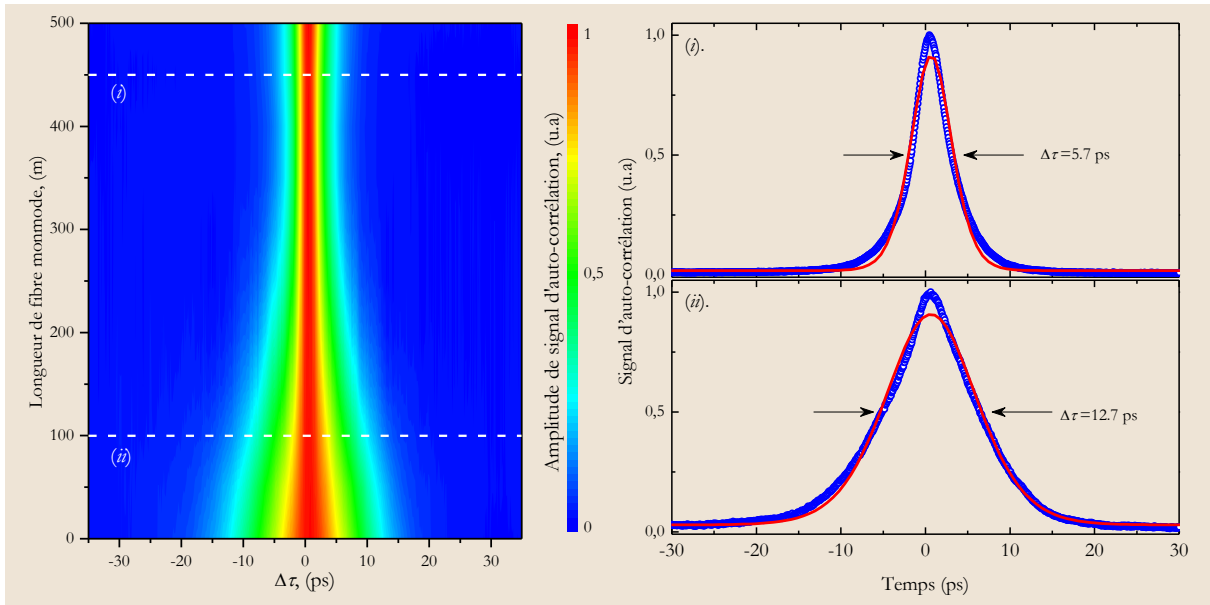


Fig. 4-26 : La variation de la largeur temporelle de l'impulsion (amplitude normalisé) avec la propagation dans une fibre monomode avec deux sections : (i). après propagation de 100m, la largeur temporelle de l'impulsion à mi-hauteur est $\Delta t = 8.3 \text{ ps}$, (ii). Après 450m, $\Delta t = 3.68 \text{ ps}$.

Pour analyser plus en détail la structure de chirp nous utilisons un filtre fibré accordable de largeur théorique à mi-hauteur de 1nm, l'effet de chirp ajouté par ce filtre est faible par rapport au chirp qui existe dans l'impulsion laser, les variations des valeurs de chirp sur le spectre d'émission laser ($\sim 1547 \text{ nm} - 1552 \text{ nm}$) sont très faibles aussi. Nous balayons tout le spectre optique du laser. La figure (Fig. 4-27(a)) montre la variation du profil d'autocorrélation suivant l'accord du filtre fibré, et la fonction de transfert du filtre optique est montrée dans la figure (Fig. 4-27 (b)).

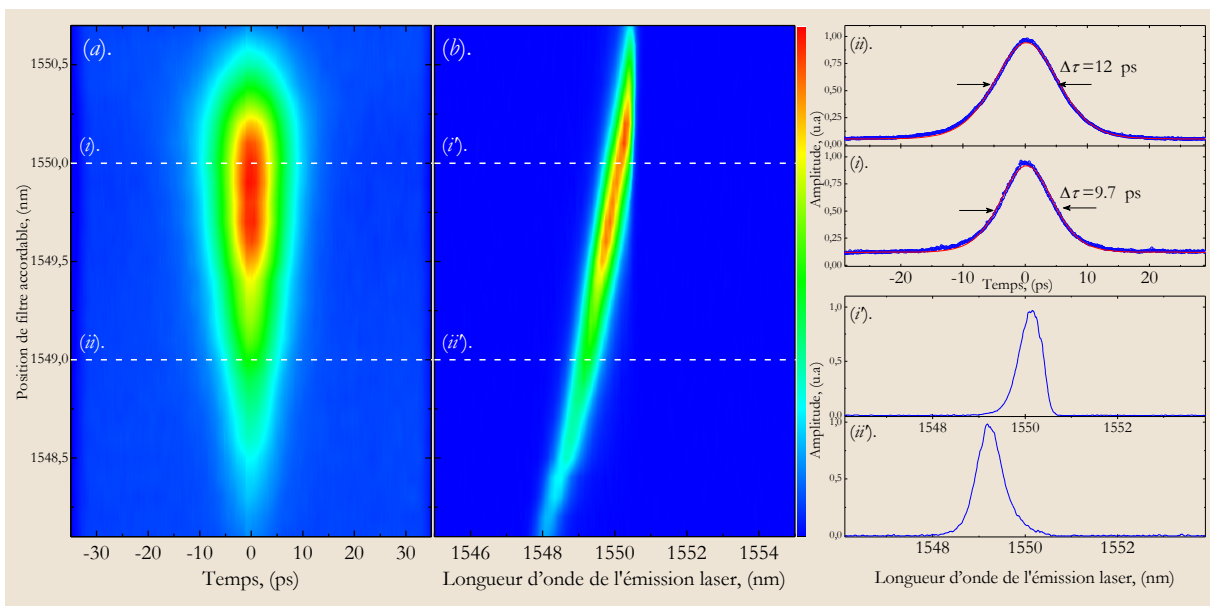


Fig. 4-27 : L'effet d'utiliser un filtre accordable de largeur $\sim 1 \text{ nm}$: (a). Le signal d'autocorrélation en fonction de la longueur d'onde, (b). fonction de transfert du filtre fibré du spectre optique du VECSEL. Deux sections dans le signal d'autocorrélation et la fonction de transfert du filtre fibré : (i). signal d'autocorrélation avec une largeur de $\Delta \tau = 9.7 \text{ ps}$ avec un spectre optique montré dans (i') avec un pic à 1549nm, (ii). signal d'autocorrélation avec une largeur de $\Delta \tau = 12 \text{ ps}$ avec un spectre optique montré dans (ii') avec un pic à 1550nm.

Nous présentons dans la figure (Fig. 4-28) la variation de la largeur d'impulsion en autocorrélation suivant la position du filtre fibré après une propagation dans une fibre monomode pour 400m.

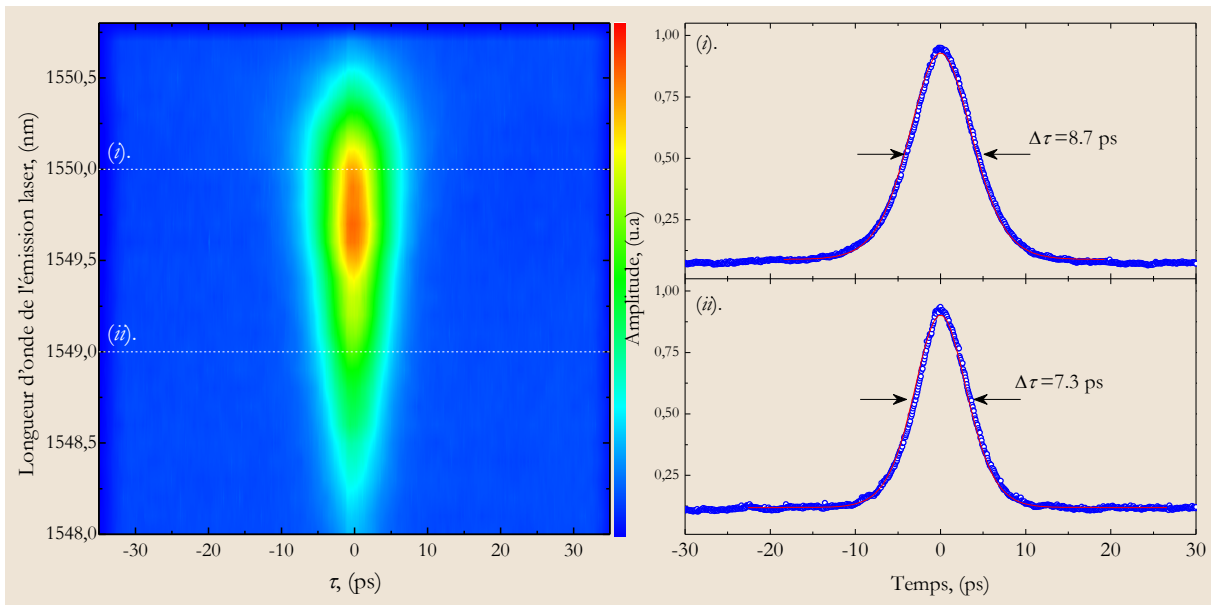


Fig. 4-28 : L'effet d'utiliser un filtre accordable de largeur ~ 1 nm après une propagation dans une fibre monomode pour 400m, le signal d'autocorrélation à deux positions du filtre.

Finalement, nous pouvons résumer le comportement temporel avec le chirp des impulsions obtenues du VECSEL dans la figure (Fig. 4-29(a)), qui montre l'existence de maximum de chirp dans la partie décalée vers les longueurs d'ondes les plus longues (vers le rouge) de spectre optique.

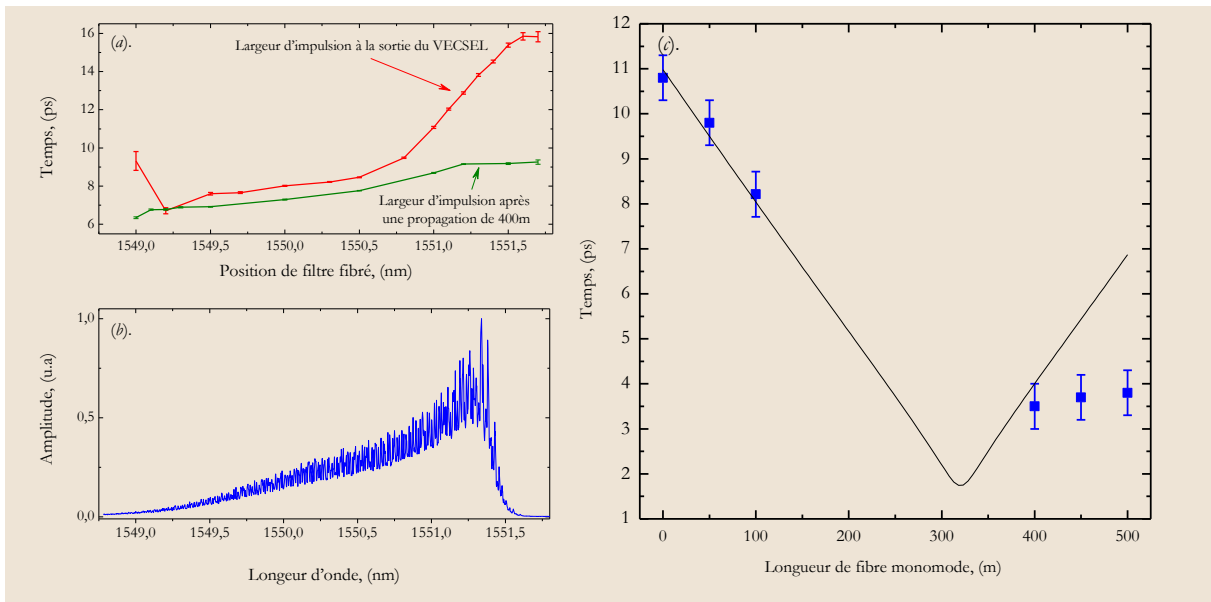


Fig. 4-29 : Caractérisation du chirp dans les impulsions : (a). Variation de la largeur temporelle de la trace d'autocorrélation avec un filtre fibré, à la sortie du VECSEL et après une propagation de 400m dans une fibre monomode. (b). nous remontrons le spectre de la sortie du VECSEL à verrouillage de modes, (c). la variation de la largeur temporelle de l'impulsion en fonction de sa propagation dans une fibre monomode : valeurs expérimentales (en bleu), valeurs théorique de propagation d'une impulsion de profil sech² limitée par le transforme de Fourier d'une largeur temporel de 1.73ps (en noire).

La figure (Fig. 4-29 (c)) montre la variation de la largeur temporelle de l'impulsion avec sa propagation dans une fibre monomode, le calcul théorique pour la propagation d'une impulsion sech^2 limitée par la transforme de Fourier est montré également. Nous pouvons remarquer que pour les longueurs $< 200\text{m}$, les valeurs théoriques et expérimentales sont proches. Mais avec la propagation les valeurs expérimentales de chirp montre des valeurs plus faibles. Nous pouvons constater que le chirp dans ce cas est non linéaire.

La forme de la trace d'autocorrélation des impulsions peut changer avec l'augmentation de la densité de puissance optique intra-cavité sur le SESAM (soit par l'alignement de la cavité, soit par l'augmentation de puissance de pompage optique). Le résultat est montré dans la figure (Fig. 4-30), où nous montrons tout d'abord dans (a) la trace d'autocorrélation d'une émission continue, ce qui permet de voir le pic de cohérence. La figure (b) montre l'impulsion, ce qui peut être expliqué par l'existence de plusieurs impulsions dans l'enveloppe, avec probablement une impulsion d'une amplitude plus importante que l'amplitude des impulsions autour d'elle (§4.2.3.1) ; nous faisons propager cette impulsion dans une fibre monomode de 400m, la trace d'autocorrélation s'élargit, ce qui montre que nous avons moins de chirp dans cette forme temporelle.

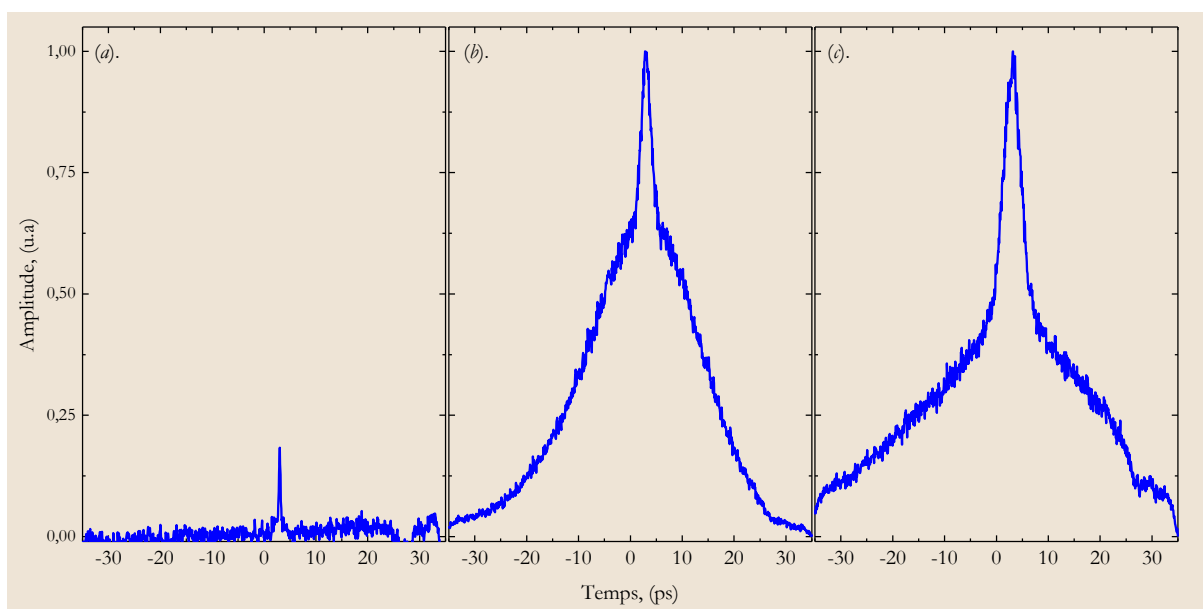


Fig. 4-30 : La trace d'autocorrélation : (a). émission laser continue, nous remarquons le pic de cohérence, (b). une forme d'impulsion détectée à la sortie du VECSEL, (c). même impulsion après une propagation pour 400m dans une fibre monomode.

4.7.2 Fonctionnement en verrouillage de modes à différentes fréquences

Les impulsions avec chirp obtenues précédemment ne permettent pas de prévoir une utilisation de la source dans un système d'échantillonnage optique linéaire. Nous utilisons la structure VECSEL à 6 puits quantiques présenté au chapitre 2. Nous avons testé la structure VECSEL avec le SESAM 76L44#2 dans un fonctionnement à deux fréquences différentes. Ces tests ont été effectués à l'université de Southampton en coopération avec le groupe de Dr. Anne Tropper avec Stephen Ellsmere, Adrian Quarterman, dans le cadre du JRA 'Short pulses' du réseau d'excellence NoE ePIXnet.

4.7.2.1 Fonctionnement à 1GHz

Le fonctionnement à 1GHz nécessite une cavité de longueur 150mm. Nous utilisons la même logique d'analyse présentée dans (§4.6.1.2) pour la conception de la cavité fonctionnant à 2GHz. Un

schéma de la cavité utilisée est montré dans la figure (Fig. 4-31). Nous trouvons avec les dimensions affichées de la cavité, un waist sur le SESAM ($w_s \sim 12 \mu\text{m}$), et le waist sur la structure VECSEL ($w_v \sim 50 \mu\text{m}$), ce qui fait un rapport : $w_v/w_s \sim 5$.

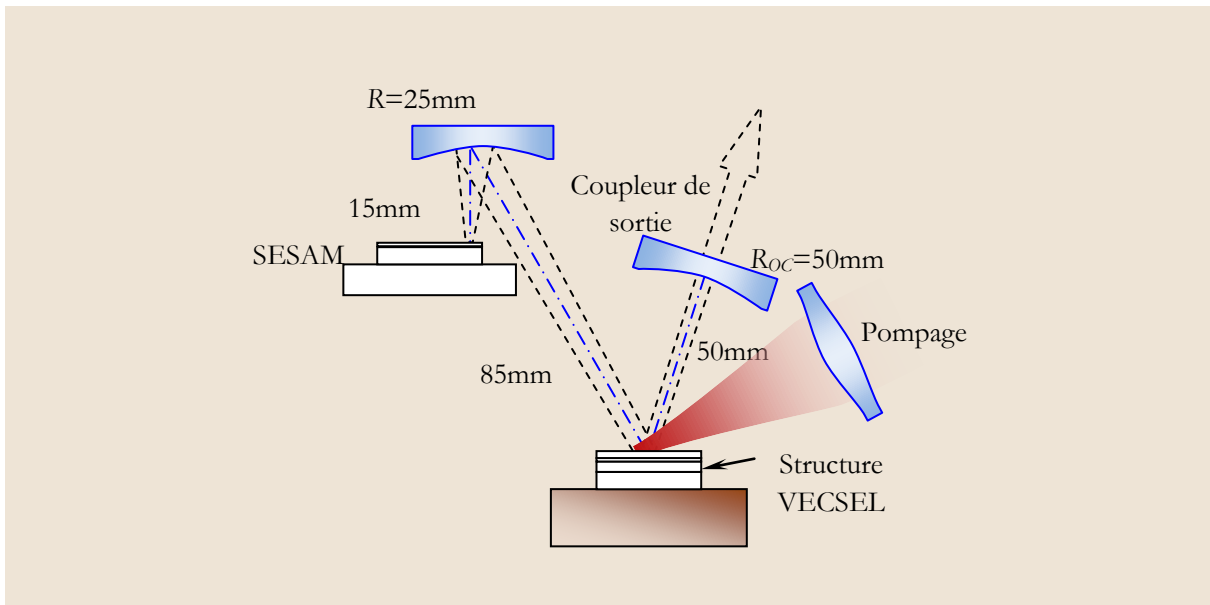


Fig. 4-31 : Illustration de la cavité VECSEL fonctionne à 1GHz (longueur totale 150mm) : rayon de coupleur de sortie $R_{OC}=50\text{mm}$, avec une réflectivité $R=99.5\%$, le miroir de renvoi a un rayon de courbure $R_{Rcv}=25\text{mm}$. Les distances des éléments sont affichées sur la figure. Nous avons essayé d'obtenir les angles les plus petits possible ($<5^\circ$).

Il était possible d'obtenir le verrouillage de modes à 1GHz avec une largeur temporelle de l'impulsion $\Delta\tau=9.2\text{ps}$ comme c'est présenté dans la figure (Fig. 4-32), où nous pouvons trouver aussi le spectre RF avec les harmoniques jusqu'à 22GHz, la limite de la bande passante de la photodiode utilisée. La composante fondamentale à 1GHz est aussi montrée, et nous pouvons remarquer l'existence d'un bruit de fond qui joue un rôle sur la stabilité de la forme temporelle de l'impulsion.

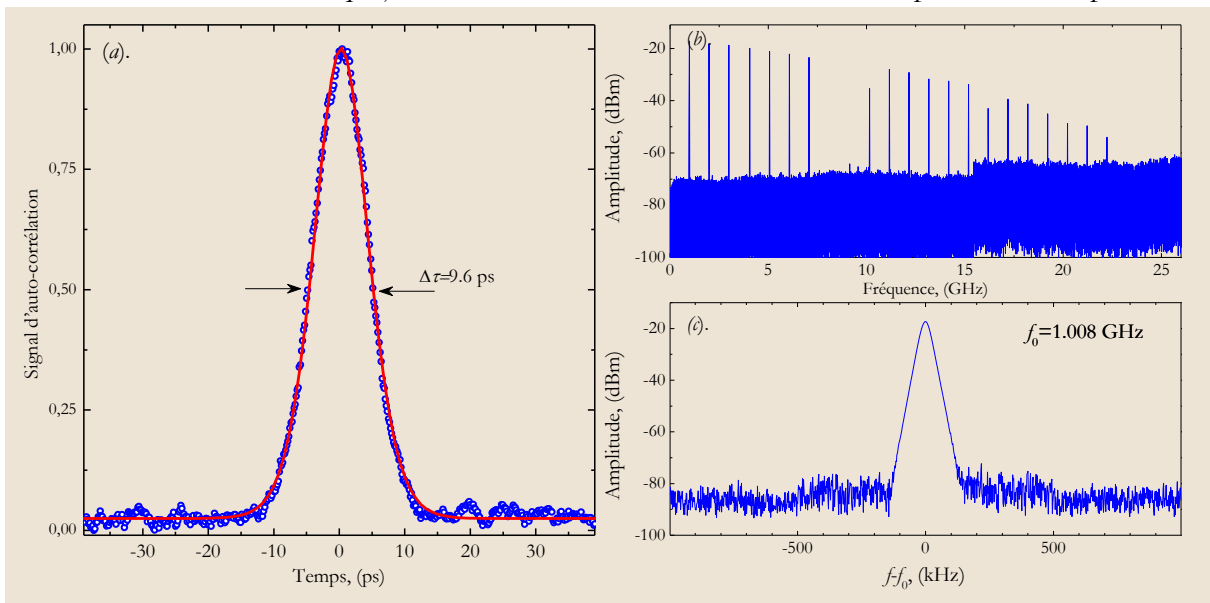


Fig. 4-32 : Résultats de verrouillage de modes à 1GHz : (a). le trace d'autocorrélation montre une impulsion avec une largeur à mi-hauteur de $\Delta\tau=9.6\text{ps}$, (b). le spectre RF où nous pouvons remarquer les harmoniques jusqu'à 22GHz, (c). la composante fondamentale à 1GHz, où nous pouvons remarquer l'existence de bruit de fond de très faible amplitude.

Les propriétés dynamiques des structures VECSELS et SESAMs permettent de fonctionner à d'autres fréquences de répétition. Nous avons testé ces structures à 3GHz comme fréquence de fonctionnement.

4.7.2.2 Fonctionnement à 3GHz

La longueur totale nécessaire d'une cavité pour le fonctionnement à 3GHz est 50mm. Nous avons choisi d'utiliser une cavité à trois miroirs (cavité en V), avec un coupleur de sortie de rayon de courbure de 50mm, et une réflectivité de 99.5%. La figure (Fig. 4-33) montre une illustration de la cavité avec ces dimensions géométriques qui permet d'atteindre un waist sur le SESAM ($w_s \sim 10\mu\text{m}$), et un waist sur la structure VECSEL ($w_v \sim 50\mu\text{m}$), où nous travaillons à la limite de stabilité de fonctionnement de la cavité.

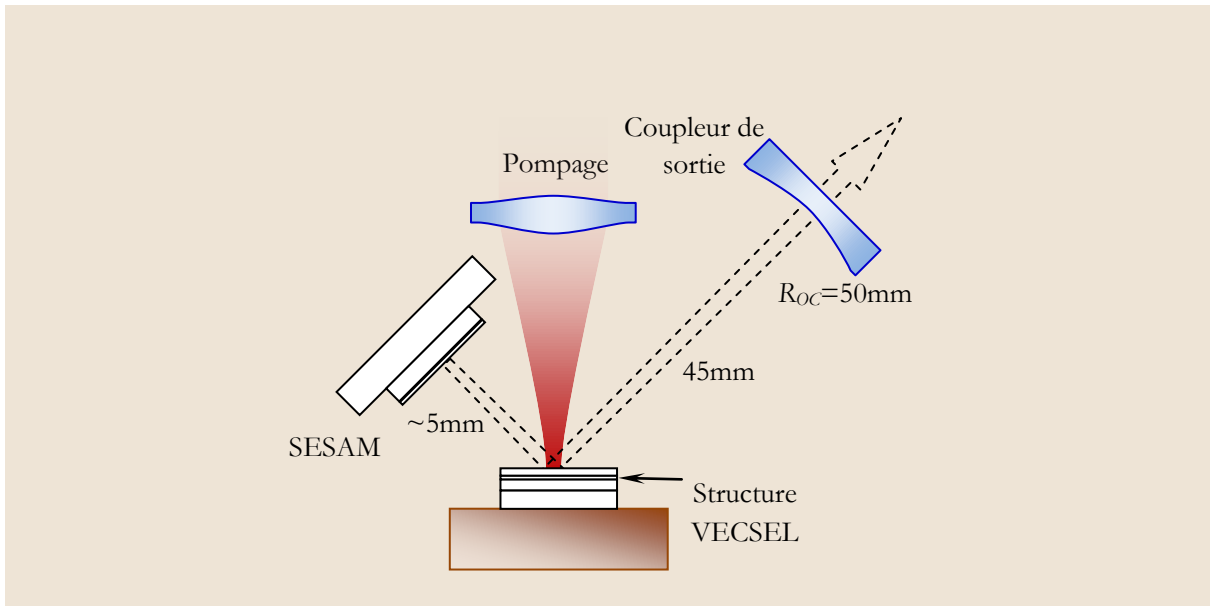


Fig. 4-33 : Illustration de la cavité VECSEL fonctionne à 3GHz (longueur totale 50mm).

Il était possible aussi d'obtenir un verrouillage de modes avec cette configuration. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure (Fig. 4-34).

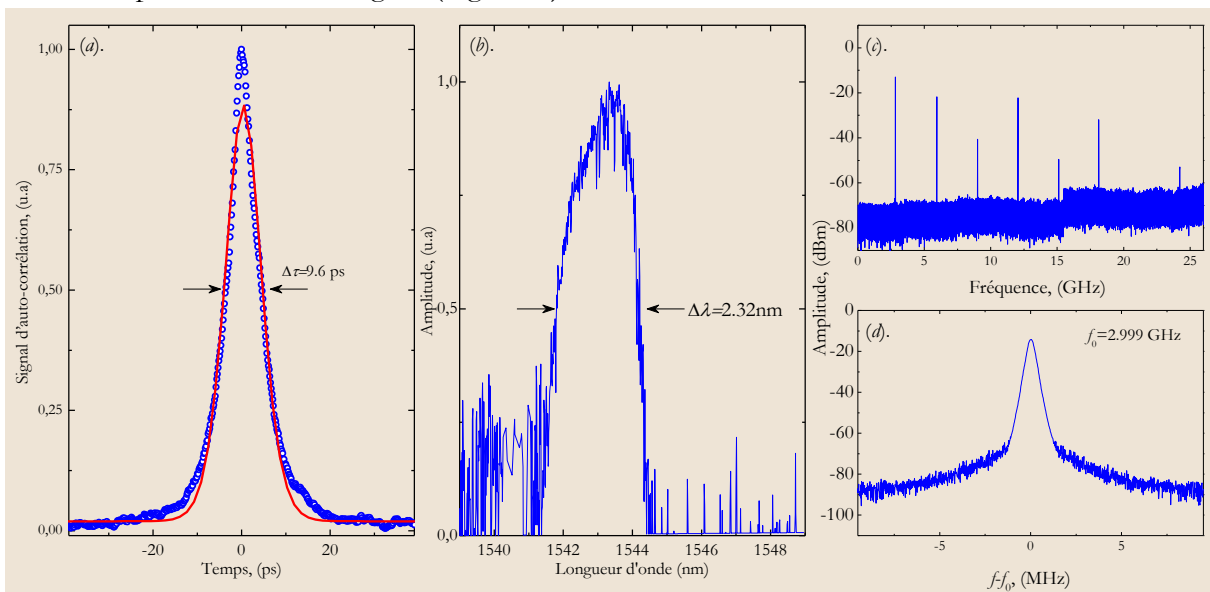


Fig. 4-34 : Résultats de verrouillage de mode à 3GHz : (a). le trace d'autocorrélation montre une impulsion avec une largeur à mi-hauteur de $\Delta\tau = 9.6\text{ps}$, (b). le spectre optique est proche de celui obtenu en fonctionnement à 1GHz avec une largeur à mi-hauteur de 2.3nm, (c). le spectre RF où nous pouvons remarquer les harmoniques jusqu'à 24GHz, (d). le composant fondamental à 3GHz, où nous pouvons remarquer l'existence de bruit d'amplitude.

La largeur temporelle de l'impulsion est $\Delta t=6.2\text{ps}$. Le spectre optique obtenu dans ce cas ressemble au spectre obtenu dans le cas du fonctionnement à 1GHz. Il est montré dans la figure (b), où nous pouvons vérifier l'existence de chirp dans les impulsions obtenues. Le spectre RF électrique est montré aussi dans (c), et (d) pour la composante fondamentale à 3GHz.

Les impulsions mesurées pour les deux fréquences de répétition (1GHz, 3GHz) ont la même largeur temporelle, pour les mêmes conditions de pompage et de température.

En résumé, toutes les impulsions obtenues jusqu'à maintenant présentent un chirp important. Pour contrôler ce chirp nous utilisons des structures avec la possibilité d'ajouter un antireflet, ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

4.7.3 Fonctionnement avec des structures améliorées à 2GHz

Nous utilisons la structure VECSEL décrite au §2.9, qui permet un meilleur contrôle de GDD avec la couche antireflet à la surface. La longueur d'émission laser de cette structure dans une cavité à deux miroirs était proche de 1560nm à 0°C et 1567nm à 25°C. Nous avons utilisé cette structure dans une cavité à quatre miroirs (cavité en Z), pour obtenir l'effet laser en verrouillage de modes passif avec SESAM à 2GHz. Tout d'abord, nous alignons la cavité pour obtenir l'effet laser en continu, puis nous insérons le SESAM précédemment utilisé (76L44#2) dans la cavité. Nous n'arrivons pas à obtenir le verrouillage de modes avec ce SESAM. Nous remplaçons ce SESAM par le SESAM 76L43#2.

4.7.3.1 Caractérisations des impulsions brèves

Les premières mesures que nous avons effectuées, étaient les variations du signal d'auto corrélation avec la température. Avec un bon alignement de la cavité laser nous arrivons à obtenir à la température de 0°C de la structure VECSEL, une impulsion d'une largeur temporelle d'autocorrélation $\Delta\tau = 2,3\text{ps}$, donc une largeur temporelle $\Delta t = 1,5\text{ps}$. Pour une température de 25°C (la température ambiante), la largeur temporelle de l'impulsion est de $\Delta t = 1,7\text{ps}$. Ceci est présenté dans la figure (Fig. 4-35). Ce résultat représente une première car le fonctionnement de VECSEL en verrouillage de modes passif à la température ambiante à la longueur d'onde $\lambda=1550\text{nm}$, sans contrôle thermique sur le SESAM, n'avait encore jamais été démontré[61]. Ce résultat a pu être obtenu grâce aux bonnes performances thermiques de nos structures VECSEL.

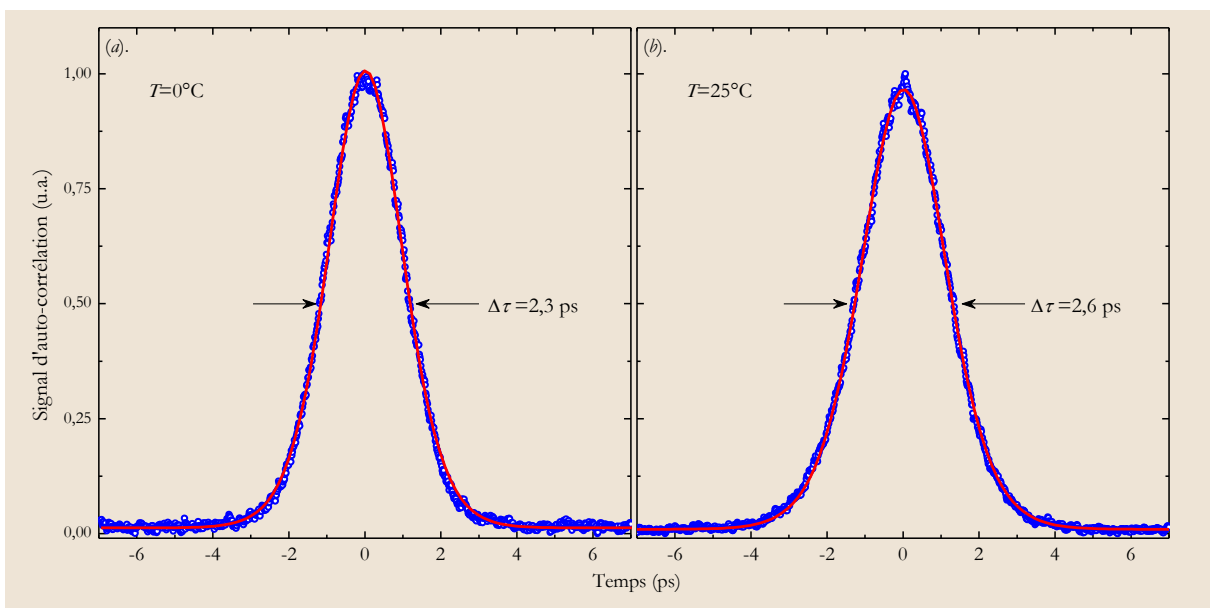


Fig. 4-35 : Le signal détecté d'autocorrélation avec sa fonction de fit Sech^2 pour différentes températures de structure VECSEL : (a). $T=0^\circ\text{C}$ pour, (b). $T=25^\circ\text{C}$.

Le spectre optique observé se décale vers les longueurs d'ondes les plus longues avec l'augmentation de la température de la structure VECSEL, pour une puissance de pompage optique constante. La largeur à mi-hauteur du spectre devient plus petite aussi. La figure (Fig. 4-36) montre le spectre optique de la sortie du VECSEL en régime verrouillage de modes à plusieurs températures de la structure VECSEL (de 0°C jusqu'à 25°C).

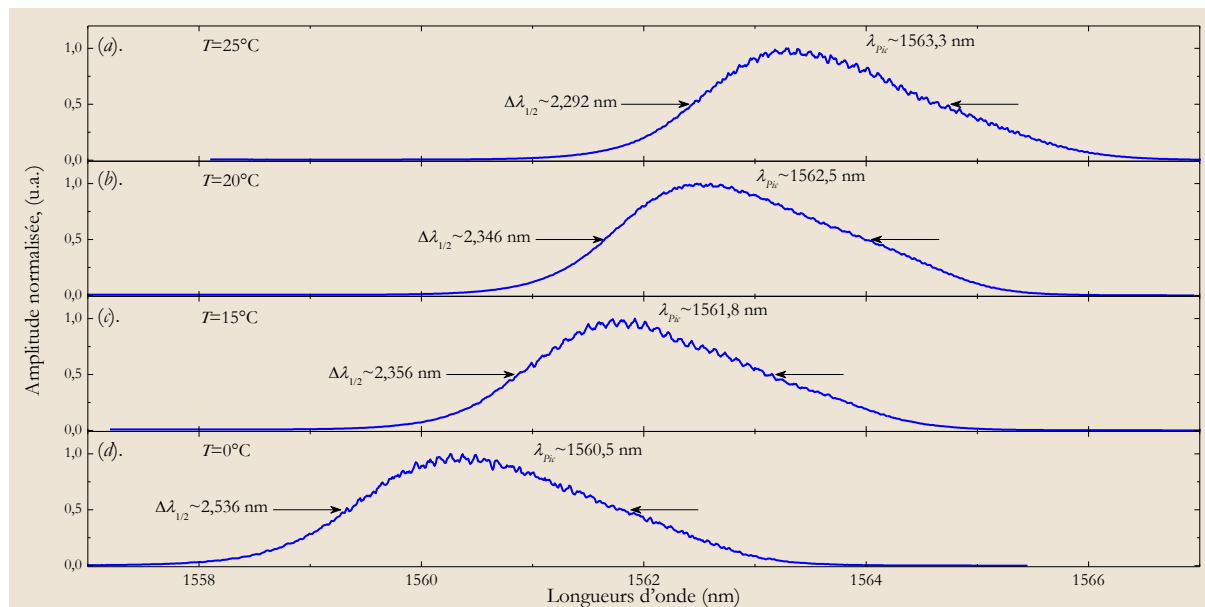


Fig. 4-36 : La variation du spectre de l'émission laser avec la température de la structure VECSEL. Nous constatons : le décalage de pic de l'émission laser de 1560,5nm jusqu'à 1563,3nm ; et redressement de la largeur du spectre optique, de 2,536nm jusqu'à 2,292nm, avec la variation de la température de la structure VECSEL de 0°C jusqu'à 25°C.

Pour une caractérisation plus précise nous utilisons un analyseur de spectre électrique, pour étudier le spectre RF. La figure (Fig. 4-37) montre les caractéristiques du spectre RF.

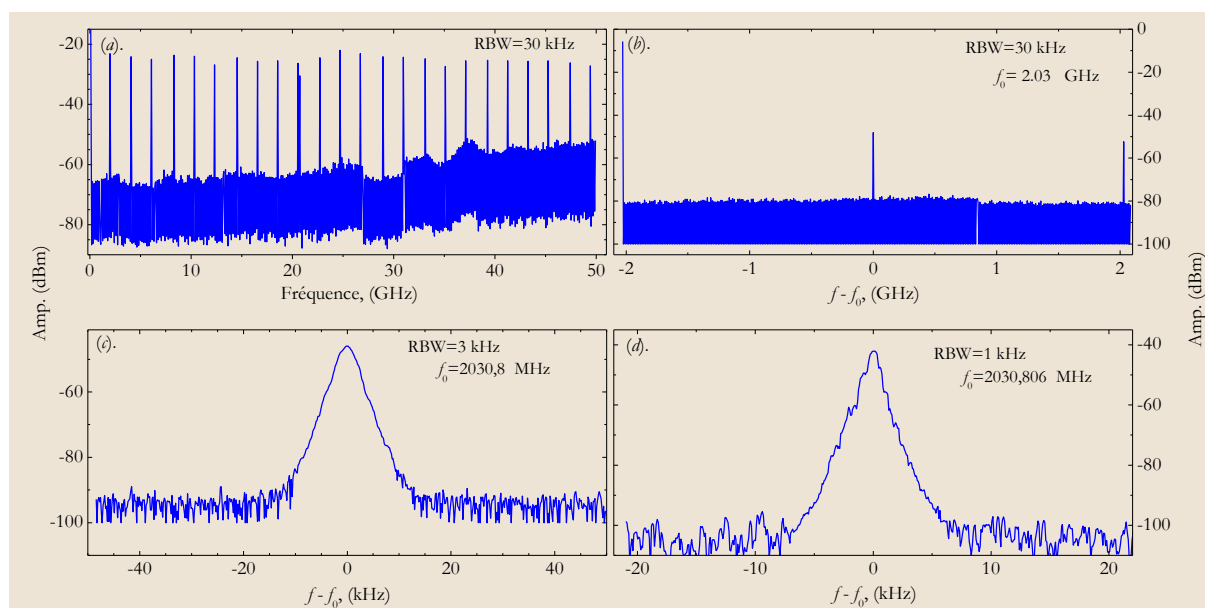


Fig. 4-37 : Le spectre RF détecté à la sortie VECSEL : (a). tous les harmoniques détectés jusqu'à 50GHz, avec une résolution 30kHz, (b). la composante à 2GHz (fréquence fondamentale de répétition), (c). la composante fondamentale mais avec une résolution plus importante 3kHz, (d). la composante fondamentale avec une résolution 1kHz, où nous pouvons voir le début d'effet de bruit sur les fronts.

Il est possible de voir toutes les harmoniques jusqu'à 50GHz, comme c'est présenté dans la figure (a). Avec un élargissement dans l'intervalle 1-4 GHz. Nous trouvons la composante à 2GHz, et à 4GHz sans aucune raie entre les deux, ce qui signifie que nous avons un verrouillage de modes sur la composante fondamentale (2GHz), c'est présenté dans la figure (b).

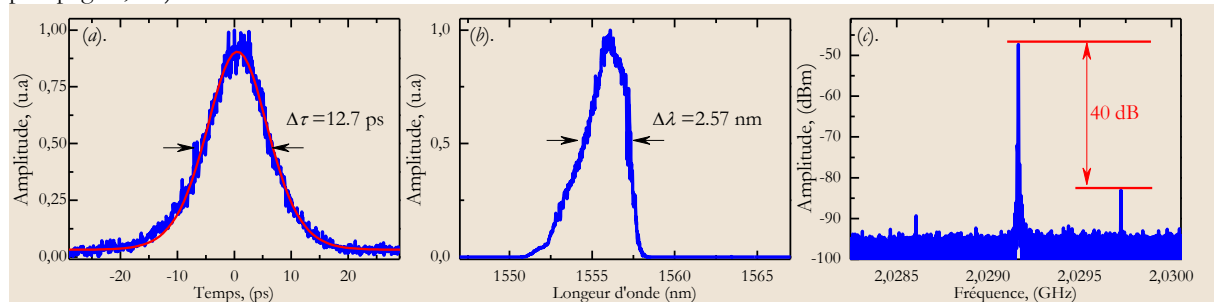
4.7.3.2 Mécanisme de formation de l'impulsion

Avec la structure VECSEL améliorée, il été possible d'obtenir une haute puissance de sortie, et de plus le SESAM a un F_{sat} relativement plus bas que dans le cas précédent (§4.7.1). Il est donc possible de balayer sur une gamme importante la fluence du SESAM, en changeant la taille du waist côté SESAM du mode gaussien stable dans la cavité. Le tableau suivant montre les différentes étapes de la formation de l'impulsion brève, avec la variation de la distance du SESAM au miroir de renvoi, ce qui change légèrement le taux de répétition de la source VECSEL. Ces études ont été effectuées à une température de 25°C de la structure VECSEL.

Trace d'autocorrélation	Spectre optique	Spectre RF
-------------------------	-----------------	------------

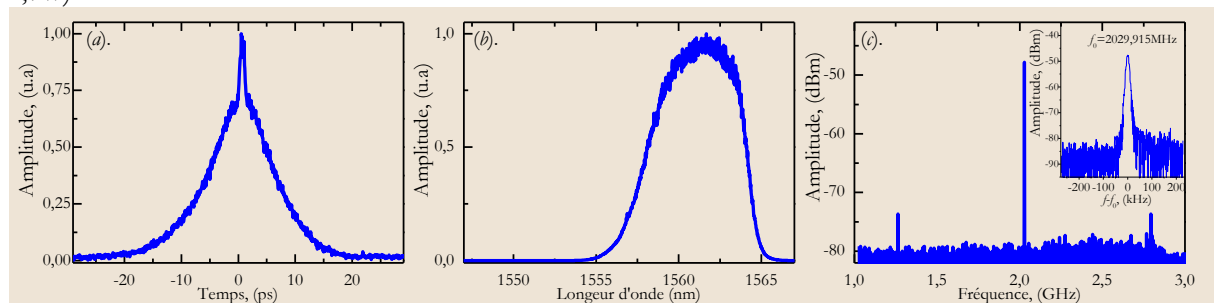
Étape 1 :

Nous commençons avec un fonctionnement en limite de stabilité de la cavité, où nous trouvons le régime de fonctionnement avec chirp (§4.1.1), avec des impulsions de largeur temporelle $\Delta t \sim 8.2$ ps. Le spectre RF montre la composante fondamentale où nous pouvons voir des petites raies latérales, avec une différence d'amplitude de l'ordre de ~ 40 dB. La puissance de sortie maximale dans ce régime de fonctionnement est $P_{out} \sim 56$ mW (pour un pompage 1,7W).



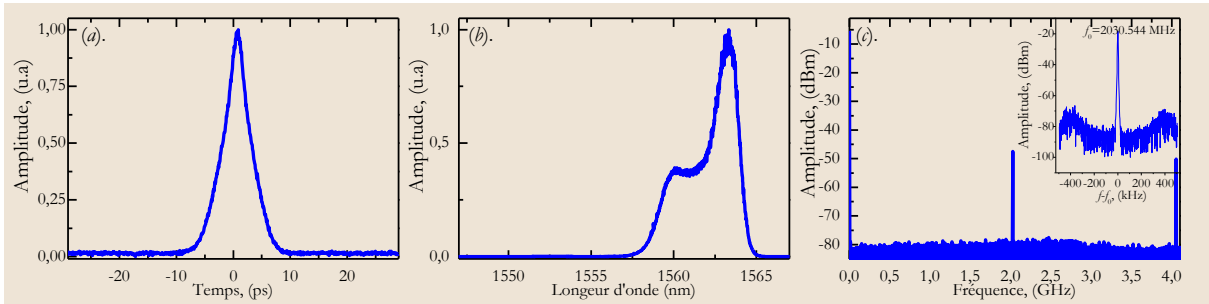
Étape 2 :

Pour une cavité légèrement plus courte, en rapprochant le SESAM du miroir de renvoi, principalement nous augmentons la densité de puissance sur le SESAM, donc nous avons une dynamique plus importante, ceci est clair sur la trace d'autocorrélation, où nous trouvons qu'il y a une impulsion brève mais qui est entourée de bruit, le spectre optique se décale vers les longueurs d'onde les plus longues, toujours avec la présence de raies latérales dans le spectre RF. La puissance de sortie maximale dans ce régime de fonctionnement est $P_{out} \sim 45$ mW (pour un pompage 1,7W).



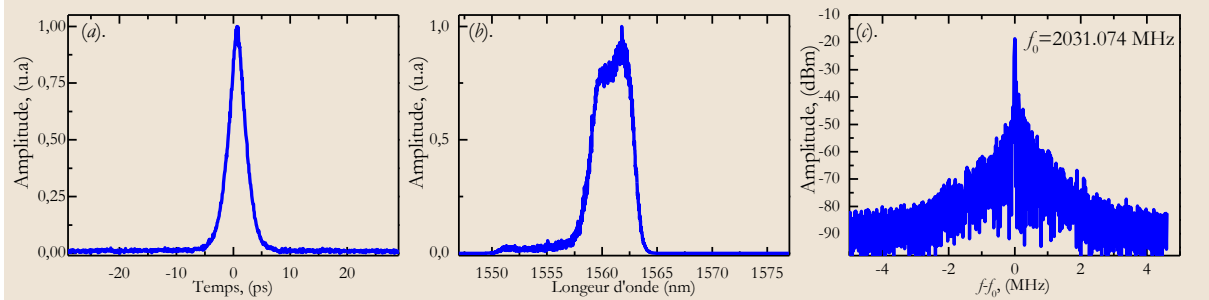
Étape 3 :

Nous continuons de rapprocher le SESAM du miroir de renvoi, cela va permettre de voir sur la trace d'autocorrélation l'augmentation du pic central, l'apparition de deux pics différents sur le spectre optique. Finalement, le spectre RF n'a plus les harmoniques, mais il y a une apparition d'ailes autour de la composante fondamentale. La puissance de sortie détectée est de 40mW.



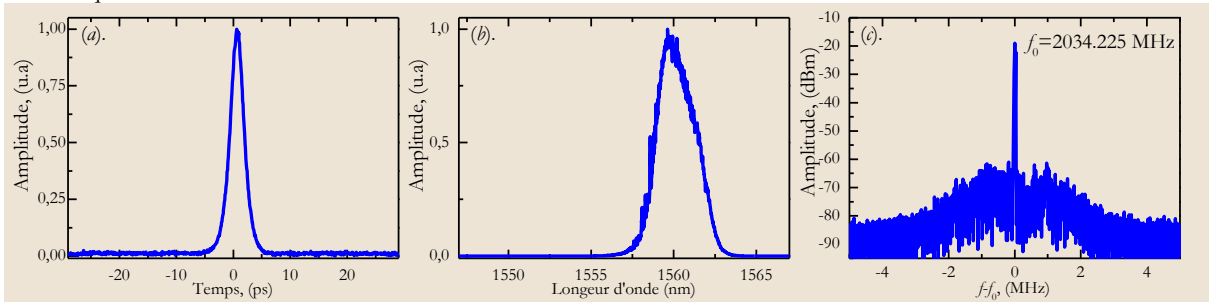
Étape 4 :

La trace d'autocorrélation devient un pic plus clair en continuant à rapprocher le SESAM du miroir de renvoi. Le spectre optique montre aussi deux pics mais leur amplitude devient proche. Sur le spectre RF les ailes continuent à se rapprocher de la fréquence fondamentale.



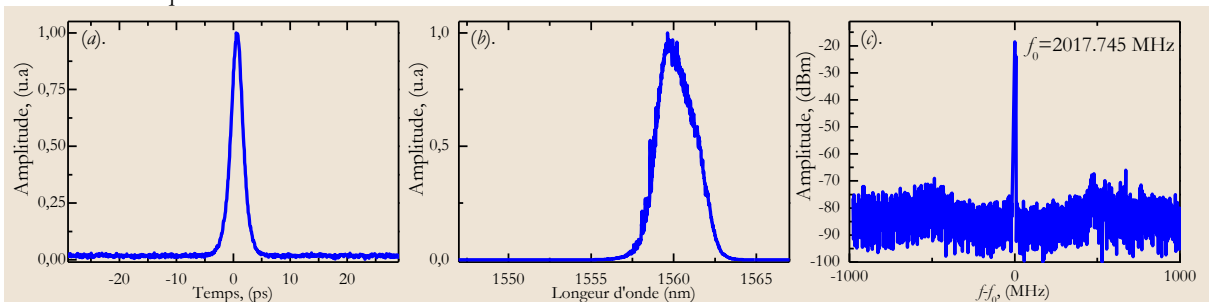
Étape 5 :

Nous continuons à rapprocher le SESAM, nous trouvons une impulsion plus courte sur l'autocorrélateur, avec un spectre qui montre l'existence de peu de chirp. Le spectre RF présente encore des ailes, mais qui sont plus proches de la fréquence fondamentale.



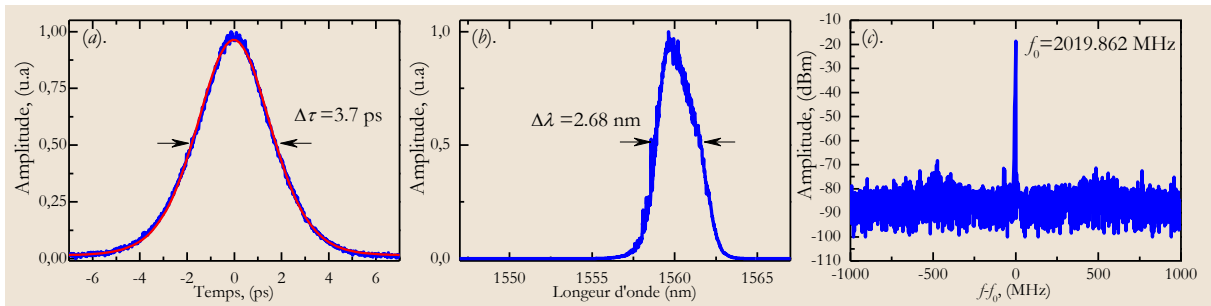
Étape 6 :

Pour augmenter la densité de puissance sur le SESAM, nous optimisons la position du mode gaussien fondamental par rapport à la taille du faisceau de pompage sur la structure VECSEL en réglant le coupleur de sortie et le miroir de renvoi. Ceci entraîne une différence de fréquence sur le spectre RF qui continue de montrer l'existence des ailes autour de la fréquence fondamentale.



Étape 7 :

Nous rapprochons le SESAM du miroir de renvoi, ce qui permet de voir une impulsion brève, avec un spectre optique légèrement différent du cas précédent, mais le spectre RF montre une différence d'amplitude ~ 55 dBm entre le pic du mode fondamental et les pics des ailes.



Étape 8 :

En rapprochant encore le SESAM du miroir de renvoi, l'amplitude des ailes sur le spectre RF baisse. Nous obtenons une impulsion plus courte sur l'autocorrélateur, et le spectre optique devient plus étroit. La puissance de sortie maximale est $P_{out} \sim 16$ mW (pour un pompage 1.7W).

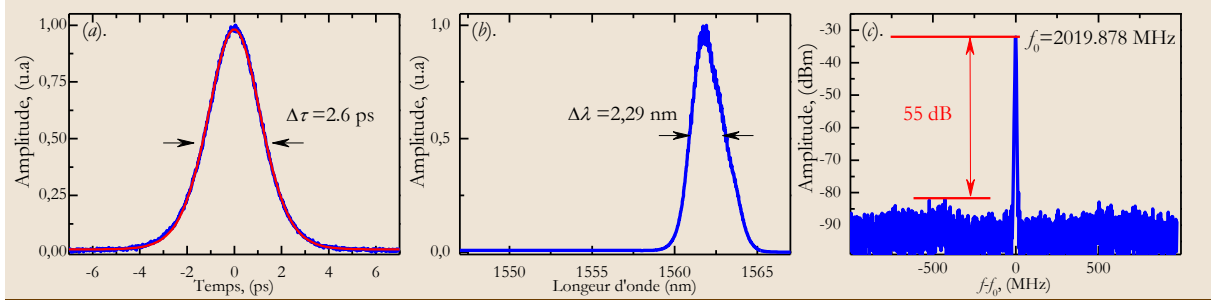


Tableau 4-4 : Variations de la largeur temporelle de l'impulsion, le spectre optique, et le spectre RF en fonction de la position du SESAM par rapport au miroir de renvoi (variation de la densité de puissance sur le SESAM).

Les résultats précédents montrent que la qualité temporelle d'une impulsion est liée directement à son spectre optique et à son spectre RF. Le spectre optique nous indique l'existence du chirp, et le spectre RF permet de faire un alignement très fin pour annuler tous les faibles modes de bruit qui apparaissent sous la forme d'ailes autour de la composante fondamentale de fréquence. L'impulsion la plus brève est obtenue lorsque nous n'arrivons plus à détecter que le mode fondamental, avec une faible largeur de raie. La qualité de l'impulsion change aussi avec la température et la puissance de pompage optique, comme c'est montré dans la figure (Fig. 4-38). La largeur temporelle de l'impulsion devient plus petite pour des puissances de pompage optique plus élevées et pour les températures plus basses, car cela permet d'augmenter la densité de puissance optique sur le SESAM et par conséquent un meilleur fonctionnement non-linéaire.

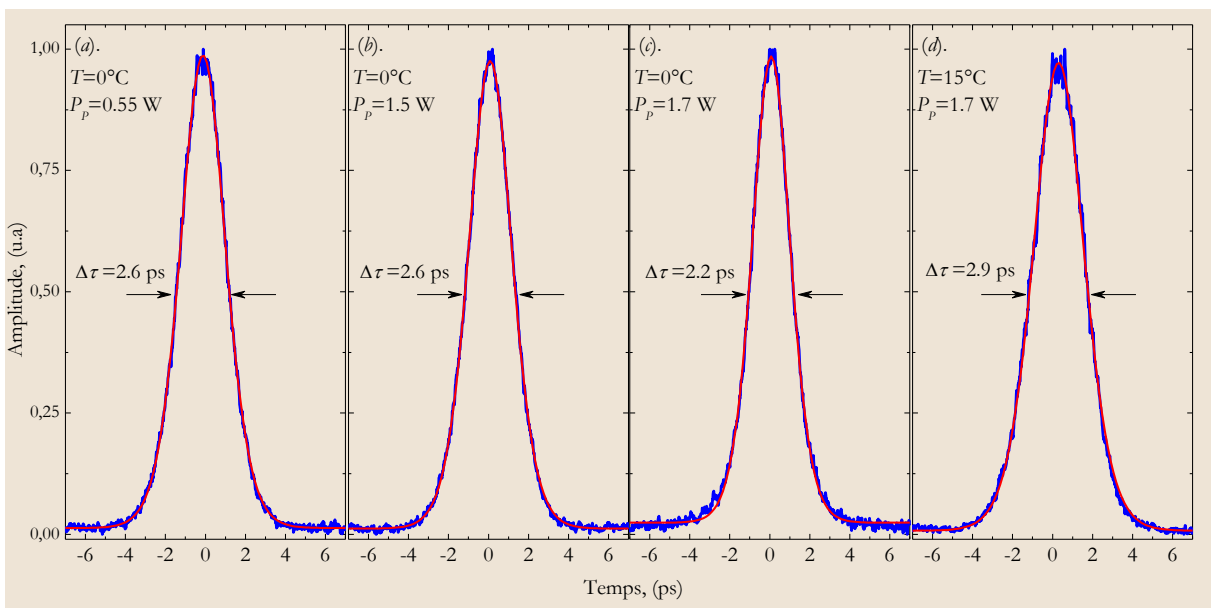


Fig. 4-38 : La largeur temporelle de l'impulsion mesurée par autocorrélation en fonction de la température de la structure VECSEL et la puissance de pompage optique : (a). pour $T = 0^\circ\text{C}$, pompage pas loin de seuil de l'émission laser $P_p \sim 0,5$ W, (b). pour $T = 0^\circ\text{C}$, pompage de $P_p \sim 1,5$ W, (c). pour $T = 0^\circ\text{C}$, pompage de $P_p \sim 1,7$ W, (d). pour $T = 15^\circ\text{C}$,

pompage de $P_p \sim 1,7\text{W}$.

4.7.3.3 Étude de chirp

Nous présentons le calcul de la GDD dans la figure (Fig. 4-39) dans le cas de la structure du SESAM-76L43 antireflet, avec un antireflet SiN_x 76L43#2, et avec la structure proche du cas résonant 76L43#3 (pour le détail des structures voir §3.5).

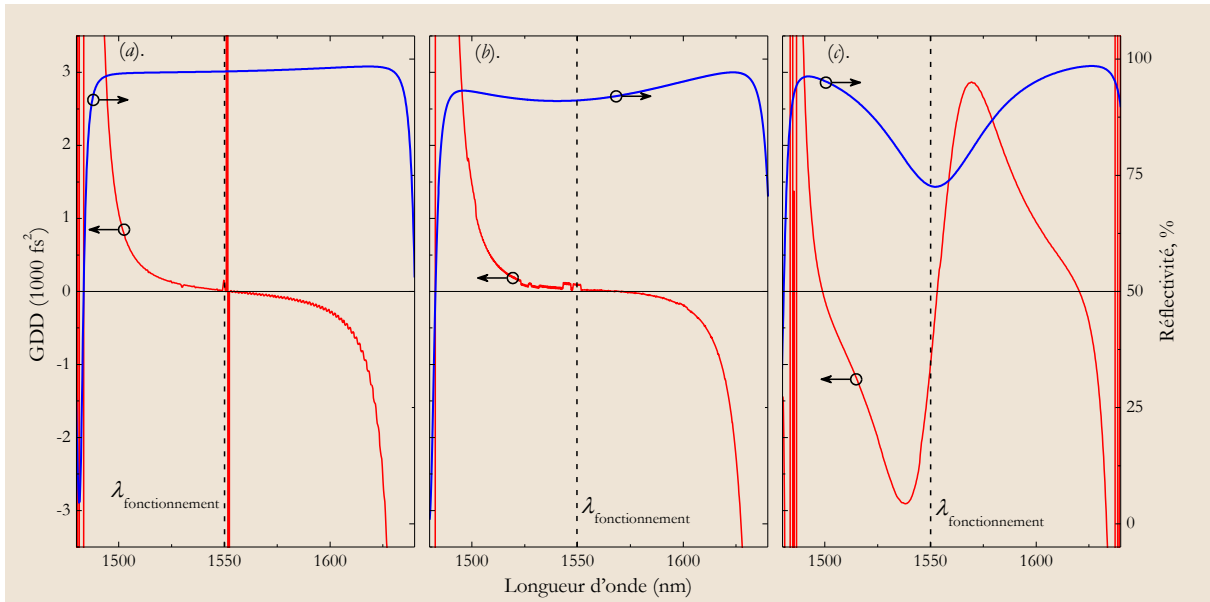


Fig. 4-39 : Calcul de la dispersion (GDD) avec la réflectivité pour la structure de SESAM, (a). Pour le cas anti-résonant 76L43, (b). le SESAM avec antireflet 76L43#2, (c). le SESAM dans le cas proche de la résonance 76L43#3.

Dans le cas anti-résonant (76L43), la GDD est positive décroissant avant la longueur d'onde de fonctionnement ($\lambda = 1550\text{nm}$), après il devient négatif et décroît rapidement (Fig. 4-39(a)). Avec un antireflet (76L43#2), le GDD a grossièrement le même comportement dans le cas anti-résonant, avec des valeurs plus faibles autour de $\lambda = 1550\text{nm}$, ce qui donne une possibilité de contrôler la dispersion avec de faibles variations (Fig. 4-39(b)). Par contre dans le cas résonant, la variation de GDD est rapide entre (-3000fs^2) et $(+3000\text{fs}^2)$ autour de $\lambda = 1550\text{nm}$, ce qui peut devenir responsable de chirp important dans les impulsions dans le cas de fonctionnement autour 1550nm (Fig. 4-39(c)).

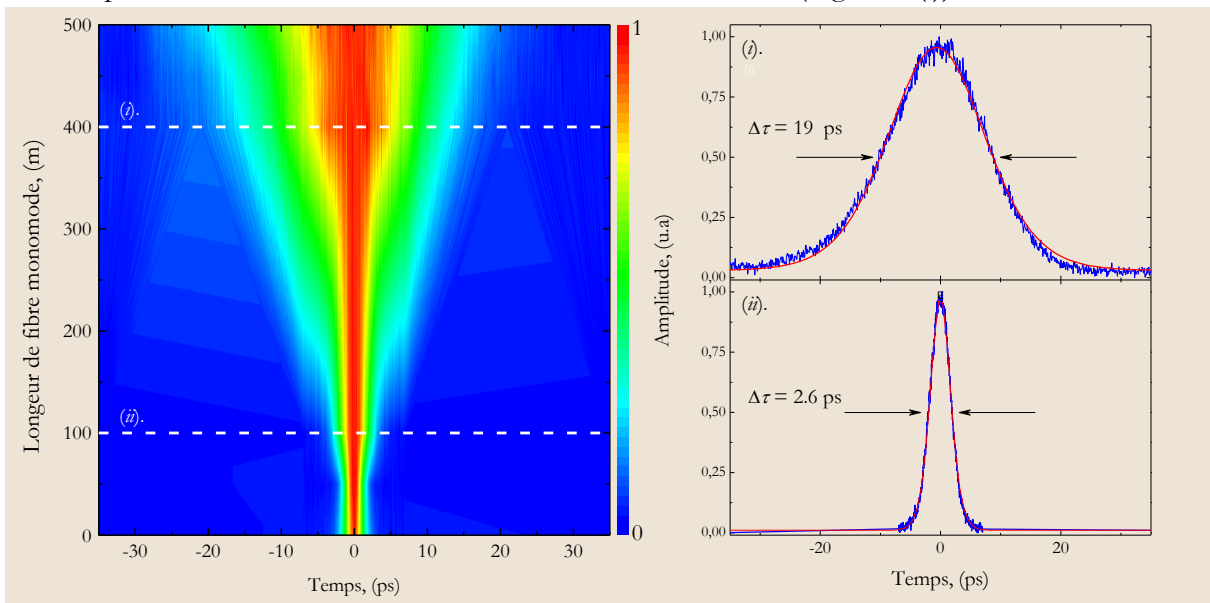
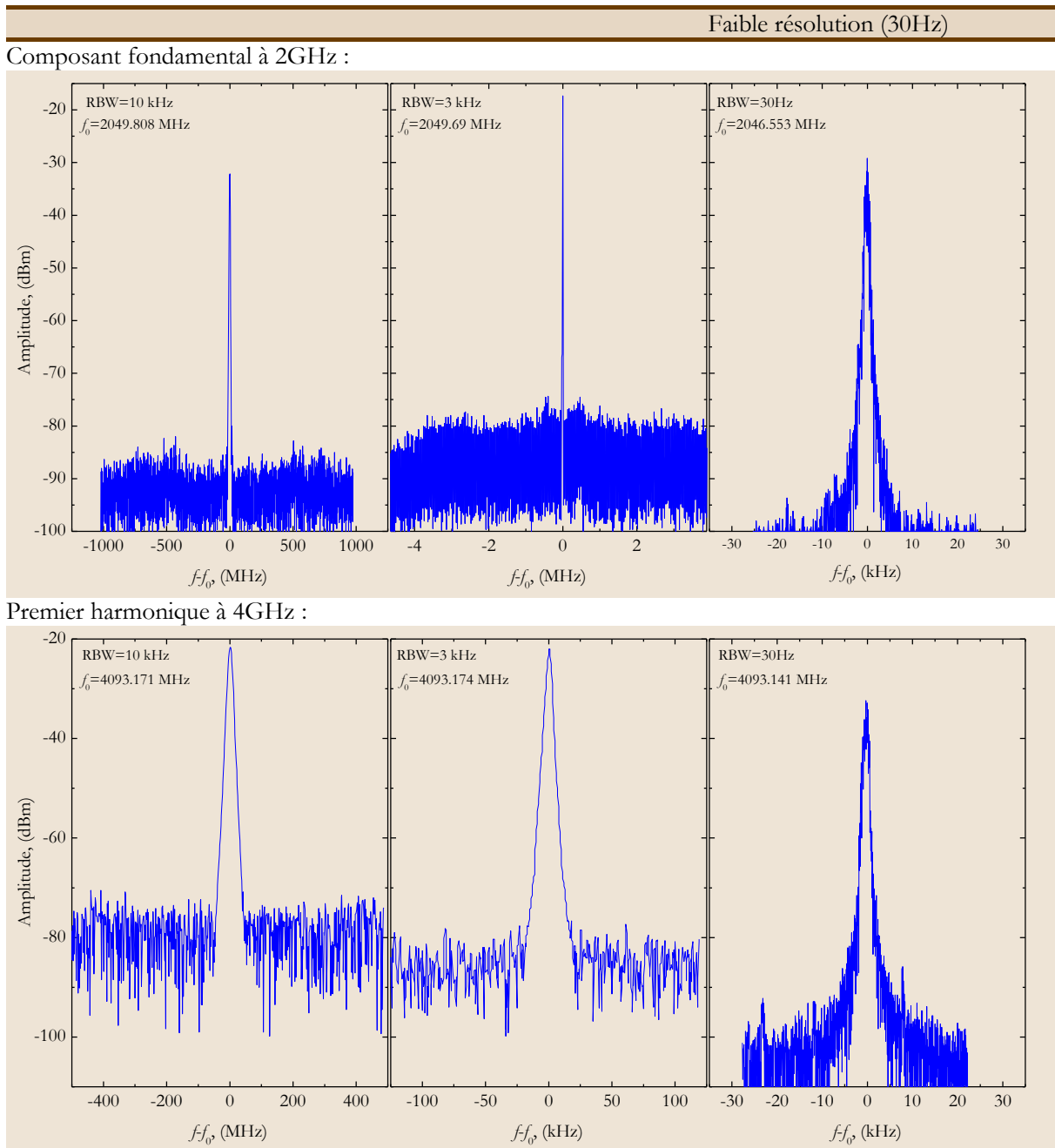


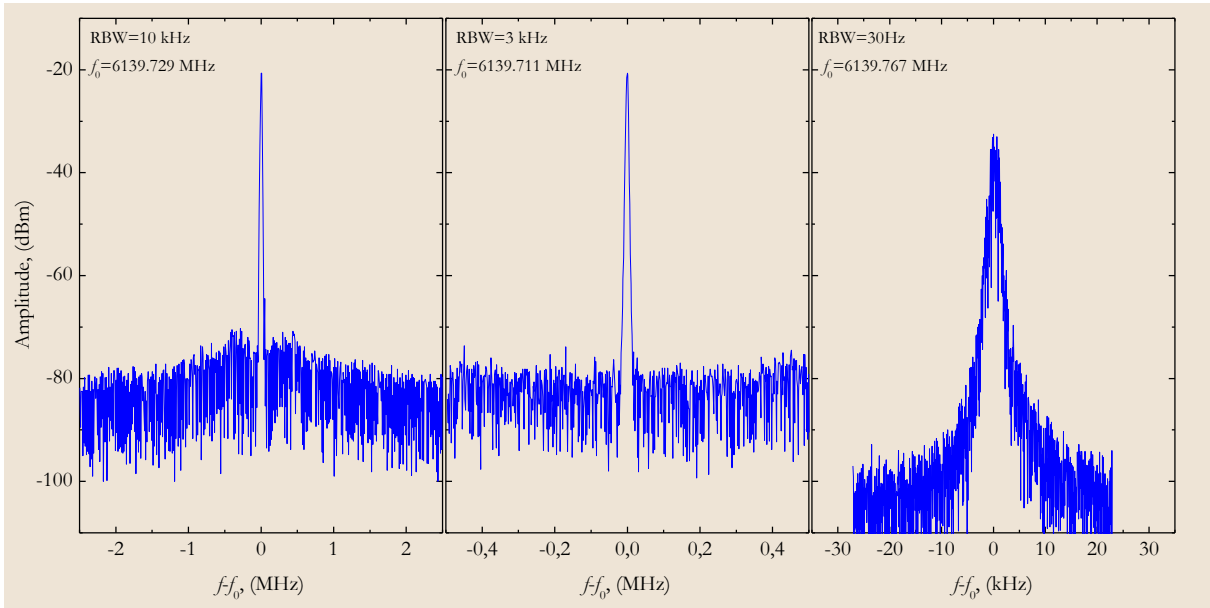
Fig. 4-40 : Variation de la largeur temporelle de l'impulsion en fonction de sa propagation dans une fibre monomode.

La formation d'une impulsion brève dans un VECSEL est présentée dans le paragraphe précédent, le chirp est relié clairement à la qualité de l'impulsion, et peut être étudié à partir de son spectre RF. Nous utilisons une fibre monomode pour étudier la variation de la largeur temporelle avec la propagation dans cette fibre. Le résultat est montré dans la figure (Fig. 4-40) où l'impulsion brève est de largeur temporelle 1.5ps.

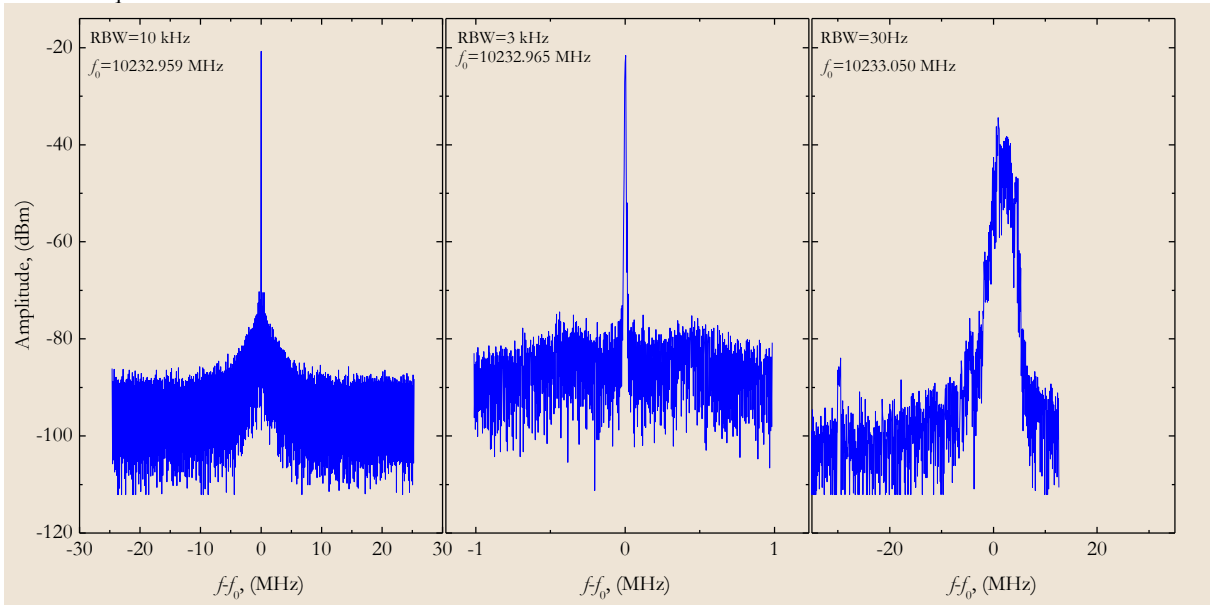
4.7.3.4 Étude de bruit

Nous utilisons la méthode de Von der Linde (§4.5.3) pour étudier le bruit. Nous montrons dans le tableau suivant la composante fondamentale et différents harmoniques pour différentes résolutions.

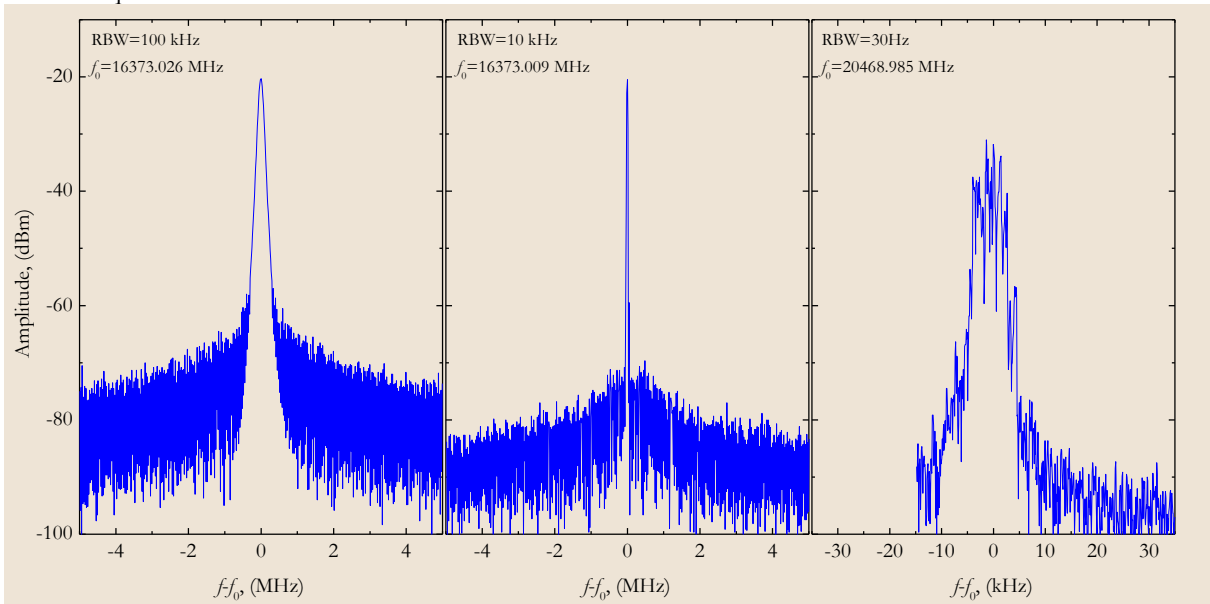




Harmonique no.5 à 10GHz :



Harmonique no.8 à 16GHz :



Harmonique no.10 à 20GHz :

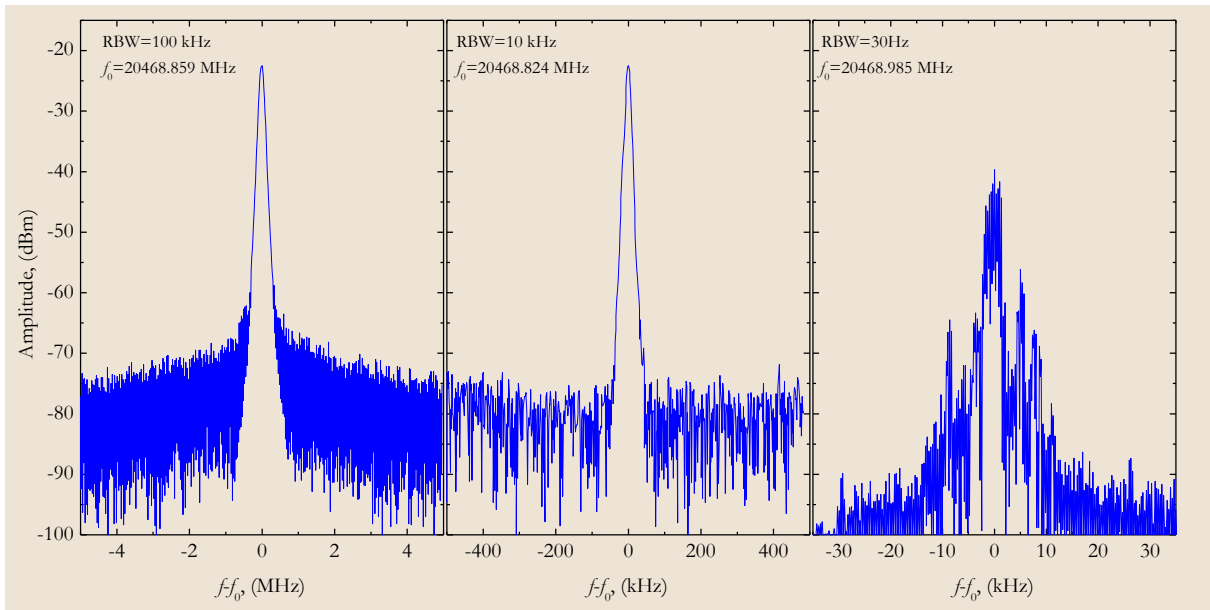


Tableau 4-5 : Les différents harmoniques de la fréquence fondamentale du VESCEL à verrouillage de modes passif.

Nous trouvons que le bruit de phase existe, il est plus marqué avec les harmoniques à haute résolution (par exemple à 20GHz, RBW=100kHz). Pour les harmoniques d'ordre élevé nous remarquons facilement les variations de la fréquence porteuse, à cause des légères variations de la longueur de la cavité laser, ces variations viennent du mécanisme de contrôle de la température de la structure laser. Nous utilisons un Peltier pour garder une température fixe de la structure laser. Avec le pompage optique nous avons un échauffement de la structure, ce qui cause une légère variation de la longueur de la cavité, la cavité devient plus courte. Puis le Peltier abaisse la température, ce qui fait une cavité plus longue. L'effet est directement remarqué sur le spectre RF (harmoniques d'ordre supérieurs).

Nous trouvons que le bruit d'amplitude est très faible, ou plus précisément non détectable dans nos mesures¹⁶.

Nous avons effectué une mesure de la variation de l'amplitude de la composante fondamentale comme présenté dans la figure (Fig. 4-41). Nous vérifions que la plage de 2kHz à 10kHz est plate. Cela vient des petites variations de la fréquence porteuse autour de sa position moyenne. Ce type de bruit peut être supprimé en utilisant un contrôle de la longueur de la cavité, avec un dispositif piézo-électrique[62]. Nous voyons que l'augmentation de puissance de pompage augmente le bruit à basses fréquences, et que le bruit à hautes fréquences devient plus faible. Cela peut s'expliquer de la façon suivante : avec une forte puissance de pompage, nous avons un bon fonctionnement du SESAM, et le verrouillage de modes est stable, avec des impulsions brèves fixes dans le temps, donc un bruit faible à hautes fréquences. Les effets thermiques ont un impact direct aux basses fréquences, cela est clair sur la figure (Fig. 4-41).

¹⁶ L'analyseur de spectre électrique utilisé est : HP-8565E

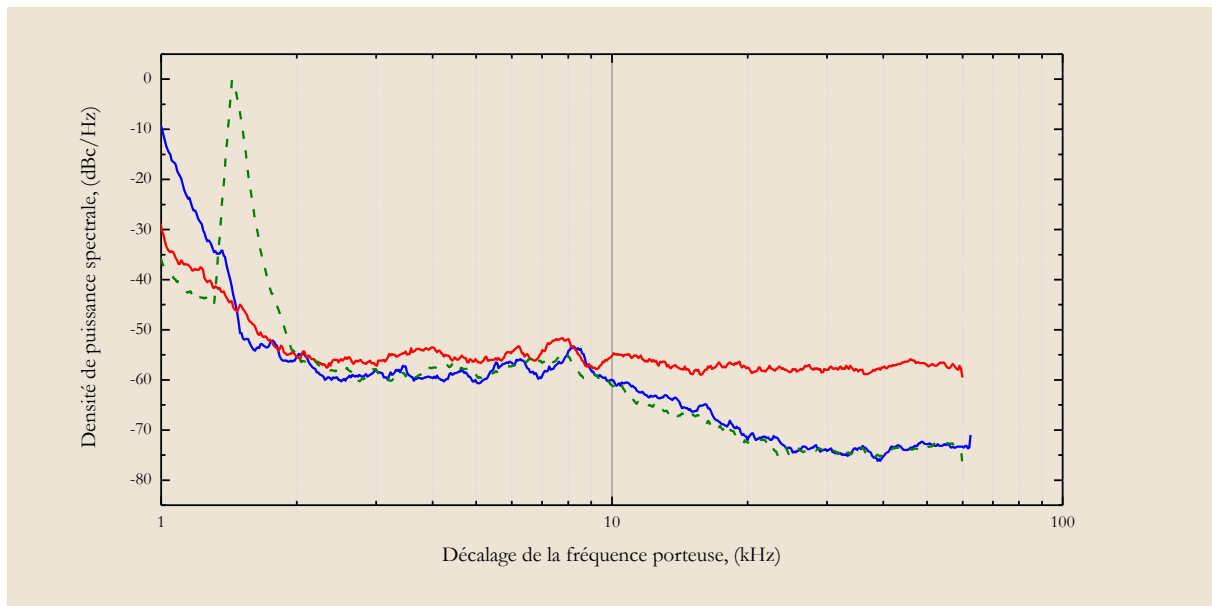


Fig. 4-41 : Bruit de phase, pour trois cas : harmonique fondamental à 2GHz (en rouge), Harmonique fondamental à 2GHz mais avec une puissance de pompage optique plus élevée (en bleu), Le premier harmonique à 4GHz (en vert pointée).

4.8 Conclusions

Nous avons réussi à obtenir un fonctionnement à verrouillage de modes passif, avec deux structures VECSEL différentes, deux SESAMs différents (les deux SESAMs utilisés sont de type anti-résonant avec antireflet).

La compatibilité entre les structures de VECSEL et de SESAM en terme de profondeur de modulation et de longueur d'onde de résonance, a permis d'utiliser une première structure VECSEL avec une structure de SESAM. Les impulsions mesurées à l'aide d'une photodiode rapide et d'un oscilloscope, ont une durée inférieure à 20 ps, et une fréquence de répétition de 2GHz. La largeur de raie à -3dB est inférieure à 10kHz. Elle devrait pouvoir être réduite en éliminant les fluctuations à basse fréquence de la longueur de cavité, au moyen d'une stabilisation active.

La mesure de la largeur temporelle des impulsions avec un autocorrélateur a donné une largeur de 10-15 ps (Largeur à mi-hauteur) à $T=0^{\circ}\text{C}$, le spectre optique a montré que l'impulsion a du chirp. L'utilisation des fibres optiques monomode peut aider à comprimer les impulsions. En variant les longueurs des fibres optiques la largeur temporelle à mi-hauteur est devenue 5 ps, avec une puissance de sortie jusqu'à 7mW.

L'utilisation de la deuxième structure VECSEL améliorée avec une structure de SESAM anti-résonante à un puits quantique, a permis d'obtenir une largeur temporelle de l'impulsion limitée par la transformée de Fourier de $\sim 1.5\text{ps}$ à la température ambiante sans chirp. La largeur de raie à -3dB est inférieure à 400Hz. Ce faible bruit de phase permet d'utiliser ce type de laser dans la technique de l'échantillonnage optique linéaire. Cet axe sera l'objet du chapitre suivant.

4.9 Références

- [1] H. W. Mocker and R. J. Collins, "Mode Competition and Self-Locking Effects in a Q-Switched Ruby Laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7, pp. 270-273, 1965.
- [2] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau, "Self Mode-Locking of Lasers with Saturable Absorbers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 8, pp. 174-176, 1966.
- [3] H. Statz, G. A. DeMars, and C. L. Tang, "Self-Locking of Modes in Lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 38, pp. 2212-2222, 1967.
- [4] V. Z. Morozov, V. V. Nikitin, and A. A. Sheronov, "Self-synchronisation of modes in a GaAs semiconductor injection laser," *JETP Lett.*, vol. 7, pp. 256-258, 1968.
- [5] O. V. Bogdankevich, A. N. Mestvirishvili, A. N. Pechenov, and A. F. Suchkov., "Mode-locking in a semiconductor laser with electronic excitation of an internal nonlinear active medium," *JETP Lett.*, vol. 12, pp. 128-129, 1970.
- [6] H. A. Haus, "Modelocking of Semiconductor Laser Diodes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 20, pp. 1007-1020, 1981.
- [7] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 11, pp. 736-746, 1975.
- [8] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber," *J. Appl. Phys.*, vol. 46, pp. 3049-3058, 1975.
- [9] H. A. Haus, "Parameter Ranges for CW Passive Mode Locking," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 12, pp. 169-176, 1976.
- [10] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 2, pp. 435-453, 1996.
- [11] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, "Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, pp. 46-56, 1999.
- [12] F. X. Kärtner, J. A. d. Au, and U. Keller, "Mode-Locking with Slow and Fast Saturable Absorbers—What's the Difference?," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 4, pp. 159-168, 1998.
- [13] M. A. Holm, P. Cusumano, D. Burns, A. I. Ferguson, and M. D. Dawson, "Mode-locked operation of a diode-pumped, external-cavity GaAs/AlGaAs surface emitting laser," presented at the Conf. Lasers and Electro-Optics, CLEO'99, Washington DC, 1999.
- [14] S. Hoogland, S. Dhanjal, A. C. Tropper, J. S. Roberts, R. Haring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "Passively mode-locked diode-pumped surface-emitting semiconductor laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1135-1137, 2000.
- [15] S. Hoogland, A. Garnache, I. Sagnes, J. S. Roberts, and A. C. Tropper, "10-GHz train of sub-500-fs optical soliton-like pulses from a surface-emitting semiconductor laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 267-269, 2005.
- [16] K. G. Wilcox, Z. Mihoubi, G. J. Daniell, S. Elsmere, A. Quarterman, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. Tropper, "Ultrafast optical Stark mode-locked semiconductor laser," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 2797-2799, 2008.
- [17] C. Hirlimann, "Pulsed Optics," in *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*, C. Rullière, Ed., 2 ed New York: Springer Science+Business Media, Inc., 2005, pp. 25-56.
- [18] S. De Silvestri, P. Laporta, and O. Svelto, "The role of cavity dispersion in CW mode-locked dye lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 20, pp. 533-539, 1984.
- [19] M. Schell, M. Tsuchiya, and T. Kamiya, "Chirp and Stability of Mode-Locked Semiconductor Lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 32, pp. 1180-1190, 1996.
- [20] M. Mathias, G. Uwe, R. Wolfgang, and A. G. S. Gnter Steinmeyer, "Resonant Saturable Absorber Mirrors for Dispersion Control in Ultrafast Lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 43, pp. 174-181, 2007.
- [21] K. Torizuka and M. Yamashita, "Third-order dispersion in a passively mode-locked continuous-wave dye laser," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, pp. 2442-2448, 1991.

- [22] J. A. Armstrong, "Measurement of picoseconds laser pulse width," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 10, pp. 16-18, 1967.
- [23] D. H. Auston, "Measurement of picosecond pulse shape and background level," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 18, pp. 249-251, 1971.
- [24] K. L. Sala, G. A. Kenney-Wallace, and G. E. Hall, "CW Autocorrelation Measurements of picosecond Laser Pulses," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. QE-16, pp. 990-996, 1980.
- [25] Z. A. Yasa and N. M. Amer, "A rapid-scanning autocorrelation scheme for continuous monitoring of picosecond laser pulses," *Opt. Comm.*, vol. 36, pp. 406-408, 1981.
- [26] L. Sarger and J. Oberlé, "How to Measure the Characteristics of Laser Pulses," in *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*, C. Rullière, Ed., 2 ed New York: Springer Science+Business Media, Inc., 2005, pp. 195-222.
- [27] J.-H. Chung and A. M. Weiner, "Ambiguity of Ultrashort Pulse Shapes Retrieved From the Intensity Autocorrelation and the Power Spectrum," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 7, pp. 656-666, 2001.
- [28] H. A. Pike and M. Hercher, "Basis for Picosecond Structure in Mode-Locked Laser Pulses," *J. Appl. Phys.*, vol. 41, pp. 4562-4565, 1970.
- [29] J.-C. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael, and F. Simoni, "Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy," *Appl. Opt.*, vol. 24, pp. 1270-1282, 1985.
- [30] J.-C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomenon: Fundamentals, Techniques and Applications on a Femtosecond Time Scale*. Boston: Academic Press, 1996.
- [31] J. Renaudier, G.-H. Duan, J.-G. Provost, H. Debrégeas-Sillard, and P. Gallion, "Phase Correlation Between Longitudinal Modes in Semiconductor Self-Pulsating DBR Lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 741-743, 2005.
- [32] D. Kuizenga and A. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: Theory," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 6, pp. 694-708, 1970.
- [33] E. M. Garmire and A. Yariv, "Laser Mode-Locking with Saturable Absorbers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. QE-3, pp. 222-226, 1967.
- [34] P. W. Smith, Y. Silberberg, and D. A. B. Miller, "Mode locking of semiconductor diode lasers using saturable excitonic nonlinearities," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, pp. 1228-1236, 1985.
- [35] L. F. Mollenauer and R. H. Stolen, "The soliton laser," *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 13-15, 1984.
- [36] F. X. Kärtner, D. Kopf, and U. Keller, "Solitary-pulse stabilization and shortening in actively mode-locked lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, pp. 486-496, 1995.
- [37] D. J. Kaup, "Perturbation theory for solitons in optical fibers," *Phys. Rev. A*, vol. 42, pp. 5689-5694, 1990.
- [38] F. X. Kärtner and U. Keller, "Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 16-18, 1995.
- [39] R. Paschotta, R. Haring, A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, and U. Keller, "Soliton-like pulse-shaping mechanism in passively mode-locked surface-emitting semiconductor lasers," *Appl. Phys. B*, vol. 75, pp. 445-451, 2002.
- [40] S. T. Cundiff, "Soliton Dynamics in Mode-Locked Lasers," ed, 2005, pp. 183-206.
- [41] A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J. S. Roberts, "Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, pp. 3892-3894, 2002.
- [42] E. J. Saarinen, R. Herda, and O. G. Okhotnikov, "Dynamics of pulse formation in mode-locked semiconductor disk lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, pp. 2784-2790, 2007.
- [43] H. A. Haus, "Mode-Locking of Lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 6, pp. 1173-1185, 2000.
- [44] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, "Ultrashort pulses from the soliton laser," *Opt. Lett.*, vol. 12, pp. 407-409, 1987.
- [45] U. Keller, C. E. Socolich, G. Sucha, M. N. Islam, and M. Wegener, "Noise characterization of femtosecond color-center lasers," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 974-976, 1990.

- [46] H. A. Haus and A. Mecozzi, "Noise of mode-locked lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 29, pp. 983-996, 1993.
- [47] R. Paschotta, "Noise of mode-locked lasers (Part I): numerical model," *Appl. Phys. B*, vol. 79, pp. 153-162, 2004.
- [48] R. Paschotta, "Noise of mode-locked lasers (Part II): timing jitter and other fluctuations," *Appl. Phys. B*, vol. 79, pp. 163-173, 2004.
- [49] B. Drakhlis, "Calculate oscillator jitter by using phase-noise analysis (part 1)," *Microwaves & RF*, vol. 157, 2001.
- [50] R. P. Scott, C. Langrock, and B. H. Kolner, "High-dynamic-range laser amplitude and phase noise measurement techniques," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 7, pp. 641-655, 2001.
- [51] L. A. Jiang, M. E. Grein, S. T. Wong, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Measuring timing jitter with optical cross-correlations," *IEEE J. Quant. Electr.*, 2002.
- [52] D. von der Linde, "Mode-locked lasers and ultrashort light pulses," *Appl. Phys. A: Materials Science & Processing*, vol. 2, pp. 281-296, 1973.
- [53] D. Linde, "Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers," *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, vol. 39, pp. 201-217, 1986.
- [54] E. Cojocaru, T. Julea, and N. Herisanu, "Stability and astigmatic compensation analysis of five- and six- or seven-mirror cavities for mode-locked dye lasers," *Appl. Opt.*, vol. 28, pp. 2577-2580, 1 July 1989.
- [55] K. K. Li, A. Dienes, and J. R. Whinnery, "Stability and astigmatic compensation analysis of five-mirror cavity for mode-locked dye lasers," *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 407-411, 1 February 1989.
- [56] G. Anctil, N. McCarthy, and M. Piché, "Sensitivity of a Three-Mirror Cavity to Thermal and Nonlinear Lensing: Gaussian-Beam Analysis," *Appl. Opt.*, vol. 39, pp. 6787-6798, 2000.
- [57] V. Magni, "Multielement stable resonators containing a variable lens," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 4, p. 1962, 1987.
- [58] R. Häring, R. Paschotta, A. Aschwenden, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "High-power passively mode-locked semiconductor lasers," *IEEE J. Quant. Electr.*, vol. 38, pp. 1268-1275, 2002.
- [59] S. Arahira, S. Kutsuzawa, Y. Matsui, and Y. Ogawa, "Higher order chirp compensation of femtosecond mode-locked semiconductor lasers using optical fibers with different group-velocity dispersions," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.*, vol. 2, pp. 480-486, 1996.
- [60] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3 ed. London: Academic Press, 2001.
- [61] H. Lindberg, M. Sadeghi, M. Westlund, S. Wang, A. Larsson, M. Strassner, and S. Marcinkevičius, "Mode locking a 1550 nm semiconductor disk laser by using a GaInNAs saturable absorber," *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 2793-2795, 2005.
- [62] K. G. Wilcox, H. D. Foreman, J. S. Roberts, and A. C. Tropper, "Timing jitter of 897MHz optical pulse train from actively stabilised passively modelocked surface-emitting semiconductor laser," *Electron. Lett.*, vol. 42, 2006.

CHAPITRE 5

PERSPECTIVE D'APPLICATION : ÉTUDE D'UN DISPOSITIF D'ÉCHANTILLONNAGE OPTIQUE LINÉAIRE

Dans ce chapitre nous décrivons la réalisation et le test d'un dispositif d'échantillonnage tout-optique, mettant en œuvre le principe de l'échantillonnage optique linéaire, et incorporant une source optique d'impulsions brèves. Ce dispositif permettra d'obtenir des diagrammes de l'œil avec une sensibilité attendue de l'ordre de -20dBm de puissance moyenne, sur des signaux porteurs de données à 10Gbit/s, voire 40 Gb/s.

Dans ce chapitre nous présentons le principe de l'échantillonnage optique linéaire, puis le montage expérimental construit, les caractéristiques des composants optiques et électroniques utilisés, les étapes d'alignement, les limites du système, et finalement nous présentons les résultats préliminaires obtenus avec ce système.

Contenu

5.1	Introduction	197
5.2	Principe de l'échantillonnage optique linéaire.....	198
5.3	Le système expérimental	200
5.3.1	Caractéristiques des composants	202
5.3.2	Alignement du système optique.....	203
5.3.3	Limitation du montage expérimental	204
5.3.4	Visualisation d'une séquence à 40Gbit/s	205
5.3.5	Visualisation d'une séquence à 40 Gbit/s échantillonnée.....	206
5.3.6	Conclusion	206
5.4	Références	208

5.1 Introduction

La technique d'échantillonnage permet une mesure de la qualité d'une source de signaux avec une certaine résolution temporelle. Par exemple, une source optique d'intensité $I(t)$ incidente sur un détecteur de réponse $R_{\text{Détecteur}}(t)$, génère un courant électrique $I \otimes R_{\text{Détecteur}}$, où \otimes est le produit de convolution. Si ce courant est échantillonné à l'instant τ par un système avec une réponse $R_{\text{Électronique}}(t)$, les échantillons obtenus sont décrits par $I \otimes R_{\text{Échantillonnage}}(\tau)$, avec $R_{\text{Échantillonnage}}$ la réponse totale de système de mesure complet. Les différentes réponses impliquées dans l'échantillonnage dépendent de la résolution temporelle $\Delta t_{\text{Échantillonnage}}$ et sa largeur spectrale $\Delta \nu_{\text{Échantillonnage}}$. La théorie de Nyquist montre que : pour déterminer la forme temporelle d'un signal par ses échantillons, il faut que le taux d'échantillonnage soit plus de deux fois plus grand que la composante fréquentielle la plus haute du signal (schématisé dans la figure Fig. 5-1(a)). En pratique, les mesures d'échantillonnage sont effectuées à un taux $\delta \nu_{\text{Échantillonnage}}$ très faible. C'est-à-dire avec un signal d'échantillonnage de résolution temporelle plus élevée que le signal à échantillonner, donc le signal à échantillonner est mesuré avec un taux de répétition plus faible. Par exemple, l'échantillonnage optique fonctionne avec un spectre de largeur de l'ordre de 1THz, mais avec un taux d'échantillonnage de l'ordre de 100MHz. Si le signal est périodique, on peut malgré tout déterminer la forme temporelle du signal grâce à l'effet stroboscopique. Par contre dans le cas d'un signal réel portant des données, donc nonpériodique, la collection d'échantillons ne représente pas précisément l'état du signal, mais donne plutôt une description statistique. Les différents cas peuvent être résumés dans la figure (Fig. 5-1).

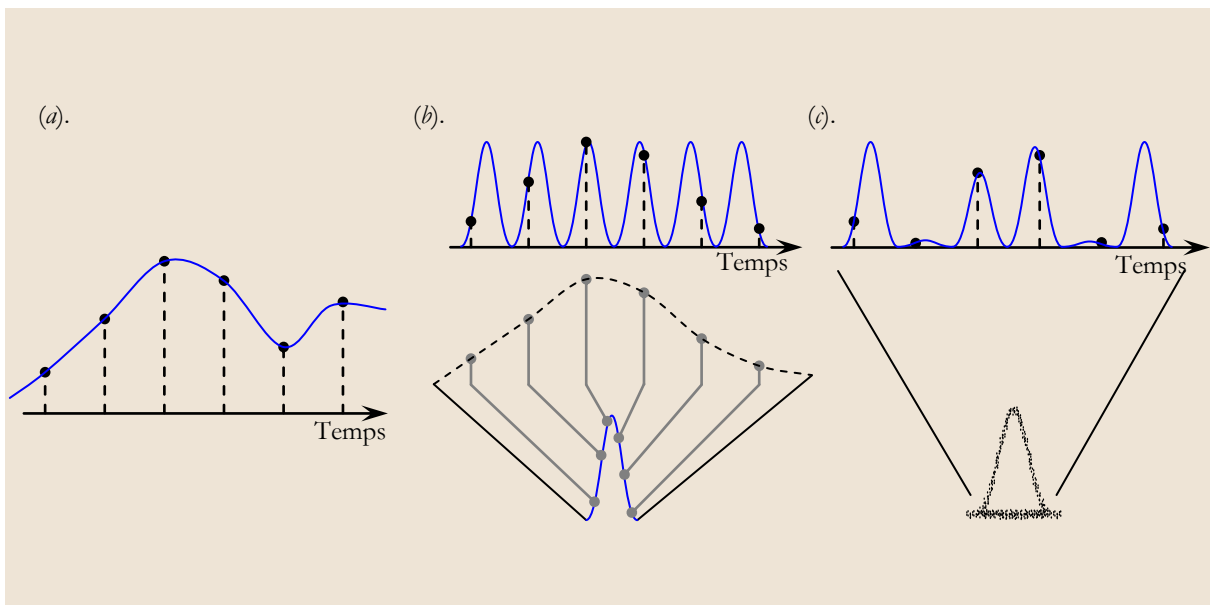


Fig. 5-1 : L'échantillonnage d'un signal : (a). le signal à échantillonner avec plusieurs échantillons, (b). une forme périodique avec un taux d'échantillonnage plus bas que celle du signal à échantillonner : effet stroboscopique, et (c). une forme non périodique avec un taux d'échantillonnage plus faible que celui du signal à échantillonner.

Les techniques de mesure de la forme temporelle des impulsions optiques à très haut taux de répétition sont développées en réponse aux demandes du marché des systèmes de télécommunications. Les techniques d'échantillonnage optique non-linéaire [1-2] permettent d'utiliser les systèmes électroniques des mesures traditionnels. Dans cette famille de techniques des résolutions temporelles très élevées sont obtenues grâce à l'impulsion brève qui forme une fenêtre pour la détection, et un diagramme de l'œil jusqu'à 500 Gb/s a été démontré [3]. Mais cette approche manque de sensibilité à cause de la faible efficacité de la conversion non-linéaire.

Nous utilisons, pour les travaux de cette thèse, une technique basée sur l'échantillonnage optique linéaire cohérent homodyne, qui permet d'obtenir une résolution plus élevée. Il a été démontré qu'il est possible de construire le diagramme de l'œil pour des signaux jusqu'à 107Gb/s[4] même jusqu'à 640 Gb/s[5]. L'échantillonnage optique linéaire est un procédé linéaire. Il a une sensibilité de l'ordre $3 \cdot 10^3 \text{ mW}^2$ qui est meilleure que celles des techniques d'échantillonnage optique non-linéaire $3 \cdot 10^6 \text{ mW}^2$ [6]. Un point très important est que la technique de l'échantillonnage optique linéaire permet de mesurer l'amplitude et la phase des signaux optiques, ce qui donne un moyen de caractérisation en temps réel des impulsions brèves à taux de répétition élevé.

Nous rappelons tout d'abord le principe de l'échantillonnage linéaire puis nous décrivons la mise au point de la première version du démonstrateur. Nous présentons ensuite les premiers résultats obtenus sur la mesure de l'amplitude pour des signaux à NRZ à 40 Gb/s.

Les limites de cette première version sont mentionnées ce qui donnera les pistes à suivre pour la version finale du montage expérimental.

5.2 Principe de l'échantillonnage optique linéaire

Le principe de l'échantillonnage optique linéaire, décrit par C. Dorrer [7-9], repose sur la mesure simultanée des deux quadratures de l'interférence du signal de données et d'un signal d'échantillonnage avec deux récepteurs équilibrés, ce qui permet de prendre en compte la sensibilité à la phase inhérente à l'optique linéaire.

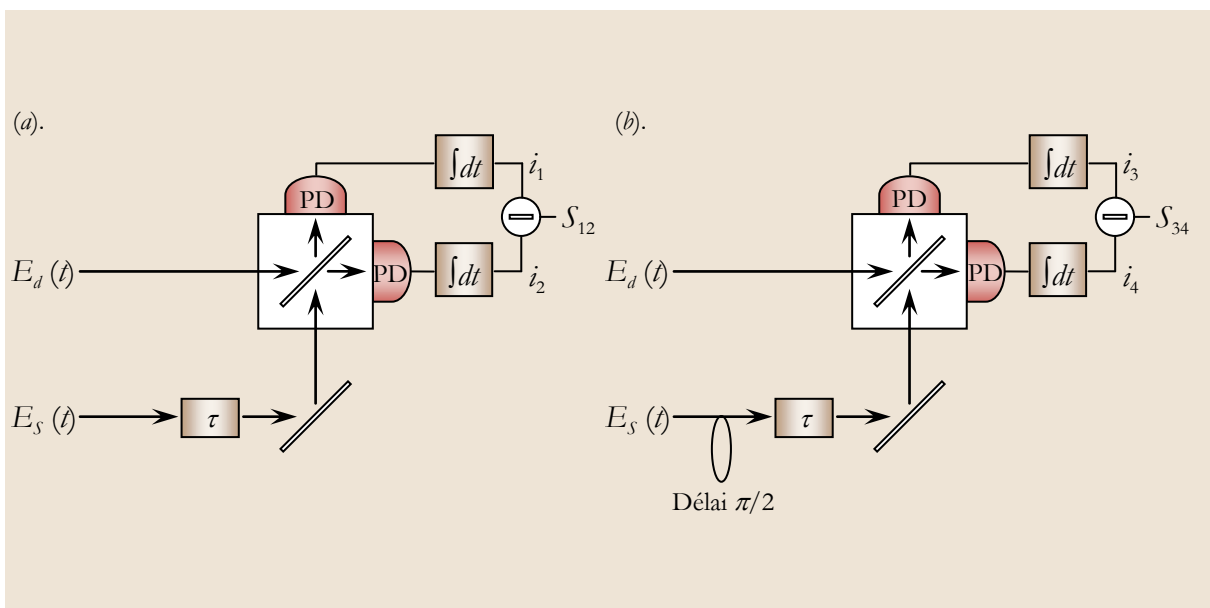


Fig. 5-2 : Principe de l'échantillonnage optique linéaire : (a). Mesure de la partie réelle du signal, (b). Mesure de la partie imaginaire du signal.

Le schéma complet de l'échantillonnage optique linéaire est présenté dans la figure (Fig. 5-3(a)). La phase et l'amplitude d'un signal de données (décrit par le champ électrique $E_D(t)$), sont mesurées grâce à leur interférence avec deux signaux venant du signal d'échantillonnage $E_S(t)$. Dans la partie gauche du schéma, le détecteur équilibré mesure l'interférence du signal de données avec le signal d'échantillonnage $\text{Re}[E_S^*(t) \cdot E_D(t)]$. L'impulsion d'échantillonnage est retardée d'une phase de $\pi/2$ avant l'interférence avec le signal de données, dans la partie droite du schéma. Cette branche mesure le signal d'interférence $\text{Im}[E_S^*(t) \cdot E_D(t)]$. Ces mesures permettent donc de déterminer complètement la quantité complexe $E_S^*(t) \cdot E_D(t)$. Une caractérisation à résolution temporelle élevée est possible en utilisant des impulsions ultra-courtes pour l'échantillonnage.

Nous pouvons décrire le champ électrique du signal d'échantillonnage par l'équation :

$$E_S(t) = \sum_m E_m \cdot e^{i(\omega_{S,m}t + \phi_m)} : \omega_{S,m} = \frac{2\pi m}{T_S} + \alpha \quad (1.1)$$

où $\omega_{S,m}$ est la fréquence angulaire centrale du mode, T_S est la période de l'impulsion d'échantillonnage, E_m et ϕ_m sont l'amplitude et la phase du mode m , le paramètre α décrit le décalage de la fréquence porteuse (CEO)¹ [10], où $0 < \alpha < 2\pi/T_S$.

Il est possible de décomposer l'impulsion d'échantillonnage avec une enveloppe qui varie lentement autour d'une fréquence porteuse $\omega_{SC} = 2\pi m_0/T_S$ par :

$$E_S(t) = \left[\sum_m E_m \cdot e^{i((\omega_{S,m} - \omega_{SC})t + \phi_m)} \right] e^{i\omega_{SC}t} \equiv \left[\sum_m E_m \cdot e^{i\left(\frac{2\pi(m-m_0)}{T_S}t + \phi_m\right)} \right] e^{i\omega_{SC}t} \quad (1.2)$$

L'enveloppe qui varie lentement est périodique avec T_S . Cette expression peut être réécrite en introduisant une fonction complexe $\varepsilon_S(t)$ pour une seule impulsion :

$$E_S(t) = \sum_l \varepsilon_S \cdot (t - l \cdot T_S) \cdot e^{i\omega_{SC}t} \quad (1.3)$$

Le train des impulsions de données est supposé périodique, d'une période T_D également sous la forme :

$$E_D(t) = \sum_l \varepsilon_D \cdot (t - l \cdot T_D) \cdot e^{i(\omega_D t + \phi_{D0})} \quad (1.4)$$

où $\varepsilon_D(t)$ est l'enveloppe lentement variable d'une seule impulsion, ω_D est la fréquence porteuse, ϕ_{D0} est la phase initiale (constante), et T_D est la période de l'impulsion de données. Pour étudier l'enveloppe complexe du signal de données, il faut que sa période soit légèrement différente de la période du signal d'échantillonnage, pour que les différentes impulsions d'échantillonnage soient à différentes positions dans l'impulsion de données (comme présenté dans la figure Fig. 5-3(b)), avec les pics des impulsions supposés alignés à $t=0$. Le décalage $t_0(k)$, pour l'impulsion k d'échantillonnage est donné par :

$$t_0(k) = \left[\left(kT_S + \frac{T_D}{2} \right) \bmod T_D \right] - \frac{T_D}{2} \quad (1.5)$$

L'enveloppe, mesurée pour l'impulsion k par un détecteur lent, est donnée par :

$$\begin{aligned} \chi(k) &= \int_{(k-0.5)T_S}^{(k+0.5)T_S} E_S^*(t) \cdot E_D(t) \cdot dt \\ &= \int_{(k-0.5)T_S}^{(k+0.5)T_S} \varepsilon_S(t - k \cdot T_S)^* \cdot \varepsilon_D(t - k \cdot T_S + t_0(k)) e^{i((\omega_D - \omega_{SC})t + \phi_{D0})} \cdot dt \end{aligned} \quad (1.6)$$

Si la fréquence porteuse du signal de données est placée près d'un mode du spectre du signal d'échantillonnage (Fig. 5-3(c)), où $\omega_D = \omega_{S,n} + \Delta\Omega$, avec $\Delta\Omega$ le décalage de la fréquence porteuse, l'équation (1.6) peut être réécrite :

$$\begin{aligned} \chi(k) &= \int_{(k-0.5)T_S}^{(k+0.5)T_S} \varepsilon_S(t - k \cdot T_S)^* \cdot \varepsilon_D(t - k \cdot T_S + t_0(k)) e^{i((\omega_{S,n} - \omega_{SC})t + \Delta\Omega t + \phi_{D0})} \cdot dt \\ &= e^{i\phi_{D0}} \int_{-0.5T_S}^{+0.5T_S} \varepsilon_S(t')^* \cdot \varepsilon_D(t' + t_0(k)) e^{i\left(\frac{2\pi(n-m_0)}{T_S}t'\right)} \cdot e^{i\Delta\Omega(t' + kT_S)} \cdot dt \\ &= e^{i\phi_{D0}} \cdot e^{i\Delta\Omega \cdot kT_S} \int_{-0.5T_S}^{+0.5T_S} \varepsilon_S(t')^* \cdot \varepsilon_D(t' + t_0(k)) e^{i\omega t'} \cdot dt' \end{aligned} \quad (1.7)$$

¹ Le terme anglais « Carrier-envelope-offset ».

où $\Delta\omega = \omega_D - \omega_{SC}$, et $\exp[i(2\pi(n-m_0)/T_S) \cdot kT_S] = 1$. En supposant que la largeur temporelle de l'impulsion d'échantillonnage (Δt_S) est beaucoup plus courte que le signal de données (Δt_D), alors l'enveloppe et la phase de l'impulsion de données est constante pendant l'échantillonnage, donc l'équation (1.7) devient :

$$\begin{aligned} \chi(k) &= \varepsilon_D(t_0(k)) \cdot e^{i\phi_{D0}} \cdot e^{i\Delta\Omega \cdot kT_S} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_S(t')^* \cdot e^{i\Delta\omega t'} \cdot dt' \quad (\text{Pour } \Delta t_S \ll \Delta t_D) \\ &= \varepsilon_D(t_0(k)) \cdot e^{i\phi_{D0}} \cdot \varepsilon_S(\Delta\omega) \cdot e^{i\Delta\Omega \cdot kT_S} \end{aligned} \quad (1.8)$$

où $\varepsilon(\omega)$ est la transformée de Fourier de l'enveloppe lentement variable $\varepsilon_S(t)$. La dernière équation est l'équation fondamentale de la procédure de l'échantillonnage optique linéaire.

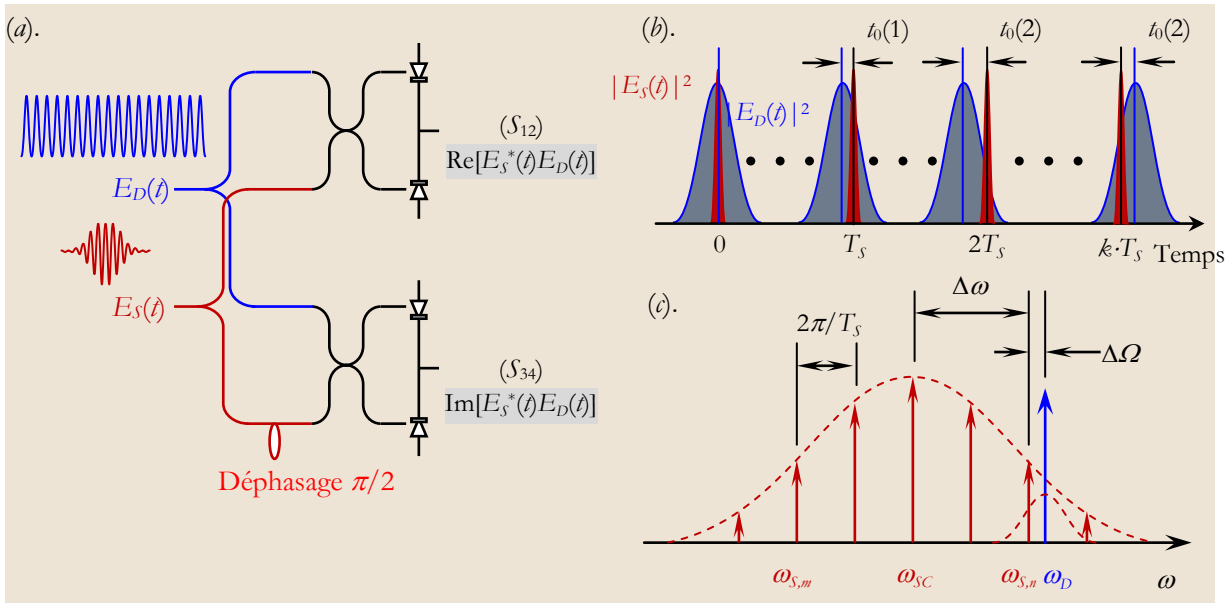


Fig. 5-3 : (a).Schéma de l'échantillonnage optique linéaire, le signal de données $E_D(t)$ et le signal d'échantillonnage ont la même polarisation, (b). le décalage dans le domaine temporel des impulsions d'échantillonnage (rouge), et les impulsions de donnée (bleu), (c).schéma des spectres optiques des impulsions des données et de signal d'échantillonnage, $\omega_{SC} = 2\pi\nu_{SC}$ est la fréquence central pour le signal d'échantillonnage, ω_D est le centre du spectre de signal des données, $\Delta\Omega$ est le décalage de fréquence porteuse, qui présente la différence entre la fréquence du signal de données et le mode le plus proche de signal d'échantillonnage ; $\Delta\omega$ est le désaccord de la fréquence porteuse, qui présente la différence entre le centre du spectre de signal de données et le signal d'échantillonnage.

Il y a plusieurs conclusions importantes que nous pouvons tirer de l'équation (1.8) :

- 1- Le décalage de la fréquence porteuse ne joue pas un rôle dans la mesure de l'enveloppe du signal de données. C'est parce que l'effet de l'échantillonnage optique linéaire est proportionnel à l'interférence entre les deux fréquences porteuses. Cette interférence dépend du désaccord des fréquences $\Delta\omega$. Ceci est vérifié par l'absence du paramètre α dans l'équation (1.8).
- 2- Dans le cas où il y a un décalage de fréquence porteuse $\Delta\Omega$, une erreur de mesure de phase de signal mesure va être introduite. Il est possible de corriger cette erreur en utilisant un schéma de correction par programmation du logiciel d'acquisition et de traitement des données.
- 3- L'amplitude du signal mesuré $\sim |\chi(k)|^2$ est proportionnelle à la puissance de la densité spectrale de l'impulsion d'échantillonnage à la fréquence porteuse de signal de données[11].

5.3 Le système expérimental

L'échantillonnage est obtenu en effectuant une interférence entre le champ électrique du signal de données $E_D(t)$ et le champ électrique d'une impulsion $E_S(t)$ d'une part, et d'autre part par cette même

impulsion dont la phase a été décalée de $\pi/2$ (voir figure 1). La lecture de ces deux signaux $S_{12}(t)$ et $S_{34}(t)$ permet la reconstitution du signal de données.

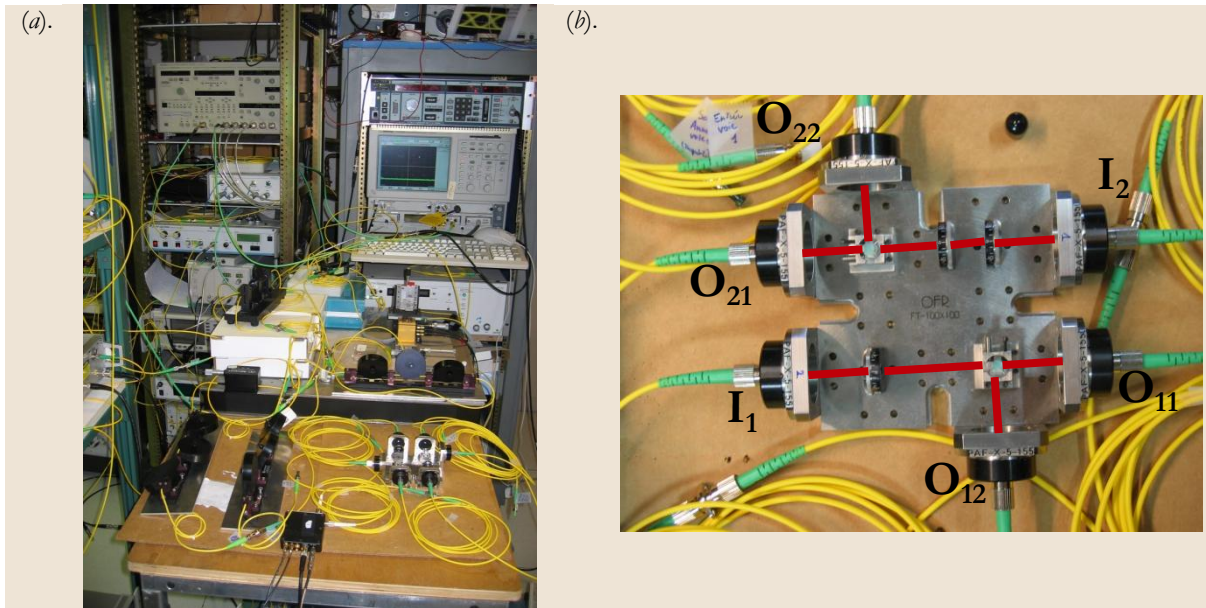


Fig. 5-4 : Photos du montage expérimental. (a). vue d'ensemble, (b). vue de la partie en optique libre, à noter le sens de trajet optique opposé pour chaque bras (I vers O).

Le principe retenu est un montage basé sur des interféromètres à trajet commun où les deux signaux considérés sont multiplexés en polarisation (comme c'est présenté dans la figure (Fig. 5-4). Après contrôle de la polarisation et mélange des données et de la source locale d'échantillonnage dans un coupleur deux vers deux, les deux sorties du coupleur sont propagées dans deux interféromètres distincts présentant un déphasage relatif de $\pi/2$ pour mesurer simultanément les deux quadratures du signal. Dans chaque interféromètre, l'interférence entre les données et la source locale est détectée par un récepteur équilibré au moyen d'un séparateur de polarisation. Les signaux électriques issus des deux récepteurs sont alors traités par une carte de conversion analogique-numérique pilotée par ordinateur.

La source impulsionnelle retenue pour le montage expérimental est un laser à fibre dopée Er à verrouillage de modes dont la fréquence de répétition, de 10 MHz, constitue la fréquence d'échantillonnage. Les deux interféromètres sont réalisés avec des éléments en espace libre avec des lames demi-onde et quart d'onde (pour le déphasage relatif) et des cubes séparateurs de polarisation. Les pertes d'insertion au niveau de la partie en optique libre sont entre 3 et 4.5 dB pour chaque bras. La longueur des fibres menant aux récepteurs a été ajustée pour égaliser les trajets lumineux et éviter les déphasages dus à une différence de chemin parcouru. Les deux récepteurs équilibrés ont été caractérisés en transmission vectorielle et présentent une bande passante de 900 MHz. La carte de conversion analogique-numérique sélectionnée est la PCI-5122 de National Instruments, de bande passante 100 MHz (10 fois supérieure à la fréquence d'échantillonnage optique), de dynamique 25 dB et de sensibilité 2 mV.

Les sources impulsionnelles et de données, ainsi que l'horloge externe et le signal de déclenchement de la carte de conversion analogique-numérique, sont asservis à un oscillateur local de 10 MHz, pour qu'ils soient tous en phase.

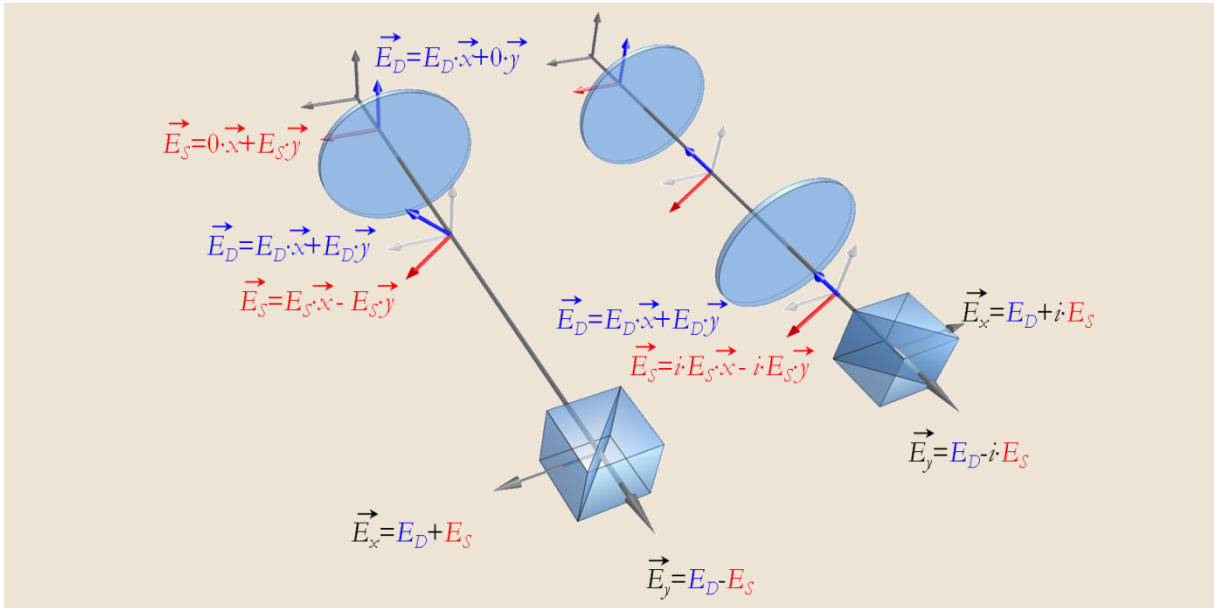


Fig. 5-5 : Évolution de la polarisation des signaux.

L'évolution de la polarisation des signaux est montrée dans la figure (Fig. 5-5) Les champs électriques $E_D(t)$ et $E_S(t)$ sont réglés de telle sorte que leur polarisation rectiligne soit alignée respectivement selon les axes y et x (voir figure 2). Après passage par une lame demi-onde, les champs électriques s'écrivent :

$$\begin{cases} E_D = E_D \cdot \vec{x} + E_D \cdot \vec{y} \\ E_S = E_S \cdot \vec{x} - E_S \cdot \vec{y} \end{cases} \quad (1.9)$$

Sur la première voie, nous obtenons en sortie du cube séparateur de polarisation, les champs électriques $\frac{1}{2}(E_D(t) - E_S(t))$ et $\frac{1}{2}(E_D(t) + E_S(t))$. Ceux-ci sont détectés par un récepteur équilibré.

Une lame quart d'onde ajoute un décalage de $\pi/2$ entre les deux composantes de l'interférence, ce qui permet d'obtenir sur la deuxième voie :

$$\begin{cases} E_D = E_D \cdot \vec{x} + E_D \cdot \vec{y} \\ E_S = i \cdot E_S \cdot \vec{x} - i \cdot E_S \cdot \vec{y} \end{cases} \quad (1.10)$$

En sortie du cube séparateur de polarisation, on a $\frac{1}{2}(E_D(t) - i \cdot E_S(t))$ et $\frac{1}{2}(E_D(t) + i \cdot E_S(t))$.

En faisant la somme des carrés de $S_{12}(t)$ et $S_{34}(t)$, nous reconstituons le signal de données $S(t)$.

5.3.1 Caractéristiques des composants

Nous intéressons aux qualités optiques des éléments optiques utilisés, puis nous caractérisons les détecteurs équilibrés pour vérifier leur fonctionnement avec des sources modulées. Le résultat de leur caractérisation est montré dans la figure (Fig. 5-6).



Fig. 5-6 : Caractérisation de la bande passante des photodiodes équilibrées.

Nous trouvons que la bande passante est jusqu'à 800 MHz, ce qui permet d'utiliser ces détecteurs dans les tests d'échantillonnage optique.

5.3.2 Alignement du système optique

Les polarisations des signaux de données et d'échantillonnage doivent être mises dans la configuration de la figure (Fig. 5-7). L'ajustement des polarisations s'effectue à l'aide des contrôleurs de polarisation.

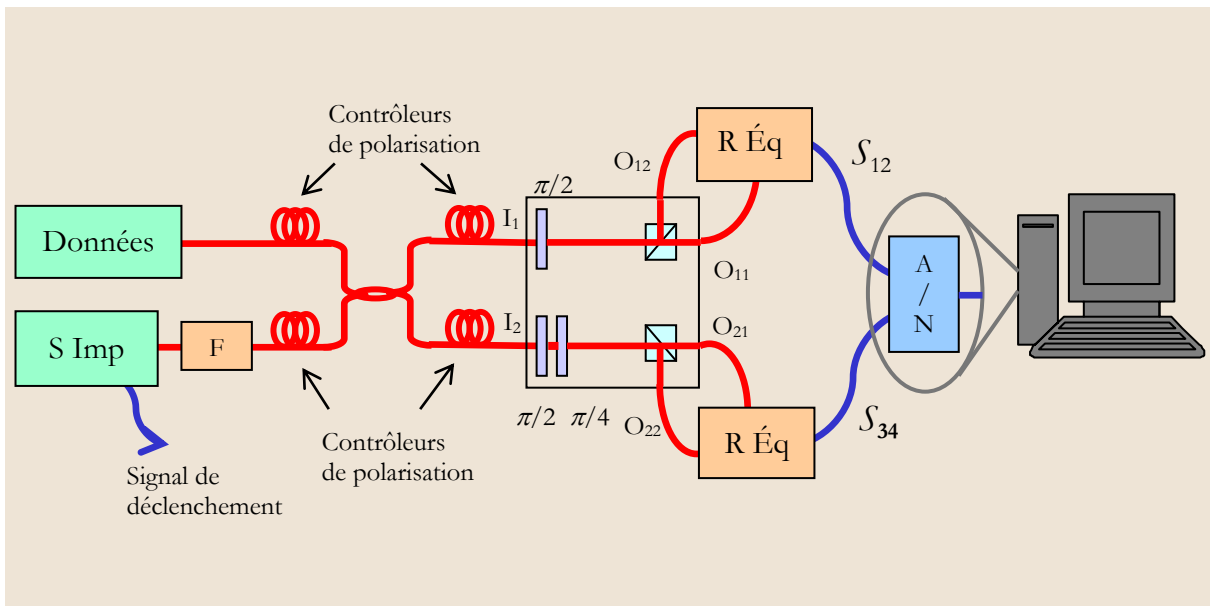


Fig. 5-7 : Schéma du montage expérimental d'échantillonnage optique linéaire : Données : Source de données, S Imp : Source impulsionnelle, F : Filtre, R Éq : Récepteur équilibré, A/N : Convertisseur analogique-numérique.

Tout d'abord, la source impulsionnelle seule est réglée. La puissance sur la sortie O_{i1} (i soit 1 ou 2 suivant la voie) est maximisée pour une polarisation selon y . En pratique, on minimise la polarisation sur la sortie O_{i2} , que l'on peut lire sur l'oscilloscope en mettant un cache devant la sortie O_{i1} .

Ensuite, la source à échantillonner seule est réglée. La puissance sur la sortie O_{i2} est maximisée pour une polarisation selon x . En pratique, on minimise la polarisation sur la sortie O_{i1} en mettant un cache devant la sortie O_{i2} .

Nous avons mesuré les pertes d'insertion venant des différents éléments, les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

LPN	$I_i \rightarrow O_{i1}$	$I_i \rightarrow O_{i2}$	Extinction du cube
Voie 1	6.1 dB \rightarrow	6.5 dB	14 dB
Voie 2	7.4 dB	7.0 dB	14 dB

Tableau : Résultats de mesure des pertes d'insertion et du taux d'extinction du cube pour chaque voie.

En présence des deux sources dont la polarisation a été réglée au préalable, on place des lames demi-onde telles que la puissance sur chaque bras soit égale. En pratique, nous annulons le signal détecté par chaque photodiode équilibrée (angle de 22.5° par rapport aux cubes); nous pouvons vérifier l'égalité en valeur absolue des amplitudes en mettant successivement un cache devant chaque bras. Sur l'une des voies, on ajoute une lame quart d'onde (angle de 45° par rapport aux cubes) pour induire un déphasage de $\pi/2$ entre les champs électriques des signaux de données et d'échantillonnage.

5.3.3 Limitation du montage expérimental

Mise à part la dérive de l'état de polarisation des sources optiques, les limitations sur la durée d'acquisition du signal relèvent de la stabilité spectrale relative des deux sources entre elles et de la stabilité fréquentielle des sources radiofréquence (RF).

5.3.3.1 Dérive relative des longueurs d'onde

Les deux sources présentent une dérive relative en longueur d'onde qui engendre un glissement du battement de modes dans le domaine RF, observable à l'analyseur de spectre électrique (voir Fig. 5-8). Pour y remédier, la source impulsionnelle pourrait être asservie en longueur d'onde par rapport à celle de données.

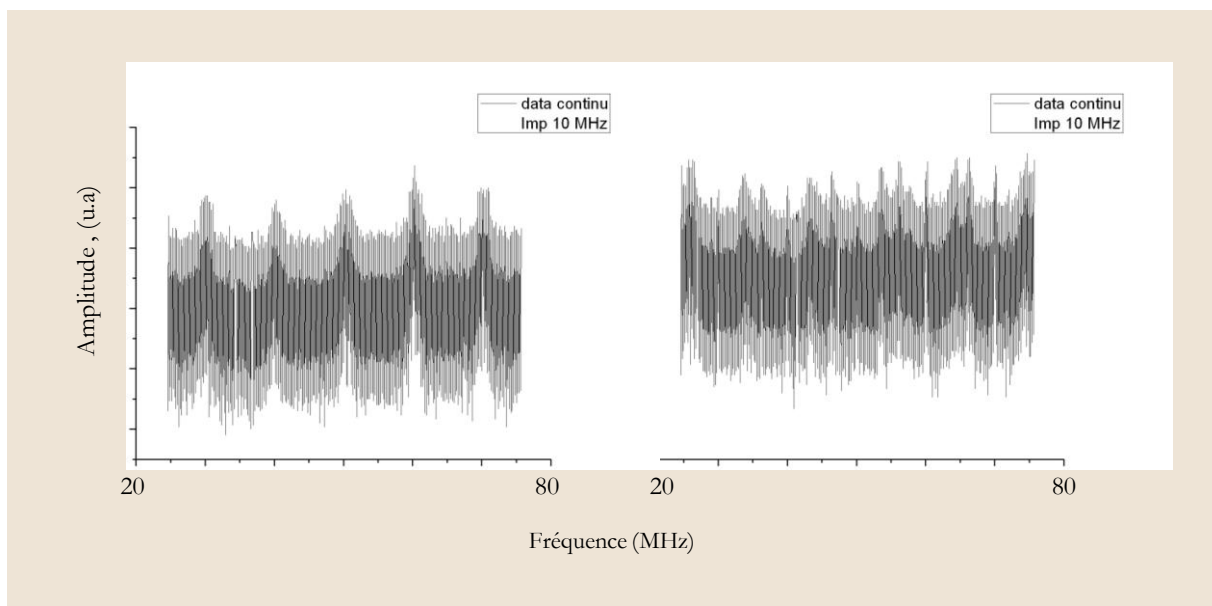


Fig. 5-8 : Glissement du battement de modes dû à l'absence d'asservissement en longueur d'onde des sources de données et d'échantillonnage. Les deux spectres ont été mesurés à quelques fractions de seconde d'écart sur un analyseur de spectre électrique.

Cette dérive en longueur d'onde s'observe aussi sur les données acquises avec la carte d'acquisition NI-PCI5122 (Fig. 5-7). La courbe en bleu correspond au signal de la partie réelle, issu de la voie 0 (lame demi-onde uniquement). La courbe en rouge correspond au signal de la partie imaginaire, issu de la voie 1 (lames demi-onde et quart d'onde). Nous observons le déphasage de $\pi/2$ entre les signaux. La dérive entre les deux sources laser s'observe par la variation temporelle des signaux ici pris à des instants différents.

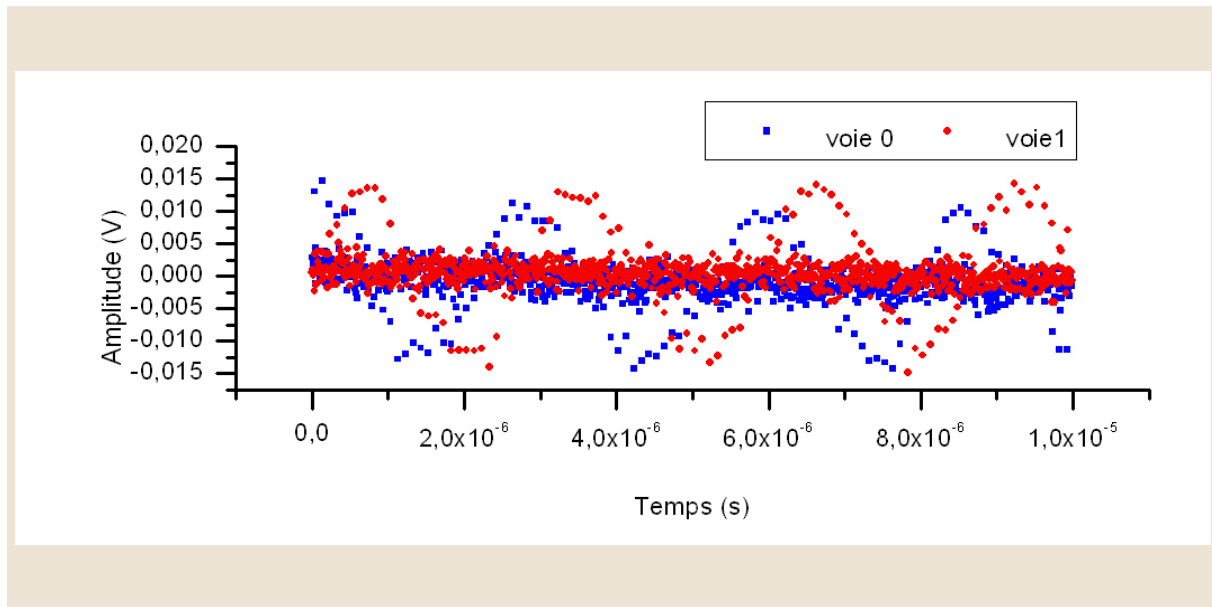


Fig. 5-9 : Dérive temporelle de la variation des signaux mesurés sur chaque voie. Les deux graphes ont été mesurés à différents instants.

5.3.3.2 Dérive temporelle rapide relative des échantillons

L'asservissement du taux d'échantillonnage de la source impulsionnelle est effectué en fréquence, par un oscillateur local à 10 MHz. L'asservissement se fait dans l'espace des fréquences sans contrôle de la position temporelle de l'impulsion.

5.3.3.3 Dérive temporelle lente relative des échantillons

La stabilité en fréquence des signaux d'échantillonnage f_0 et à échantillonner f_s est de l'ordre de 10^{-9} . Cela induit une dérive de la différence de fréquence $\Delta f = (f_s - N f_0) \bmod f_0$. Cette dérive, d'autant plus importante que Δf est faible, se traduit par une dérive temporelle relative $\theta(t)$ des échantillons. La durée d'acquisition devra être plus faible que $\theta(t)$. Par exemple : $f_s = 40$ GHz, $\Delta f \geq 40$ kHz, $\theta(t) < 1/\Delta f$.

5.3.4 Visualisation d'une séquence à 40Gbit/s

Une séquence numérique 11010000 a été visualisée avec le montage. Sur la figure (Fig. 5-10) à gauche, la séquence numérique est visualisée sur un oscilloscope numérique rapide de bande passante plus grande que 43 GHz. À droite, cette même séquence est vue à travers l'échantillonneur optique linéaire sur un oscilloscope analogique.

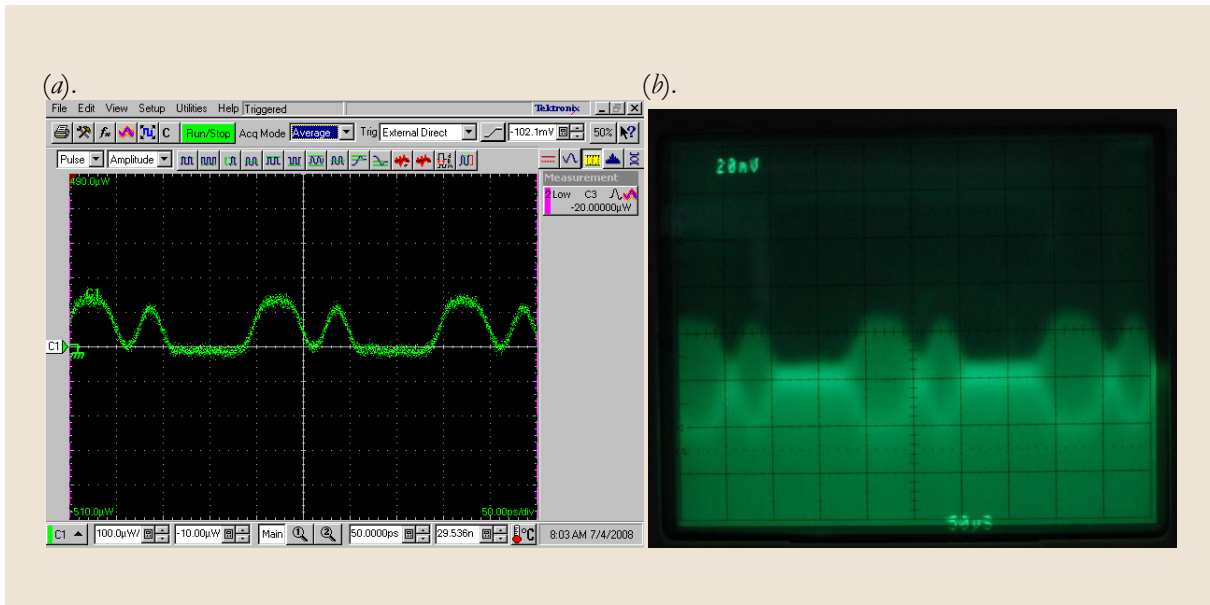


Fig. 5-10 : Visualisation d'une séquence numérique à 40 Gbit/s (a). directement sur un oscilloscope rapide, (b). par le montage sur un oscilloscope analogique.

5.3.5 Visualisation d'une séquence à 40 Gbit/s échantillonnée

Le signal à 40Gbit/s à échantillonner correspond à la même séquence 11010000 qu'au paragraphe précédent. Celle-ci est ici visualisée avec l'interface Labview via la carte d'acquisition. Sur la figure (Fig. 5-11(a)), nous présentons les points d'échantillonnage issus des deux voies S_{12} et S_{34} . La figure (Fig. 5-11(b)) illustre le résultat du traitement affiché sur l'écran de l'ordinateur et reconstituant l'enveloppe de la séquence.

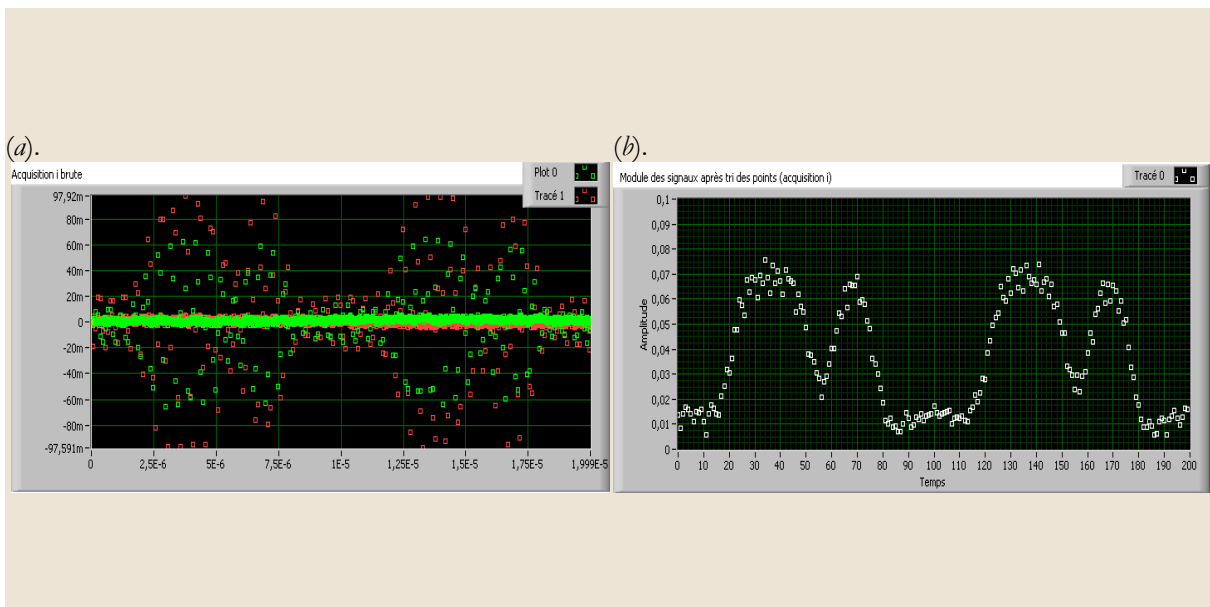


Fig. 5-11 : Visualisation d'une séquence numérique à 40 Gbit/s; (a). acquisition brute des points d'échantillonnage, (b). à droite le signal reconstitué sur la base de temps équivalente.

5.3.6 Conclusion

Les mesures effectuées sur le banc d'échantillonnage optique linéaire ont permis d'identifier certaines limitations du montage. Les deux sources présentent une dérive relative en longueur d'onde qui engendre un glissement du battement de modes dans le domaine RF, observable à l'analyseur de

spectre électrique. Pour y remédier, la source impulsionnelle pourrait être asservie en longueur d'onde par rapport à celle de données. La résolution temporelle du montage a été validée par la visualisation d'une séquence NRZ à 40 Gbit/s.

5.4 Références

- [1] S. Kawanishi, T. Yamamoto, M. Nakazawa, and M. M. Fejer, "High sensitivity waveform measurement with optical sampling using quasi-phasematched mixing in LiNbO₃ waveguide," *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 842-844, 2001.
- [2] S. Nogiwa, H. Ohta, Y. Kawaguchi, and Y. Endo, "Improvement of sensitivity in optical sampling system," *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 917-918, 1999.
- [3] J. Li, M. Westlund, H. Sunnerud, B. Olsson, M. Karlsson, and P. A. Adnrekson, "0.5-Tb/s eye-diagram measurement by optical sampling using XPM-induced wavelength shifting in highly nonlinear fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp. 566-568, 2004.
- [4] P. J. Winzer, G. Raybon, C. R. Doerr, M. Duelk, and C. Dorrer, "107-Gb/s Optical Signal Generation Using Electronic Time-Division Multiplexing," *J. Lightwave Technol.*, vol. 24, p. 3107, 2006.
- [5] C. Dorrer, C. R. Doerr, I. Kang, R. Ryfand, and P. J. Winzer, "High-sensitivity high-resolution sampling using linear optics and waveguide optical hybrid," in *OFC*, 2004, p. PDP18.
- [6] I. Kim, C. Kim, and G. Li, "Requirements for the sampling source in coherent linear sampling," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 2723-2730, 2004.
- [7] C. Dorrer, D.C.Kilper, H.R.Stuart, and G. Raybon, "Ultra sensitive optical sampling by coherent linear detection," *Optical Society of America*, p. 3, 2002.
- [8] C. Dorrer, D. C. Kilper, H. R. Stuart, G. Raybon, and M. G. Raymer, "Linear Optical Sampling," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 1746-1748, December 2003.
- [9] C. Dorrer, "Monitoring of Optical Signals From Constellation Diagrams Measured With Linear Optical Sampling," *J. Lightwave Technol.*, vol. 24, p. 313, 2006.
- [10] S. T. Cundiff, "Phase stabilization of ultrashort optical pulses," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 35, pp. R43-R59, 2002.
- [11] C. Dorrer, J. Leuthold, and C. R. Doerr, "Direct measurement of constellation diagrams of optical sources," in *OFC*, 2004, p. PDP33.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

1. Conclusions

L'objectif du travail présenté dans ce manuscrit a été d'étudier des composants semiconducteurs pour les lasers à émission par la surface en cavité verticale externe pompés optiquement (OP-VECSELs) en vue de la réalisation d'une source d'impulsions brèves à 1.55 μm , par la mise en œuvre d'un régime de verrouillage de modes passif dans la cavité laser multi miroirs, pour des applications de l'échantillonnage optique linéaire.

Nous avons tout d'abord, dans une introduction générale introduit l'intérêt de l'approche poursuivie : le fonctionnement à 1550nm, particulièrement pour des applications aux télécommunications ; la cavité externe, ce qui permet de contrôler les modes optiques (transverse, et longitudinaux) pour obtenir des fonctionnalités particulières ; le VECSEL en régime de verrouillage de modes passif comme source des impulsions brèves ; et la technologie de l'échantillonnage optique linéaire pour la caractérisation des impulsions brèves à taux de répétition élevé. Une présentation de l'état d'art des VECSEL en verrouillage de modes passif utilisant un SESAM a été faite, avec un tableau récapitulant les résultats les plus importants obtenus à différentes longueurs d'onde, pour situer les enjeux, et mettre en évidence les difficultés spécifiques à la longueur d'onde de 1550nm pour obtenir des impulsions brèves à partir de VECSEL.

Le manuscrit est divisé en cinq chapitres indépendants par thème de recherche. Le premier chapitre présente rapidement le principe de fonctionnement des lasers en cavité verticale externe, où nous nous intéressons à l'élément-clé du fonctionnement des lasers à semiconducteur : les puits quantiques. Nous présentons en détail le principe théorique de fonctionnement des lasers à puits quantiques, les systèmes de matériaux à semiconducteurs utilisés et les paramètres importants pour le fonctionnement des lasers à puits quantiques. Nous avons fait en particulier une comparaison entre les quaternaires utilisés dans nos structures et les différentes quaternaires qui existent.

Le deuxième chapitre présente les principes de conception et de réalisation du composant VECSEL, ainsi que les différentes caractérisations optiques et structurales effectuées sur les échantillons préparés, pour étudier principalement la résistance thermique des structures, et la photoluminescence, ce qui permet de prévoir les performances optiques des VECSELs. Nous avons présenté ensuite dans ce chapitre les résultats laser obtenus avec des structures optimisées, en régime continu en configuration de cavité simple (plan-concave), et démontré un fonctionnement monomode à haute puissance de sortie. En particulier, nous avons présenté une analyse détaillée des problèmes thermiques survenant lors du pompage optique continu et les stratégies possibles pour évacuer la chaleur générée dans la structure, une mauvaise évacuation limitant considérablement les performances des lasers.

Le troisième chapitre contient une présentation du principe de fonctionnement des SESAMs. Les structures développées au LPN sont décrites en détail, les caractérisations optiques dans le régime linéaire et non linéaire sont présentées.

Le quatrième chapitre, après un bref rappel sur les impulsions brèves (leur description, les méthodes de caractérisation, et l'effet du chirp), introduit les bases du verrouillage de modes passif et les principaux résultats expérimentaux obtenus en configuration de cavité multi-miroirs, avec des structures optimisées, qui ont permis de dépasser l'état de l'art antérieur publié dans la littérature. En particulier, nous avons présenté une analyse de la cavité optique, de la dispersion dans les structures, et précisé les conditions pour obtenir un verrouillage de modes stable à la température ambiante sans aucun contrôle supplémentaire sur le SESAM.

Enfin, le cinquième chapitre a présenté le principe de la méthode de l'échantillonnage optique linéaire des signaux optiques, la description du montage que nous avons réalisé, et les premiers résultats obtenus dans cette expérience.

L'ensemble des résultats obtenus a permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

1.1 Conception, caractérisation, et performances des structures

Tout d'abord, les puits quantiques dans les structures VECSELS doivent être localisés au maximum du champ électrique de l'onde stationnaire de la cavité pour améliorer le recouvrement spatial entre la zone de gain et l'onde laser, et donc augmenter le gain global. La sous-cavité formée par la zone active entre le miroir de Bragg et l'interface semiconducteur-air, est résonante pour la longueur d'onde laser ($\sim 1550\text{nm}$), et la longueur d'onde d'émission est imposée par la sous-cavité résonante, car le gain optique des puits quantiques augmente par cet effet de résonance. L'augmentation de la puissance de pompage augmente la chaleur accumulée dans la zone active (puits quantiques), ce qui décale rapidement la longueur d'onde de l'émission laser vers les longueurs d'onde les plus longues, loin de la résonance de la cavité, au détriment de l'effet laser. Nous avons mis en évidence l'influence de la résistance thermique de la structure VECSEL sur les performances laser, et montré qu'une faible résistance thermique est nécessaire pour obtenir des puissances laser élevées. Nous avons présenté les différentes solutions permettant d'améliorer l'évacuation thermique de la zone active. La diminution de la résistance thermique en accolant la structure à un radiateur efficace (Si, SiC, diamant) est la voie la plus efficace. Une faible résistance thermique a été obtenue pour des structures reportées sur substrat diamant CVD en utilisant la technique de report par brasure AuIn_2 , et un miroir de Bragg en GaAs/AlGaAs obtenu par croissance métamorphique. La structure VECSEL développée comporte un traitement antireflet à l'interface semiconducteur-air pour diminuer l'effet Fabry-Pérot, tout en gardant un gain élevé. Le spectre d'émission est alors un peu plus large et la sélection spectrale de la sous-cavité est moins importante, ce qui rend l'émission laser moins sensible aux effets thermiques.

Les résultats obtenus en régime continu dans une cavité à deux miroirs (plan-concave), montrent une puissance de sortie jusqu'à 125mW pour 1.7W de puissance de pompage à la température ambiante ($T=25^\circ\text{C}$), et nous avons obtenu un laser en régime monomode longitudinal autour de 1550 nm , par insertion d'un étalon Fabry-Pérot intra-cavité, produisant jusqu'à 40 mW d'un rayonnement monomode longitudinal pour une puissance de pompe d'environ 1.7W .

Nous avons développé 6 structures de SESAM avec des caractéristiques différentes, pour les utiliser dans le verrouillage de modes passif. Parmi ces structures nous en avons identifié deux (76L43#2 et 76L44#2), que nous avons trouvées intéressantes sur la base de leur temps de réponse, profondeur de modulation, et fluence de saturation, et qui ont permis d'obtenir le verrouillage de modes passif.

1.2 Verrouillage de modes passif des VECSEL en pompage optique

La compatibilité entre les structures de VECSEL et de SESAM en terme de profondeur de modulation et de longueur d'onde de résonance, a permis d'obtenir le verrouillage de modes passif, à

condition de les placer dans une cavité optique convenable permettant d'obtenir un gain maximal pour la structure VECSEL, et un régime de fonctionnement non linéaire maximal pour le SESAM. Les impulsions obtenues présentent deux comportements différents dépendant des propriétés de dispersion des deux structures à semiconducteurs. Le chirp est observé directement sur le spectre optique, qui est décalé vers les longueurs d'ondes les plus longues. Dans ce cas la mesure de la largeur temporelle des impulsions avec un auto-corrélateur a donné une largeur de 10-15 ps (Largeur à mi-hauteur) à $T=0^{\circ}\text{C}$. L'utilisation de fibres optiques monomodes peut aider à comprimer les impulsions. En variant les longueurs des fibres optiques la largeur temporelle à mi-hauteur est devenue 5 ps, avec une puissance moyenne de sortie jusqu'à 7mW. La fréquence de répétition est de 2GHz. La largeur de raie à -3dB est inférieure à 10kHz. Le contrôle du chirp est fait avec l'utilisation d'antireflet sur les surfaces des structures (structures VECSEL, SESAM). Cela a permis d'obtenir une largeur temporelle de l'impulsion de $\sim 1.5\text{ps}$ à la température ambiante ($T=25^{\circ}\text{C}$), limitée par la transformée de Fourier, donc sans chirp, et sans contrôle particulier sur le SESAM. La largeur de raie à -3dB est inférieure à 400Hz. La qualité de verrouillage de modes dépend du pompage et de la température de la structure VECSEL. L'augmentation de la puissance de pompage optique augmente le bruit à basses fréquences, et dans le même temps le bruit à haute fréquences diminue.

Ce résultat représente une première car le fonctionnement des VECSEL en verrouillage de modes passif à la température ambiante à la longueur d'onde 1550nm, n'avait jamais été démontré (voir tableau 0.4).

1.3 Échantillonnage optique linéaire

Les sources optiques utilisées dans les mesures effectuées sur le banc d'échantillonnage optique linéaire présentent une dérive relative en longueur d'onde qui engendre un glissement du battement de modes dans le domaine RF, observable à l'analyseur de spectre électrique, ce qui montre une limitation du montage. Pour y remédier, la source impulsionnelle pourrait être asservie en longueur d'onde par rapport à celle de données. La résolution temporelle du montage a été validée par la visualisation d'une séquence NRZ à 40 Gbit/s.

2. Perspectives

Ce travail de thèse a permis une bonne compréhension du fonctionnement des VECSEL en fonctionnement continu, et en régime de verrouillage de modes passif en pompage optique. Il a en particulier permis de préciser les limitations de la largeur temporelle de l'impulsion brève.

Notre source de pompage optique étant limitée à 1.7W, l'utilisation d'une source de pompage plus puissante avec une surface de pompage plus grande devrait permettre d'obtenir une puissance de sortie beaucoup plus importante. Une source puissante joue un rôle important en régime de verrouillage de modes passif, en raison du fonctionnement non linéaire des SESAM, qui procure une amplitude de modulation plus importante à plus forte densité de puissance.

Des impulsions brèves de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes semblent être envisageables avec des structures semblables aux structures développées pendant cette thèse, avec un contrôle amélioré sur la dispersion, soit en ajoutant un contrôle thermique sur le SESAM au moyen d'un élément Peltier, soit par l'utilisation d'une source laser à 1550nm, qui pomperait la surface du SESAM.

Il serait utile d'incorporer une boucle de feedback avec un élément piézoélectrique pour contrôler le bruit à basses fréquences, par une stabilisation de la longueur de la cavité optique.

Il est possible d'atteindre des taux de répétition plus élevés avec des cavités plus courtes. Dans ce cas l'utilisation d'une source de pompage plus puissante, avec un spot plus gros sur la structure VECSEL semble nécessaire. Une autre approche pourrait permettre d'atteindre un taux de répétition élevé sans changer la géométrie de la cavité optique, et en conservant la taille du spot de pompage sur la surface de la structure

VECSEL. Elle consiste à mettre en place un régime de verrouillage de modes harmonique, en insérant un élément spectralement sélectif dans la cavité.

Annexe A

LES FAISCEAUX GAUSSIENS

Un faisceau gaussien décrit la propagation d'une onde électromagnétique limitée par les phénomènes de diffraction. Il correspond au mode fondamental d'une cavité laser. Pour une onde Gaussienne se propageant le long de l'axe z , L'amplitude complexe de la composante spatiale du champ électromagnétique $E_s(r,z)$ en fonction de la distance de l'axe de propagation r est donnée par :

$$E_s(r,z) = E_0 \cdot \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \cdot \exp\left(-j \cdot k \cdot \left(z + \frac{r^2}{2 \cdot R(z)}\right) + j \cdot \xi(z)\right) \quad (\text{A.1})$$

Et la distribution de l'intensité moyenne temporelle est :

$$I(r,z) = I_0 \cdot \frac{|E_s(r,z)|^2}{2 \cdot \eta} = I_0 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right) \quad (\text{A.2})$$

où :

$j^2 = -1$	le nombre imaginaire.
λ	la longueur de l'onde.
$k = 2\pi/\lambda$	le nombre d'onde.
$w(z)$	la distance au centre de l'axe du faisceau où l'amplitude du champ électrique diminue de $(1/e)$ ce qui correspond à une diminution de $(1/e^2)$ pour l'intensité, ce paramètre est appelé la largeur du faisceau.
$E_0 \equiv E(0,0) , I_0 \equiv I(0,0) $	sont respectivement l'amplitude et l'intensité du champ électromagnétique au centre du faisceau à l'origine.
η	est l'impédance caractéristique du milieu, dans le vide $\eta = \eta_0 \approx 377\Omega$.

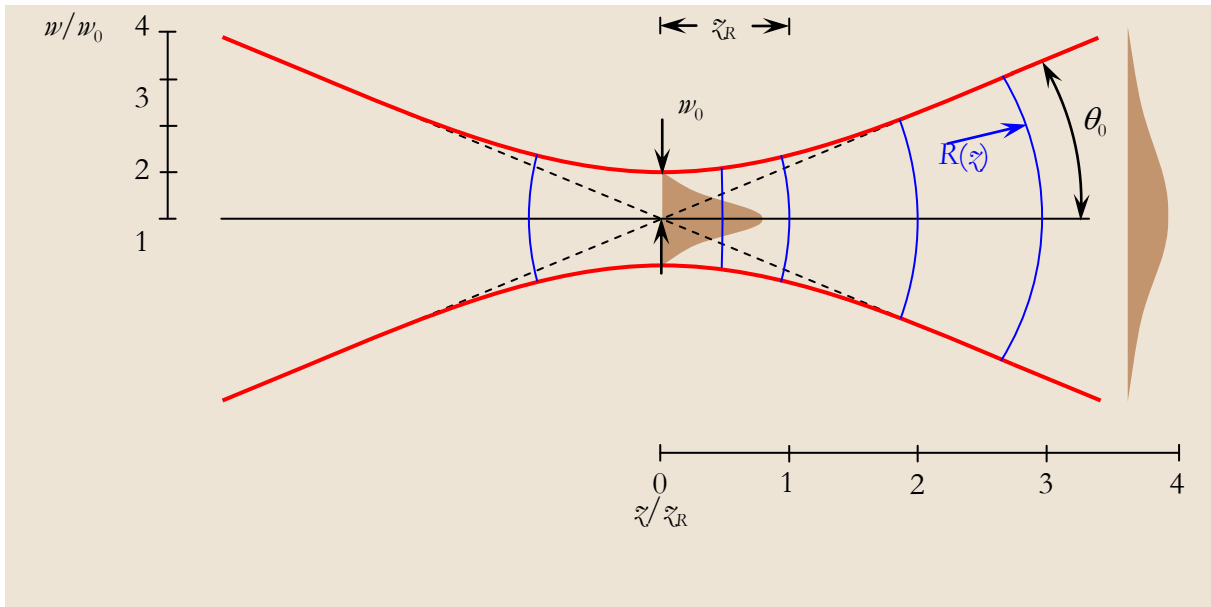


Figure A-1 : Représentation schématique d'une onde gaussienne avec les différents paramètres.

A.1 Paramètres d'un faisceau Gaussien

La géométrie et le comportement d'un faisceau Gaussien dépendent de divers paramètres :

-Largeur de faisceau «Waist» :

La largeur d'un faisceau gaussien se propageant dans le vide, $w(z)$, a une valeur minimale w_0 à l'origine. La variation du «Waist» sera donnée en fonction de la longueur d'onde et de la distance z le long de l'axe de propagation du faisceau :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (\text{A.3})$$

où l'origine de l'axe z est définie comme le point d'origine, et :

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (\text{A.4})$$

-Rayon de courbure :

Le front d'onde du faisceau gaussien définit le rayon de courbure, sa valeur est une fonction de la position:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right] \quad (\text{A.5})$$

-Longueur de Rayleigh :

A cette distance la taille d'un faisceau gaussien (sa surface effective) se double par rapport à sa valeur à l'origine, donc :

$$\pi \cdot w(z_R)^2 = 2\pi w_0^2 \Rightarrow w(z_R) = \sqrt{2} w_0 \text{ et } z_R \text{ est décrit par l'équation (A.4).}$$

-Divergence du faisceau:

Lorsque le paramètre $w(z)$ augmente d'une façon linéaire pour $z \gg z_R$, l'angle entre l'axe central du faisceau et la ligne de $w(z)$ est appelé la divergence du faisceau et donnée par :

$$\theta_0 \simeq \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (\text{A.6})$$

L'angle de l'ouverture est donnée par : $\Theta = 2\theta_0$

-Phase de Gouy :

Le délai longitudinal de la phase de l'onde :

$$\xi(z) = \left(\frac{z}{z_R} \right) \quad (\text{A.7})$$

-Paramètre complexe du faisceau :

Ce paramètre est formé de deux parties, réelle et imaginaire

$$\bar{q}(z) = z + j \cdot z_0 \quad (\text{A.8})$$

Il est généralement calculé de la façon suivante :

$$\frac{1}{\bar{q}(z)} = \frac{1}{z + j \cdot z_0} = \frac{1}{R(z)} - j \cdot \frac{\lambda}{\pi \cdot w(z)^2} \quad (\text{A.9})$$

La structure spatiale d'un faisceau laser peut être multi-mode, auquel cas le diamètre de la tache au foyer ne sera pas limité par la diffraction. Les modes d'ordre supérieur d'une onde Hermitienne-Gaussienne sont observés par la présence de plusieurs lobes parallèles à l'axe optique, à la forme TEM_{ij} où i et j correspondent à des directions privilégiées dans la cavité (dans le plan perpendiculaire à l'axe optique). Ces modes ne sont pas limités par la diffraction. La grandeur M^2 est introduite pour décrire la qualité d'un faisceau. $M^2=1$ pour un faisceau purement gaussien, $M^2>1$ s'il ya des modes d'ordre supérieur. Pour un faisceau (raisonnablement aberrant) avec un « *Waist* » w_0 et de divergence θ , la qualité de faisceau M^2 est définie par:

$$M^2 = \frac{\pi \cdot w_0 \cdot \theta}{\lambda} \quad (\text{A.10})$$

D'une manière générale, la largeur d'un faisceau, la longueur de Rayleigh et la divergence d'un faisceau laser caractérisé par un M^2 donné s'expriment de la manière suivante

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \cdot \lambda \cdot z}{\pi \cdot w_0^2} \right)^2}, \quad z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda \cdot M^2}, \quad \theta = \frac{1}{\pi} \frac{\lambda \cdot M^2}{w_0} \quad (\text{A.11})$$

Annexe B

LES CAVITÉS LASER

Dans cette annexe, nous allons décrire une approche simple fondée sur l'optique géométrique, où nous considérons les cavités passives (sans milieu à gain, milieu non-linéaire, etc.). Comme dans l'optique géométrique la propagation de la lumière sera décrite en termes de « rayons » définis en chaque point d'une onde, comme la normale au front d'onde. C'est aussi la direction de propagation de l'énergie. Nous nous limiterons aux systèmes centrés à symétrie axiale, où nous trouvons la plupart des cavités réelles. Nous étudierons les rayons para-axiaux, qui sont quasi parallèles à l'axe optique de la cavité.

B.1 Structure des cavités laser

Nous considérons la cavité formée de deux miroirs concaves (M_1 de rayons de courbure r_1 , M_2 de rayons de courbure r_2) dans la figure suivante, un rayon faisant un aller retour dans cette cavité peut être déplié selon l'axe de la cavité. Le trajet de la lumière peut être représenté par comme une succession d'allers simples de M_1 à M_2 puis M_2 à M_1 etc. il suffit pour cela de remplacer le miroir de rayon de courbure r_i par une lentille de focale $f_i = r_i/2$.

La structure équivalente à une cavité linéaire à deux miroirs est donc une structure périodique d'une série de lentilles espacées d'une distance fixe.

La cavité est dite stable si le rayon optique en traversant la séquence périodique de lentilles est confiné près de l'axe. Et s'il diverge, la cavité est instable.

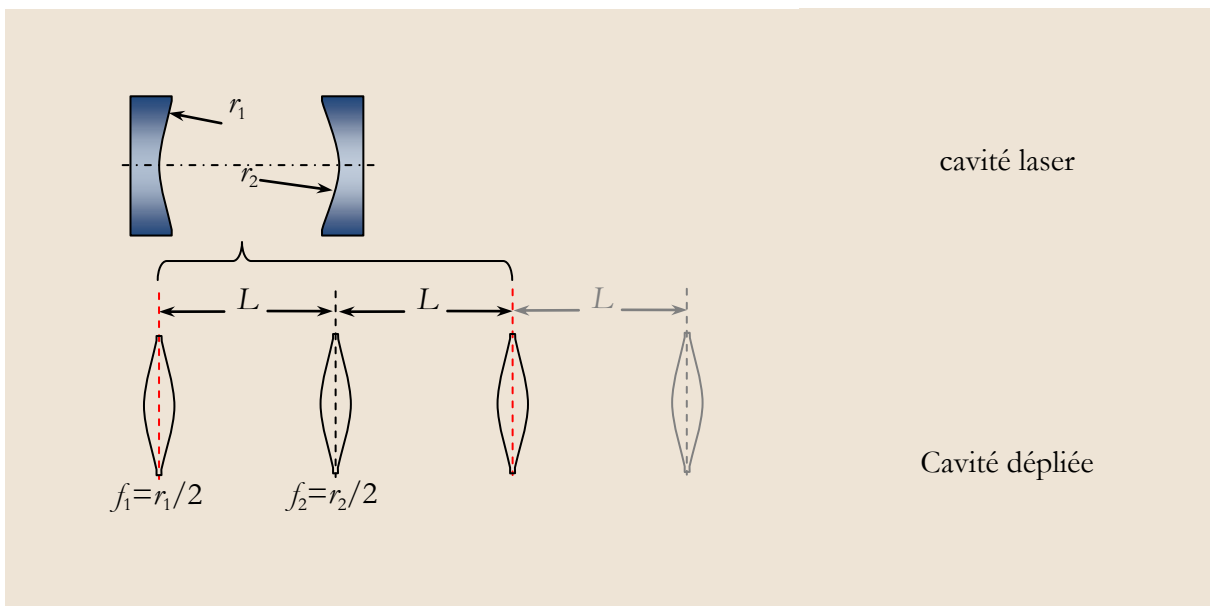


Fig. B-1 : Conditions de stabilité pour une cavité linéaire à deux miroirs et exemple de cavités classiques.

B.2 Matrices de transfert et loi ABCD

L'étude théorique de la stabilité est indispensable pour dimensionner la cavité (choix des rayons de courbure, des distances) avant commencer à la construire. Les matrices de transfert, l'étude de stabilité de la cavité sera faite en utilisant la notion de matrice de transfert (ou matrice $ABCD$). Le principe de cette méthode est d'associer à chaque élément optique de la cavité, une matrice spécifique. Les caractéristiques liées à la propagation seront déterminé par une simple multiplication des matrices élémentaires.

Chaque rayon qui se propage est caractérisé par les coordonnées des départ b et la pente θ de la droite qui supporte le rayon paraxial. Dans le cas d'une propagation libre, les relation entre (b_1, θ_1) avant la traversée d'un système optique donné et (b_2, θ_2) après cette traversée sont linéaires et peuvent s'écrire sous la forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} b_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

les termes diagonaux (A, D) sont sans dimensions, (B, C) ayant respectivement les dimensions d'une longueur et l'inverse d'une longueur. Cette matrice ($ABCD$) caractérise complètement le système optique traversé.

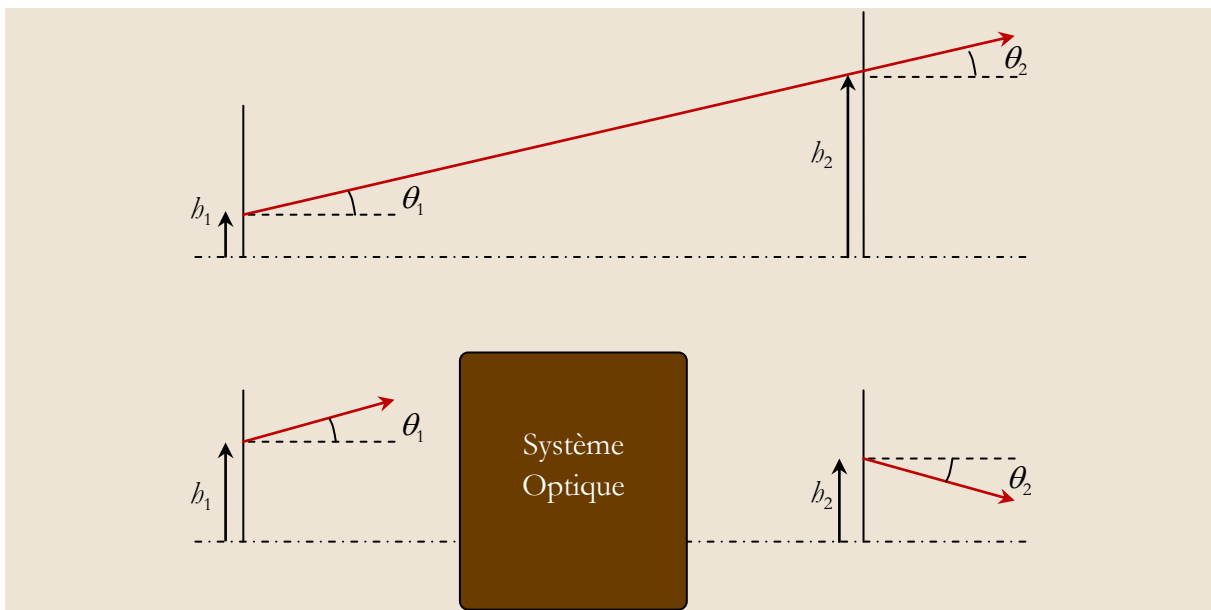


Fig. B-2 : Conditions de stabilité pour une cavité linéaire à deux miroirs et exemple de cavités classiques.

La matrice M pour une propagation pour une distance d est donnée par :

$$\begin{aligned} b_2 &= b_1 + d \cdot \theta_1 \\ \theta_2 &= \theta_1 \end{aligned} \Rightarrow M = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

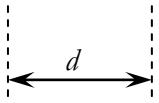

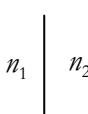
De manière générale, pour N systèmes optiques successifs, ayant chaque système une matrice M_i , la matrice de l'ensemble est le produit des matrices dans l'ordre inverse :

$$M_{\text{Système}} = M_N \cdot M_{N-1} \cdot \dots \cdot M_2 \cdot M_1 \quad (\text{B.3})$$

En général les matrices ne commutent pas et l'ordre doit être strictement respecté. La matrice $M_{\text{système}}$ est unitaire (son déterminant est 1), sauf dans le cas où le milieu de départ et le milieu d'arrivée ont des indices différents. Dans le cas des systèmes astigmatiques, il existe un comportement différent

suivant les deux directions orthogonales, il faut donc distinguer les matrices $(ABCD)$ dans les deux plans sagittal et tangentiel.

Nous présentons les matrices $ABCD$ pour quelques composants essentiels dans une cavité et la matrice $(ABCD)$ du système complet à partir des composants élémentaires.

Distance d dans un milieu d'indice de réfraction n		$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Lentille de focale f		$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$
Dioptre plan entre deux milieux d'indices n_1 et n_2		$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$

Matrices de transfert des éléments utilisés dans l'étude de la stabilité des cavités VECSEL, le miroir concave de rayon de courbure r est considéré comme une lentille où $f=r/2$.

B.3 Stabilité de la cavité laser

Pour une cavité représentée par une structure d'éléments optiques successifs, la matrice de transfert de l'ensemble est :

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \tag{B.4}$$

Pour N périodes, (N tours dans la cavité laser) dans le cas d'une cavité linéaire, la matrice de transfert est M_N . Si le vecteur représentant un rayon d'entrée est $V_0=(b_0, \theta_0)$ et $V_N=(b_N, \theta_N)$ pour le rayon de sortie, nous trouvons : $V_N=M^N \cdot V_0$, La matrice M est diagonalisable, et si nous notons V la matrice de passage unitaire et $x_{1,2}$ les deux valeurs propres de M , donc :

$$M = V \begin{pmatrix} x_1 & 0 \\ 0 & x_2 \end{pmatrix} V^{-1} \Rightarrow V_N = V \begin{pmatrix} x_1^N & 0 \\ 0 & x_2^N \end{pmatrix} V^{-1} \cdot V_0 \tag{B.5}$$

Pour que la cavité soit stable, il faut que les rayons restent au voisinage de l'axe optique au cours de la propagation à travers les N éléments quand N tend vers l'infini. Ce que veut dire que $|x_1| \leq 1$ et $|x_2| \leq 1$.

Les valeurs propres x_1 et x_2 de M obéissent aux relations suivantes : $x_1 \cdot x_2 = |M| = 1$, $x_1 + x_2 = \text{Trace}(M) = A + D$.

x_1 et x_2 sont des complexes, donc : $x_1 = |x_1| \cdot e^{i\varphi}$ et par suite $x_2 = |x_1|^{-1} \cdot e^{-i\varphi}$. Comme $|x_1| \leq 1$ et $|x_2| \leq 1$, forcément $|x_1| = |x_2| = 1$. Ensuite, la relation sur la trace de M conduit à $2 \cdot \cos\varphi = A + D$. D'où la condition de stabilité applicable à toute cavité :

$$-1 \leq \frac{A+D}{2} \leq +1 \text{ où } 0 \leq \frac{A+D+2}{4} \leq 1 \tag{B.6}$$

Pour une cavité linéaire simple de longueur d à deux miroirs de rayons de courbures r_1 et r_2 , la cavité équivalente est une séquence périodique de deux lentilles minces de focales : $f_1=r_1/2$ et $f_2=r_2/2$ et la matrice M vaut :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_2} & d \left(2 - \frac{d}{f_2} \right) \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{d}{f_1 \cdot f_2} & \left(1 - \frac{d}{f_1} \right) \cdot \left(1 - \frac{d}{f_2} \right) - \frac{d}{f_1} \end{pmatrix} \quad (B.7)$$

En supposant : $g_{1,2} = 1 - d/r_{1,2}$, nous trouvons que la condition de stabilité de la cavité pour une cavité linéaire à deux miroirs, est :

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \quad (B.8)$$

Nous présentons classiquement cette condition de stabilité sur un diagramme représentant l'espace $g_2(g_1)$, c'est à dire en prenant g_2 comme axe des ordonnées et g_1 comme axe des abscisses (figure).

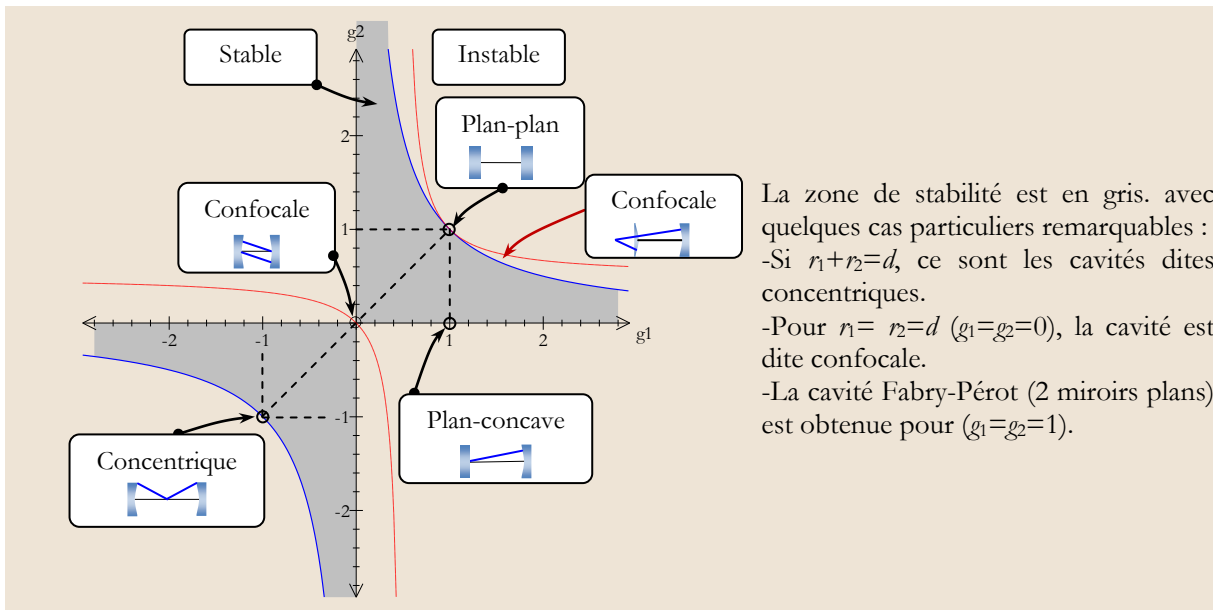


Fig. B-3 : Conditions de stabilité pour une cavité linéaire à deux miroirs et exemple de cavités classiques.

B.4 La loi ABCD appliquée aux faisceaux gaussiens

Un mode de cavité stable est caractérisé par le fait que le faisceau garde la même structure transverse et la même phase, après un tour dans la cavité. Plus précisément, le rayon de courbure complexe $q(M)$ doit être conservé quelque soit le point M considéré. Si $T(M)$ est la matrice de transfert à partir du point M ($T(M)$ est différente en fonction du point M choisi), nous devons avoir par application de la loi ABCD :

$$q(M) = \frac{A \cdot q(M) + B}{C \cdot q(M) + D} \quad (B.9)$$

C'est une condition générale qui s'applique à toute cavité résonante. En identifiant les parties réelles et imaginaires de cette relation, on obtient deux équations qui définissent respectivement la géométrie du système (en particulier la position des waists) et les fréquences de résonance de la cavité.

La loi ABCD donne les caractéristiques du faisceau gaussien au point M :

$$R = \frac{2 \cdot B}{D - A} \quad , \quad \omega^2 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{|B|}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2} \right)^2}} \quad (B.10)$$

Annexe C

LES CONSTANTES PHYSIQUES ET LES CONVERSIONS

Dans cette annexe nous listons les valeurs des constantes physiques mentionnées dans le manuscrit :

symbole	Valeur	nom
π	3.14159265359	
c	$2.99792458 \times 10^{10} \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$	Vitesse de lumière dans le vide.
μ_0	$4\pi \times 10^{-9} \text{ H/cm}$	Perméabilité du vide.
ϵ_0	$8.85418782 \times 10^{-14} \text{ F}\cdot\text{cm}^{-1}$ ou $\text{C}^2\cdot\text{J}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ ($=1/\mu_0 c^2$)	Permittivité du vide.
Z_0	$\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 376.7\Omega$	Impédance du vide.
e	$1.6021892 \times 10^{-19} \text{ C}$	Charge de l'électron.
m_0	$9.109534 \times 10^{-31} \text{ kg}$	Masse de l'électron.
h	$6.626176 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$	Constante de Planck.
\hbar	$h/2\pi = 1.0545887 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$	Constante réduite de Planck.
k_B	$1.380662 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1} = 8.617347 \times 10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{K}^{-1}$	Constante de Boltzmann.

Tableau C-1 : Constantes physiques.

Le tableau suivant montre les paramètres physiques et les unités de mesure, utilisés dans le manuscrit, avec la relation de changement d'unité :

$\lambda_{ph}[\mu\text{m}] E_{ph}[\mu\text{eV}] = 1.23985 \mu\text{m}\cdot\text{eV}$	La conversion entre l'énergie de gap et longueur d'onde
$\text{dBm} = 10 \log_{10}(\text{milliwatt})$ $\text{milliWatts} = 10^{\text{dBm}/10}$	La conversion entre dBm et mW pour l'unité de puissance
$\bar{\nu} = 1/\lambda$	Nombre d'onde en (cm^{-1})
$\Delta\lambda/\lambda = \Delta\nu/\nu = \Delta\bar{\nu}/\bar{\nu}$	
$\Delta\lambda = \Delta\nu \cdot \lambda^2/c = \Delta\bar{\nu} \cdot \lambda^2$	

Tableau C-2 : Conversion d'unités.

Annexe D

LISTE DES PUBLICATIONS*

CONFÉRENCES

CLEO/EQEC Europe 2007	«High power RT CW Operation of an OP-VECSEL at 1.56 μ m with Hybrid Metallic-Metamorphic Mirrors» J.P. Tourenç, S. Bouchoule, <u>A. Khadour</u> , J. Decobert, A. Miard, J. C. Harmand, and J. L. Oudar.
PHASE 2007 International Workshop on PHysics & Applications of SEmiconductor LASERS	«Single-Transverse-Mode RT CW Operation of an OP-VECSEL at 1.56 μ m with Hybrid Metallic-Metamorphic Mirrors» J.P. Tourenç, S. Bouchoule, <u>A. Khadour</u> , J. Decobert, A. Miard, J. C. Harmand, and J. L. Oudar.
ELSW 2007 European Semiconductor Laser Workshop 2007	«High-power RT CW operation of OP-VECSEL's at 1550nm with Hybrid Metallic-Metamorphic Mirrors» S. Bouchoule, J.P. Tourenç, <u>A. Khadour</u> , J. Decobert, A. Miard, J. C. Harmand, and J. L. Oudar.
CLEO/QELS USA 2008	«Mode locked 1550 nm VECSEL using a two quantum wells GaInNAs saturable absorber» <u>A. Khadour</u> , S. Bouchoule, G. Aubin, J.P. Tourenç, A. Miard, J.C. Harmand, J. Decobert, J.L. Oudar
IPRM 08 France	«Mode Locking of Optically Pumped Long Wavelength InP-Based Semiconductor Disk Lasers with GaInNAs Saturable Absorber» <u>A. Khadour</u> , S. Bouchoule, G. Aubin, J.P. Tourenç, A. Miard, J.C. Harmand, J. Decobert, J.L. Oudar
3 ^{ed} EPS-QEOD Europhoton 2008, Paris	«Mode-locked OP-VECSEL at 1550nm with line width <10 kHz» <u>A. Khadour</u> , S. Bouchoule, G. Aubin, J.P. Tourenç, A. Miard, J.C. Harmand, J. Decobert, J.L. Oudar
The 21st Annual meeting of The IEEE Lasers & Electro- Optics Society Newport beach 2008	«High power 1.55 μ m VECSEL for mode-locked Pulse Generation with an InGaAsN/GaAsN/GaAs Fast Saturable Absorber Mirror» <u>A. Khadour</u> , S. Bouchoule, J.P. Tourenç, J. Decobert, J.G. Provost, A. Miard, J.C. Harmand, J.L. Oudar

ARTICLES

«High power single-longitudinal-mode OP-VECSEL at 1.55 μ m with hybrid metal-metamorphic Bragg mirror» J. P. Tourenç, S. Bouchoule, <u>A. Khadour</u> , J. Decobert, A. Miard, J. C. Harmand, and J. L. Oudar. <i>Electronics Letters</i> , vol. 43, pp. 754-755, 2007
«Thermal optimization of 1.55 μ m OP-VECSEL with hybrid metal-metamorphic mirror for single-mode high power operation» J.-P. Tourenç, S. Bouchoule, <u>A. Khadour</u> , J.-C. Harmand, A. Miard, J. Decobert, N. Lagay, X. Lafosse, I. Sagnes, L. Leroy, and J.-L. Oudar <i>Optical and Quantum Electronics</i> , 2008

* Les articles soumis à la fin de la thèse ne sont pas affichés dans le tableau.



RÉSUMÉ

Cette thèse porte sur l'élaboration et l'utilisation de structures semi-conductrices à émission laser par la surface en cavité externe (VECSEL) en pompage optique pour la réalisation de sources d'impulsions brèves à haut taux de répétition émettant à 1550nm. Ces sources ouvrent la voie à des applications intéressantes dans les télécommunications optiques pour réaliser des émetteurs à très haut débit ou pour l'échantillonnage optique linéaire ultra-rapide.

MOTS CLÉS : Échantillonnage optique linéaire, Impulsions brèves, Lasers à semi-conducteurs, SESAM, VECSEL, Verrouillage des modes passif.

Les objectifs de ce travail de thèse étaient, dans un premier temps, de développer et réaliser des structures VECSEL, qui contiennent une zone active formée par des puits quantiques GaAlInAs/InP localisés aux maxima du champ électrique résonant, positionnée sur un miroir de Bragg, le tout étant reporté par brasure sur un substrat de bonne conductivité thermique. Pour cela, nous avons conçu des structures permettant d'accélérer l'évacuation de la chaleur accumulée dans la zone active, ce qui a permis d'améliorer les performances du VECSEL, notamment la puissance de sortie. Les performances des VECSEL ont été évaluées dans une cavité simple à deux miroirs (plan-concave).

Le second point était de développer et réaliser des structures SESAMs, qui permettent, par leur comportement non linéaire, d'obtenir un fonctionnement en verrouillage de modes passif. Les structures, contenant des puits quantiques InGaAsN/GaAs, ont pour paramètres : le nombre de puits quantique, la résonance de la structure. Les caractérisations optiques en régime linéaire et non linéaire ont permis d'optimiser les structures SESAM et d'estimer leurs performances.

Enfin, la compatibilité entre les structures de VECSEL et de SESAM en terme de profondeur de modulation et de longueur d'onde de résonance, a permis d'obtenir un verrouillage de mode passif dans une cavité à quatre miroirs. Les impulsions obtenues présentent deux comportements différents suivant les propriétés de dispersion des structures. La réalisation d'une faible dispersion a permis d'obtenir la première démonstration d'un VECSEL en verrouillage de modes passif fonctionnant à 1550 nm et à température ambiante.

Un dispositif d'échantillonnage tout optique mettant en œuvre l'échantillonnage optique linéaire basé sur l'utilisation d'une source d'impulsions brèves, a été réalisé et testé. Ce dispositif permettra d'obtenir des diagrammes de l'œil et diagrammes de constellation avec une sensibilité attendue de l'ordre de -20dBm de puissance moyenne, sur des signaux porteurs de données à 10Gbit/s, voire 40 Gb/s. Les tests effectués ont permis de visualiser l'acquisition à très haut débit (40Gb/s).



ABSTRACT

This thesis focuses on the development, fabrication and use of optically pumped vertical external cavity surface emitting lasers (VECSEL), to achieve short pulse sources at high repetition rate emitting at 1550nm. These sources are opening the door to interesting applications in optical communications to achieve very high repetition rate transmitters, or high speed linear optical sampling.

KEYWORDS: Linear optical sampling, Mode locked lasers, Semiconductor lasers, SESAM, Short pulses, VECSEL.

The objectives of this thesis were, in a first step, to develop and implement VECSEL structures containing an active zone formed by GaAlInAs/InP quantum wells located at the anti-nodes of the resonant electric field, positioned on a Bragg mirror, all this being bonded to a substrate of good thermal conductivity. For this, we have designed structures optimizing the evacuation of heat generated in the active zone. This has greatly improved the VECSEL performances, especially their output power. The VECSEL performances were evaluated in a simple cavity with two mirrors (plane-concave).

The second point was to develop and implement SESAM structures which, owing to their nonlinear characteristics, would allow a passively mode-locked laser operation. The structures contained InGaAsN/GaAs quantum wells. The studied parameters were the number of quantum wells, and the resonant or anti-resonant behavior of the structure. The linear and nonlinear optical characterizations were used to optimize the SESAM structure and estimate their performances.

Finally, the compatibility between the VECSEL and SESAM structures, in terms of modulation depth and resonance wavelength, made it possible to obtain the passive mode locking operation. The obtained pulses show two different behaviors depending on the dispersion properties of the structures. With low dispersion, we have made the first demonstration of a passively mode-locked VECSEL at 1550nm, operating at room temperature.

An all-optical sampling device implementing the linear optical sampling technique using short laser pulses has been realized and tested. This device will allow displaying eye diagrams and constellation diagrams with an expected sensitivity around -20dBm of average power. Testing the device allowed to visualize the acquisition of very high repetition rate signals (40 Gb/s).