



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**  
Spécialité : Optoélectronique et hyperfréquence

---

Présentée et soutenue par **Alexandre BACOU**  
le 5 décembre 2008

**Caractérisation et modélisation optoélectronique  
de VCSELs à grande longueur d'onde pour sous-ensembles optiques intégrés**

---

### JURY

Mme Françoise Lozes-Dupuy, présidente du jury  
M. Pascal Besnard  
M. Joël Jacquet, rapporteur  
M. Elyahou Kapon  
M. Jean-Claude Mollier, co-directeur de thèse  
M. Mathias Pez  
Mme Angélique Rissons, directrice de thèse  
M. Philippe Signoret, rapporteur

---

École doctorale : **Génie électrique, électronique, télécommunications**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA OLIMPES**

Directrice de thèse : **Mme Angélique Rissons**

Co-directeur de thèse : **M. Jean-Claude Mollier**

## **Caractérisation et modélisation optoélectronique de VCSELs à grande longueur d'onde pour sous-ensembles optiques intégrés**

L'objectif de ce travail de thèse a été de caractériser et de modéliser le comportement de diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs) à  $1,3\mu\text{m}$  et  $1,55\mu\text{m}$ . Ces sources laser constituent en effet un enjeu majeur dans les transmissions d'information à haut débit. La modélisation est basée sur l'analogie entre les équations d'évolution monomodes linéarisées et les équations de Kirchhoff du circuit électrique équivalent de la cavité optique. Il est donc possible d'exprimer chaque élément de ce circuit en fonction des paramètres intrinsèques du VCSEL. Cependant, bien que les VCSELs utilisés soient en puce, le modèle électrique complet doit prendre en compte des effets parasites liés à l'accès électrique. Une méthode originale, basée sur la mesure du «Turn-On Delay» et des paramètres S, a donc été développée afin de pouvoir s'affranchir de ces effets parasites et ainsi d'obtenir la valeur de chaque élément du circuit sans procédure d'optimisation. Grâce à cette méthode, il est alors possible d'extraire les paramètres intrinsèques du VCSEL. Le modèle est ensuite confronté aux résultats de simulation des équations d'évolution linéarisées en fonction des paramètres extraits. Le comportement en bruit des VCSELs est également analysé afin de compléter le circuit électrique par des sources équivalentes de bruit en tension et en courant. Cela permet d'élaborer un schéma électrique équivalent complet validé expérimentalement. Enfin la mesure du spectre des VCSELs permet d'en déduire l'évolution de la largeur de raie en fonction du courant de polarisation et d'en extraire le facteur de Henry, source de dégradation des télécommunications optiques.

### **Mots clés:**

VCSELs à  $1,3\mu\text{m}$  et  $1,55\mu\text{m}$ , Turn-On Delay, Paramètres S, schéma électrique équivalent, RIN, largeur de raie

## **Optoelectronic characterization and modeling of long-wavelength VCSELs for integrated optical sub-assemblies**

The objective of this thesis was to characterize and model the behavior of vertical-cavity surface-emitting laser diodes (VCSELs) at both  $1.3\mu\text{m}$  and  $1.55\mu\text{m}$  wavelengths. These laser sources are indeed key components in high bit rate transmission. Modeling is based on the analogy between the linearized singlemode rate equations and Kirchhoff current law representing the equivalent electrical circuit of the optical cavity. It is therefore possible to express each element of this circuit using the intrinsic parameters of the VCSEL. However, although on chip VCSELs are used, the electrical model has to take into account the parasitic effects related to electrical access. An original method, based on the "Turn-On Delay" and S-parameters measurements, was developed in order to overcome parasitic effects and to obtain the value of each element of the circuit without optimization process. With this method, it is possible to extract the intrinsic parameters of the VCSEL. The model is then compared with simulation results of linearized rate equations with extracted parameters. The noise behavior of VCSELs is also analyzed to complete the electrical circuit with voltage and current equivalent noise sources. This helps to develop a complete equivalent electrical circuit validated experimentally. Finally we can infer, from the VCSEL's spectrum, the evolution of the linewidth in terms of bias current and extract the Henry factor, a spectral degradation source in optical telecommunications.

### **Key words:**

$1,3\mu\text{m}$  and  $1,55\mu\text{m}$  VCSELs, Turn-On Delay, S-Parameters, equivalent electrical circuit, RIN, linewidth



# Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mes directeurs de thèse, le Professeur Jean-Claude Mollier, directeur du Département d'Électronique, Optronique et Signal (DEOS) et responsable de l'équipe d'accueil MOSE (Microondes et Optoélectronique pour Systèmes Embarqués) et la Docteure Angélique Rissons. C'est l'occasion de leur exprimer toute ma reconnaissance pour m'avoir donné la possibilité de réaliser ces travaux au sein du groupe en me proposant au financement de thèse de l'ISAE et pour la confiance qu'ils ont su me porter. La pertinence de leurs remarques et la qualité de leurs conseils ont permis l'accomplissement de toutes ces années de recherche.

Je remercie Madame le Professeur Françoise LOZES-DUPUY, directrice de recherche CNRS au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse.

J'adresse également tous mes remerciements à Messieurs Joël JACQUET, de Supélec Metz, et Philippe SIGNORET, de l'université de Montpellier II, pour avoir accepté de donner leur temps à être rapporteurs. J'adresse également mes remerciements au Professeur Pascal BESNARD d'avoir accepté de prendre part à ce jury.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude au Professeur Eli KAPON que m'a fait l'honneur de faire parti du jury et avec qui nous entretenons une collaboration sans faille au travers de la société BeamExpress. Je n'oublierai pas non plus de remercier chaleureusement Messieurs Vladimir IAKOVLEV et Alexei SYRBU, tous deux membres de la société BeamExpress pour tous les échanges que nous avons eu (et pour ceux que nous aurons encore) et la qualité de leurs remarques qui m'ont permis d'avoir un regard plus critique sur mon travail.

Un « grand » merci est adressé à Monsieur Mathias PEZ, directeur général de la société D-LightSys, grâce à qui le projet MNT-EraNet a vu le jour et dont les collaborations ont contribué au succès de ces travaux. Un grand merci à lui et toute son équipe : François QUENTEL, Catherine HARTMANN et Vincent FOUCAL entre autres pour la très bonne semaine que j'ai passé à travailler avec eux à Marcoussis.

Ces travaux de thèse n'auraient également pas été réalisables sans l'appui de tous les

membres du laboratoire qui ont été d'une aide précieuse et avec qui j'ai partagé d'inoubliables moments. C'est donc avec un immense plaisir que je souhaite remercier Francis FROIN, grâce à qui je ne passe plus 3h à régler la cavité du laser à colorant, Thierry SOULET, toujours présent pour donner un coup de main et Fabien DESTIC sans qui peut de choses auraient été réalisables. Enfin, je remercie Étienne PERRIN pour son acharnement à m'initier aux hyperfréquences depuis mon arrivée et pour les nombreuses fois où sa contribution a été d'un grand secours.

Je n'oublie pas les personnes du service informatique et des services administratifs qui ont contribué par leurs efficacités, leurs disponibilités mais aussi leur gentillesse au bon déroulement des travaux : Vianney AURIENTIS, Annie CARLES-BAILHE, Maryse HERBILLON, Philippe LARY, Cécile de ROQUEMAUREL, Isabelle ZANCHETTA et Valérie BOCQUEE.

Je remercie aussi toutes les personnes qui font la vie des laboratoires de l'école, je parle bien entendu des « CIMISTES » : Luc BOUCHER, Frank CORBIERE, Ibrahima DJITE, Céline ENGEL, Magali ESTRIBEAU, Vincent GOIFFON, Alexandre GUILVARD, Nicolas HUGER, Philippe MARTIN-GONTHIER, Philippe PINEL, Sébastien ROLANDO, Paola CERVANTES. Sans oublier les membres de Télécom Bretagne : Laurent FRANCK, Hugo CRUZ et Carlos GIRALDO.

Le moment est venu pour moi de remercier toutes les personnes que j'ai croisé ou avec qui j'ai travaillé depuis mon arrivée au laboratoire, doctorant, post-doc ou stagiaires. Toutes ces personnes qui m'ont beaucoup apporté, tant d'un point de vue scientifique que personnel, pour l'ambiance incomparable qu'ils ont su instaurer et pour les parties de coinche interminables. Un grand merci à : Rehda ABDEDDAIM, Rémy BELOT, Stéphanie CONSTANT, Rémy GUIDOUX « l'informagicien », Amad HAYAT pour m'avoir supporté!, Matthieu LABASTE qui m'a fait pénétrer dans l'entre de la chouette, Arnaud LE KERNEC, Khadijetou LY, Jean-Marc MARTIN, Sandro MODICA, qui du coup à tout compris à la VaiCSELle, Yoann PETITJEAN « le Vogien », Julien PERCHOUX, Margarita VARÓN DURÁN, Javier TORAL-VÁZQUEZ, l'équipe des « Techos » Arnaud FALGUIERES et Sébastien MAJSK, Steevy CORDETTE, Thibaut CAILLET mon « Bibi » et enfin Damienne BAJON, pour son soutien et nos discussions constructives.

Je remercie également ma famille, qui m'a soutenue sans relâche depuis mes débuts, et mes amis de toujours, pour m'avoir soupçonné de jouer à Splinter Cell tous les jours au lieu de travailler (quel niveau déjà?) et pour leur affection sans borne.

Je finis ces remerciements par une pensée tendre et émue pour Aurélie, ma fiancée et future maman, pour tout l'amour qu'elle me porte.

« La raison, c'est l'intelligence en exercice ; l'imagination c'est l'intelligence en érection. »  
*Victor Hugo*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>1 État de l'art des VCSELs à grande longueur d'onde</b>	<b>21</b>
1.1 Présentation générale des VCSELs	21
1.1.1 Introduction	21
1.1.2 Architecture du composant	21
1.1.3 Points forts et points faibles	23
1.1.4 Marché et les perspectives	23
1.2 VCSELs à grande longueur d'onde	24
1.2.1 La problématique	24
1.2.2 La zone active	24
1.2.2.1 Structure	24
1.2.2.2 Recombinaisons non-radiatives et absorption optique	26
1.2.2.3 Matériaux	28
1.2.3 Les différentes approches pour les DBR	29
1.2.3.1 La jonction tunnel	30
1.2.3.2 Miroirs métamorphiques	31
1.2.3.3 Miroirs diélectriques	31
1.2.3.4 La fusion de wafer	32
1.2.3.5 Miroirs InP-Air	34
1.2.3.6 Cristaux photoniques	35
1.2.3.7 Comparatif des différentes technologies utilisées	36
1.3 Autres approches technologiques	36
1.3.1 Introduction	36
1.3.2 VCSELs à zones actives multiples	36
1.3.3 VCSELs accordables	38
1.3.3.1 Pompage électrique	39
1.3.3.2 Pompage optique	40
1.3.4 VCSELs à cavité externe	41
1.4 Applications	42
1.4.1 Les communications optiques	42
1.4.2 La spectroscopie	44

1.4.3	Le traitement du signal optique . . . . .	46
1.4.3.1	La régénération de signaux . . . . .	47
1.4.3.2	Le contrôle de la polarisation . . . . .	48
1.4.3.3	La compensation d'effets non-linéaires . . . . .	49
<b>2</b>	<b>Caractérisation des VCSELs à grande longueur d'onde</b>	<b>61</b>
2.1	Équations d'évolution . . . . .	61
2.2	Modèles développés . . . . .	62
2.2.1	Introduction . . . . .	62
2.2.2	Linéarisation des équations d'évolution . . . . .	62
2.2.3	Modélisation électrique de la zone active . . . . .	66
2.2.3.1	Les équations du circuit . . . . .	66
2.2.3.2	Identification des équations d'évolution et des équations du circuit . . . . .	68
2.2.4	Paramètres S de la cavité . . . . .	69
2.3	Résultats expérimentaux . . . . .	70
2.3.1	VCSELs utilisés . . . . .	70
2.3.2	Mesures statiques . . . . .	71
2.3.2.1	Caractéristiques P(I) et V(I) . . . . .	71
2.3.2.2	Spectre optique . . . . .	73
2.3.3	Mesures dynamiques . . . . .	73
2.3.3.1	Turn-On Delay . . . . .	75
2.3.3.2	Paramètres S . . . . .	78
2.4	Résumé sur les caractéristiques expérimentales . . . . .	82
<b>3</b>	<b>Modélisation électrique en signal des VCSELs à grande longueur d'onde</b>	<b>87</b>
3.1	Modélisation électrique . . . . .	87
3.1.1	Introduction . . . . .	87
3.1.2	Schéma électrique équivalent de la puce . . . . .	87
3.1.2.1	Résistance dynamique . . . . .	88
3.1.2.2	Accès électrique . . . . .	89
3.1.3	Comparaison des accès électriques à 1310 et 1550nm . . . . .	92
3.1.3.1	Interprétation du comportement de la puce . . . . .	93
3.1.3.2	Mise en cascade . . . . .	96
3.2	Matrices de transfert . . . . .	97
3.2.1	Relations de passage . . . . .	97
3.2.2	Hypothèses . . . . .	97
3.2.3	Accès électrique . . . . .	98
3.2.4	Extraction de la réponse de la cavité . . . . .	99
3.3	Éléments de la cavité . . . . .	99
3.3.0.1	Couple $C_j L_0$ . . . . .	99

---

3.3.0.2	Couple $R_j R_0$ . . . . .	102
3.3.1	Extraction des paramètres intrinsèques . . . . .	108
3.3.2	Validation des paramètres intrinsèques . . . . .	112
<b>4</b>	<b>Bruit et largeur de raie dans les VCSELs à grande longueur d'onde</b>	<b>117</b>
4.1	Présentation du bruit . . . . .	117
4.2	Le bruit d'intensité relatif . . . . .	118
4.2.1	Définition . . . . .	118
4.2.2	Fonctions de Langevin . . . . .	118
4.2.2.1	Sources de Langevin . . . . .	118
4.2.2.2	Fluctuations des porteurs et des photons . . . . .	119
4.2.2.3	Densités spectrales . . . . .	119
4.2.3	Modélisation électrique de la zone active . . . . .	121
4.2.4	Mesures de RIN . . . . .	123
4.2.4.1	Banc de mesures . . . . .	124
4.2.4.2	Détermination du bruit d'intensité relatif . . . . .	124
4.2.4.3	Mesures de RIN . . . . .	125
4.3	La largeur de raie du VCSEL . . . . .	126
4.3.1	Présentation . . . . .	126
4.3.2	Méthode Hétérodyne . . . . .	127
4.3.2.1	VCSEL utilisé . . . . .	127
4.3.2.2	Banc de mesure . . . . .	128
4.3.3	Méthode basée sur la dispersion des fibres . . . . .	131
4.3.3.1	Principe . . . . .	131
4.3.3.2	Mesure de la dispersion . . . . .	132
4.3.3.3	Banc de mesure et résultats . . . . .	133
4.3.4	Méthode Self-Hétérodyne . . . . .	135
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>141</b>



# Table des figures

1.1	Schéma de principe d'un VCSEL. . . . .	22
1.2	Diagramme de bande a) de la zone active puits quantiques et b) d'un puit quantique. . . . .	25
1.3	Structure de maille de l'InP : a) Forme cristalline b) Maille contrainte et c) Maille étirée. . . . .	25
1.4	Le processus de l'effet SRH. . . . .	26
1.5	Les 3 processus de l'effet Auger. . . . .	27
1.6	Processus de l'IVBA. . . . .	28
1.7	Matériaux utilisés en fonction de la longueur d'onde. . . . .	28
1.8	Principe du miroir de Bragg. . . . .	29
1.9	Principe de la jonction tunnel. . . . .	30
1.10	Structure réalisée par Opto+. . . . .	31
1.11	Structures utilisant des miroirs diélectriques. . . . .	32
1.12	VCSEL à $1,54\mu\text{m}$ de l'UCSB réalisé par wafer fusion. . . . .	33
1.13	Schéma d'un VCSEL à $1300\text{nm}$ pompé optiquement par un VCSEL à $850\text{nm}$ dont les structures sont couplées. . . . .	33
1.14	Structure réalisée par BeamExpress. . . . .	34
1.15	Structures réalisée par Agilent. . . . .	35
1.16	Structures incorporant un cristal photonique. . . . .	35
1.17	Évolution de la puissance optique selon les structures utilisées pour un fonctionnement monomode. . . . .	36
1.18	Diagramme de bande des MAR-VCSELs. . . . .	37
1.19	Structure des VCSELs à plusieurs zone actives. . . . .	38
1.20	VCSELs accordable développés par les équipes de a) J. S. Harris et b) C. J. Chang-Hasnain. . . . .	38
1.21	Structure développée par Vertilas. . . . .	39
1.22	VCSELs accordables à pompage optique : a) structure de l'université de Darmstadt b) structure de BeamExpress. . . . .	40
1.23	Principe d'un VCSEL à cavité externe. . . . .	41
1.24	Performances d'une transmission utilisant un VCSEL à $1,55\mu\text{m}$ . . . . .	42
1.25	Architecture d'un réseau WDM. . . . .	43

1.26	Structure d'un amplificateur à cavité verticale. . . . .	44
1.27	Spectre d'absorption normalisé de l'eau et du dioxyde de carbone. . . . .	45
1.28	Spectre d'absorption normalisé de l'acide iodhydrique et de l'ion hydroxyle. . . . .	45
1.29	Principe du verrouillage optique. . . . .	46
1.30	Mesure de la transmission d'un VCSEL sous verrouillage optique. . . . .	47
1.31	Principe d'un régénérateur de signaux : a) description du principe b) résultats. . . . .	48
1.32	Résultats sur la compensation non-linéaire : a) délai optique b) décalage non-linéaire. . . . .	49
2.1	Principe de la modulation petit-signal. . . . .	63
2.2	Simulation de la réponse petit-signal du VCSEL. . . . .	66
2.3	Schéma électrique équivalent de la cavité d'une diode laser. . . . .	67
2.4	Vue de dessus des puces VCSEL à 1.3 et 1.55 $\mu$ m. . . . .	71
2.5	Fibre optique lentillée pour le couplage optique sous pointe. . . . .	71
2.6	Caractéristique statiques du VCSEL à 1310nm. . . . .	72
2.7	Caractéristique statiques du VCSEL à 1550nm. . . . .	72
2.8	Spectres optiques des VCSELS à 1310nm et 1550nm respectivement. . . . .	73
2.9	Évolution de la longueur d'onde en fonction du courant de polarisation. . . . .	74
2.10	Schéma de principe pour la mesure du Turn-On Delay. . . . .	75
2.11	Évolution du TOD pour $I_{off} = 0.11 \times I_{th}$ et $I_{off} = 0.34 \times I_{th}$ . . . . .	76
2.12	Évolution des résistances série en fonction du courant de polarisation à 1310nm et 1550nm respectivement. . . . .	76
2.13	Turn On Delay à 1310nm et 1550nm respectivement. . . . .	77
2.14	Schéma du banc de mesure des paramètres S. . . . .	79
2.15	$S_{11}$ et $S_{21}$ des VCSELS BeamExpress à 1310nm. . . . .	80
2.16	$S_{11}$ et $S_{21}$ des VCSELS BeamExpress à 1550nm. . . . .	80
2.17	Fréquence de résonance en fonction de la racine carrée du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	81
3.1	Schéma électrique équivalent à 1310nm. . . . .	88
3.2	Chemin des électrons dans la structure. . . . .	89
3.3	Comparaison entre mesure et simulation du module du $S_{11}$ à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	89
3.4	Comparaison entre mesure et simulation de la phase du $S_{11}$ à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	90
3.5	Comparaison entre mesure et simulation sur l'abaque de Smith du $S_{11}$ à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	90
3.6	Évolution de $R_s$ en fonction du courant de polarisation. . . . .	91
3.7	Contact des lignes sur les VCSELS à 1,3 et 1,55 $\mu$ m. . . . .	92
3.8	Comparaison des réponses $S_{21}$ des VCSELS à 1,3 et 1,55 $\mu$ m. . . . .	93
3.9	Comparaison de $R_s$ entre les longueurs d'onde 1310 et 1550nm. . . . .	94

---

3.10	Comparaison des simulations du paramètre $S_{11}$ avec et sans la contribution de la cavité. . . . .	94
3.11	Mesure de la pente du $S_{21}$ à -60dB/déc. et reconnaissance d'un système du troisième ordre à 1310nm. . . . .	95
3.12	Principe du de-embedding. . . . .	95
3.13	Mise en cascade des différents éléments de la puce VCSEL. . . . .	96
3.14	Accès électrique de la puce VCSEL. . . . .	98
3.15	Organigramme pour le processus extraction de l'accès électrique à la mesure. . . . .	100
3.16	$S_{21}$ de la cavité optique du VCSEL obtenu par la méthode d'extraction. . . . .	101
3.17	Comparaison des résultats entre le $S_{21}$ mesuré et le $S_{21}$ extrait. . . . .	101
3.18	Évolution de $L_0$ en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	102
3.19	Comparaison de l'évolution de $L_0$ des différentes longueurs d'onde. . . . .	103
3.20	Comparaison entre mesure et simulation du VCSEL à 1310nm pour un courant $I_{pol}$ à 4mA. . . . .	104
3.21	Comparaison entre mesure et simulation du VCSEL à 1550nm pour un courant $I_{pol}$ à 5mA. . . . .	105
3.22	Comparaison entre mesure et simulation du VCSEL à 1310nm pour un courant $I_{pol}$ à 9mA. . . . .	105
3.23	Comparaison entre mesure et simulation du VCSEL à 1550nm pour un courant $I_{pol}$ à 9mA. . . . .	106
3.24	Évolution des résistances $R_j$ et $R_0$ en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	106
3.25	Comparaison des résistances $R_j$ (gauche) et $R_0$ (droite) en fonction des longueurs d'onde. . . . .	107
3.26	Évolution de la densité de photons en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	108
3.27	Comparaison des relations pour la densité de photons à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	109
3.28	Densité de porteurs à la transparence en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	109
3.29	Évolution de la durée de vie photonique en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite). . . . .	110
3.30	Comparaison entre mesure et simulation petit-signal pour 3 courants de polarisation à 1310nm : 5, 6 et 8mA. . . . .	112
3.31	Comparaison entre mesure et simulation petit-signal pour 3 courants de polarisation à 1550nm : 6, 8 et 9mA. . . . .	113
4.1	Variation de la phase du champ électrique du mode laser par émission spontanée. . . . .	118
4.2	Évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin en fonction du courant de polarisation à 1310nm et 1550nm. . . . .	121

4.3	Schéma électrique équivalent de la cavité d'une diode laser incluant les sources de bruit. . . . .	122
4.4	Évolution des densités spectrales des sources équivalentes de bruit en fonction du courant de polarisation à 1310nm et 1550nm. . . . .	123
4.5	Simulation de la densité spectrale équivalente en tension et couplée pour différentes valeurs de $\beta$ . . . . .	123
4.6	Banc de mesure du bruit d'intensité relatif. . . . .	124
4.7	Mesures de RIN en fonction du courant de polarisation à 1550nm. . . . .	125
4.8	RIN mesuré et lissé (gauche) et simulé (droite) pour un courant de polarisation à 6mA. . . . .	126
4.9	Caractéristique statique et spectre du VCSEL de Vertilas. . . . .	127
4.10	Banc de mesure de largeur de raie par méthode Hétérodyne. . . . .	128
4.11	Évolution de la largeur de raie du VCSEL Vertilas . . . . .	130
4.12	Fréquences d'extinction d'une fibre optique de 60km. . . . .	133
4.13	Banc de mesure pour l'extraction du facteur de Henry basé sur la dispersion des fibres . . . . .	134
4.14	Fréquence d'extinction d'une fibre optique monomode de 60km incluant la contribution de $\alpha_H$ pour le VCSEL Vertilas . . . . .	134
4.15	Fréquence d'extinction d'une fibre optique monomode de 60km incluant la contribution de $\alpha_H$ pour le VCSEL BeamExpress . . . . .	135
4.16	Schéma de montage pour une mesure par méthode self-hétérodyne . . . . .	136
4.17	Évolution spectrale de la raie laser en fonction du courant de polarisation par mesure Self-hétérodyne. . . . .	136
4.18	Évolution de la largeur de raie mesurée Self-hétérodyne. . . . .	137

# Liste des tableaux

1.1	Tableau comparatif entre VCSELS et EELs [4]. . . . .	22
2.1	Littérature sur les paramètres A et B pour un matériau en InGaAlAs. . . . .	78
2.2	Paramètres intrinsèques extraits de la mesure. . . . .	82
3.1	Évolution des paramètres de l'accès électrique en fonction du courant de polarisation pour le VCSEL à 1310nm. . . . .	90
3.2	Évolution des paramètres de l'accès électrique en fonction du courant de polarisation pour le VCSEL à 1550nm. . . . .	91
3.3	Comparaison des paramètres de l'accès électrique à 1310 et 1550nm. . . . .	92
3.4	Évolution des paramètres de la cavité en fonction du courant de polarisation à 1310nm. . . . .	107
3.5	Évolution des paramètres de la cavité en fonction du courant de polarisation à 1550nm. . . . .	107
3.6	Comparaison des paramètres intrinsèques du VCSEL à 1310nm avec ceux reportés dans la littérature. . . . .	111
3.7	Comparaison des paramètres intrinsèques du VCSEL à 1550nm avec ceux reportés dans la littérature. . . . .	111
4.1	Paramètres utilisés pour le VCSEL Vertilas . . . . .	129



# Introduction

Les efforts constants de la recherche sur ces trente dernières années ont permis le déploiement de canaux de transmission haut débit que sont les télécommunications optiques fibrées. Ces canaux, qui fonctionnent à  $1,3\mu\text{m}$  et  $1,55\mu\text{m}$ , se sont imposés grâce à leur très grande bande passante et leur faible atténuation kilométrique.

Ils ont pu, par ailleurs, bénéficier de deux avancées technologiques importantes que sont le multiplexage en longueur d'onde WDM (WDM : *Wavelength Division Multiplexing*) et l'amplification à fibre dopée Erbium (EDFA : *Erbium Doped Fiber Amplifier*) [1].

La technologie des émetteurs lasers s'est également développée de façon intensive (RIN, largeur de raie, puissance) afin d'augmenter la qualité des transmissions. Cependant, avec les enjeux économiques actuels, les concepteurs de systèmes optoélectroniques favorisent le faible coût de fabrication, le faible encombrement et une faible consommation. Dans ce contexte, les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs : *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*) sont particulièrement attractifs car ils répondent à toutes ces exigences pour les liaisons actuelles à 850nm.

En ce qui concerne les grandes longueurs d'onde, les émetteurs lasers standards (type DFB, DBR, FP) dominent largement le marché dans la mesure où la technologie VCSEL à  $1,3\mu\text{m}$  et  $1,55\mu\text{m}$  est encore en phase d'étude et développement. En effet, leur réalisation est délicate compte tenu des matériaux et architectures utilisés.

Plusieurs solutions innovantes ont donc été proposées afin d'obtenir des performances comparables à celles des VCSEL à 850nm :

- la première est l'introduction, dans la structure, d'une jonction tunnel permettant la génération de trous afin d'éviter le dopage p de l'un des miroirs de Bragg [2] ;
- la seconde est la réalisation du miroir inférieur avec des matériaux diélectriques, de faible épaisseur et de haute réflectivité [3] ;
- la troisième est la réalisation de la zone active sur InP comprise entre des miroirs de Bragg en GaAs : cette approche est appelée « Wafer Fusion » [4] ;

C'est sur ces structures que sont focalisés les travaux de thèse, menés en collaboration avec la société BeamExpress, issue de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)

[5]. Le cadre principal du travail a consisté à modéliser le composant à l'aide d'un schéma électrique équivalent afin d'extraire les paramètres intrinsèques du VCSEL. Ce mémoire s'articule autour de quatre chapitres.

Le *premier chapitre* présente un état de l'art des VCSELs à grande longueur d'onde. La problématique sur le développement de ces structures est mise en avant et concerne principalement la fabrication de miroirs de Bragg performants et la puissance optique émise en fonctionnement monomode. Après un descriptif des matériaux utilisés et de l'apport technologique que représente la jonction tunnel pour ces composants, les différentes architectures de VCSELs à grande longueur d'onde sont présentées. La fin du chapitre expose leurs principales applications.

Le *second chapitre* porte sur l'analyse comportementale du VCSEL. Les équations d'évolution en densité de porteurs et de photons sont définies puis linéarisées afin de décrire sa réponse lorsqu'il est soumis à une modulation petit-signal du courant. Dans un second temps, la modélisation électrique de la zone active est présentée et les équations d'évolution linéarisées sont identifiées aux équations du circuit électrique équivalent. Cette étape permet de définir chaque élément du circuit en fonction des paramètres intrinsèques du VCSEL. La caractérisation dynamique des VCSELs est ensuite illustrée à l'aide de mesures du « Turn-On Delay » et des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  pour les deux longueurs d'onde étudiées ( $1,3\mu\text{m}$  et  $1,55\mu\text{m}$ ). Ces mesures conduisent à l'extraction de certains paramètres intrinsèques.

Le *troisième chapitre* met en avant les avantages apportés par les mesures sous pointe des VCSELs à accès coplanaires. Elles permettent, en effet, de mettre en évidence la perturbation apportée par la ligne d'accès électrique de la puce sur son impédance d'entrée. Une technique de modélisation a alors été mise en place afin de dissocier l'accès électrique de la zone active de la puce, nous permettant de définir de façon précise chaque élément du circuit équivalent sans recourir à une procédure d'optimisation. Les paramètres intrinsèques du VCSEL sont alors extraits et validés par la comparaison entre mesure et simulation.

Enfin, une étude expérimentale du bruit relatif d'intensité (RIN : *Relative Intensity Noise*) et de la largeur de raie est présentée dans le *quatrième chapitre*. Cette étude est complétée par une modélisation du RIN à l'aide du schéma électrique équivalent. Grâce aux paramètres intrinsèques extraits au chapitre trois, les densités spectrales des fonctions de Langevin et des sources équivalentes de bruit en tension et en courant sont calculées. D'autre part, plusieurs méthodes d'extraction du facteur d'élargissement de raie du VCSEL sont présentées.

## Bibliographie

- [1] J.-M. MARTIN, *Modélisation physique et caractérisation en puissance et en phase d'amplificateur à fibre dopée Erbium moyenne énergie pour applications LIDAR*. Thèse doctorat, Supaero, Toulouse, 2004.
- [2] J. BOUCART, C. STARCK, F. GABORIT, A. PLAIS, N. BOUCHE, E. DEROUIN, J. REMY, J. BONNET-GAMARD, L. GOLDSTEIN, C. FORTIN, D. CARPENTIER, P. SALET, F. BRILLOUET et J. JACQUET, « Metamorphic DBR and tunnel-junction injection. A CW RT monolithic long-wavelength VCSEL », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 3, p. 520–529, 1999.
- [3] M. ORTSIEFER, R. SHAU, G. BOHM, F. KOHLER et M.-C. AMANN, « Low-threshold index-guided 1.5  $\mu$ m long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser with high efficiency », *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 16, p. 2179–2181, 2000.
- [4] D. BABIC, J. PIPREK, K. STREUBEL, R. MIRIN, N. MARGALIT, D. MARS, J. BOWERS et E. HU, « Design and analysis of double-fused 1.55  $\mu$ m vertical-cavity lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 8, p. 1369–1383, 1997.
- [5] A. SYRBU, A. MEREUTA, V. IAKOVLEV, A. CALIMAN, P. ROYO et E. KAPON, « 10 Gbps VCSELs with High Single Mode Output in 1310nm and 1550 nm Wavelength Bands », in *Conference on Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference, 2008. OFC/NFOEC 2008.*, p. 1–3, 2008.



---

# État de l'art des VCSELS à grande longueur d'onde

---

*Ce premier chapitre permet de faire un tour d'horizon des VCSELS à grande longueur d'onde d'aujourd'hui. Une attention particulière est portée sur les difficultés et les contraintes technologiques mises en œuvre à la réalisation de telles structures. Puis, après une présentation des différents composants du marché, une synthèse est faite sur les applications.*

## 1.1 Présentation générale des VCSELS

### 1.1.1 Introduction

Les VCSELS, comme l'indique l'acronyme Anglo-Saxon « Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », sont des lasers à cavité verticale émettant par la surface. C'est en 1977 que Kenichi Iga [1], du Tokyo Institute of Technology, propose pour la première fois une telle structure. Deux années plus tard, la première réalisation apparaît. Il s'agit d'un VCSEL fabriqué avec des matériaux en InGaAsP-InP, dont la longueur d'onde est de 1300nm, pompé électriquement et émettant en mode pulsé à 77K. Il faudra ensuite attendre 1989 pour voir émerger un axe de recherche dédié aux VCSELS. Ceci fut possible grâce aux contributions déterminantes de Koyama [2] et Jewell [3] qui présentent des conditions d'utilisation très prometteuses avec, respectivement, un fonctionnement à température ambiante et l'obtention d'un courant de seuil très faible.

Depuis 1992, la recherche sur les VCSELS s'est développée de façon intensive, et connaît un essor mondial. Ceci a permis l'ouverture d'un marché innovant qui couvre dès à présent une large gamme de longueurs d'onde. Il est donc important de présenter la conception et le fonctionnement de ces structures.

### 1.1.2 Architecture du composant

L'originalité du concept proposée par K. Iga permet aux VCSELS de se distinguer selon plusieurs critères. Tout d'abord, l'idée est de concevoir un laser totalement monolithique, c'est à dire sans interruption du procédé de fabrication. Pour cela, on fait croître des couches de semiconducteurs sur un substrat appelé « wafer », comme le montre la figure 1.1.a [4]. Ces

## 1.1 Présentation générale des VCSELs

couches, qui sont élaborées par épitaxie, comprennent une zone de gain optique associée à deux miroirs, appelés réflecteurs de Bragg qui sont dopés pour assurer la bonne mobilité des porteurs.

Ensuite, à la différence des autres sources laser à semiconducteurs, les VCSELs sont des composants dont le faisceau laser est émis par la surface, dans une direction perpendiculaire au plan de croissance des couches semiconductrices.

De plus, la structure présente la particularité de faire traverser les électrons à travers les miroirs de Bragg afin de les faire pénétrer dans la zone de gain. De ce fait, les électrons et les photons circulent dans la même direction, ce que présente la figure 1.1.b.

Enfin, la géométrie de ces sources est pour la première fois réalisée de façon cylindrique. Par contre, leurs dimensions sont beaucoup plus faibles comparées aux émetteurs par la tranche (EELs : Edge Emitting Lasers) tels que les DFB ou les DBR comme le montre le tableau 1.1.

Paramètre	Symbole	EEL	VCSEL
Volume de la zone active	$V_{act}$	$60\mu\text{m}^3$	$1,3\mu\text{m}^3$
Longueur de cavité	$L_{act}$	$300\mu\text{m}$	$1\lambda$
Reflectivité des miroirs	$R_m$	0,3	$> 0,99$
Confinement longitudinal	$\Gamma$	50%	3%
Durée de vie photonique	$\tau_P$	1ps	$> 3\text{ps}$
Fréquence de résonance à faible courant de polarisation	$F_r$	$< 5\text{GHz}$	$> 10\text{GHz}$

Tableau 1.1: Tableau comparatif entre VCSELs et EELs [4].

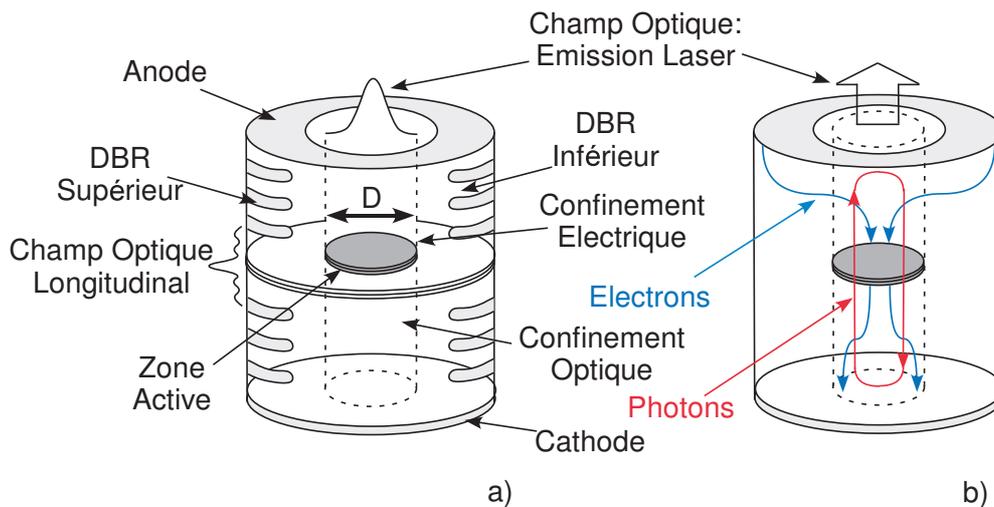


Figure 1.1: Schéma de principe d'un VCSEL.

### 1.1.3 Points forts et points faibles

Au regard des spécificités citées précédemment, il est à noter que toutes ces innovations donnent aux VCSELs de nombreux avantages par rapport aux EELs [4] :

- un courant de seuil très faible grâce au faible volume de cavité, pouvant atteindre le niveau des  $100\mu\text{A}$  ;
- le courant de seuil et la longueur d'onde sont relativement peu sensibles aux variations de température, comparés aux EELs ;
- la longueur de cavité étant de l'ordre de la longueur d'onde, leur comportement est monomode longitudinal ;
- une fréquence de modulation élevée ( $>10\text{GHz}$ ) grâce au faible volume de la cavité ;
- une durée de vie importante, due à la zone active enterrée et à la passivation des surfaces ;
- un faisceau laser de sortie circulaire et faiblement divergent, lui conférant un couplage facilité avec les fibres optiques ;
- un faible coût grâce à sa production en série et la possibilité de les tester directement sur le wafer ;
- la fabrication de barrettes ou de matrices ;

Malgré tout, leur structure souffre sur certains points, et plus particulièrement sur le confinement, qu'il soit électrique ou optique. En effet, comme il a été présenté dans la première figure, le confinement électrique est basé sur une ouverture vers laquelle les électrons vont migrer pour atteindre la zone active. Cette ouverture, qui est réalisée de préférence par l'oxydation de couches semiconductrices, peut également servir à confiner les photons dans un volume précis. Cependant, si cette ouverture est large (i.e. supérieure à  $5\mu\text{m}$ ), les électrons vont générer des photons sur un large diamètre favorisant l'apparition de modes transverses. Dans le cadre d'applications où l'aspect monomode n'est pas essentiel, les larges ouvertures favorisent des puissances optiques plus élevées. Par contre, il reste encore difficile d'obtenir des puissances supérieures à  $6\text{mW}$  [5] avec un comportement monomode transverse.

Enfin, étant donné la petite taille de la structure, les effets thermiques au sein même de la puce laser vont engendrer des effets indésirables si les matériaux utilisés ne possèdent pas une bonne conductivité thermique.

On comprend donc que la conception des VCSELs demande une étude très élaborée des couches de semiconducteurs afin d'optimiser le comportement général du composant.

### 1.1.4 Marché et les perspectives

La recherche sur les VCSELs a permis de montrer des performances inégalées avec les autres émetteurs laser : un très faible courant de seuil ( $\sim 1\text{mA}$ ), une bande passante record de  $24\text{GHz}$  [6] à  $1,1\mu\text{m}$  et une transmission record de  $35\text{Gb/s}$  en modulation directe à  $980\text{nm}$  [7]. De plus, leurs faibles dimensions en font des composants à très haut niveau d'intégration.

Grâce à leurs propriétés et leur faible coût, les VCSELs ont donc évolué très rapidement du stade de recherche à celui de réalité commerciale [8], [9] et de nombreux fabricants les utilisent dans leurs modules optoélectroniques. La technologie sur GaAs étant devenue mature, les VCSELs à courte longueur d'onde (850nm) se sont imposés dans de nombreuses applications et tout particulièrement dans les Datacoms [10] pour la transmission de signaux haut débit ou pour les liaisons parallèles sur fibre multimode.

Ils connaissent d'ailleurs un tel succès qu'il tendent à remplacer les sources lasers des systèmes existants. On peut noter qu'ils représentent aujourd'hui un atout économique majeur dans la conception de têtes optiques performantes pour la lecture optique (CD, DVD), le stockage, la mesure de déplacements (télémétrie, vélocimétrie, souris optique...) [11], les imprimantes laser [12] et le pompage optique [13].

On trouve également des VCSELs émettant dans le visible, où les applications principales concernent l'imagerie et les afficheurs. Fort de son succès dans le monde industriel, l'accessibilité des VCSELs aux grandes longueurs d'onde devient indispensable, surtout dans le domaine des télécommunications.

## 1.2 VCSELs à grande longueur d'onde

### 1.2.1 La problématique

La fabrication des VCSELs émettant à grandes longueurs d'onde, c'est à dire dans la gamme 1,3-1,55 $\mu$ m, n'a pas évolué aussi rapidement que celle des diodes lasers aux courtes longueurs d'onde (850 et 980nm) à cause de certaines contraintes technologiques.

En effet, les composés ternaires et quaternaires utilisés à ces longueurs d'onde sont généralement conçus sur substrat d'InP. Cela provoque l'apparition de nouveaux facteurs limitant [14] qui sont le faible contraste d'indice pour les DBR et la faible conductivité thermique, qui réduit la plage de température de fonctionnement. De plus, de nouveaux phénomènes physiques surgissent à cause de la faible largeur de bande interdite, compliquant ainsi leur développement.

Nous allons donc voir les avancées technologiques proposées pour faire évoluer les performances de ces structures.

### 1.2.2 La zone active

#### 1.2.2.1 Structure

La zone active est le lieu où se produit l'émission stimulée. Il est donc primordial d'optimiser le rapport entre le confinement des électrons et le gain du matériau. Ceci peut être réalisé grâce à l'introduction de puits quantiques dans la zone active. Les électrons vont alors être localisés dans un faible volume, ce qui a pour effet d'augmenter le gain et de réduire le courant de seuil. La structure de ces puits est présentée sur la figure 1.2.a. On parle d'un

environnement quantique car, avec son petit volume, les bandes électroniques sont modifiées en niveaux d'énergie discrets, voir figure 1.2.b.

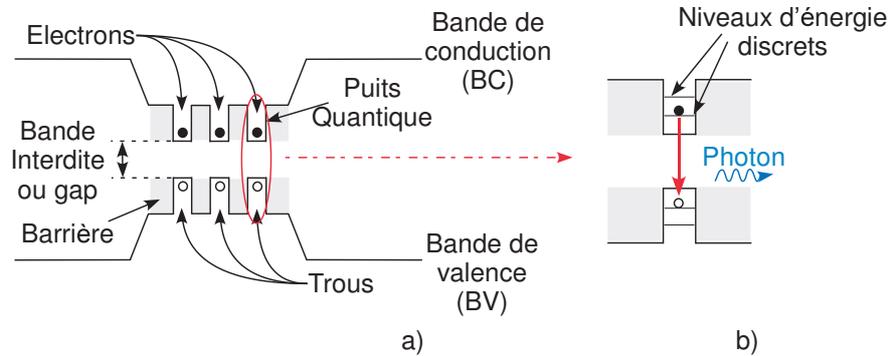


Figure 1.2: Diagramme de bande a) de la zone active puits quantiques et b) d'un puit quantique.

Un autre avantage dans la structure des VCSELs vient des barrières de potentiel autour de la zone active appelées SCH (*Separate Confinement Heterostructure*). En effet, dans les émetteurs par la tranche, ces barrières dont l'indice de réfraction est plus faible que celui des puits, permettent de guider la lumière. Dans le cadre des VCSELs, cela n'est plus nécessaire. Cette zone peut donc être limitée voire complètement retirée, ce qui améliore les performances du laser à haute température.

Dans les procédés de fabrication, la croissance des couches de semiconducteurs est réalisée par épitaxie et en accord de maille avec le substrat. En effet, les semiconducteurs étant des structures cristallines, il y a une distance inter-atomique  $a$  à respecter, comme le montre la figure 1.3.a avec le phosphure d'indium InP [15]. Si un substrat a une maille  $a_1$ , les composés qui seront déposés sur ce substrat devront avoir une maille en accord avec  $a_1$ . Par contre, il est possible de modifier cet accord de maille en effectuant une contrainte. On peut ainsi faire croître une maille  $b_1$  sur une maille  $a_1$  plus petite (figure 1.3.b), ou une maille  $b_2$  plus petite que la maille  $a_1$  (figure 1.3.c). Ces procédés sont appelés maille contrainte ou maille étirée respectivement.

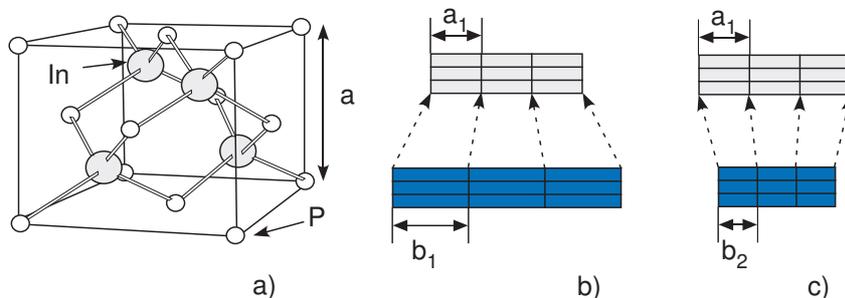


Figure 1.3: Structure de maille de l'InP : a) Forme cristalline b) Maille contrainte et c) Maille étirée.

La plupart des puits quantiques utilisés dans les VCSELs ont une maille contrainte. Cela

permet d'obtenir un densité de porteurs à la transparence plus faible et un gain différentiel plus élevé [16]. Le courant de seuil est, par conséquent, diminué. Cependant, la zone active comprend plusieurs puits, 5 au minimum, et la contrainte appliquée à tous les puits engendre des dislocations et une instabilité dans le processus de fabrication. Pour palier à ce problème, une contrainte inverse est appliquée aux barrières qui séparent chaque puits afin d'obtenir une maille dite compensée [17]. Un meilleur procédé de fabrication est ainsi obtenu [18] .

### 1.2.2.2 Recombinaisons non-radiatives et absorption optique

La zone active est le siège des recombinaisons possibles au sein du semiconducteurs. Elles peuvent être de deux types : soit radiatives en émettant un photon, principe de l'émission spontanée, soit non-radiatives en libérant l'excès d'énergie sous forme de chaleur. Dans les VCSELs à grande longueur d'onde, ces effets non-radiatifs deviennent beaucoup plus importants qu'à courte longueur d'onde car ils sont associés à la structure de la bande de valence du matériau utilisé [18]. Il existe au total, trois effets : les recombinaisons par effet Shockley-Read-Hall (qui sont présentes à toutes les longueurs d'onde), les recombinaisons par effet Auger et l'absorption induite entre les bandes de valence appelée IVBA (dominantes pour les grande longueurs d'onde) (*Inter-Valence Band Absorption*).

Les pertes par effet Shockley-Read-Hall (SRH) sont présentées sur la figure 1.4.

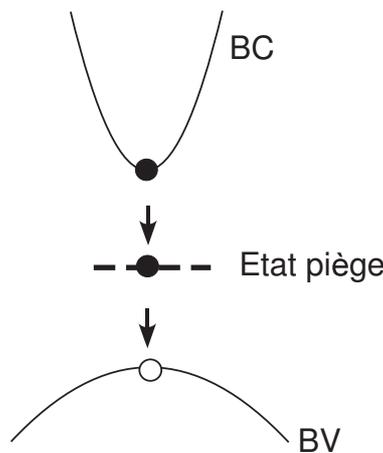


Figure 1.4: Le processus de l'effet SRH.

Lors du processus de croissance du semiconducteur, il apparaît des niveaux pièges qui se situent entre les bandes de valence et de conduction. La recombinaison se fait alors en deux étapes à travers ce niveau piège, sans émettre de photons.

Les pertes par effet Auger fonctionnent différemment et mettent en jeu des collisions entre plusieurs particules et plusieurs niveaux d'énergie, comme la figure 1.5 le montre [19].

Quatre particules sont impliquées dans le processus, qui peuvent provenir de différentes bandes. En effet, la bande de valence d'un semiconducteur peut être décomposées en 3

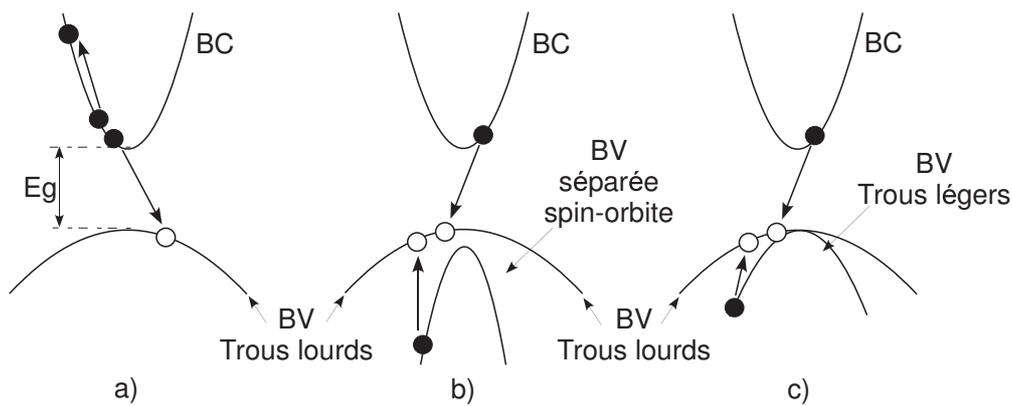


Figure 1.5: Les 3 processus de l'effet Auger.

autres bandes appelées respectivement bande des trous lourds (HH : *Heavy Hole*), bande des trous légers (LH : *Light Hole*) et bande séparée (SO : *Split-Off*). Ce terme de bande séparée correspond au couplage du spin de l'électron à son mouvement orbital. Trois processus peuvent donc intervenir impliquant :

- trois électrons (C) et un trou lourd (HH) : procédé CCCH (figure 1.5.a) ;
- un électron (C), deux trous lourds (HH) et un trou d'orbite de Spin (SO) : procédé CHHS (figure 1.5.b) ;
- un électron (C), deux trous lourds (HH) et un trou léger (LH) : procédé CHHL (figure 1.5.c) ;

L'effet dominant est le procédé CHHS où deux électrons de la bande de valence des trous lourds vont rentrer en collision : un premier électron est excité à un niveau d'énergie supérieur dans la bande de conduction (et revient à un état d'équilibre en libérant un phonon) et un deuxième électron tombe dans un trou de la bande de valence du couplage spin-orbite. Ce phénomène implique l'augmentation du courant de seuil et la dégradation des conditions d'utilisation à haute température.

Une autre source de pertes optiques dans les VCSELS à grande longueur d'onde est l'absorption provoquée par l'activité électronique entre les différentes bandes de valence. Cet effet est appelé IVBA (*Inter-Valence Band Absorption*), voir figure 1.6 [20].

Ce mécanisme se produit lorsque la condition d'oscillation laser est atteinte. Trois processus peuvent également être impliqués mais l'effet dominant implique la transition d'un électron de la bande de valence du couplage spin-orbite en trou dans la bande de valence des trous lourds [21]. C'est une source de pertes optiques [22], qui augmentent avec la température [20], [23] et qui diminuent le gain [22]. Cependant, il est possible de diminuer cet effet en modifiant la structure des bandes par une contrainte sur les puits quantiques [16].

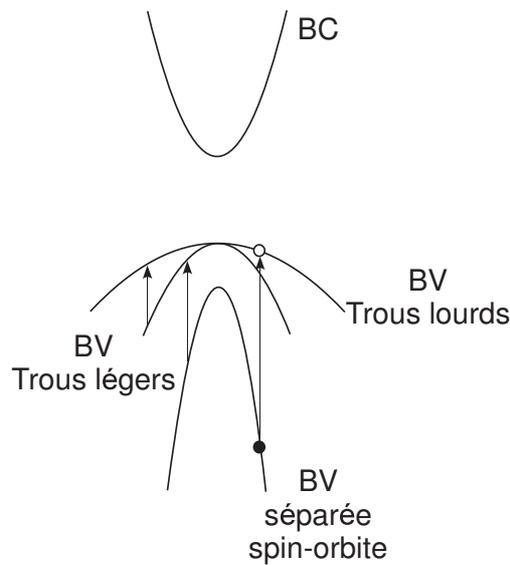


Figure 1.6: Processus de l'IVBA.

### 1.2.2.3 Matériaux

Dans la conception de VCSELs à grande longueur d'onde, les matériaux les plus communément utilisés sont composés de InGaAsP ou InAlGaAs sur substrat d'InP. Mais il est également possible de trouver des structures composées en InGaNAS et GaInNASb [24], [25], sur substrat de GaAs car la technologie en GaAs est bien maîtrisée. Le groupe de recherche à Seïko Epson Corp. travaille avec des matériaux en InGaNAS et a pu obtenir 4,5mW avec un comportement multimode [26]. La figure 1.7 présente les matériaux utilisés selon la longueur d'onde avec leur substrat respectif jusqu'à  $2\mu\text{m}$  [4], [27], [28], [29].

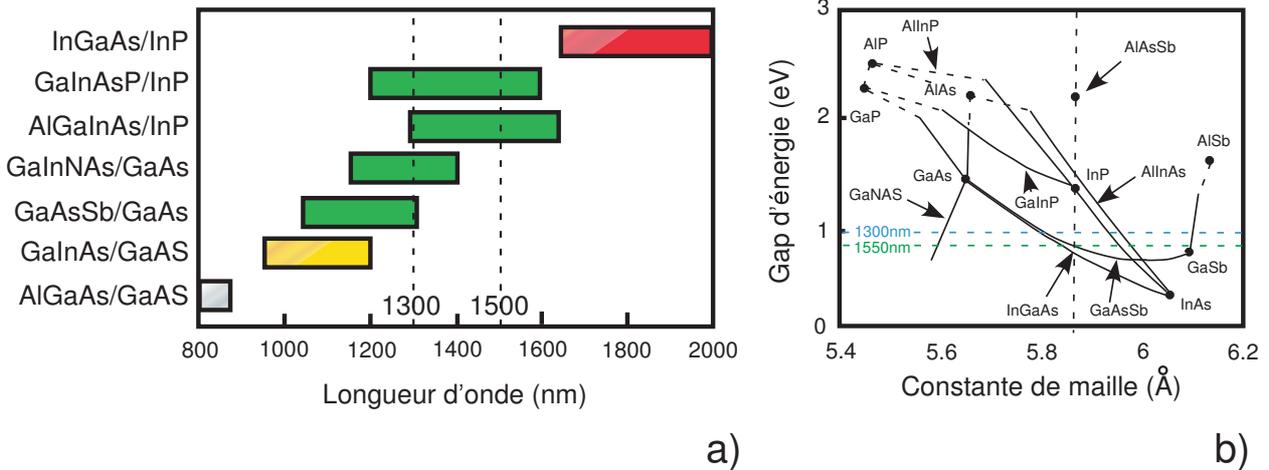


Figure 1.7: Matériaux utilisés en fonction de la longueur d'onde.

On constate donc que seuls les matériaux InGaAlAs et InGaAsP sur InP sont capables

de couvrir les deux longueurs d'onde utilisées dans les télécommunications. Ils représentent ainsi un atout majeur pour la fabrication de masse et sont utilisés par les principaux fabricants de VCSELs à 1,3 et 1,55 $\mu\text{m}$ .

Le choix des matériaux présentés dans la figure 1.7 découle d'un bon compromis entre une zone active à fort gain et la capacité de concevoir des miroirs performants.

### 1.2.3 Les différentes approches pour les DBR

Dans la conception des VCSELs, les miroirs de Bragg ou DBR (*Distributed Bragg Reflectors*), jouent un rôle crucial puisqu'ils ont deux fonctions : la première implique la circulation des électrons jusqu'à la zone active et la seconde réside dans la réflectivité afin que l'onde optique puisse osciller dans la cavité. A cause du faible volume de la zone active dans la cavité, la réflectivité des DBR se doit d'être très élevée, et dépasse généralement les 99% [30]. Les DBR sont pour cela formés par alternance de couches dont l'indice de réfraction varie périodiquement, un fort et un faible, comme le décrit la figure 1.8.a [31]. L'épaisseur de chaque couche correspond au quart de la longueur d'onde de fonctionnement.

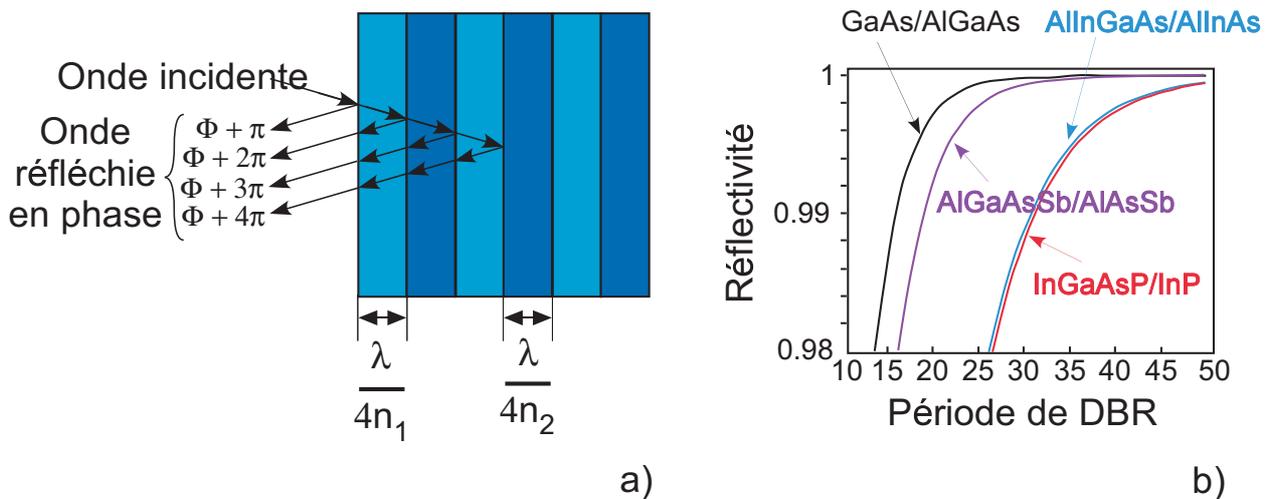


Figure 1.8: Principe du miroir de Bragg.

Malheureusement, avec les matériaux en InGaAsP ou InGaAlAs, il faut un nombre important de bicouches pour obtenir de telles réflectivités comme le montre la figure 1.8.b [32]. De plus, les résistivités thermiques [33] et électriques augmentent avec le nombre de bicouches, surtout en ce qui concerne les DBR qui sont dopés P. Qui plus est, afin de confiner le champ optique, les premières couches du DBR sont le plus souvent oxydées, formant un diaphragme d'oxyde dont l'ouverture varie selon les applications. Selon le diamètre de cet oxyde, des modes transverses apparaissent et il faut une ouverture inférieure à 5 $\mu\text{m}$  pour un fonctionnement monomode [34]. En confinant fortement les électrons dans une petite ouver-

ture, la résistivité électrique totale va augmenter dramatiquement.

On constate donc que la principale difficulté dans la conception des VCSELs à grande longueur d'onde est de concevoir des composants monolithiques dont la zone active et les DBRs sont épitaxiés avec les mêmes matériaux [35]. Certains laboratoires ont pu réaliser des composants conçus avec des DBRs en InAlGaAs sur substrat d'InP émettant à  $1,55\mu\text{m}$  mais la puissance optique du laser n'excède pas  $0,05\text{mW}$  en monomode [36] et  $1,5\text{mW}$  en multi-mode [37].

Des innovations technologiques ont donc été nécessaires à la réalisation de DBRs performants tout en conservant un confinement optimal. Pour cela, il faut donc éviter le dopage P pour l'un des miroirs, de même que l'oxydation de ceux-ci.

### 1.2.3.1 La jonction tunnel

La jonction tunnel va résoudre les problèmes de résistivité et de confinement optique simultanément. Le principe de cette jonction a été démontré par Léo Esaki pour lequel il reçut le prix Nobel en 1973. Il s'agit de faire transiter les électrons par effet tunnel entre la bande de valence et la bande de conduction d'une jonction P-N très fortement dopée (par exemple  $n^{++} = p^{++} = 1 - 2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ). Le schéma de la figure 1.9 définit le processus tunnel [38].

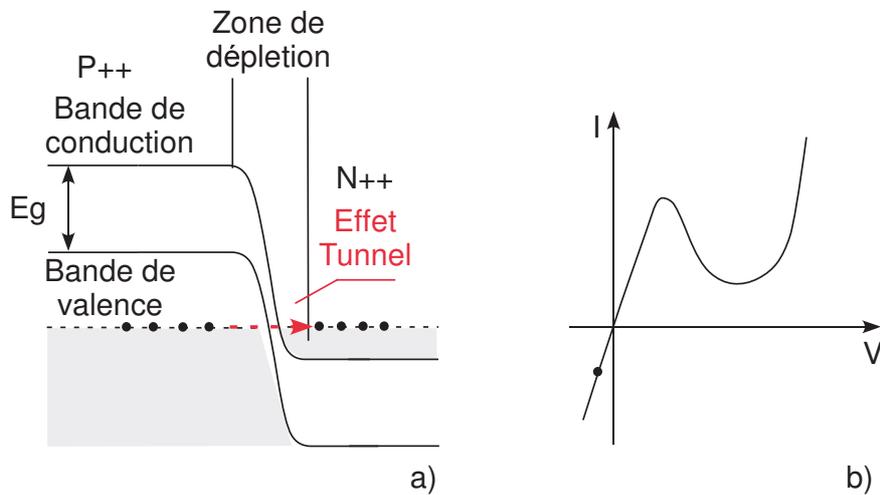


Figure 1.9: Principe de la jonction tunnel.

Dans le cas des VCSELs à grande longueur d'onde, la jonction tunnel sert de générateur de trous. En appliquant une polarisation inverse, les niveaux de Fermi s'éloignent laissant une faible épaisseur dans la zone de charge d'espace. Les électrons peuvent, par effet tunnel, passer de la bande de valence (dopée  $p^{++}$ ) vers la bande de conduction (dopée  $n^{++}$ ), laissant derrière eux des trous. C'est ce que décrit la figure 1.9. Puis lorsque la polarisation

est directe, l'effet tunnel se produit dans l'autre direction.

La jonction tunnel est localisée juste au-dessus de la zone active et elle présente les avantages suivants : elle réduit l'absorption entre les bandes de valence due au dopage P principalement, elle permet d'abaisser le courant de seuil grâce à la meilleure mobilité des porteurs dans les zones dopées N et elle fournit le confinement optique et électrique par l'ajustement de son diamètre. Aujourd'hui, elle fait l'unanimité dans les VCSELS à grande longueur d'onde.

Ensuite, il a fallu associer à cette jonction tunnel des miroirs de Bragg performants. Là aussi, plusieurs solutions ont été trouvées.

### 1.2.3.2 Miroirs métamorphiques

L'une d'entre elle est basée sur la croissance d'un miroir métamorphique, c'est à dire consistant à épitaxier directement un miroir en GaAs sur une zone active en InP [39]. Cela permet de profiter au maximum des propriétés thermiques, optiques et électriques du matériau [40]. La figure 1.10 présente la structure d'un VCSEL émettant à  $1,55\mu\text{m}$  réalisée par l'équipe de J. Jacquet du laboratoire Opto+ et développée en 1999.

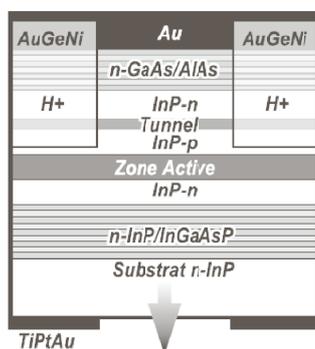


Figure 1.10: Structure réalisée par Opto+.

Les caractéristiques de ce composant affichent un courant de seuil de 15mA, une puissance optique de 1mW à température ambiante et un fonctionnement jusqu'à  $47^{\circ}\text{C}$ . Toutefois, la fiabilité de ces miroirs reste à démontrer et c'est pourquoi d'autres technologies ont été envisagées.

### 1.2.3.3 Miroirs diélectriques

Une deuxième étape consiste à utiliser des miroirs diélectriques. L'avantage de ces miroirs est qu'il n'est pas nécessaire de faire un dépôt de nombreuses paires. Pour une réflectivité supérieure à 99%, quelques paires suffisent. Cette technologie est particulièrement

utilisée par la société Vertilas GmbH. A  $1,55\mu\text{m}$  le fluorure de calcium associé au silicium amorphe  $\text{CaF}_2/a - \text{Si}$  permet d'obtenir une réflectivité de 99,75% avec seulement 2,5 paires. A  $1,3\mu\text{m}$  le fluorure de calcium est associé au sulfure de zinc  $\text{CaF}_2/\text{ZnS}$  pour une réflectivité de 99.35% avec 3,5 paires [41]. La terminaison de ces miroirs est finalisée par un dépôt d'or servant de dissipateur thermique. Corning a basé la conception de ses VCSELs sur le même aspect technique. Cette société utilise de l'oxyde d'aluminium avec du silicium amorphe  $a - \text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$  permettant d'obtenir une réflectivité de 99,4% [42]. La figure 1.11 présente les structures de Vertilas et Corning respectivement.

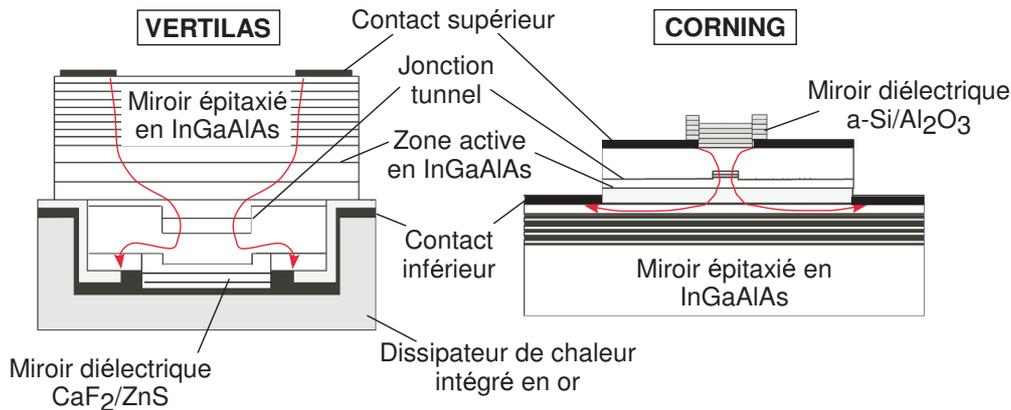


Figure 1.11: Structures utilisant des miroirs diélectriques.

Les deux composants affichent des caractéristiques intéressantes avec des puissances atteignant 4mW pour Vertilas et 3,5mW pour Corning.

#### 1.2.3.4 La fusion de wafer

**Principe de base** Une étape technologique a été franchie par les laboratoires de l'Université Californienne de Santa Barbara (UCSB) [43] avec l'utilisation du « *wafer fusion* » ou « *wafer bonding* ». Ce principe, qui consiste à épitaxier la zone active et les miroirs de Bragg sur deux substrats différents, se déroule en trois étapes [44] :

- la préparation des surfaces, qui inclut l'élimination des contaminants organiques et des oxydes, puis l'activation chimique de ces surfaces ;
- la mise en contact des substrats ;
- une température de recuit élevée (entre  $550\text{-}650^\circ\text{C}$ ) tout en maintenant le contact entre les substrats par pression ;

Il va alors se créer des forces de Van der Waals entre les deux surfaces en contact, pendant que des réactions chimiques et une re-cristallisation ont lieu. L'avantage de cette technique est de profiter du gain de la zone active en InGaAlAs et des atouts des DBR en GaAs, notamment en ce qui concerne la conductivité thermique. Cependant, cette technique a un coût de fabrication plus élevé qu'un VCSEL conçu de façon monolithique. La figure

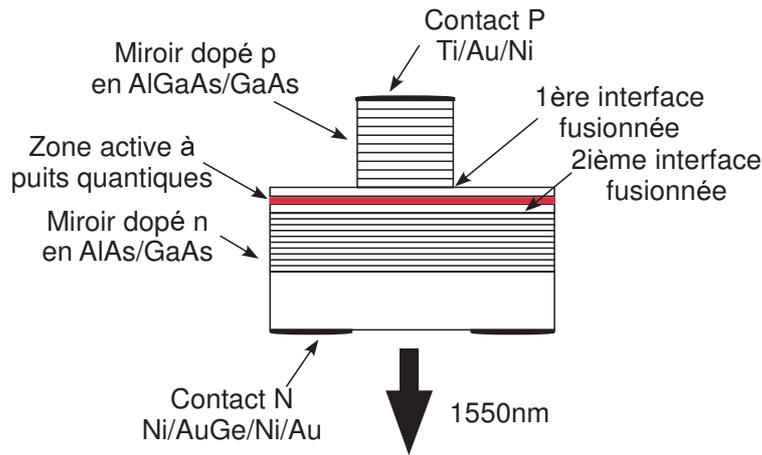


Figure 1.12: VCSEL à  $1,54\mu\text{m}$  de l'UCSB réalisé par wafer fusion.

1.12 décrit la structure développée par l'équipe de J. Bowers en 1995. Lors de sa conception, elle n'avait pas encore de très bonnes performances (quelques dizaines de  $\mu\text{W}$  et une faible variation en température) mais elle a constitué un nouveau point de départ au développement des VCSELs à grande longueur d'onde. En 2003, ils ont reportés une puissance maximale de  $2\text{mW}$  en fonctionnement monomode avec une jonction tunnel de  $8\mu\text{m}$  pour une température de  $20^\circ\text{C}$  [45].

**Double cavité** Grâce au procédé de fusion, un nouveau concept de VCSEL a fait son apparition. L'idée développée par V. Jayaraman [46], [47] est de juxtaposer un VCSEL émettant à  $850\text{nm}$  qui va pomper un autre VCSEL mais émettant à  $1300\text{nm}$ . La figure 1.13 schématise ce concept.

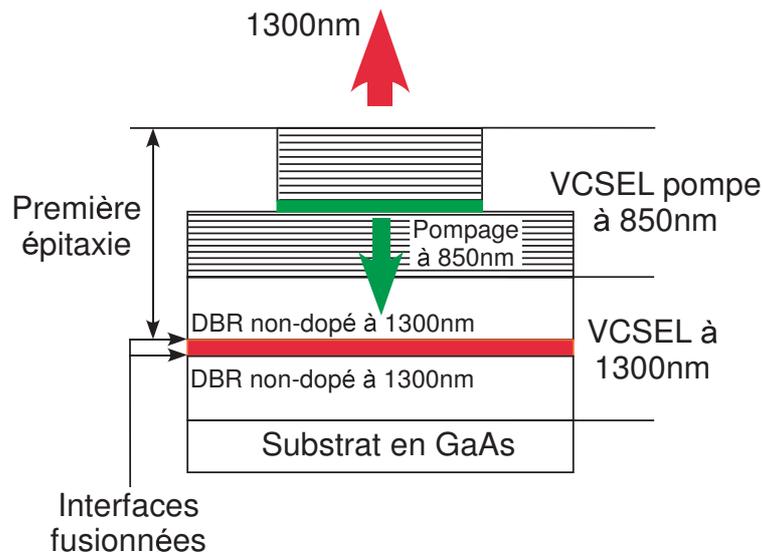


Figure 1.13: Schéma d'un VCSEL à  $1300\text{nm}$  pompé optiquement par un VCSEL à  $850\text{nm}$  dont les structures sont couplées.

L'originalité de la structure proposée par V. Jayaraman est très intéressante sur plusieurs points. Tout d'abord, elle présente des performances record pour l'époque (2000) en fonctionnement monomode avec plus de 1,5mW à 20°C et quelques  $\mu\text{W}$  à 115°C. Puis, en contrôlant la réflectivité du VCSEL à 1300nm, la structure a la flexibilité de pouvoir émettre soit par le haut, soit par le bas. L'onde émise à 850nm sera alors filtrée par l'absorption du substrat (émetteur par le bas) ou par le fort coefficient de réflexion du miroir supérieur à 850nm (émetteur par le haut). Cependant, on pourrait s'attendre à ce que le pompage optique ait un rendement faible, mais la structure affiche un courant de seuil à seulement 5mA à 20°C et une tension pas plus élevée que celle d'un VCSEL à 850nm.

**La fusion localisée : un pas vers la production en série** La technique du wafer fusion a donc été utilisée par plusieurs laboratoires [48], [49], [50], [51] mais c'est la société BeamExpress, issue de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) [52], qui a su les fabriquer en série grâce à la fusion localisée dont ils ont le brevet. La figure 1.14 présente la structure du composant ainsi que le diagramme de bande.

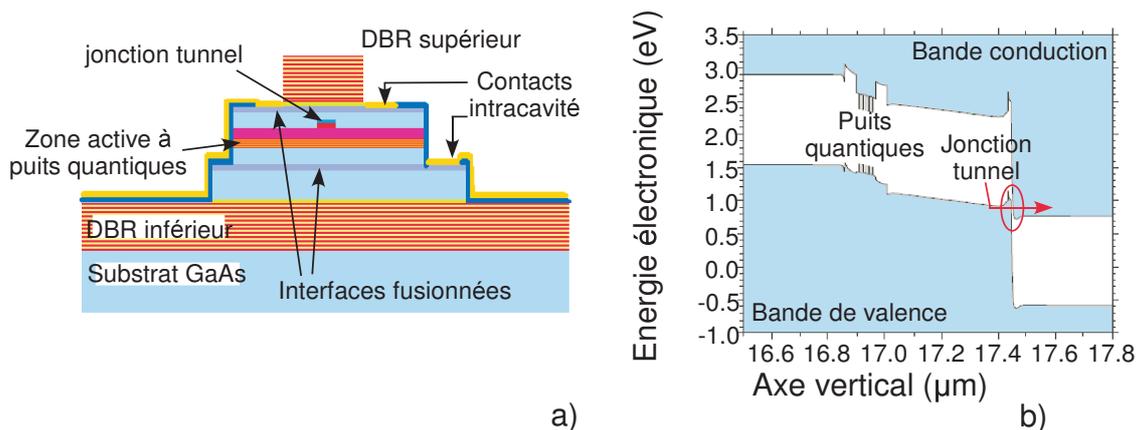


Figure 1.14: Structure réalisée par BeamExpress.

On remarque sur la figure 1.14 que les électrons ne traversent pas les miroirs de Bragg. Les contacts métalliques sont placés aux bornes de la cavité : on parle alors de contacts intracavité. Cela permet de réduire la résistance série du composant et d'injecter les électrons directement dans la zone active afin de maximiser le gain.

Grâce à cette technique, les performances des VCSELs à grande longueur d'onde ont beaucoup évolué. BeamExpress se place ainsi comme le leader actuel en terme de puissance optique monomode avec 6,5mW à 1,3 $\mu\text{m}$  et 4,5mW à 1,55 $\mu\text{m}$ . En température, une puissance de 1mW est maintenue à 1,3 $\mu\text{m}$  pour 110°C et à 1,55 $\mu\text{m}$  pour 75°C.

### 1.2.3.5 Miroirs InP-Air

Une structure particulière concernant les VCSELs à grande longueur d'onde est réalisée à l'aide de miroirs à gap d'air. Afin d'augmenter la différence d'indice avec des matériaux

à base d'InP, la bicouche est formée par de l'InP et de l'air. La différence d'indice ainsi obtenue est la plus élevée et une réflectivité de 99,99% est achevée avec seulement 3 paires, comme pour les miroirs diélectriques. La structure, présentée figure 1.15 a été créée par les laboratoires d'Agilent [53].

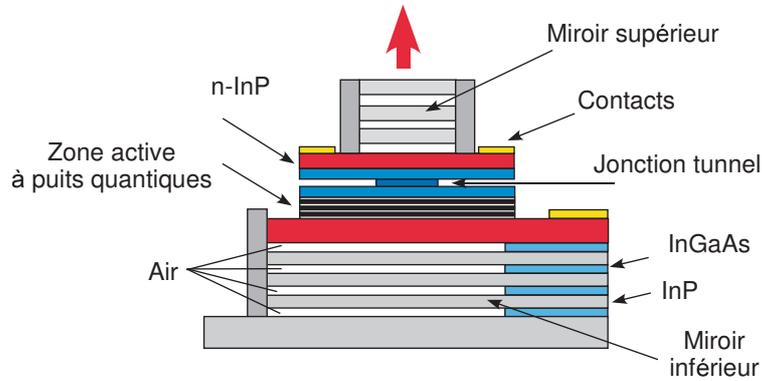


Figure 1.15: Structures réalisée par Agilent.

Les performances pour une émission monomode à  $1,3\mu\text{m}$  sont  $2\text{mW}$  à  $15^\circ\text{C}$  et  $0,2\text{mW}$  à  $75^\circ\text{C}$ . A  $1,55\mu\text{m}$ , la puissance émise atteint  $1\text{mW}$  à  $15^\circ\text{C}$  et  $0,2\text{mW}$  à  $75^\circ\text{C}$  [54]. L'avantage de cette structure est de présenter une accordabilité de  $8\text{nm}$  pour une variation de courant de  $10\text{mA}$ .

### 1.2.3.6 Cristaux photoniques

La dernière structure présentée concerne les cristaux photoniques. Très en vogue dans l'étude de fibre du même nom, ils sont ici utilisés pour leurs propriétés de guidage. En effet, au lieu d'utiliser le diamètre de la jonction tunnel, une microstructuration est engendrée sur le miroir supérieur [55].

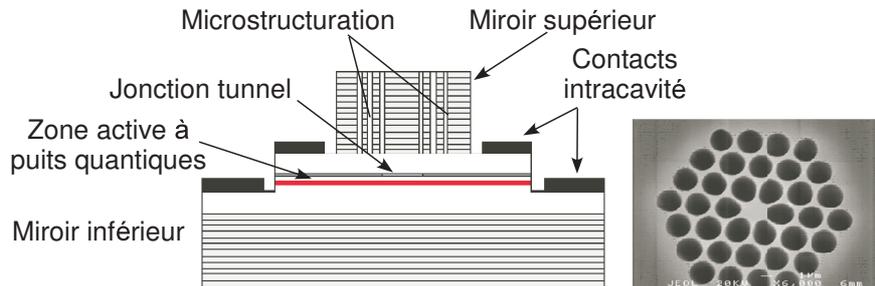


Figure 1.16: Structures incorporant un cristal photonique.

Cette microstructuration consiste à laisser des trous d'air au sein du semiconducteurs. Ces trous sont disposés de façon homogène, exception faite du centre comme le présente la photographie sur la figure 1.16. La société Alight Technologies, basée au Danemark, fabrique

ces composants avec une zone active en InGaNAs et obtient une puissance optique de 4,5mW à 20°C et 1,5mW à 90°C pour un fonctionnement monomode à 1,3μm[56].

### 1.2.3.7 Comparatif des différentes technologies utilisées

La figure 1.17 résume l'évolution de la puissance optique en fonctionnement monomode depuis 2000. Celle-ci n'est bien entendu pas exhaustive mais permet de comparer les différentes approches technologiques. On constate donc que, pour l'instant, BeamExpress devance ses concurrents en terme de puissance optique émise ainsi que sur la température de fonctionnement. Il semblerait que la technique du wafer fusion soit bien adaptée à l'augmentation des performances.

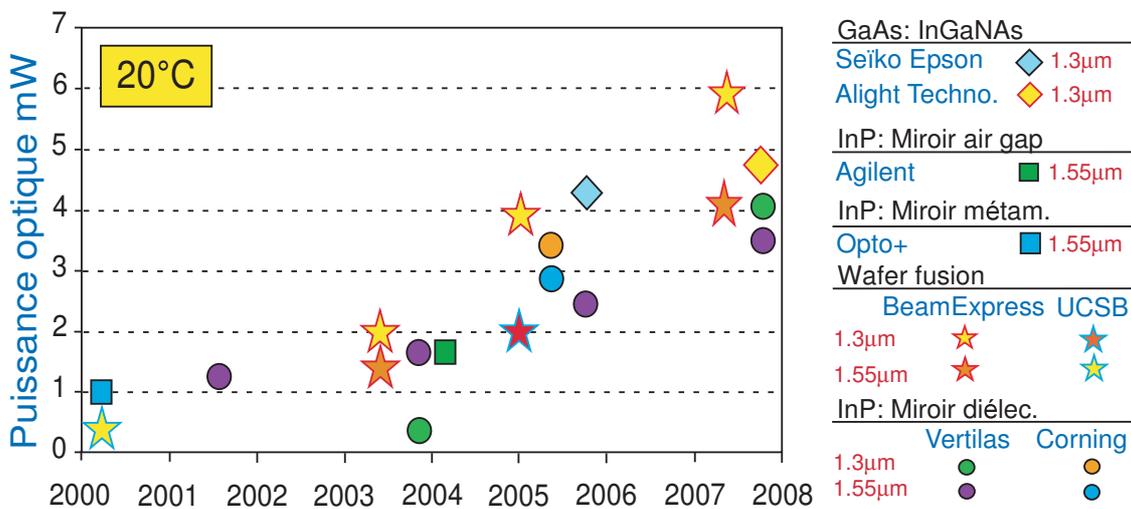


Figure 1.17: Évolution de la puissance optique selon les structures utilisées pour un fonctionnement monomode.

## 1.3 Autres approches technologiques

### 1.3.1 Introduction

Dans la conception des VCSELs à grande longueur d'onde, différentes approches ont été envisagées afin d'obtenir une puissance optique ou une efficacité quantique plus importantes. Les composants accordables sont également présentés. Cette partie vient donc présenter les structures de VCSEL non conventionnelles.

### 1.3.2 VCSELs à zones actives multiples

Les VCSELs utilisant plusieurs zones actives sont appelés selon deux dénominations : MAR VCSELs (*Multiple Active Region VCSELs*) ou BC VCSELs (*Bipolar Cascaded VCSELs*) [32].

Le principe réside dans la mise en cascade de plusieurs zones actives afin que les électrons participent plusieurs fois à la génération de photons. Pour cela, la structure est conçue de façon à placer chaque étage de la zone active entre des jonctions tunnel. En effet, dans les structures conventionnelles présentées dans la section 1.1.2, les électrons sont répartis entre les différents puits quantiques. Le gain résultant est donc le gain fourni par chaque puits comme le montre la figure 1.19.a. Les recombinaisons radiatives ne se produisent ainsi qu'une seule fois par porteur injecté.

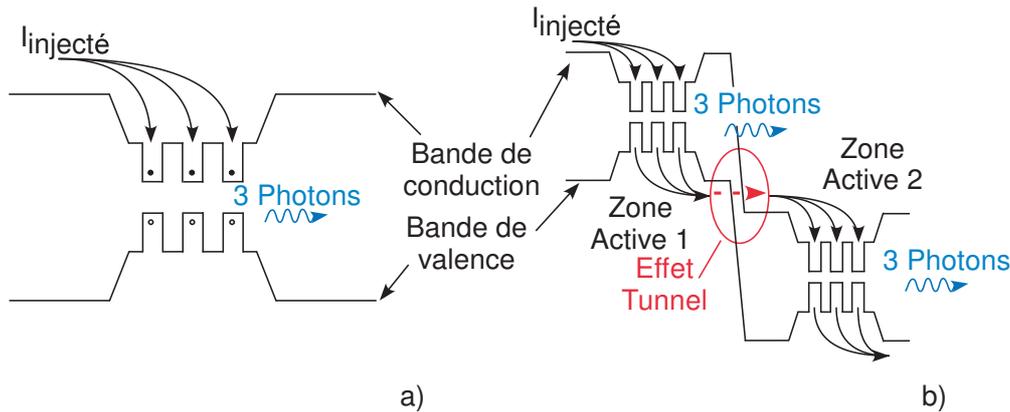


Figure 1.18: Diagramme de bande des MAR-VCSELs.

Dans le cas des VCSELs à cascade bipolaire, lorsqu'un électron et un trou se recombinent pour produire un photon, l'électron alors présent dans la bande de valence va transiter par effet tunnel dans le puits voisin et contribuer une nouvelle fois à la génération d'un photon. Ce principe est décrit par la figure 1.18.b. Le processus s'effectue simultanément dans chaque zone grâce à la continuité du courant. Ainsi, un seul électron va induire la création de plusieurs photons, induisant un pompage uniforme et une amélioration du gain sans pénaliser le courant de seuil. C'est également sur ce principe que fonctionnent les lasers à cascade quantique, émettant aux longueurs d'onde Infra-Rouge et TéraHertz, qui sont étudiées au sein du laboratoire MOSE (Micro-onde et Optoélectronique pour Systèmes Embarqués). Tout comme pour les structures VCSELs conventionnelles, les jonctions tunnel sont placées à un minimum du champ électrique dans la cavité (figure 1.19.a).

Ce concept fut également proposé par K. Iga en 1984 [1] mais la première structure émettant à  $1,55\mu\text{m}$  fut réalisée par l'équipe de L. A. Coldren à l'Université de Santa Barbara (UCSB) en 2000 [57]. En France, on a pu voir des études menées en collaboration entre l'École Nationale Supérieure des Télécommunications (ENST) et Thalès avec, en particulier, la thèse de doctorat de Frédéric Dross [58].

L'avantage de ces structures est de présenter une efficacité quantique externe supérieure à l'unité et une puissance optique plus élevée qu'avec une structure utilisant une seule zone active. L'équipe de L. A. Coldren a rapporté une efficacité quantique externe de 120% et une puissance optique de 10mW en mode pulsé avec un comportement monomode transverse à  $1,55\mu\text{m}$  [59].

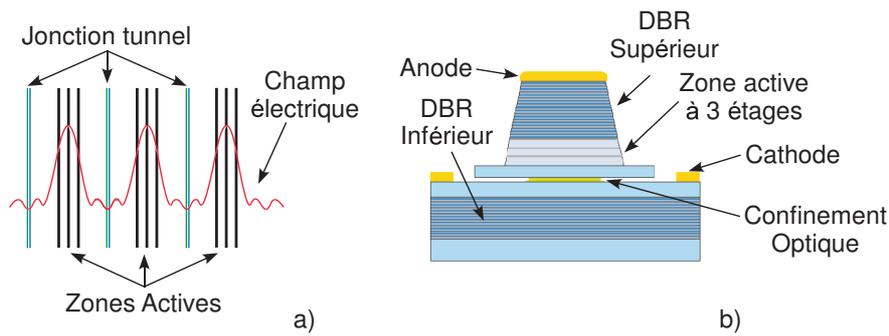


Figure 1.19: Structure des VCSELs à plusieurs zone actives.

Leurs inconvénients viennent du confinement optique (afin de réaliser un comportement monomode transverse), des pertes par diffraction et des résistivités des jonctions tunnel qui augmentent la résistance série.

### 1.3.3 VCSELs accordables

Étant donné les avantages des VCSELs concernant les communications optiques, il va sans dire que la conception de composants accordables s'est très vite mise en place. Ce sont les technologies MEMS (Micro-Electro-Mechanical Structures) qui vont favoriser leur développement car elles utilisent un miroir mobile capable de moduler mécaniquement la longueur de la cavité résonante. Les premiers travaux ont débuté en 1994 avec les équipes de J. S. Harris à Stanford et de C. J. Chang-Hasnain en Californie (voir figure 1.20) sur des VCSELs émettant à 980nm.

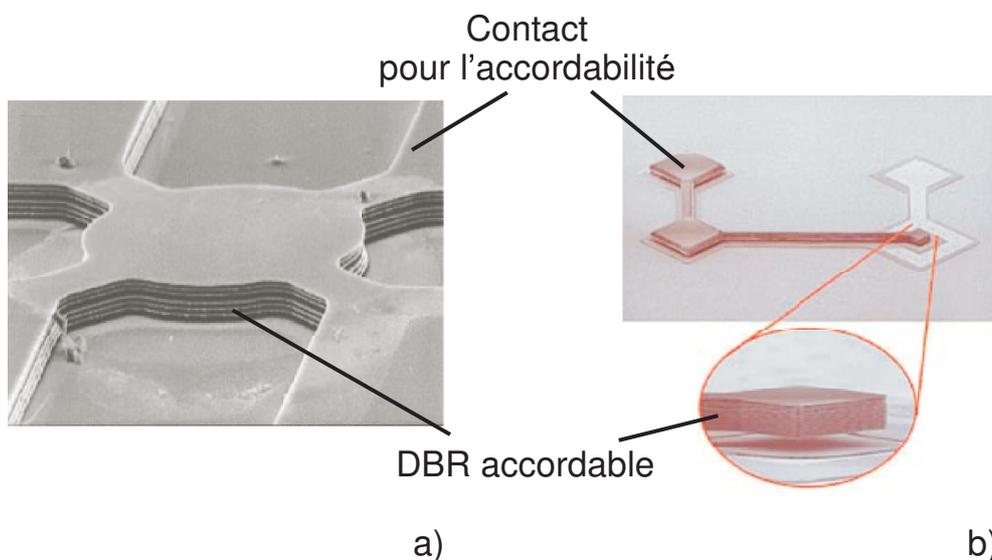


Figure 1.20: VCSELs accordable développés par les équipes de a) J. S. Harris et b) C. J. Chang-Hasnain.

L'activation est basée sur le déplacement d'un miroir de Bragg lorsqu'on y applique

une tension. Il y a donc une variation de la longueur d'onde proportionnelle à la variation de tension. Le VCSEL ainsi considéré a la particularité d'avoir le miroir de Bragg supérieur suspendu au dessus de la zone active, laissant un gap d'air. Dès lors, il est possible d'obtenir des plages d'accordabilité continue, sans hystérésis, tout en simplifiant la fabrication des composants [60]. L'avantage de ces structures est de présenter une très bonne stabilité en longueur d'onde, ce qui est très important dans les systèmes WDM afin de ne pas superposer les différents canaux de transmission.

Cependant, le pompage des VCSELs accordables peut se faire de deux façon : soit électriquement soit optiquement.

### 1.3.3.1 Pompage électrique

Les VCSELs accordables présentés sur la figure 1.20 sont pompés électriquement. Le VCSEL développé par l'équipe de Chang-Hasnain utilise un miroir de Bragg en AlGaAs/AlAs avec une membrane [61], [62]. Cette technologie, exploitée par la société Bandwidth9, présente des composants émettant une puissance optique de 1,3mW, accordables sur 22nm (pour 45V) à 15°C en émission monomode [63], [64]. Par contre, il est à noter qu'un compromis doit être fait, pour ces structures, entre la longueur de la membrane, la plage d'accordabilité et la bande passante de modulation [62].

L'équipe de Harris utilise une technologie similaire avec une membrane en GaAs suspendue par quatre bras au dessus duquel est déposé un miroir diélectrique en SiNH/Au [65], [66] et accordé sur 40nm.

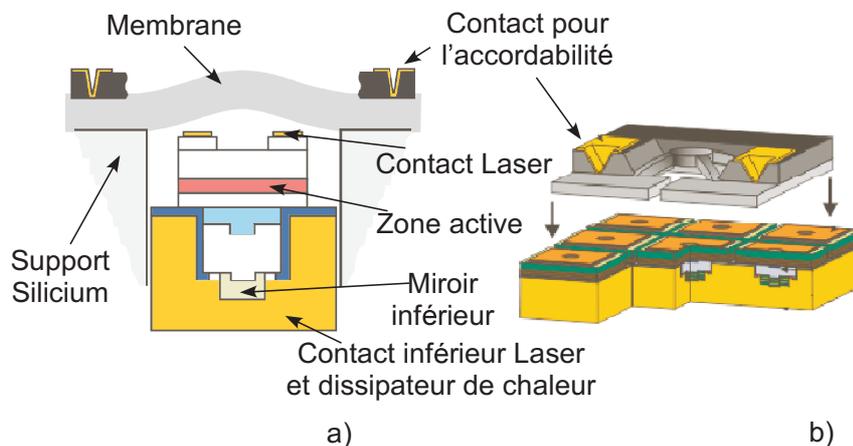


Figure 1.21: Structure développée par Vertilas.

La même approche a été reprise par l'équipe de K. Iga mais elle exploite la différence entre les coefficients d'expansion thermique du GaAs et de l'AlGaAs pour déplacer le miroir [67], [60]. La gestion adéquate des couches quart d'onde et des contraintes dans les matériaux considérés permet d'abaisser la tension d'accordabilité et ainsi obtenir avec 6,1V une variation sur 70nm. L'avantage est considérable puisque ces VCSELs accordables montrent

une insensibilité aux variations de température : l'équipe a en effet démontré une variation de 1,7nm sur une plage de température de 90K [68].

Une autre façon d'obtenir l'accordabilité a été développée par la société allemande Vertilas qui utilise une membrane concave comme le présente la figure 1.21 [69], [70]. Les résultats affichent un comportement monomode à 1,56 $\mu$ m avec une accordabilité de 28nm pour une puissance optique de 1,7mW, et une accordabilité de 60nm pour une puissance optique de 0,5mW [71].

#### 1.3.3.2 Pompage optique

Un autre principe de fonctionnement dans les VCSELs accordable est de pomper la structure optiquement. Le premier VCSEL accordable à 1,55 $\mu$ m fut réalisé en 2002 avec un pompage optique issu d'un laser à 980nm [72]. Ce type de structure fut développé à l'Université de Darmstadt (voir figure 1.22.a) en collaboration avec l'équipe de J. Jacquet du laboratoire d'Alcatel et l'équipe de I. Sagnes du CNRS/LPN [73].

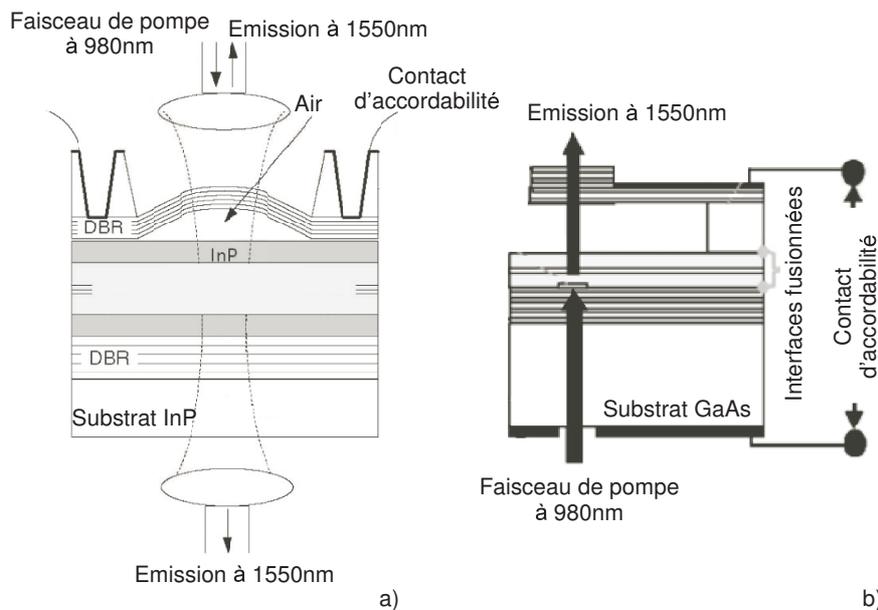


Figure 1.22: VCSELs accordables à pompage optique : a) structure de l'université de Darmstadt b) structure de BeamExpress.

Ces VCSELs émettent à 1,56 $\mu$ m et sont fabriqués sur un substrat d'InP. L'accordabilité se fait sur une plage de 26nm avec une puissance optique de 300-400 $\mu$ W [74] avec une puissance de pompe de 40mW. De plus, les mesures de transmission montrent une capacité de modulation supérieure à 2,5Gbps.

La société BeamExpress s'est également lancée dans la fabrication de VCSELs accordables à grande longueur d'onde pompés optiquement. La structure est présentée sur la figure 1.22.b et est réalisée sur substrat de GaAs en utilisant le procédé de fusion de wafer. L'émission est centrée à 1,6 $\mu$ m avec une plage d'accordabilité de 32nm. La puissance de sortie est

de 2mW pour une puissance de pompe à 80mW [75].

### 1.3.4 VCSELS à cavité externe

La dernière approche présentée concerne les VCSELS à cavité externe. Le concept, proposé par l'équipe de Kuznetsov [76] en 1997, consiste à former une cavité externe à partir d'un VCSEL en remplaçant l'un de ses miroirs de Bragg par un miroir diélectrique placé à quelques centimètres du milieu actif et faisant office de coupleur de sortie. La source ainsi formée, qui est pompée optiquement, est appelé OP-VECSEL (*Optically-Pumped Vertical-External-Cavity Surface Emitting Laser*). La figure 1.23.a en illustre le principe.

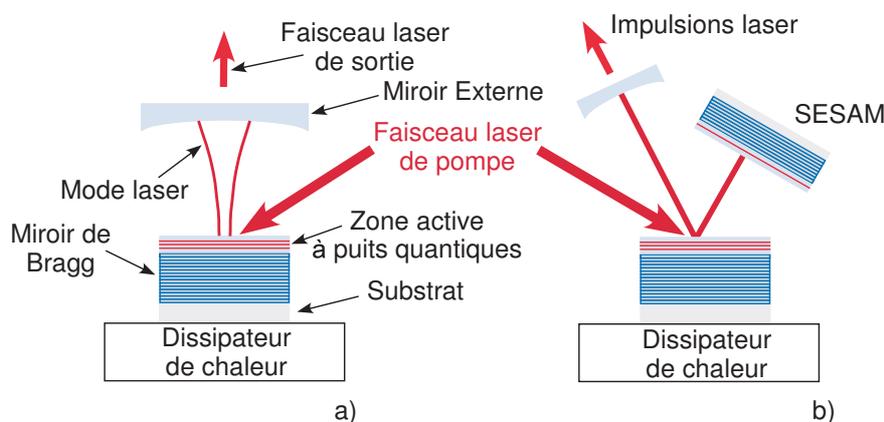


Figure 1.23: Principe d'un VCSEL à cavité externe.

Cependant, avec l'augmentation de la longueur de cavité, on comprend bien que les VECSELS sont, contrairement aux VCSELS, fortement « multimode longitudinal ». Afin de filtrer ces modes et d'obtenir un fonctionnement monomode, un miroir à absorbant saturable SESAM (*Semiconductor Saturable Absorber Mirror*) est ajouté, comme l'indique la figure 1.23.b. Ce miroir est un DBR dont la réflectivité dépend de la puissance incidente. Cette dépendance est obtenue en ajoutant, au dessus du miroir, un puits quantique qui joue le rôle d'absorbant saturable [77]. C'est le principe de blocage de modes passif.

Il est avantageux pour plusieurs raisons :

- permet d'éviter la modulation externe ;
- permet de pouvoir choisir la cadence de fonctionnement du VECSEL en ajustant la longueur de la cavité ;
- permet d'obtenir des impulsions courtes à haute cadence (quelques ps avec un taux de répétition de quelques GHz) ;
- permet de limiter l'élargissement spectral des impulsions grâce à sa cavité formée d'air ;

Les VECSELS présentent de nombreux avantages [77]. Tout d'abord, comme dans le cas des VCSELS, cette configuration permet d'obtenir des faisceaux monomodes transverses [78]

de diamètres importants, ce qui facilite le couplage avec les fibres optiques. De plus, l'utilisation d'une cavité externe permet d'envisager différentes applications, comme par exemple le doublement de fréquence intra-cavité par l'insertion d'un cristal non linéaire [79], la spectroscopie d'absorption de haute sensibilité [80], ou la réalisation de sources accordables. Enfin, l'utilisation du pompage optique permet d'obtenir des puissances de sortie plus élevées que dans le cas d'un pompage électrique : le travail effectué par le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) a permis d'obtenir une puissance optique de 77mW avec une puissance de pompe de 1,3W en émission monomode [81]. Les structures développées par Kuznetsov affichent une puissance optique de 0,517W en émission monomode pour une puissance de pompe de 1,4W [82].

## 1.4 Applications

### 1.4.1 Les communications optiques

Les fibres optiques, fabriquées en silice, présentent un zéro de dispersion à  $1,3\mu\text{m}$  et un minimum d'atténuation à  $1,55\mu\text{m}$ . Il paraît donc évident que l'évolution des VCSELs vers les grandes longueurs d'onde offre un avenir prometteur pour les communications optiques.

Grâce aux fibres monomodes, les émetteurs à  $1,3\mu\text{m}$  en modulation directe permettent un débit de 10Gb/s sur une distance de 40km. Ils sont donc une bonne solution pour des réseaux de communications locaux LAN (*Local Area Network*) [83]. En ce qui concerne les émetteurs à  $1,55\mu\text{m}$ , ils offrent des possibilités de transmission sur 100km à 2,5Gb/s et à 10Gb/s sur 20km. Cependant, avec le développement de nouvelles fibres optiques à dispersion décalée, qui présentent un zéro de dispersion autour de  $1,55\mu\text{m}$ , on constate une amélioration des performances.

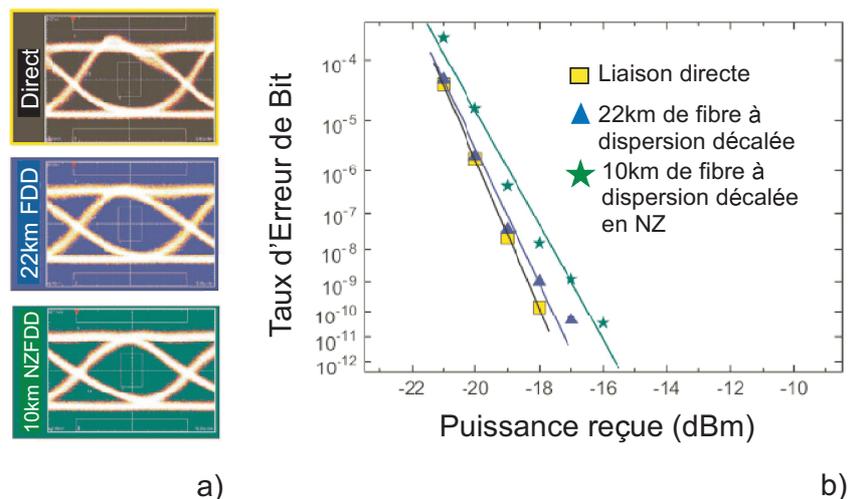


Figure 1.24: Performances d'une transmission utilisant un VCSEL à  $1,55\mu\text{m}$ .

La société Vertilas en Allemagne a présenté une transmission à 10Gb/s sur 22km avec

une fibre à dispersion décalée (DSF : *Dispersion Shifted Fiber*) dont le diagramme de l'œil reste inchangé comparé à une transmission directe (figure 1.24.a) [84]. On constate également que le taux d'erreur de bit (BER : *Bit Error Rate*), présenté figure 1.24.b, démontre de très bonnes performances. La troisième courbe de la figure 1.24.b correspond à une transmission sur 10km avec une fibre dispersion décalée (NZDSF : *Non-Zero Dispersion Shifted Fiber*) c'est à dire une fibre dont la dispersion est très faible, soit 5ps/(nm.km) [85] car elle permet d'éviter des effets non linéaires dus au mélange à 4 ondes proche de la région 1,55 $\mu$ m.

En ce qui concerne les débits supérieurs à 10Gb/s, la technologie des réseaux multiplexés en longueur d'onde WDM (WDM : *Wavelength Division Multiplexing*) est une bonne alternative, même sur de faibles distances [86], [87]. Leur fabrication de masse ainsi que leur accordabilité les présentent comme des composants clés. De plus, ils peuvent être utilisés sans contrôleur de température, comme il a été vu précédemment. Il devient alors possible de construire des réseaux à grande bande passante et faible coût comme les réseaux optiques passifs multiplexés en longueur d'onde (PON WDM : *Passive Optical Network WDM*), voir figure 1.25.

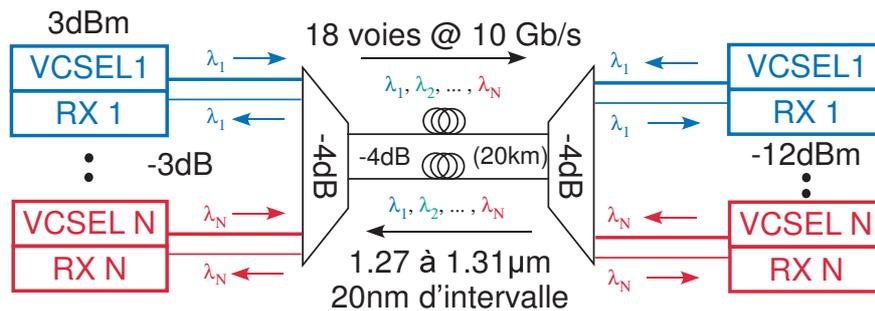


Figure 1.25: Architecture d'un réseau WDM.

On est donc en droit de penser que les VCSELs devraient à moyen terme, supplanter les émetteurs par la tranche, tout comme devenir les composants incontournables des Télécommunications. Cependant, les pertes liées à l'atténuation vont diminuer les distances de transmission. Il devient donc important de régénérer le signal à l'aide d'amplificateurs optiques. Il existe deux familles d'amplificateurs : les amplificateurs à fibre OFA (*Optical Fiber Amplifier*) et les amplificateurs à semiconducteurs SOA (*Semiconductor Optical Amplifier*). Les OFA, plus connus sous le nom de EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*) ont été largement utilisés mais leur coût limite leur utilisation sur les réseaux métropolitains MAN (*Metropolitan Area Network*). Grâce à la recherche intensive apportée par la technologie des VCSELs, de nouveaux amplificateurs optiques à semiconducteurs ont pu voir le jour : il s'agit d'amplificateurs optiques à cavité verticale VCSEA (*Vertical Cavity Semiconductor Optical Amplifier*) [30].

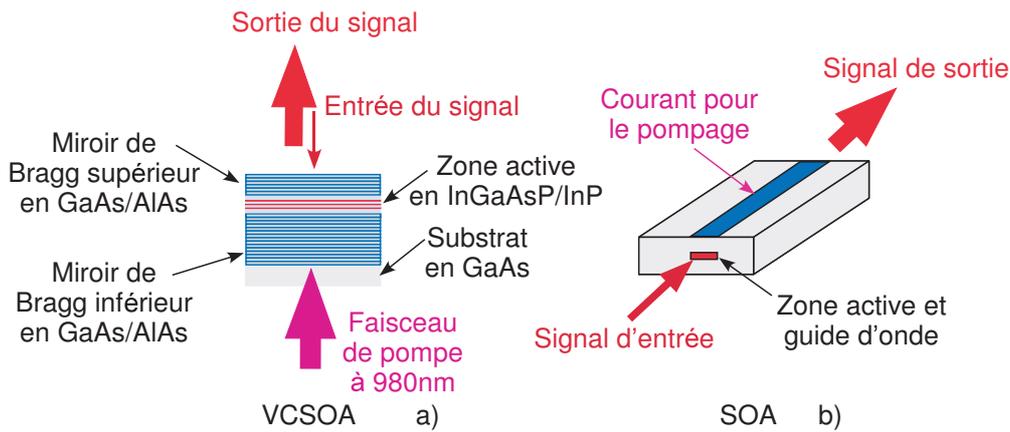


Figure 1.26: Structure d'un amplificateur à cavité verticale.

La figure 1.26 présente l'architecture d'un VCISOA conçu sur le même principe que les VCSELs. A l'inverse des amplificateurs optiques à semiconducteurs qui sont pompés électriquement [88] (figure 1.26.b) les VCISOAs fonctionnent comme les EDFA et sont pompés optiquement à 980nm. Le schéma de la figure 1.26.a présente un VCISOA en réflexion car le signal entrant et sortant sont du même côté. On polarise alors le composant sous le seuil afin de favoriser l'émission spontanée. Ainsi lorsqu'un signal va pénétrer dans la cavité, il va résonner et être amplifié. Ce principe de fonctionnement est appelé verrouillage optique et est présenté plus en détail dans la section 1.4.3. On peut trouver ces amplificateurs à  $1,3\mu\text{m}$  [89] et à  $1,55\mu\text{m}$  [90] avec des gains entre 11 et 15 dB [91]. Ils profitent donc des avantages liés aux VCSELs à savoir un faible coût de fabrication lié à la production de masse, un très bon couplage avec les fibres optiques et une insensibilité à la polarisation du signal entrant. Ils présentent donc un fort potentiel pour les petits réseaux et la distribution de signal étendue comme les réseaux LAN et les réseaux fibrés jusqu'à l'abonné FTTH (*Fiber To The Home*) où les amplificateurs à fibre sont prohibés.

## 1.4.2 La spectroscopie

En dehors des communications optiques, un autre champ d'application important pour les VCSELs à grande longueur d'onde est la spectroscopie, surtout en ce qui concerne la détection des gaz et leur analyse [27]. Il existe en effet de nombreuses particules à détecter dans l'atmosphère. Les figures 1.27 et 1.28 présentent les spectres d'absorption normalisés pour quatre composés. Ces simulations ont été réalisées avec la base de données libres HITRAN (*high-resolution transmission molecular absorption database*).

Dans le fonctionnement des VCSELs, l'évolution de la longueur d'onde peut être induite par la variation du courant de polarisation et la variation de la température. Ces deux paramètres sont de l'ordre de  $0,31\text{nm}/\text{mA}$  pour le premier et de  $0,14\text{nm}/^\circ\text{C}$  pour le second [29]. Il devient donc possible d'obtenir des composants facilement accordables (sur une plage limitée) sans effort technologique, comme il a été présenté précédemment, et à moindre coût.

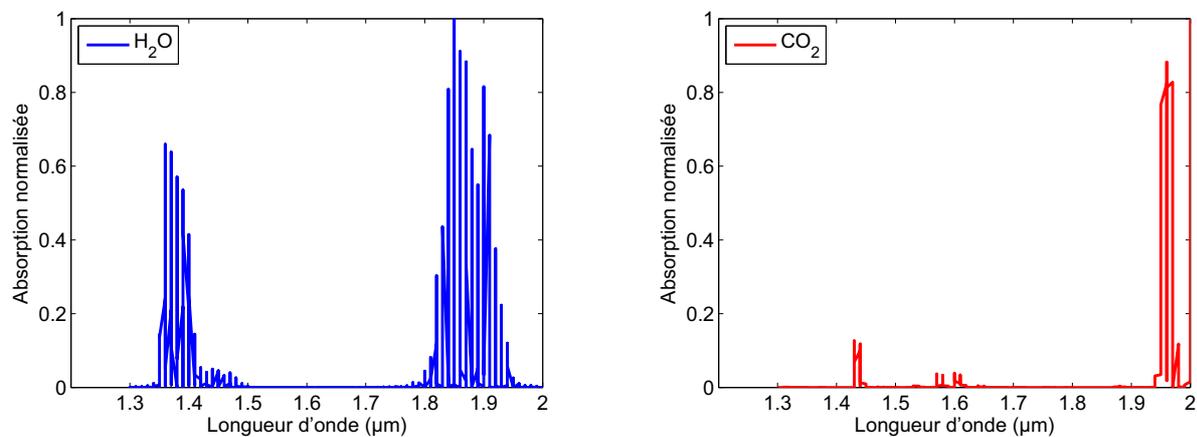


Figure 1.27: Spectre d'absorption normalisé de l'eau et du dioxyde de carbone.

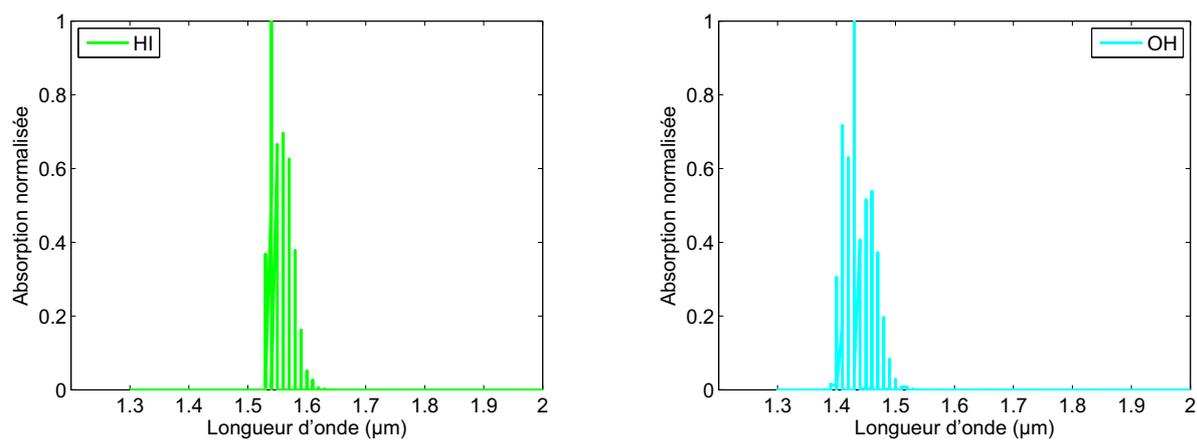


Figure 1.28: Spectre d'absorption normalisé de l'acide iodhydrique et de l'ion hydroxyle.

Cela permet ainsi la détection de nombreux gaz comme la vapeur d'eau  $H_2O$  (à 1,4 et  $1,85\mu\text{m}$ ), le dioxyde de carbone  $CO_2$  (vers  $2\mu\text{m}$ ), l'acide cyanhydrique  $HCN$  ou l'acide iodhydrique  $HI$  (à  $1,55\mu\text{m}$ ) ou encore les ions hydroxyde  $OH$  (à  $1,45\mu\text{m}$ ) qui sont présentés Ref. [41]. Le taux de répétition donné dans [92] est de 5MHz, démontrant la faisabilité d'effectuer des mesures rapide d'absorption avec un VCSEL. On constate ainsi qu'avec l'avancée des VCSELs à grande longueur d'onde il devient possible de faire de la spectroscopie d'absorption sur une large bande comprise entre 1,3 et  $2\mu\text{m}$  (proche infrarouge) et même dans le moyen infrarouge (ondes THz) étudiés par le groupe NANOMIR de l'Institut d'Électronique du Sud (IES) à Montpellier.

Dans les applications grand public, la détection du dioxyde de carbone se révèle utile dans les futures générations de climatisation pour voiture. Les VCSELs apparaissent donc comme de bon candidats pour effectuer le contrôle de la qualité de l'air dans l'habitacle ou la régulation des gaz. De plus, sa faible consommation lui permet de fonctionner pendant des années avec une simple alimentation.

### 1.4.3 Le traitement du signal optique

Dans la conception informatique d'aujourd'hui, les fabricants se heurtent à une contrainte technologique : la montée en fréquence des microprocesseurs. Des solutions innovantes sont donc nécessaires afin d'accroître les capacités des ordinateurs. C'est alors que la photonique intervient, en offrant grâce aux interconnexions optiques, de nouveaux systèmes favorisant l'élaboration de super-ordinateurs. Les VCSELs étant des composants à forte densité d'intégration, plusieurs études ont été menées dans le but d'effectuer le traitement du signal en tout-optique, permettant la conception de réseaux optiques à très haut débit (100Gb/s) [93].

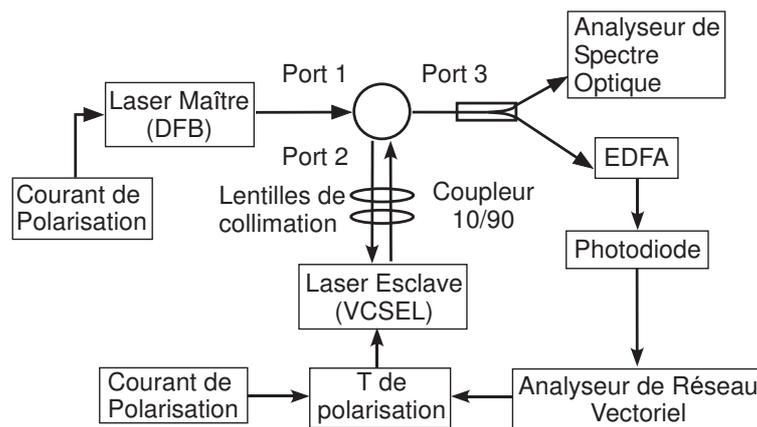


Figure 1.29: Principe du verrouillage optique.

Les techniques proposées afin d'obtenir des systèmes tout-optiques sont basées sur le verrouillage optique : il s'agit d'injecter le faisceau optique d'un laser maître dans la cavité

d'un laser esclave à l'aide d'un circulateur. Le principe est illustré sur la figure 1.29 [94]. Un tel système améliore les performances en bande passante, diminue la largeur de raie, le chirp (bruit couplé amplitude-fréquence) et le bruit relatif d'intensité (RIN : *Relative Intensity Noise*) [95].

On injecte le faisceau optique d'un laser maître dans la cavité optique du VCSEL en faisant coïncider les longueurs d'onde entre elles, ce que l'on visualise sur l'analyseur de spectre optique (ASO). Cela peut se faire en utilisant des émetteurs laser ayant les mêmes longueurs d'onde ou avec une source accordable comme laser maître. On utilise par la suite l'analyseur de réseau vectoriel (ARV) afin de visualiser l'augmentation de la fréquence de résonance lors du verrouillage. Le résultat d'une telle manipulation est présenté sur la figure 1.30 en fonction de la puissance optique injectée.

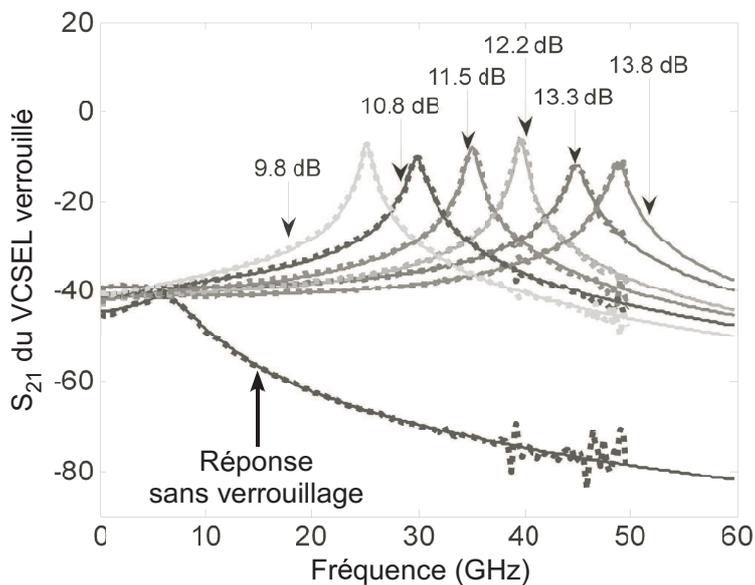


Figure 1.30: Mesure de la transmission d'un VCSEL sous verrouillage optique.

A partir de ce principe, plusieurs applications ont été proposées, afin de régénérer les signaux ou bien de compenser les effets indésirables pouvant survenir lors de la propagation d'un signal dans les fibres optiques.

### 1.4.3.1 La régénération de signaux

La première architecture concerne un inverseur optique pour la régénération de signaux [96]. En effet, les régénérateurs tout-optiques sont des systèmes dont le potentiel autorise une faible consommation tout comme une configuration simple et faible coût ayant une forte intégrabilité et une insensibilité à la polarisation. La figure 1.31 présente ce nouveau concept.

Le système est basé sur un VCSEL émettant deux modes transverses, un mode fondamental et un mode d'ordre supérieur. Le signal arrivant sur le VCSEL doit avoir une longueur d'onde qui se rapproche de celle du mode d'ordre supérieur. Le mode dominant va

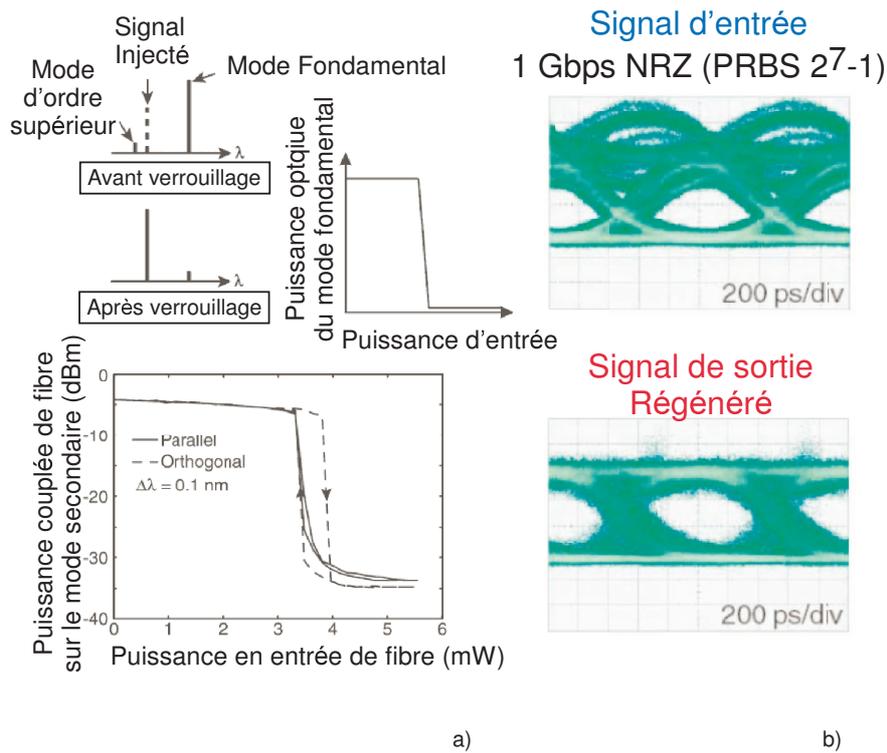


Figure 1.31: Principe d'un régénérateur de signaux : a) description du principe b) résultats.

ensuite passer du mode fondamental au mode d'ordre supérieur comme le montre la figure 1.31.a. On effectue ainsi un interrupteur optique grâce au verrouillage du mode satellite. Les résultats sur la régénération du signal sont présentés figure 1.31.b avec les diagrammes de l'œil. Un signal modulé en séquence pseudo-aléatoire à 1Gb/s bruité arrive en entrée du système et est injecté dans le VCSEL. Le signal de sortie apparaît régénéré. Les résultats présentés par Koyama montrent une transmission avec un taux d'erreur de bit de  $10^{-9}$ . La vitesse d'activation du régénérateur est limitée par la bande passante du VCSEL mais des études ont montré une fréquence de coupure à 11GHz pour des VCSELs à  $1,55\mu\text{m}$  [97].

### 1.4.3.2 Le contrôle de la polarisation

Dans un second temps, avec l'augmentation des bandes passantes dans les réseaux, des études se sont axées sur les effets de la polarisation dans les fibres optiques monomodes. Il apparaît des effets indésirables de distorsion du signal due à la dispersion induite par la polarisation du mode de propagation et aux pertes issues de cette polarisation [98]. Grâce au principe du verrouillage, il est possible de réaliser des contrôleurs de polarisation tout-optique [68]. L'étude est basée sur un VCSEL dont la jonction tunnel est conçue de façon elliptique afin de maintenir une polarisation stable du mode fondamental. De ce fait, lorsque le signal d'entrée, dont la polarisation est aléatoire, vient verrouiller le mode secondaire, la polarisation du signal de sortie aura une polarisation linéaire fixe.

### 1.4.3.3 La compensation d'effets non-linéaires

Un dernier point très utile au traitement tout-optique concerne les effets non-linéaires présents dans les fibres optiques comme le mélange à 4 ondes, l'auto-modulation de phase et la modulation-croisée de phase puisqu'ils constituent les sources principales de problèmes dans les systèmes très haut débit à 40Gb/s et plus. Ces effets sont plus connus sous le nom d'effet Kerr optique. Il est donc intéressant de pouvoir créer un composant qui permet de compenser ces effets, avec un signe opposé à celui de l'effet Kerr. Ce composant, basé sur la technologie des VCSELs, a été élaboré dans les laboratoires du Tokyo Institute of Technology en collaboration avec les laboratoires de Corning [99].

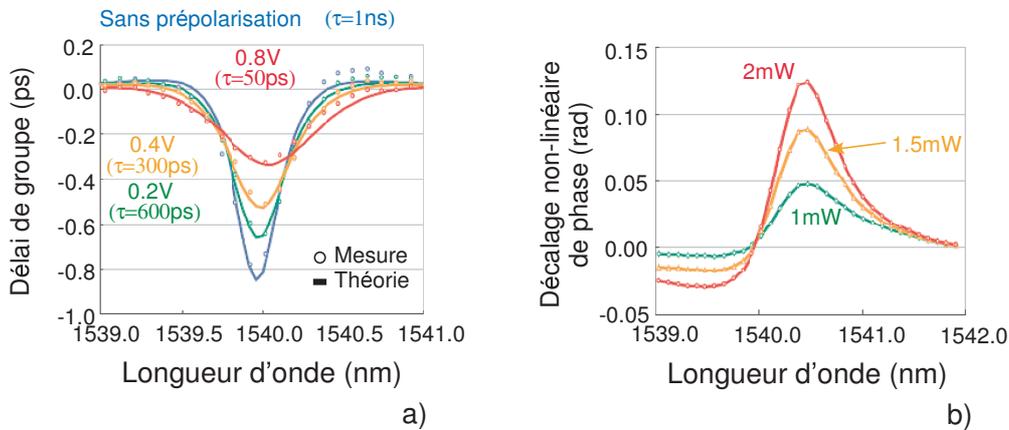


Figure 1.32: Résultats sur la compensation non-linéaire : a) délai optique b) décalage non-linéaire.

Il s'agit d'utiliser un VCSEL à  $1,55\mu\text{m}$  polarisé en inverse dont la zone active à puits quantiques est utilisée comme absorbant saturable. Lorsqu'un signal pénètre dans la cavité du VCSEL, par verrouillage optique il se produit un changement d'indice de réfraction dépendant de l'intensité. Grâce à cette variation, un décalage de phase positif ou négatif est provoqué, permettant de compenser le chirp par exemple. La figure 1.32.a affiche les résultats de la variation du délai optique en fonction de la tension inverse appliquée au VCSEL. En fonction de la tension, on obtient alors un temps de récupération démontré de 50ps, favorisant les liaisons à 40Gb/s et plus. La figure 1.32.b correspond au décalage non-linéaire de phase en fonction de la puissance optique incidente.

Les applications des VCSELs à grande longueur d'onde sont donc nombreuses et la liste n'est bien entendu pas exhaustive. Il est possible de trouver un VCSEL dans une majorité d'applications qui utilisent une source laser. On peut citer par exemple les oscillateurs optomicroondes à faible bruit de phase étudiés au laboratoire MOSE [100]. Grâce aux points forts dont ils bénéficient, ils représentent donc un atout considérable dans l'enjeu économique des systèmes faibles coûts. Cependant, les VCSELs restent des structures complexes en terme d'interactions électronique, optique et thermique. Il est donc utile d'établir un modèle comportemental fiable afin de prendre en compte tous ces effets lors d'une simulation.

## Bibliographie

- [1] H. SODA, K. IGA, C. KITAHARA et Y. SUEMATSU, « GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 18, p. 2329–2330, 1979.
- [2] F. KOYAMA, S. KINOSHITA et K. IGA, « Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser », *Applied Physics Letter*, vol. 55, p. 221–222, 1989.
- [3] J. L. JEWELL, S. L. M. CALL, A. SCHERER, H. H. HOUH, N. A. WHITAKER, A. C. GOSSARD et J. H. ENGLISH, « Transverse mode, waveguide dispersion and 30-ps recovery in submicron GaAs/AlAs microresonators », *Applied Physics Letter*, vol. 55, p. 22–24, 1989.
- [4] K. IGA, « Surface-emitting laser-its birth and generation of new optoelectronics field », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, p. 1201–1215, 2000.
- [5] A. HAGLUND, J. GUSTAVSSON, J. VUKUSIC, P. MODH et A. LARSSON, « Single fundamental-mode output power exceeding 6 mW from VCSELs with a shallow surface relief », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 2, p. 368–370, 2004.
- [6] K. YASHIKI, N. SUZUKI, K. FUKATSU, T. ANAN, H. HATAKEYAMA et M. TSUJI, « 1.1- $\mu$ m-Range High-Speed Tunnel Junction Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 23, p. 1883–1885, 2007.
- [7] Y.-C. CHANG, C. WANG et L. COLDREN, « High-efficiency, high-speed VCSELs with 35 Gbit/s error-free operation », *Electronics Letters*, vol. 43, no. 19, p. 1022–1023, 2007.
- [8] K. CHOQUETTE et H. HOU, « Vertical-cavity surface emitting lasers : moving from research to manufacturing », *Proceedings of the IEEE*, vol. 85, no. 11, p. 1730–1739, 1997.
- [9] M. GRABHERR, R. KING, R. JAGER, D. WIEDENMANN, P. GERLACH, D. DUCKECK et C. WIMMER, « Volume production of polarization controlled single-mode VCSELs », in *Proc. SPIE*, vol. 6908, (San Jose, CA, USA), p. 690803–9, SPIE, fév. 2008.
- [10] Z. TOFFANO, M. PEZ, P. DESGREYS, Y. HERVE, C. LE BRUN, J.-C. MOLLIER, G. BARBARY, J.-J. CHARLOT, S. CONSTANT, A. DESTREZ, M. KARRAY, M. MAREC, A. RISSONS et S. SNAIDERO, « Multilevel behavioral simulation of VCSEL-based optoelectronic modules », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 3, p. 949–960, 2003.
- [11] A. PRUIJMBOOM, M. SCHEMMANN, J. HELLMIG, J. SCHUTTE, H. MOENCH et J. PANKERT, « VCSEL-based miniature laser-Doppler interferometer », in *Proc. SPIE*, vol. 6908, (San Jose, CA, USA), SPIE, fév. 2008.

- [12] M. NAOTAKA, O. HIROMI, S. JUN, U. NOBUAKI et N. HIDEO, « VCSEL array-based light exposure system for laser printing », *in Proc. SPIE*, vol. 6908, (San Jose, CA, USA), SPIE, fév. 2008.
- [13] J.-F. SEURIN, C. L. GHOSH, V. KHALFIN, A. MIGLO, G. XU, J. D. WYNN, P. PRADHAN et L. A. D'ASARO, « High-power high-efficiency 2D VCSEL arrays », *in Proc. SPIE*, vol. 6908, (San Jose, CA, USA), SPIE, fév. 2008.
- [14] T. M.R.T., « Progress in long wavelength VCSELS », *in The 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, LEOS, 2002.*, vol. 1, p. 269–270 vol.1, 2002.
- [15] K. J. EBELING, *Integrated Optoelectronics : Waveguide Optics, Photonics, Semiconductors*. Springer-Verlag, 1993.
- [16] C. W. WILMSEN, H. TEMKIN et L. A. COLDREN, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization, and Applications*. Cambridge University Press, 1999.
- [17] A. SYRBU, A. MIRCEA, A. MEREUTA, A. CALIMAN, C.-A. BERSETH, G. SURUCEANU, V. IAKOVLEV, M. ACHTENHAGEN, A. RUDRA et E. KAPON, « 1.5-mW single-mode operation of wafer-fused 1550-nm VCSELS », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 5, p. 1230–1232, 2004.
- [18] K. STREUBEL, « Status of long wavelength Vertical Cavity Lasers », *in 22nd European Conference on Optical Communication - ECOC'96, Oslo*, 1996.
- [19] L. A. COLDREN et S. W. CORZINE, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [20] G. N. CHILDS, S. BRAND et R. A. ABRAM, « Intervalence band absorption in semiconductor laser materials », *Semiconductor Science and Technology*, vol. 1, no. 2, p. 116–120, 1986.
- [21] E. YABLONOVITCH et E. KANE, « Band structure engineering of semiconductor lasers for optical communications », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, no. 8, p. 1292–1299, 1988.
- [22] I. JOINDOT et J. BEYLAT, « Intervalence band absorption coefficient measurements in bulk layer, strained and unstrained multiquantum well 1.55  $\mu\text{m}$  semiconductor lasers », *Electronics Letters*, vol. 29, no. 7, p. 604–606, 1993.
- [23] C. HENRY, R. LOGAN, F. MERRITT et J. LUONGO, « The effect of intervalence band absorption on the thermal behavior of InGaAsP lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, no. 6, p. 947–952, 1983.

- [24] H. SHIMIZU, C. SETIAGUNG, M. ARIGA, Y. IKENAGA, K. KUMADA, T. HAMA, N. UEDA, N. IWAI et A. KASUKAWA, «  $1.3\mu\text{m}$ -range GaInNAsSb-GaAs VCSELs », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, p. 1214–1219, 2003.
- [25] N. LAURAND, S. CALVEZ, H. SUN, M. DAWSON, J. GUPTA et G. AERS, « C-band emission from GaInNAsSb VCSEL on GaAs », *Electronics Letters*, vol. 42, no. 1, p. 29–30, 2006.
- [26] T. NISHIDA, M. TAKAYA, S. KAKINUMA et T. KANEKO, « 4.2-mW GaInNAs long-wavelength VCSEL grown by metalorganic chemical vapor deposition », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11, no. 5, p. 958–961, 2005.
- [27] G. BOHM, M. ORTSIEFER, R. SHAU, J. ROSSKOPF, C. LAUER, M. MAUTE, F. KÖHLER, F. MEDERER, R. MEYER et M.-C. AMANN, « InP-based VCSEL technology covering the wavelength range from 1.3 to  $2.0\mu\text{m}$  », *Journal of Crystal Growth*, vol. 251, p. 748–753, avril 2003.
- [28] M. ORTSIEFER, G. BOHM, M. GRAU, K. WINDHORN, E. RONNEBERG, J. ROSSKOPF, R. SHAU, O. DIER et M.-C. AMANN, « Electrically pumped room temperature CW VCSELs with  $2.3\mu\text{m}$  emission wavelength », *Electronics Letters*, vol. 42, no. 11, p. 640–641, 2006.
- [29] A. MEREUTA, V. IAKOVLEV, A. CALIMAN, A. SYRBU, P. ROYO, A. RUDRA et E. KAPON, « In(Al)GaAs-AlGaAs Wafer Fused VCSELs Emitting at  $2\text{-}\mu\text{m}$  Wavelength », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 1, p. 24–26, 2008.
- [30] A. KARIM, S. BJORLIN, J. PIPREK et J. BOWERS, « Long-wavelength vertical-cavity lasers and amplifiers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, p. 1244–1253, 2000.
- [31] G. ALMUNEAU, *Étude et réalisation de lasers à cavité verticale à  $1.55\text{-}\mu\text{m}$  sur GaSb*. Thèse doctorat, Université de Montpellier II, 1998.
- [32] R. KODA, *All-epitaxial, long-wavelength, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers using bipolar cascaded active region for high differential quantum efficiency*. Thèse doctorat, University of California, Santa Barbara, 2005.
- [33] M. ORTSIEFER, R. SHAU, G. BOHM, F. KOHLER et M.-C. AMANN, « Low-threshold index-guided  $1.5\mu\text{m}$  long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser with high efficiency », *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 16, p. 2179–2181, 2000.
- [34] H. BISSESSUR, F. KOYAMA et K. IGA, « Modeling of oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 2, p. 344–352, 1997.

- [35] H. E. NAKAGAWA S. et L. COLDREN, « Progress on long wavelength VCSEL », *in 2001 Digest of the LEOS Summer Topical Meetings Advanced Semiconductor Lasers and Applications/Ultraviolet and Blue Lasers and Their Applications/Ultralong Haul DWDM Transmission and Networking/WDM Components* (E. HALL, éd.), p. 2 pp.–, 2001.
- [36] J.-H. SHIN, B.-S. YOO, W.-S. HAN, O.-K. KWON, Y.-G. JU et J.-H. LEE, « CW operation and threshold characteristics of all-monolithic InAlGaAs 1.55 $\mu$ m VCSELs grown by MOCVD », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 8, p. 1031–1033, 2002.
- [37] M. LINNIK et A. CHRISTOU, « Vertical cavity surface emitting laser with AlGaInAs/InP Bragg mirrors fabricated for operation at 1.55 $\mu$ m », *in 2000 IEEE International Symposium on Compound Semiconductors* (A. CHRISTOU, éd.), p. 383–388, 2000.
- [38] S. M. SZE, *Physics of Semiconductor Devices, Second Edition*. John Wiley & Sons, Inc., 1981.
- [39] H. GEBRETSADIK, O. QASAIMEH, H. JIANG, P. BHATTACHARYA, C. CANEAU et R. BHAT, « Design and realization of a 1.55- $\mu$ m patterned vertical cavity surface emitting laser with lattice-mismatched mirror layers », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 12, p. 2595–2604, 1999.
- [40] J. BOUCART, C. STARCK, F. GABORIT, A. PLAIS, N. BOUCHE, E. DEROUIN, J. REMY, J. BONNET-GAMARD, L. GOLDSTEIN, C. FORTIN, D. CARPENTIER, P. SALET, F. BRILLOUET et J. JACQUET, « Metamorphic DBR and tunnel-junction injection. A CW RT monolithic long-wavelength VCSEL », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 3, p. 520–529, 1999.
- [41] R. SHAU, M. ORTSIEFER, J. ROSSKOPF, G. BOEHM, C. LAUER, M. MAUTE et M.-C. AMANN, « Long-wavelength InP-based VCSELs with buried tunnel junction : properties and applications », *in Proc. SPIE* (C. LEI, K. D. CHOQUETTE et S. P. KILCOYNE, édés), vol. 5364, p. 1–15, SPIE, 2004.
- [42] N. NISHIYAMA, C. CANEAU, B. HALL, G. GURYANOV, M. HU, X. LIU, M.-J. LI, R. BHAT et C. ZAH, « Long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers on InP with lattice matched AlGaInAs-InP DBR grown by MOCVD », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11, no. 5, p. 990–998, 2005.
- [43] D. BABIC, K. STREUBEL, R. MIRIN, N. MARGALIT, J. BOWERS, E. HU, D. MARS, L. YANG et K. CAREY, « Room-temperature continuous-wave operation of 1.54  $\mu$ m vertical-cavity lasers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, no. 11, p. 1225–1227, 1995.

- [44] A. BLACK, A. HAWKINS, N. MARGALIT, D. BABIC, J. HOLMES, A.L., Y.-L. CHANG, P. ABRAHAM, J. BOWERS et E. HU, « Wafer fusion : materials issues and device results », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 3, p. 943–951, 1997.
- [45] V. JAYARAMAN, M. MEHTA, A. JACKSON, S. WU, Y. OKUNO, J. PIPREK et J. BOWERS, « High-power 1320-nm wafer-bonded VCSELs with tunnel junctions », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 11, p. 1495–1497, 2003.
- [46] V. JAYARAMAN, J. GESKE, M. MACDOUGAL, F. PETERS, T. LOWES et T. CHAR, « Uniform threshold current, continuous-wave, singlemode 1300 nm vertical cavity lasers from 0 to 70°C », *Electronics Letters*, vol. 34, no. 14, p. 1405–1407, 1998.
- [47] V. JAYARAMAN, T. GOODNOUGH, T. BEAM, F. AHEDO et R. MAURICE, « Continuous-wave operation of single-transverse-mode 1310-nm VCSELs up to 115°C », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 12, p. 1595–1597, 2000.
- [48] Y. OHISO, C. AMANO, Y. ITOH, H. TAKENOUCI et T. KUROKAWA, « Long-wavelength (1.55- $\mu\text{m}$ ) vertical-cavity lasers with InGaAsP/InP-GaAs/AlAs DBR's by wafer fusion », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, no. 10, p. 1904–1913, 1998.
- [49] D. BABIC, J. PIPREK, K. STREUBEL, R. MIRIN, N. MARGALIT, D. MARS, J. BOWERS et E. HU, « Design and analysis of double-fused 1.55  $\mu\text{m}$  vertical-cavity lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 8, p. 1369–1383, 1997.
- [50] A. SYRBU, « Wafer fused long-wavelength VCSELs with InP-based active cavities », in *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 2005.*, p. 670–674, 2005.
- [51] V. JAYARAMAN et M. K. KILCOYNE, « WDM array using long-wavelength vertical-cavity lasers », in *Proc. SPIE*, vol. 2690, (San Jose, CA, USA), p. 325–336, SPIE, mai 1996.
- [52] V. IAKOVLEV, G. SURUCEANU, A. CALIMAN, A. MEREUTA, A. MIRCEA, C.-A. BERSETH, A. SYRBU, A. RUDRA et E. KAPON, « High-performance single-mode VCSELs in the 1310-nm waveband », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 5, p. 947–949, 2005.
- [53] C.-K. LIN, D. P. BOUR, J. ZHU, W. H. PEREZ, M. H. LEARY, A. TANDON, S. W. CORZINE et M. R. T. TAN, « Long-wavelength VCSELs with InP/air-gap DBRs », in *Proc. SPIE* (C. LEI, K. D. CHOQUETTE et S. P. KILCOYNE, éds), vol. 5364, p. 16–24, SPIE, 2004.

- [54] C.-K. LIN, D. BOUR, J. ZHU, W. PEREZ, M. LEARY, A. TANDON, S. CORZINE et M. TAN, « High temperature continuous-wave operation of 1.3- and 1.55- $\mu\text{m}$  VCSELs with InP/air-gap DBRs », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, p. 1415–1421, 2003.
- [55] T. CZYSZANOWSKI, M. DEMS, H. THIENPONT et K. PANAJOTOV, « Optimal radii of photonic crystal holes within DBR mirrors in long wavelength VCSEL », *Opt. Express*, vol. 15, p. 1301–1306, fév. 2007.
- [56] F. ROMSTAD, S. BISCHOFF, M. JUHL, J. S. et D. BIRKEDAL, « Photonic crystals for long-wavelength single-mode VCSELs », in *Proc. SPIE*, vol. 6908, (San Jose, CA, USA), SPIE, 2008.
- [57] J. KIM, E. HALL, S. NAKAGAWA, A. HUNTINGTON et L. COLDREN, « Bipolar cascade 1.55  $\mu\text{m}$  VCSELs with  $>1$  differential quantum efficiency and CW operation », in *Semiconductor Laser Conference, 2000. Conference Digest. 2000 IEEE 17th International* (E. HALL, éd.), p. 155–156, 2000.
- [58] F. DROSS, *Sources laser à cascade bipolaire pour la modulation directe*. Thèse doctorat, ENST, Paris, 2004.
- [59] R. KODA, C. S. WANG, D. D. LOFGREEN et L. A. COLDREN, « High-differential-quantum-efficiency, long-wavelength vertical-cavity lasers using five-stage bipolar-cascade active regions », *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 21, p. 211104, 2005.
- [60] G. A. BAKOUBOULA, *Conception et caractérisation de filtres optiques et de VCSELs accordables à base de micro système sur substrat InP pour les réseaux optiques multiplexés en longueur d'onde*. Thèse doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004.
- [61] M. WU, E. VAIL, G. LI, W. YUEN et C. CHANG-HASNAIN, « Tunable micromachined vertical cavity surface emitting laser », *Electronics Letters*, vol. 31, no. 19, p. 1671–1672, 1995.
- [62] C. CHANG-HASNAIN, « Tunable VCSEL », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, p. 978–987, 2000.
- [63] J. BOUCART, R. PATHAK, D. ZHANG, M. BEAUDOIN, P. KNER, D. SUN, R. STONE, R. NABIEV et W. YUEN, « Long wavelength MEMS tunable VCSEL with InP-InAlGaAs bottom DBR », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 9, p. 1186–1188, 2003.
- [64] D. SUN, W. FAN, P. KNER, J. BOUCART, T. KAGEYAMA, D. ZHANG, R. PATHAK, R. NABIEV et W. YUEN, « Long wavelength-tunable VCSELs with optimized MEMS bridge tuning structure », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 3, p. 714–716, 2004.

- [65] M. LARSON et J. HARRIS, J.S., « Broadly-tunable resonant-cavity light-emitting diode », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, no. 11, p. 1267–1269, 1995.
- [66] J. HARRIS, J.S., « Tunable long-wavelength vertical-cavity lasers : the engine of next generation optical networks ? », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, p. 1145–1160, 2000.
- [67] T. AMANO, F. KOYAMA, T. HINO, M. ARAI et A. MASTUTANI, « Design and fabrication of GaAs-GaAlAs micromachined tunable filter with thermal strain control », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 3, p. 596–601, 2003.
- [68] F. KOYAMA, « Recent Advances of VCSEL Photonics », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 12, p. 4502–4513, 2006.
- [69] M. MAUTE, F. RIEMENSCHNEIDER, G. BOHM, H. HALBRITTER, M. ORTSIEFER, R. SHAU, P. MEISSNER et M.-C. AMANN, « Micro-mechanically tunable long wavelength VCSEL with buried tunnel junction », *Electronics Letters*, vol. 40, no. 7, p. 430–431, 2004.
- [70] M. MAUTE, G. BÖHM, M.-C. AMANN, B. KÖGEL, H. HALBRITTER et P. MEISSNER, « Long-wavelength tunable vertical-cavity surface-emitting lasers and the influence of coupled cavities », *Opt. Express*, vol. 13, no. 20, p. 8008–8014, 2005.
- [71] M. MAUTE, B. KOGEL, G. BOHM, P. MEISSNER et M.-C. AMANN, « MEMS-tunable 1.55- $\mu\text{m}$  VCSEL with extended tuning range incorporating a buried tunnel junction », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 5, p. 688–690, 2006.
- [72] F. RIEMENSCHNEIDER, H. HALBRITTER, I. SAGNES et P. MEISSNER, « A two-chip concept of micro-electro-mechanically tunable long wavelength VCSELS », in *2002 IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMs, 2002. Conference Digest.*, p. 95–96, 2002.
- [73] H. HALBRITTER, F. RIEMENSCHNEIDER, J. JACQUET, J.-G. PROVOST, I. SAGNES et P. MEISSNER, « AM and RIN of a tunable optically pumped 1.6- $\mu\text{m}$  VCSEL », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 3, p. 723–725, 2004.
- [74] A. TARRAF, F. RIEMENSCHNEIDER, M. STRASSNER, J. DALEIDEN, S. IRMER, H. HALBRITTER, H. HILLMER et P. MEISSNER, « Continuously tunable 1.55 $\mu\text{m}$  VCSEL implemented by precisely curved dielectric top DBR involving tailored stress », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 3, p. 720–722, 2004.
- [75] A. SYRBU, V. IAKOVLEV, G. SURUCEANU, A. CALIMAN, A. RUDRA, A. MIRCEA, A. MEREUTA, S. TADEONI, C.-A. BERSETH, M. ACHTENHAGEN, J. BOUCART et E. KAPON, « 1.55- $\mu\text{m}$  optically pumped wafer-fused tunable VCSELS with 32-nm tuning range », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 9, p. 1991–1993, 2004.

- [76] M. KUZNETSOV, F. HAKIMI, R. SPRAGUE et A. MOORADIAN, « High-power ( $>0.5$ -W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular  $TEM_{00}$  beams », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 8, p. 1063–1065, 1997.
- [77] C. SYMONDS, *Laser à semiconducteur en cavité verticale étendue émettant à  $1.55\mu\text{m}$  et perspectives pour la génération d'impulsions brèves*. Thèse doctorat, Université Paris XI, UFR Scientifique d'Orsay, 2003.
- [78] A. HSU, D. LEONARD, N. CAO, F. AHEDO, C. LABOUNTY et M. MACDOUGAL, « Low-divergence singlemode  $1.55\ \mu\text{m}$  VCSEL with 1 mW output power », *Electronics Letters*, vol. 39, no. 1, p. 59–61, 2003.
- [79] E. SCHIEHLEN, M. GOLLING et P. UNGER, « Diode-pumped semiconductor disk laser with intracavity frequency doubling using lithium triborate (LBO) », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 6, p. 777–779, 2002.
- [80] A. GARNACHE, A. A. KACHANOV, F. STOECKEL et 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, no. 9, p. 1589–1598, 2000.
- [81] J. TOURRENC, S. BOUCHOULE, A. KHADOUR, J. PROVOST, J. DECOBERT, A. MIARD, J. HARMAND et J. OUDAR, « High-Power Single-Longitudinal-Mode VECSEL at  $1.55\mu\text{m}$  with an Hybrid Metal-Metamorphic Bragg Mirror », in *The 20th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 2007. LEOS 2007*. (S. BOUCHOULE, éd.), p. 256–257, 2007.
- [82] M. KUZNETSOV, F. HAKIMI, R. SPRAGUE et 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 Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 3, p. 561–573, 1999.
- [83] C. CHANG-HASNAIN, « Progress and prospects of long-wavelength VSELs », *IEEE Communications Magazine*, vol. 41, no. 2, p. S30–S34, 2003.
- [84] W. HOFMANN, G. BÖHM, M. ORTSIEFER, E. WONG et M.-C. AMANN, « Uncooled High Speed ( $> 11$  GHz)  $1.55\ \mu\text{m}$  VCSELS for CWDM access networks », in *ECOC 2006*, 2006.
- [85] W. HOFMANN, N. ZHU, M. ORTSIEFER, G. BOHM, Y. LIU et M.-C. AMANN, « High speed ( $>11$  GHz) modulation of BCB-passivated  $1.55\ \mu\text{m}$  InGaAlAs-InP VCSELS », *Electronics Letters*, vol. 42, no. 17, p. 976–977, 2006.

- [86] A. KARIM, J. PIPREK, P. ABRAHAM, D. LOFGREEN, Y.-J. CHIU et J. BOWERS, « 1.55- $\mu\text{m}$  vertical-cavity laser arrays for wavelength-division multiplexing », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 2, p. 178–183, 2001.
- [87] M. MURTY, X. HUANG, G. LIU, C. LIN, D. XU, C. SHIEH, H. LEE et J. CHENG, « Long-wavelength VCSEL-based CWDM scheme for 10-GbE links », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 6, p. 1286–1288, 2005.
- [88] M. J. CONNELLY, *Semiconductor Optical Amplifier*. Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [89] E. BJORLIN, B. RIOU, P. ABRAHAM, J. PIPREK, Y.-Y. CHIU, K. BLACK, A. KEATING et J. BOWERS, « Long wavelength vertical-cavity semiconductor optical amplifiers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no. 2, p. 274–281, 2001.
- [90] A. HURTADO, I. D. HENNING et M. J. ADAMS, « Effects of parallel and orthogonal polarization on nonlinear optical characteristics of a 1550 nm VCSEA », *Opt. Express*, vol. 15, no. 14, p. 9084–9089, 2007.
- [91] T. KIMURA, S. BJÖRLIN, G. COLE, H.-F. CHOU et J. BOWERS, « 1550-nm Vertical-Cavity SOAs for Optically Preamplified High Bit rate Receivers », in *ECOC 2004*, 2004.
- [92] M. LACKNER, G. TOTSCHNIG, F. WINTER, R. SHAU, M.-C. AMANN, M. ORTSIEFER et J. ROSSKOPF, « Rapid high resolution absorption spectroscopy using long wavelength InP-based VCSELs at 1.54 $\mu\text{m}$  ( $\text{NH}_3$ ), 1.68 $\mu\text{m}$  ( $\text{CH}_4$ ) and 1.80 $\mu\text{m}$  ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{HCl}$ ) », in *Conference on Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO '03*. (G. TOTSCHNIG, éd.), p. 1142–1145, 2003.
- [93] R. BARRY, V. CHAN, K. HALL, E. KINTZER, J. MOORES, K. RAUSCHENBACH, E. SWANSON, L. ADAMS, C. DOERR, S. FINN, H. HAUS, E. IPPEN, W. WONG et M. HANER, « All-Optical Network Consortium-ultrafast TDM networks », *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, vol. 14, no. 5, p. 999–1013, 1996.
- [94] C.-H. CHANG, L. CHROSTOWSKI et C. CHANG-HASNAIN, « Injection locking of VCSELs », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, p. 1386–1393, 2003.
- [95] L. CHROSTOWSKI, X. ZHAO et C. CHANG-HASNAIN, « Microwave performance of optically injection-locked VCSELs », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 54, no. 2, p. 788–796, 2006.
- [96] Y. ONISHI, N. NISHIYAMA, C. CANEAU, F. KOYAMA et C.-e. ZAH, « All-optical inverter based on long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11, no. 5, p. 999–1005, 2005.

- [97] W. HOFMANN, E. WONG, G. BOHM, M. ORTSIEFER, N. ZHU et M. AMANN, « 1.55- $\mu\text{m}$  VCSEL Arrays for High-Bandwidth WDM-PONs », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 4, p. 291–293, 2008.
- [98] B. HUTTNER, C. GEISER et N. GISIN, « Polarization-induced distortions in optical fiber networks with polarization-mode dispersion and polarization-dependent losses », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 2, p. 317–329, 2000.
- [99] S. SUDA, G. HIRANO, F. KOYAMA, N. NISHIYAMA, C. CANEAU et C. ZAH, « Tunable Optical Delay and Nonlinear Phase Shift using 1.55  $\mu\text{m}$  VCSEL », in *2006 IEEE 20th International Semiconductor Laser Conference, 2006. Conference Digest.* (G. HIRANO, éd.), p. 121–122, 2006.
- [100] A. HAYAT, M. VARON, A. BACOU, A. RISSONS et J.-C. MOLLIER, « 2.49GHz Low Phase-Noise Optoelectronic Oscillator using 1.55 $\mu\text{m}$  VCSEL for Avionics and Aerospace Applications », in *International Topical Meeting on Microwave Photonics, 2008. MWP 2008 Proceedings.*, 2008.



# Caractérisation des VCSELs à grande longueur d'onde

*Ce deuxième chapitre introduit les équations d'évolution des VCSELs à grande longueur d'onde qui sont ensuite linéarisées afin d'établir un modèle comportemental en régime de modulation petit-signal. Puis le modèle électrique de la zone active du VCSEL est présenté afin que chaque élément soit exprimé en fonction des paramètres intrinsèques du VCSEL. Enfin, la dernière partie présente les mesures statiques et dynamiques effectuées.*

## 2.1 Équations d'évolution

Le premier chapitre a présenté les diverses structures des VCSELs à grande longueur d'onde ainsi que les difficultés techniques pour leur fabrication. Ces composants sont en général destinés à des applications où leur comportement monomode est indispensable. Ce comportement est régi par les équations d'évolution des électrons (2.1), des photons (2.2) et de la phase optique (2.3). Pour les électrons et les photons, les équations sont présentées en densité [1] :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV_{act}} - (A + BN(t) + CN(t)^2)N(t) - v_g GS(t) \quad (2.1)$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = \Gamma\beta BN(t)^2 + \Gamma v_g GS(t) - \frac{S(t)}{\tau_P} \quad (2.2)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha_H \Gamma v_g a_0}{2} (N(t) - N_{tr}) \quad (2.3)$$

avec le terme de gain  $G$  exprimé par :

$$G = a_0 \frac{N(t) - N_{tr}}{1 + \epsilon S(t)} \quad (2.4)$$

Pour la densité de porteurs  $N$  les paramètres impliqués sont :  $\eta_i$  l'efficacité d'injection,  $I$  le courant injecté,  $q$  la charge électronique,  $V_{act}$  le volume de la zone active,  $A$  le terme de recombinaison non-radiative par effet Shockley-Read-Hall,  $B$  le terme de recombinaison bimoléculaire,  $C$  le terme de recombinaison non-radiative par effet Auger,  $v_g$  la vitesse de

groupe,  $a_0$  le coefficient nominal du gain différentiel,  $N_{tr}$  la densité de porteurs à la transparence et  $\epsilon$  le facteur de compression du gain.

Pour la densité de photons  $S$  et la phase optique  $\phi$  les paramètres impliqués restent :  $\Gamma$  le facteur de confinement qui définit la partie du champ électrique recouvrant la zone active,  $\beta$  le coefficient d'émission spontanée,  $\tau_P$  la durée de vie des photons dans la cavité et  $\alpha_H$  le facteur d'élargissement de raie ou facteur de Henry.

Comme il a été présenté dans le premier chapitre, la zone active des VCSELs est composée de  $N_w$  puits quantiques. Pour une résolution rigoureuse des équations, il faudrait donc écrire  $N_w$  équations afin de décrire le comportement électronique dans chaque puits. Nous supposons que les électrons se répartissent identiquement dans les puits, formant un volume actif  $V_{act}$  afin de n'avoir qu'une seule équation 2.1 en densité.

Au sein de cette zone active, nous avons vu que le gain du matériau doit être élevé pour obtenir l'effet laser et dépasser les pertes par absorption (comme l'IVBA) et les pertes des miroirs. Cependant, pour que le gain soit positif, il faut une densité minimale d'électrons qui permet au matériau de devenir transparent. Cette densité est appelée densité d'électrons à la transparence  $N_{tr}$  et permet au matériau d'avoir un gain positif.

Nous allons donc voir par la suite comment, grâce aux équations d'évolution et à la modélisation électrique de la zone active, l'extraction des paramètres intrinsèques va être possible.

## 2.2 Modèles développés

### 2.2.1 Introduction

Lorsqu'on cherche à modéliser le comportement d'un composant, il y a deux perspectives possibles : soit la modélisation physique, soit la modélisation électrique. C'est dans la seconde perspective que s'inscrit ce travail de thèse, donnant une suite aux travaux d'Angélique Rissons [2] qui portaient sur des VCSELs à 850nm.

La modélisation électrique petit-signal des VCSELs peut se décomposer en deux étapes. La première consiste à linéariser les équations d'évolution pour de faibles variations des grandeurs considérées autour de leur point de fonctionnement en régime permanent (voir figure 2.1). La seconde fait intervenir les équations d'un schéma électrique équivalent qui représentent le comportement dynamique du VCSEL. Après identification, on obtient les expressions des paramètres du circuit en fonction des paramètres intrinsèques du composant, ce qui en permettra l'extraction.

### 2.2.2 Linéarisation des équations d'évolution

Lorsqu'on applique une modulation analogique à haute fréquence, il est important d'étudier les équations d'évolution car la bande passante va être limitée par le temps de

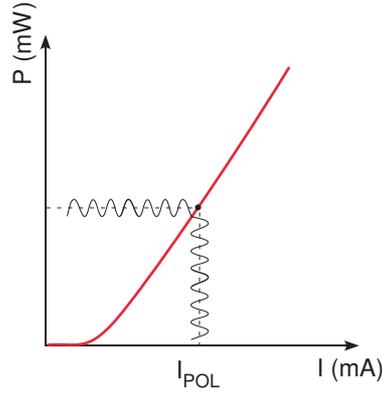


Figure 2.1: Principe de la modulation petit-signal.

conversion électrique-optique. De ce fait, l'interaction dynamique entre la durée de vie électronique et la durée de vie photonique va induire l'apparition d'une fréquence de résonance.

C'est donc pour cela qu'on étudie le VCSEL en régime « petit signal ». On va observer sa réponse lorsqu'il est soumis à des perturbations telle que la modulation du courant. Pour ce faire, on vient moduler avec un signal sinusoïdal  $\Delta I e^{j\omega t}$  le courant de polarisation  $\bar{I}$ . On a donc l'expression :

$$I = \bar{I} + \Delta I(t) \quad (2.5)$$

Avec cette modulation de courant, les densités de porteurs et de photons vont suivre le même comportement, d'où les expressions (2.6) et (2.7) :

$$N = \bar{N} + \Delta N(t) \quad (2.6)$$

$$S = \bar{S} + \Delta S(t) \quad (2.7)$$

Ces expressions permettent alors de linéariser les équations d'évolution afin de décrire les variations des densités de porteurs. Posons :

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} \quad (2.8)$$

$$\dot{S} = \frac{dS}{dt} \quad (2.9)$$

Les équations petit-signal sont déterminées en utilisant la méthode des dérivées partielles :

$$\Delta \dot{N}(I, N, S) = \frac{\partial \dot{N}}{\partial I} \cdot \Delta I + \frac{\partial \dot{N}}{\partial N} \cdot \Delta N + \frac{\partial \dot{N}}{\partial S} \cdot \Delta S \quad (2.10)$$

$$\Delta \dot{S}(N, S) = \frac{\partial \dot{S}}{\partial N} \cdot \Delta N + \frac{\partial \dot{S}}{\partial S} \cdot \Delta S \quad (2.11)$$

On peut également exprimer la variation du gain par la relation suivante [3] :

$$\Delta G = G_N \Delta N - G_S \Delta S \quad (2.12)$$

$G_N$  représente le gain différentiel (augmentation du gain lorsque la densité d'électrons augmente) et  $G_S$  représente la compression du gain (le gain diminue lorsque la densité de photons augmente). Ils sont exprimés par les deux relations suivantes :

$$G_N = \frac{\partial G}{\partial N} = \frac{a_0}{1 + \epsilon S} \quad (2.13)$$

$$G_S = -\frac{\partial G}{\partial S} = \frac{\epsilon a_0 (N - N_{tr})}{(1 + \epsilon S)^2} \quad (2.14)$$

Lorsqu'on dérive l'équation de la densité de porteurs, on a :

$$\frac{\partial \dot{N}}{\partial I} \cdot \Delta I = \frac{\eta_i}{qV_{act}} \Delta I \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \dot{N}}{\partial N} \cdot \Delta N = (A + 2B\bar{N} + 3C\bar{N}^2 + v_g G_N \bar{S}) \Delta N \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \dot{N}}{\partial S} \cdot \Delta S = (v_g G - v_g G_S \bar{S}) \Delta S \quad (2.17)$$

Afin de simplifier les calculs, on pose [3] :

$$A + 2B\bar{N} + 3C\bar{N}^2 = \frac{1}{\tau_{\Delta N}} \quad (2.18)$$

où  $\tau_{\Delta N}$  a les dimensions d'un temps. Lorsqu'on dérive l'équation de la densité de photons, on a :

$$\frac{\partial \dot{S}}{\partial N} \cdot \Delta N = (2\Gamma\beta B\bar{N} + \Gamma v_g G_N \bar{S}) \Delta N \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \dot{S}}{\partial S} \cdot \Delta S = \left( -\Gamma v_g G_S \bar{S} + \Gamma v_g G - \frac{1}{\tau_P} \right) \Delta S \quad (2.20)$$

Les équations linéarisées deviennent donc :

$$\Delta \dot{N} = \frac{\eta_i}{qV_{act}} \Delta I - \left( \frac{1}{\tau_{\Delta N}} + v_g G_N \bar{S} \right) \Delta N - (v_g G - v_g G_S \bar{S}) \Delta S \quad (2.21)$$

$$\Delta \dot{S} = (2\Gamma\beta B\bar{N} + \Gamma v_g G_N \bar{S}) \Delta N - \left( \Gamma v_g G_S \bar{S} - \Gamma v_g G + \frac{1}{\tau_P} \right) \Delta S \quad (2.22)$$

Au dessus du seuil, lorsque l'effet laser est atteint, on considère que la densité d'électrons dans la zone active devient constante. C'est ce qui est défini par la densité de porteurs au seuil  $N_{th}$ . Le gain, qui est une fonction de la densité de porteurs, va lui aussi atteindre une valeur seuil qui s'exprime par la relation :

$$G(N_{th}) = G_{th} = \frac{1}{\Gamma v_g \tau_P} \quad (2.23)$$


---

Grâce à cette expression, il devient possible de simplifier (2.21) et (2.22). Le résultat de la linéarisation est donc [3] :

$$\Delta \dot{N} = \frac{\eta_i}{qV_{act}} \Delta I - \left( \frac{1}{\tau_{\Delta N}} + v_g G_N \bar{S} \right) \Delta N - \left( \frac{1}{\Gamma \tau_P} - v_g G_S \bar{S} \right) \Delta S \quad (2.24)$$

$$\Delta \dot{S} = (2\Gamma \beta B \bar{N} + \Gamma v_g G_N \bar{S}) \Delta N - (\Gamma v_g G_S \bar{S}) \Delta S \quad (2.25)$$

Pour une meilleure lisibilité de ces équations, les termes sont regroupés :

$$\Delta \dot{N} = \frac{\eta_i}{qV_{act}} \Delta I - \gamma_{NN} \Delta N - \gamma_{NS} \Delta S \quad (2.26)$$

$$\Delta \dot{S} = \gamma_{SN} \Delta N - \gamma_{SS} \Delta S \quad (2.27)$$

Les équations 2.26 et 2.27 peuvent alors se mettre sous une forme matricielle. Cela donne le système suivant :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Delta N \\ \Delta S \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\gamma_{NN} & -\gamma_{NS} \\ \gamma_{SN} & -\gamma_{SS} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta N \\ \Delta S \end{bmatrix} + \frac{\eta_i}{qV_{act}} \begin{bmatrix} \Delta I \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

L'expression matricielle de  $\gamma$  est valide quels que soient  $\beta$  et  $\epsilon$ . En passant du domaine temporel au domaine fréquentiel, la matrice 2.28 devient :

$$\begin{bmatrix} \gamma_{NN} + j\omega & \gamma_{NS} \\ -\gamma_{SN} & \gamma_{SS} + j\omega \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \tilde{N} \\ \Delta \tilde{S} \end{bmatrix} = \frac{\eta_i \Delta \tilde{I}}{qV_{act}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

Pour résoudre ce système d'équations, il faut calculer le déterminant de la matrice, définit par :

$$\Lambda = \begin{vmatrix} \gamma_{NN} + j\omega & \gamma_{NS} \\ -\gamma_{SN} & \gamma_{SS} + j\omega \end{vmatrix} \quad (2.30)$$

$$\Lambda = \gamma_{NN} \gamma_{SS} + \gamma_{NS} \gamma_{SN} + j\omega (\gamma_{NN} + \gamma_{SS}) - \omega^2 \quad (2.31)$$

Les variations des densités de porteurs et de photons sont alors exprimées par les relations 2.32 et 2.33 suivant la méthode de Kramer :

$$\Delta \tilde{N} = \frac{\eta_i \Delta \tilde{I}}{qV_{act}} \cdot \frac{\gamma_{SS} + j\omega}{\Lambda} \quad (2.32)$$

$$\Delta \tilde{S} = \frac{\eta_i \Delta \tilde{I}}{qV_{act}} \cdot \frac{\gamma_{SN}}{\Lambda} \quad (2.33)$$

On en déduit l'expression de la fonction de transfert normalisée  $H(\omega)$  du VCSEL, définie par :

$$\boxed{H(\omega) = \frac{\Delta \tilde{S}(\omega)}{\Delta \tilde{S}(0)}} \quad (2.34)$$

En développant le relation 2.34, on obtient finalement :

$$H(\omega) = \frac{\omega_R^2}{\Lambda} = \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \quad (2.35)$$

$$\omega_R^2 = \gamma_{NN}\gamma_{SS} + \gamma_{NS}\gamma_{SN} \quad (2.36)$$

$$\gamma = \gamma_{NN} + \gamma_{SS} \quad (2.37)$$

La relation 2.35 nous permet donc d'observer le comportement du composant lorsqu'il est soumis à une modulation de courant. La réponse est traduite en fréquence,  $|H(f)|$ , et est représentée figure 2.2.

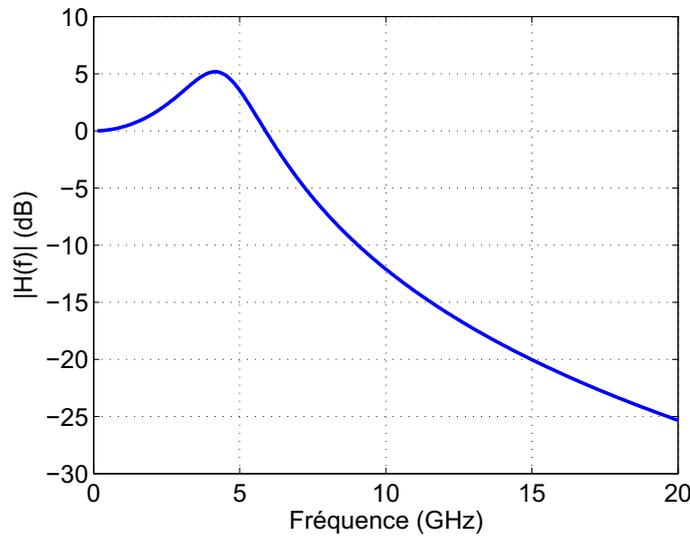


Figure 2.2: Simulation de la réponse petit-signal du VCSEL.

La réponse du VCSEL est analogue à celle d'un circuit électronique d'ordre 2 donc comme l'oscillation d'un circuit résonant RLC d'où l'intérêt de comparer la réponse en modulation du composant à celle d'un circuit électrique équivalent. La modélisation électrique du VCSEL s'avère nécessaire puisque le modèle ainsi développé sera utilisé lors de son intégration dans des systèmes complexes.

## 2.2.3 Modélisation électrique de la zone active

### 2.2.3.1 Les équations du circuit

La modélisation électrique de diodes laser en régime petit-signal a été très largement exploitée [4], [5], [6], [7] que ce soit sur le fonctionnement global du composant ou sur l'aspect quantique des puits. Le modèle le plus utilisé décrivant la cavité d'une diode laser se base sur les travaux de R. S. Tucker. La cavité est modélisée par le schéma électrique équivalent de la figure 2.3.

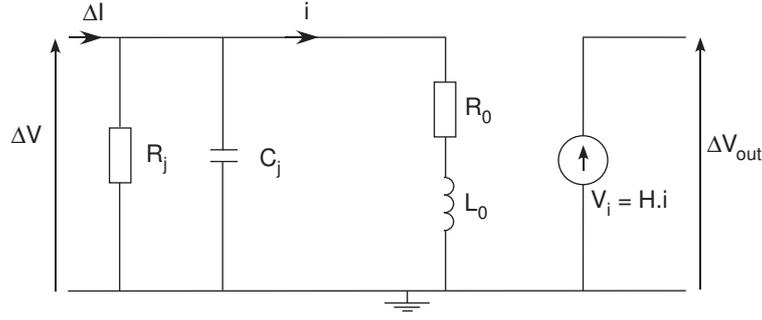


Figure 2.3: Schéma électrique équivalent de la cavité d'une diode laser.

Ce schéma est repris pour la modélisation du VCSEL [2], [8]. La zone active constituée de puits quantiques est représentée par un circuit parallèle unique  $R_j C_j$ . La résistance  $R_0$  et l'inductance  $L_0$  modélisent la cavité optique comprenant les pertes et le stockage des photons respectivement.

Lorsqu'on applique les lois de Kirchhoff à ce circuit, on trouve les relations 2.38 et 2.39 :

$$\frac{d\Delta V}{dt} = \frac{\Delta I - i}{C_j} - \frac{\Delta V}{R_j C_j} \quad (2.38)$$

$$\frac{di}{dt} = \frac{\Delta V}{L_0} - \frac{R_0}{L_0} \cdot i \quad (2.39)$$

où  $\Delta I$  décrit la variation du courant dans la cavité et  $\Delta V$  la variation de la tension aux bornes de la zone active. En supposant la caractéristique statique de la diode laser de type exponentielle :

$$I = I_{sat} \left[ e^{\left(\frac{V}{mV_T}\right)} - 1 \right] \quad (2.40)$$

avec  $I_{sat}$  le courant de saturation de la diode,  $V_T$  la tension thermique à température ambiante définie par  $\frac{kT}{q}$  ( $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température) et  $m$  le coefficient d'idéalité de la diode qui vaut généralement 2 pour des hétérostructures à base de matériaux III-V [3]. Dans la suite des calculs, la valeur de  $mV_T$  est fixée à 0,05.

On en déduit aisément :

$$\frac{\Delta I}{\bar{I}} = \frac{\Delta V}{mV_T} \quad (2.41)$$

sachant que  $I_{sat}$  est négligeable devant  $\bar{I}$ . Par ailleurs, la variation relative de la densité des porteurs est proportionnelle à la variation relative du courant injecté dans la cavité [9]. D'où, finalement :

$$\frac{\Delta V}{mV_T} = \frac{\Delta I}{\bar{I}} = \frac{\Delta N}{\bar{N}} \quad (2.42)$$

### 2.2.3.2 Identification des équations d'évolution et des équations du circuit

Une fois que les équations d'évolution sont linéarisées et les équations du circuit développées, on cherche à les identifier [2]. Pour cela, nous allons utiliser la relation de « passage » déduite de l'équation (2.42) :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{\bar{N}}{mV_T} \cdot \frac{d\Delta V}{dt} \quad (2.43)$$

On peut donc identifier les équations d'évolution linéarisées aux équations du circuit en notant qu'au dessus du seuil,  $\bar{N}$  tend vers  $N_{th}$ . En ce qui concerne l'évolution de la densité de porteurs, on obtient l'égalité suivante :

$$\frac{\eta_i}{qV_{act}} \Delta I - \left( \frac{1}{\tau_{\Delta N}} + v_g G_N \bar{S} \right) \Delta N - \left( \frac{1}{\Gamma \tau_P} - v_g G_S \bar{S} \right) \Delta S = \frac{N_{th}}{mV_T} \left( \frac{\Delta I - i}{C_j} - \frac{\Delta V}{R_j C_j} \right) \quad (2.44)$$

On extrait alors les expressions des paramètres du circuit en fonction des paramètres intrinsèques du VCSEL pour la branche  $C_j R_j$  :

$$\boxed{C_j = \frac{N_{th} q V_{act}}{\eta_i m V_T}} \quad (2.45)$$

et

$$\boxed{R_j = \frac{\eta_i m V_T}{N_{th} q V_{act} (A + 2BN_{th} + 3CN_{th}^2 + v_g G_N \bar{S})}} \quad (2.46)$$

On en déduit donc la relation :

$$\left( \frac{1}{\Gamma \tau_P} - v_g G_S \bar{S} \right) \Delta S = \frac{N_{th}}{mV_T} \cdot \frac{i}{C_j} \quad (2.47)$$

On cherche maintenant à extraire les expressions de  $R_0$  et  $L_0$ . Pour cela, on injecte la relation 2.47 dans 2.39 et en identifiant avec l'équation d'évolution de la densité de photons 2.25 on aboutit à :

$$(2\Gamma\beta BN_{th} + \Gamma v_g G_N \bar{S}) \Delta N - (\Gamma v_g G_S \bar{S}) \Delta S = \frac{N_{th} \Gamma \tau_P}{mV_T C_j (1 - v_g G_S \bar{S} \Gamma \tau_P)} \cdot \left( \frac{\Delta V}{L_0} - \frac{R_0 i}{L_0} \right) \quad (2.48)$$

On obtient finalement :

$$\boxed{L_0 = \frac{\Gamma \tau_P \eta_i m V_T}{(1 - v_g G_S \bar{S} \Gamma \tau_P) (2\Gamma\beta BN_{th} + \Gamma v_g G_N \bar{S})}} \quad (2.49)$$

et

$$\boxed{R_0 = L_0 \cdot (\Gamma v_g G_S \bar{S})} \quad (2.50)$$

Il reste donc à optimiser les paramètres du circuit électrique équivalent afin d'extraire les paramètres intrinsèques du VCSEL.

### 2.2.4 Paramètres S de la cavité

Le circuit électrique équivalent à la cavité optique du VCSEL (figure 2.3), peut être assimilé à un quadripôle. Il va donc être possible d'exprimer les coefficients de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  en fonction des différents éléments du circuit. Posons  $p=j\omega$  et exprimons tout d'abord les paramètres Z et S en fonction des éléments du circuit électrique équivalent  $R_j$ ,  $C_j$ ,  $R_0$  et  $L_0$ . En ce qui concerne le paramètre  $Z_{11}$ , l'étude du circuit donne :

$$Z_{11} = \frac{R_j(L_0 \cdot p + R_0)}{R_j + (1 + R_j C_j \cdot p)(L_0 \cdot p + R_0)} \quad (2.51)$$

ou encore :

$$Z_{11} = \frac{R_j R_0 + R_j L_0 \cdot p}{R_j + R_0 + p \cdot (L_0 + R_j C_j R_0) + p^2 \cdot (R_j C_j L_0)} \quad (2.52)$$

Le paramètre  $Z_{21}$ , qui correspond à la transmission, est défini par le rapport entre la tension de sortie et le courant d'entrée. On trouve donc :

$$Z_{21} = \frac{H \cdot Z_j}{Z_0 + Z_j} \quad (2.53)$$

où  $H$  est la transrésilance complexe de la source de tension contrôlée en courant ( $V_i$ ),  $Z_j$  et  $Z_0$  sont les impédances des branches  $R_j C_j$  et  $R_0 L_0$  respectivement. Elles sont égales respectivement à :

$$Z_j = \frac{R_j}{1 + R_j C_j \cdot p} \quad (2.54)$$

$$Z_0 = L_0 \cdot p + R_0 \quad (2.55)$$

D'où :

$$Z_{21} = \frac{H \cdot R_j}{R_j + R_0 + p \cdot (L_0 + R_j C_j R_0) + p^2 \cdot (R_j C_j L_0)} \quad (2.56)$$

On peut alors exprimer les paramètres S à l'aide des relations de passage suivantes :

$$S_{11} = \frac{Z_{11} - Z_{arv}}{Z_{11} + Z_{arv}} \quad (2.57)$$

$$S_{21} = \frac{2Z_{21}}{Z_{11} + Z_{arv}} \quad (2.58)$$

$$(2.59)$$

L'expression du  $S_{21}$  peut se mettre sous cette forme car le VCSEL est actif donc  $S_{12} = 0$ .  $Z_{arv}$  est l'impédance caractéristique de l'analyseur de réseau vectoriel soit  $Z_{arv} = 50\Omega$ . Les paramètres S du schéma électrique équivalent sont donc donnés par les relations suivantes :

$$S_{11} = \frac{R_j R_0 - 50R_j - 50R_0 - p \cdot (50L_0 - R_j L_0 + 50R_j C_j R_0) - p^2 \cdot (50R_j C_j L_0)}{R_j R_0 + 50R_j + 50R_0 + p \cdot (50L_0 + R_j L_0 + 50R_j C_j R_0) + p^2 \cdot (50R_j C_j L_0)} \quad (2.60)$$

$$S_{21} = \frac{2H \cdot R_j}{R_j R_0 + 50R_j + 50R_0 + p \cdot (50L_0 + R_j L_0 + 50R_j C_j R_0) + p^2 \cdot (50R_j C_j L_0)} \quad (2.61)$$

La relation 2.61 peut être condensée sous la forme d'un polynôme de Tchebychev du second ordre dont l'expression est donnée par :

$$S_{21} = \frac{A_{v0}}{1 + 2mj \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \quad (2.62)$$

avec  $A_{v0}$  le gain en tension à basse fréquence, qui est exprimé par :

$$A_{v0} = \frac{2HR_j}{R_j R_0 + 50R_j + 50R_0} \quad (2.63)$$

$2m$  le facteur d'amortissement :

$$2m = \frac{50L_0 + 50R_j C_j R_0 + R_j L_0}{\sqrt{50R_j C_j L_0 (R_j R_0 + 50R_j + 50R_0)}} \quad (2.64)$$

et  $\omega_0$  est la pulsation propre du circuit telle que :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{R_j R_0 + 50R_j + 50R_0}{50R_j C_j L_0}} \quad (2.65)$$

Toutes ces équations, qui décrivent le comportement du circuit électrique linéaire, vont nous permettre par la suite de valider le modèle et d'extraire les différents paramètres intrinsèques du VCSEL.

## 2.3 Résultats expérimentaux

### 2.3.1 VCSELs utilisés

La plupart des VCSELs présents sur le marché ont été présentés au premier chapitre. Dans le cadre de cette thèse, une collaboration avec la société BeamExpress a été établie et le travail de caractérisation et de modélisation est donc réalisé sur des VCSELs fournis par BeamExpress émettant à 1,3 et 1,55 $\mu\text{m}$ . Les composants testés sont des puces avec un accès coplanaire. La partie expérimentation est donc effectuée avec un testeur sous-pointe et des pointes RF dont le fonctionnement est garanti jusqu'à 40GHz. La figure 2.4 montre des photographies prises au microscope des composants à 1,3 et 1,55 $\mu\text{m}$  respectivement.

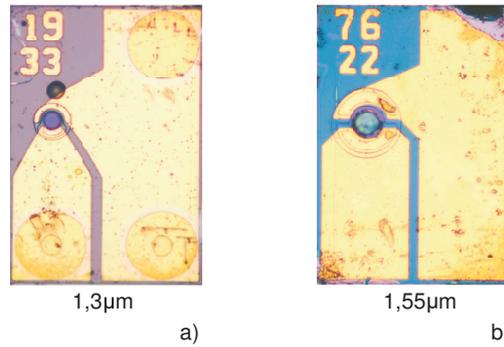


Figure 2.4: Vue de dessus des puces VCSEL à 1.3 et 1.55  $\mu\text{m}$ .

La puissance optique est collectée à l'aide d'une sonde optique constituée par une fibre optique dont l'une des extrémités est dénudée et lentillée. La fibre en question peut être monomode ou multimode, en fonction des besoins de mesure, et est traitée anti-reflet afin qu'il n'y ait qu'un minimum de ré-injection dans la cavité du VCSEL, pour garantir des mesures très peu perturbées. La figure 2.5 présente le type de fibre utilisée.

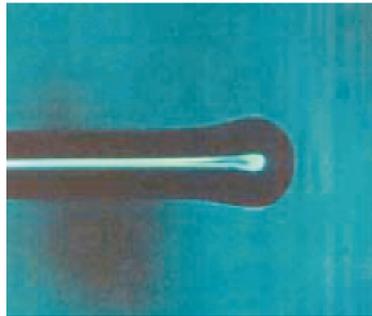


Figure 2.5: Fibre optique lentillée pour le couplage optique sous pointe.

## 2.3.2 Mesures statiques

### 2.3.2.1 Caractéristiques P(I) et V(I)

Les premières mesures effectuées sur les VCSELS à grande longueur d'onde sont les mesures en statique. Elles concernent donc les mesures classiques de l'évolution de la puissance optique, de la tension et de la longueur d'onde d'émission en fonction du courant de polarisation. Cela permet d'extraire les premiers paramètres qui sont le courant de seuil et la résistance dynamique, qui correspond à la pente de la partie linéaire de la courbe V(I) ( $\frac{dV}{dI}$ ). Les figures 2.6 et 2.7 présentent respectivement les courbes P(I) et V(I) des VCSELS à 1310 et 1550nm.

La puissance optique maximum publiée par BeamExpress [10] ne correspond pas aux mesures présentées sur ces figures. Cela est dû aux pertes lors du couplage entre le VCSEL et la sonde optique. En effet, les mesures de BeamExpress étant réalisées grâce à une photodiode

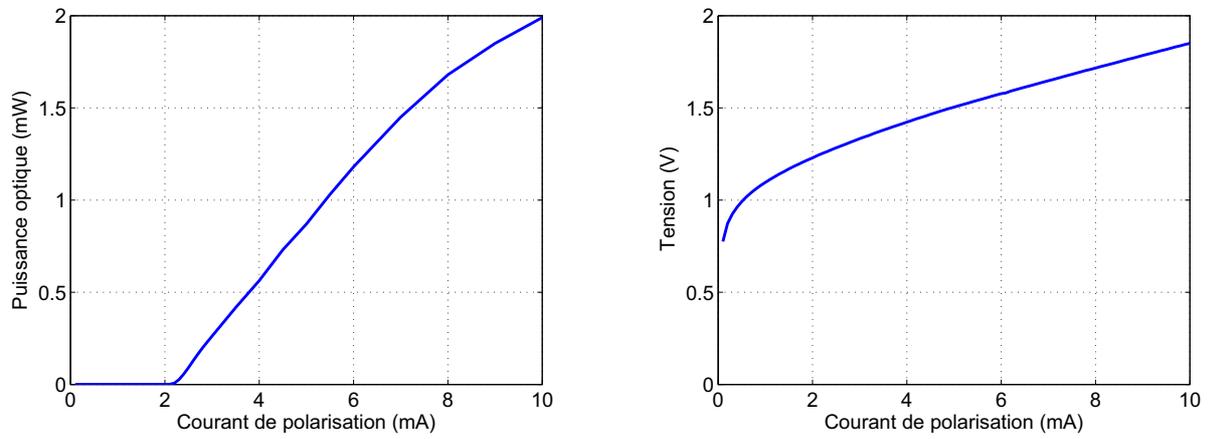


Figure 2.6: Caractéristique statiques du VCSEL à 1310nm.

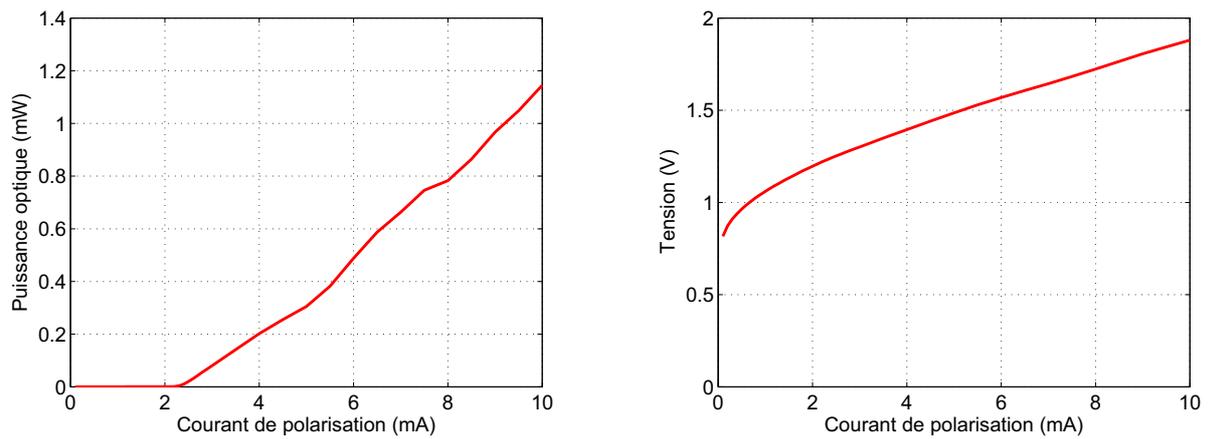


Figure 2.7: Caractéristique statiques du VCSEL à 1550nm.

à large diamètre d'ouverture, il est impossible d'obtenir les même résultats avec une fibre optique dont le diamètre de la lentille de couplage est faible ( $300\mu\text{m}$ ).

On vérifie cependant que le courant de seuil de ces VCSELS est relativement faible avec seulement  $2,2\text{mA}$ , que ce soit à  $1310\text{nm}$  ou à  $1550\text{nm}$ . Les résistances dynamiques pour les deux types de VCSELS sont  $\approx 75\Omega$ .

### 2.3.2.2 Spectre optique

Une analyse spectrale a également été réalisée. L'émission de ces VCSELS est présentée sur la figure 2.8.

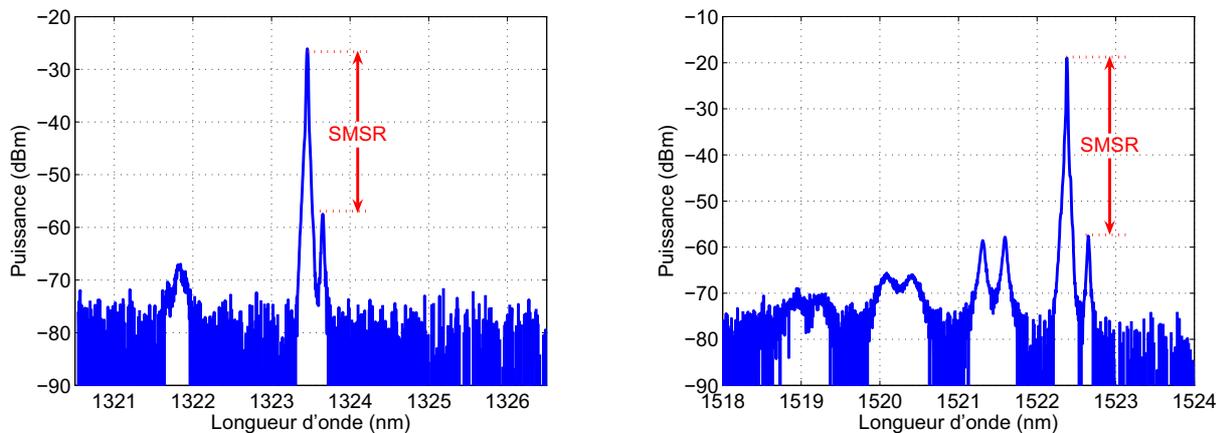


Figure 2.8: Spectres optiques des VCSELS à  $1310\text{nm}$  et  $1550\text{nm}$  respectivement.

Bien que les VCSELS soient monomodes longitudinaux par nature, il a été vu au premier chapitre que des modes transverses peuvent apparaître si le diamètre de la jonction tunnel est trop important. Les spectres de la figure 2.8 montrent un mode principal (mode fondamental de cavité) et un mode latéral (mode d'ordre supérieur) et correspondent à un diamètre de jonction tunnel de  $7\mu\text{m}$ . Le rapport d'extinction des modes (*SMSR : Side-Mode Suppression Ratio*), qui correspond à la différence en dB du mode fondamental avec le mode latéral, est de  $45\text{dB}$ . La valeur est suffisante (généralement à partir de  $30\text{dB}$ ) pour pouvoir considérer que les VCSELS ont une émission monomode transverse. De plus, l'évolution de la longueur d'onde en fonction du courant de polarisation est presque linéaire :  $0,42\text{nm}/\text{mA}$  à  $1310\text{nm}$  et  $0,64\text{nm}/\text{mA}$  à  $1550\text{nm}$ , voir figure 2.9

### 2.3.3 Mesures dynamiques

Afin d'établir le modèle comportemental des VCSELS, il est nécessaire de faire des mesures dynamiques qui montrent la capacité du composant à convertir les électrons en photons. C'est de plus à partir de cette caractérisation qu'il sera par la suite possible de chiffrer les paramètres du schéma électrique équivalent.

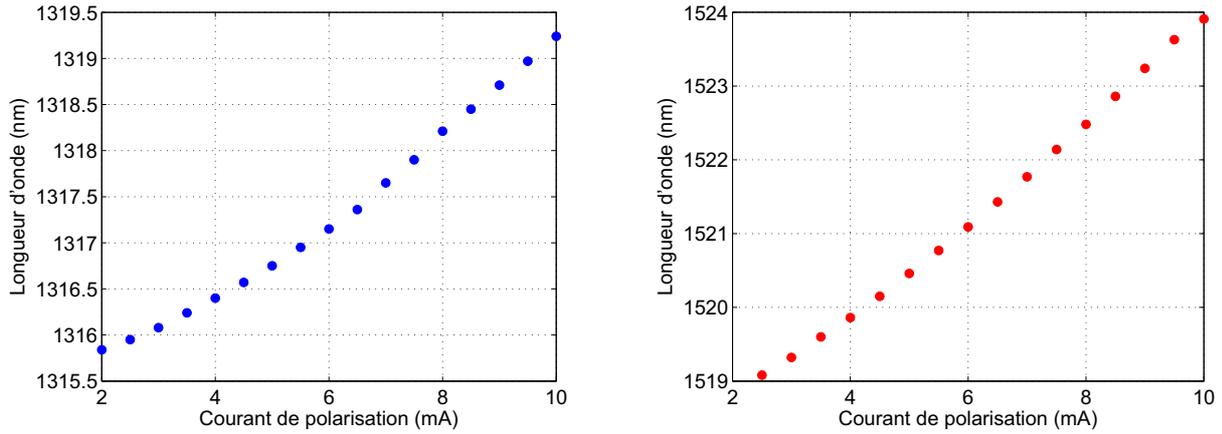


Figure 2.9: Évolution de la longueur d'onde en fonction du courant de polarisation.

L'aspect essentiel, en ce qui concerne les schémas électriques équivalents, est de savoir comment fixer les valeurs des différents éléments du circuit. En effet, il peut exister un nombre quasi-infini de couples de valeurs qui vont conduire à une valeur donnée de la fréquence de résonance ou de l'amortissement. Une méthode a donc été développée afin de calculer les différents éléments,  $C_j$ ,  $R_j$ ,  $R_0$  et  $L_0$  sans optimiser leur valeur.

Dans un premier temps, si on regarde les relations 2.45, 2.46, 2.49 et 2.50, on constate que l'élément comportant le moins de paramètres est  $C_j$ . De plus, on remarque que seuls  $\eta_i$  et  $N_{th}$  sont inconnus. D'après les recherches bibliographiques établies sur ces structures, il est possible de fixer  $\eta_i = 0,8$ . La valeur n'est bien sûr pas très précise car elle est difficilement mesurable.

Reprenons l'équation 2.1 et considérons-là au seuil. Le terme de gain peut donc être supprimé et l'équation devient :

$$0 = \frac{\eta_i I_{th}}{qV_{act}} - (A + BN_{th} + CN_{th}^2) N_{th} \quad (2.66)$$

Le second terme de l'équation, qui décrit les recombinaisons radiatives et non-radiatives peut être condensé par l'introduction de la durée de vie électronique  $\tau_e$  comme suit :

$$\frac{1}{\tau_e} = (A + BN_{th} + CN_{th}^2) \quad (2.67)$$

La relation 2.66 peut ainsi se simplifier par :

$$0 = \frac{\eta_i I_{th}}{qV_{act}} - \frac{N_{th}}{\tau_e} \quad (2.68)$$

on peut donc en déduire l'expression de la densité de porteurs au seuil :

$$\boxed{N_{th} = \frac{\tau_e \eta_i I_{th}}{qV_{act}}} \quad (2.69)$$

Si on considère le paramètre  $\eta_i$  connu, l'équation 2.69 présente alors une seule inconnue, la durée de vie des porteurs  $\tau_e$ . Cette valeur va pouvoir être déterminée grâce à la mesure du « Turn-On Delay » ou TOD, qui est présentée par la suite.

### 2.3.3.1 Turn-On Delay

La technique du TOD est aujourd'hui bien connue [11], [12], [13]. Elle consiste à envoyer un signal électrique en créneau sur le VCSEL lorsque celui-ci est pré-polarisé sous le seuil. On mesure alors le retard temporel entre le signal électrique de référence issu du générateur et le signal issu du photodétecteur qui traduit électriquement le signal optique émis par le VCSEL. En effet, comme le VCSEL est pré-polarisé sous le seuil, c'est l'émission spontanée qui domine. Il y a donc un retard dit « d'allumage » du VCSEL lorsque le signal passe de l'état « OFF » (au-dessous du seuil) à l'état « ON » (au-dessus du seuil). Le TOD, noté  $t_D$  est défini par la relation 2.70 [13] :

$$TOD = \tau_e \cdot \ln \frac{I_{on} - I_{off}}{I_{on} - I_{th}} \quad (2.70)$$

avec  $I_{on}$  le courant à l'état haut et  $I_{off}$  le courant à l'état bas. Le banc de mesure est schématisé sur la figure 2.10.

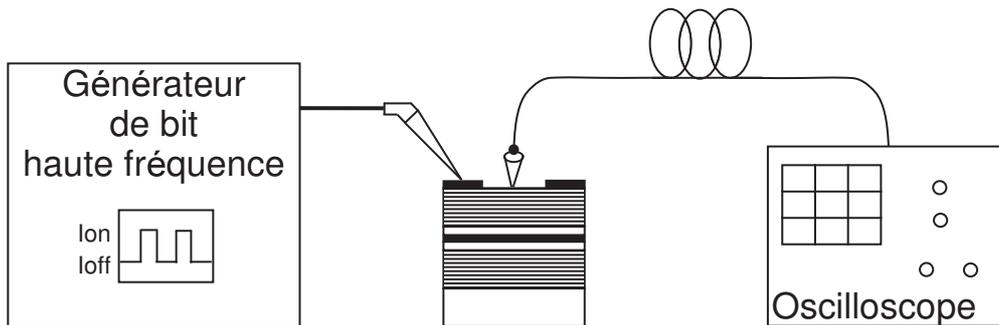


Figure 2.10: Schéma de principe pour la mesure du Turn-On Delay.

Le signal envoyé au VCSEL est issu d'un générateur d'impulsion Anritsu MP1800A dont la fréquence de répétition est fixée à 2GHz et l'offset fait office de pré-polarisation. L'onde optique émise est captée par une fibre optique lentillée puis détectée avec un oscilloscope Tektronix CSA 7404B Communication Signal Analyser qui intègre une entrée optique. Le délai temporel est alors observé comme le montre la figure 2.11.

On constate bien que lorsque le courant de pré-polarisation  $I_{off}$  augmente, le délai (TOD) diminue.

Lorsqu'on fait des mesures de TOD, il existe deux facteurs indispensables à bien prendre en compte.

Le premier implique les longueurs des différents câbles, qu'ils soient électriques ou bien optiques car ils vont induire des délais supplémentaires qui sont difficilement connus avec une

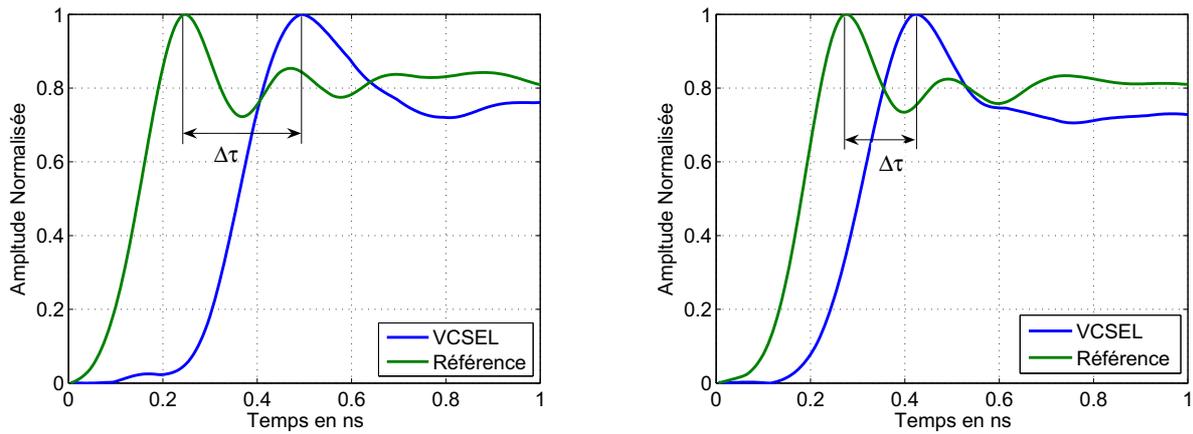


Figure 2.11: Évolution du TOD pour  $I_{off} = 0.11 \times I_{th}$  et  $I_{off} = 0.34 \times I_{th}$ .

grande précision. Il est alors primordial de les retirer de la mesure puisqu'ils vont modifier la valeur du TOD. Pour pallier à ce problème, une première étape consiste à pré-polariser le VCSEL au-dessus du seuil afin qu'il n'y ait pas de délai provoqué par la transition de l'état « OFF » à l'état « ON ». Puis, à l'aide des fonctions mathématiques de l'oscilloscope, les signaux issus de la référence et du VCSEL sont remis en phase avec précision. Enfin, la mesure peut être faite.

Le deuxième point à prendre en compte réside dans l'adaptation d'impédance en fonction du VCSEL utilisé. Il est bien connu que les instruments de mesure sont adaptés sur  $50\Omega$ . Cependant, les mesures statiques ont montré une résistance série de  $75\Omega$ , qui va augmenter lorsqu'on polarise le VCSEL sous le seuil. La figure 2.12 présente la variation de la résistance série en fonction du courant de polarisation.

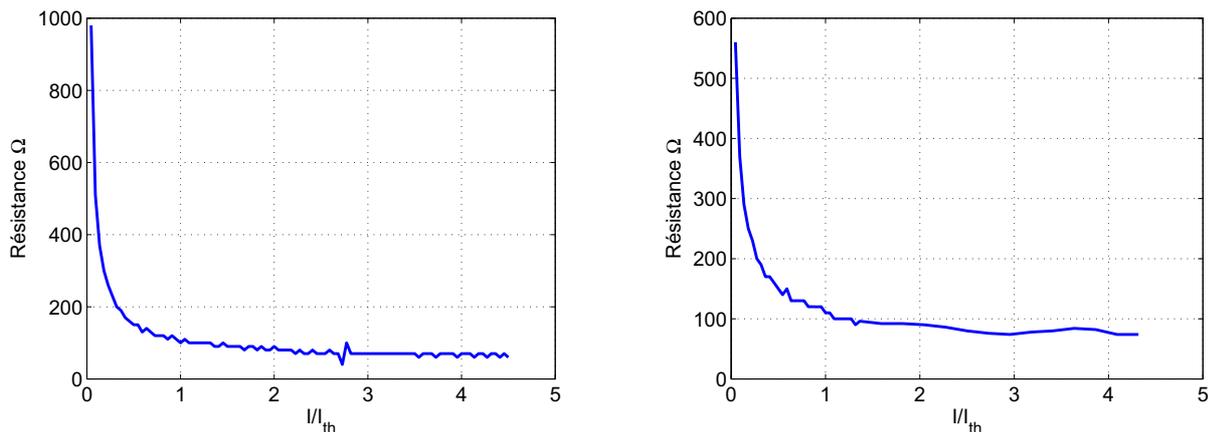


Figure 2.12: Évolution des résistances série en fonction du courant de polarisation à 1310nm et 1550nm respectivement.

On voit bien sur les deux courbes de la figure 2.12 que la résistance, aux bornes du VCSEL, varie fortement lorsqu'on se place au-dessous du seuil et qu'elle tend vers une limite

lorsqu'on est au-dessus du seuil. C'est cette limite qui est généralement définie comme la résistance série du composant. L'adaptation d'impédance se révèle donc très importante et permet de fixer avec précision les valeurs des courants  $I_{on}$  et  $I_{off}$  afin que l'extraction de  $\tau_e$  soit la plus précise possible. La mesure du TOD donne ainsi les résultats présentés figure 2.13.

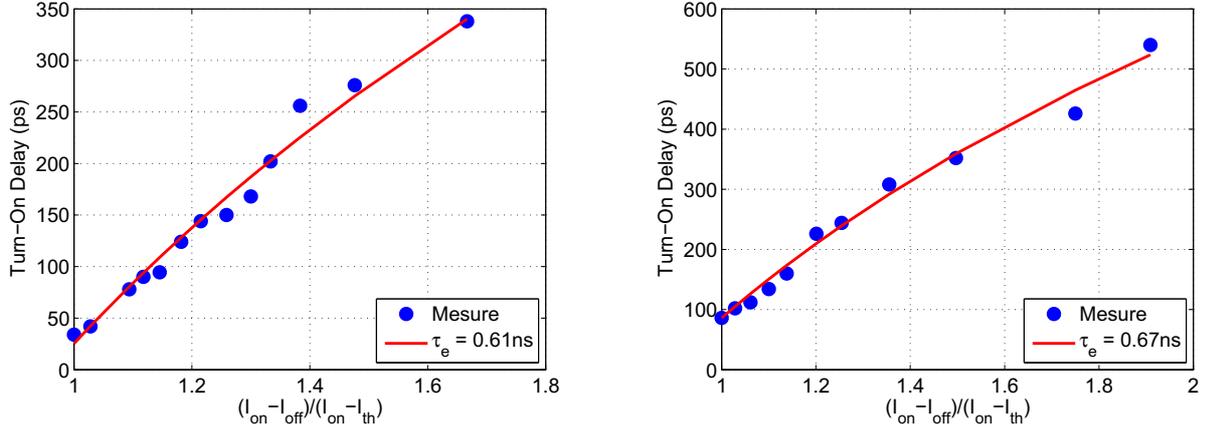


Figure 2.13: Turn On Delay à 1310nm et 1550nm respectivement.

Plusieurs mesures ont été menées selon l'amplitude du signal injecté et on retrouve une bonne corrélation entre les différentes mesures. Cela nous permet donc d'extraire la durée de vie des électrons en ajustant la relation 2.70 aux valeurs mesurées du TOD.

On trouve ainsi la durée de vie des porteurs à 1310nm et 1550nm :

- $\tau_{e1310} = 0,61\text{ns}$  ;
- $\tau_{e1550} = 0,67\text{ns}$  ;

Grâce à la mesure du TOD, il est donc possible de connaître de nombreux paramètres. Maintenant que  $\tau_e$  est extrait, il suffit de le remplacer dans la relation 2.69 pour en extraire la densité de porteurs au seuil. Grâce au volume de zone active fourni par BeamExpress, on trouve ainsi à 1310nm :

$$N_{th} = 5,33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (2.71)$$

D'après la relation 2.69, la densité de porteurs est inversement proportionnelle au volume de la zone active. Le volume actif des VCSELS à 1550nm étant plus important, la densité au seuil diminue. On trouve ainsi à 1550nm :

$$N_{th} = 4,56 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (2.72)$$

Les valeurs trouvées correspondent bien aux valeurs rencontrées dans la littérature qui sont en général comprises entre  $3,7$  et  $7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [3], [14]. Grâce aux valeurs extraites de la durée de vie des porteurs et de la densité de porteurs au seuil, il va être possible d'extraire

Paramètres	Unité	Valeurs	Références
A	$s^{-1}$	$7.10^7 - 1, 1.10^8$	[15], [16], [17], [18]
B	$cm^3/s$	$0, 8.10^{-10} - 1.10^{-10}$	[19], [20], [21], [22]

Tableau 2.1: Littérature sur les paramètres A et B pour un matériau en InGaAlAs.

les coefficients  $A$ ,  $B$  et  $C$  grâce à l'expression 2.67 qui est reprise ci-dessous :

$$\frac{1}{\tau_e} = A + BN_{th} + CN_{th}^2 \quad (2.73)$$

On peut approcher les valeurs de  $A$ ,  $B$  et  $C$  de la façon suivante. La littérature dédiée au matériau en InGaAlAs nous permet de connaître de façon assez précise les valeurs de  $A$  et  $B$ . Le tableau suivant présente une fourchette de valeurs pour ces deux paramètres.

Le choix des valeurs pour ces paramètres est donc :

- $A = 1.10^8 s^{-1}$  ;
- $B = 1.10^{-10} cm^3/s$  ;

En utilisant les paramètres  $A$  et  $B$  issus de la littérature et la relation 2.73, il est possible de déterminer les coefficients de recombinaison par effet Auger pour les deux longueurs d'onde étudiées :

- $C_{1310} = 3,57.10^{-29} cm^6/s$  ;
- $C_{1550} = 4,45.10^{-29} cm^6/s$  ;

Les valeurs de  $C$  calculées sont du bon ordre de grandeur car elles correspondent aux valeurs de la littérature sur ce type de matériau, que ce soit à 1310nm [19], [23] ou à 1550nm [24], [18]. Cependant, les valeurs des coefficients  $A$ ,  $B$  et  $C$  pourraient être validées par des mesures basées sur l'émission spontanée latérale de la cavité. Ces mesures, réalisées par l'équipe de J.-H. Shin en 1995 [25], [26], ont donné de bons résultats sur des VCSELs à 850nm en fonction de la taille du diaphragme d'oxyde.

Grâce à cette première mesure, on peut constater que de nombreux paramètres intrinsèques sont accessibles avec une bonne précision. Nous allons donc voir par la suite, comment grâce à d'autres caractéristiques expérimentales, d'autres paramètres vont être extraits.

### 2.3.3.2 Paramètres S

Dans la caractérisation dynamique des VCSELs, il est bien entendu indispensable d'effectuer des mesures de paramètre  $S$ . Ils vont permettre de décrire le comportement du VCSEL lorsque celui-ci est soumis à une modulation petit-signal du courant. Les mesures sont réalisées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (ARV) HP-8510C raccordé à un tiroir optique HP-83420A. Ce tiroir optique a l'avantage d'intégrer une photodiode calibrée, ce qui va simplifier par la suite le travail de modélisation puisque sa contribution est automatiquement retirée.

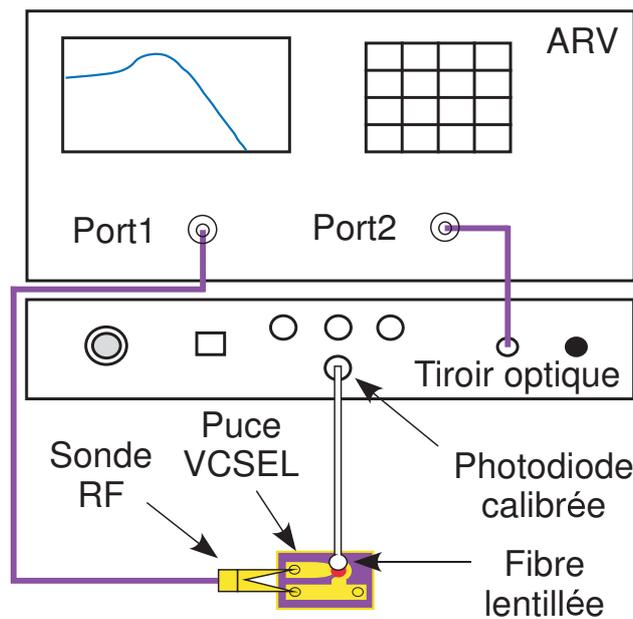


Figure 2.14: Schéma du banc de mesure des paramètres S.

Toutes les mesures sont réalisées sur les puces VCSELs présentées sur la figure 2.4. L'accès au VCSEL est donc direct, ce qui minimise les effets parasites qu'induisent les boîtiers ou les câbles comme les « bondings ». Au début de la thèse, les VCSELs à grande longueur d'onde disponibles n'étaient reportés qu'en boîtier TO-46. Le problème avec ce genre de boîtier est sa fréquence de coupure qui ne permet pas de visualiser la résonance du VCSEL. En effet, malgré l'obtention d'un kit d'étalonnage en boîtier TO-46 pour l'ARV, il fut difficile de faire une bonne caractérisation du composant au delà de quelques GHz. Il faut de plus connecter le boîtier sur une ligne de transmission adaptée et le couplage avec les fibres est beaucoup plus délicat. Ces problèmes d'accès électrique sont difficilement contournables et remettent en cause tout le processus de modélisation du composant.

Le travail en puce permet ainsi d'éviter toute perturbation qui n'est pas liée au composant. L'accès à la puce est réalisé avec un testeur sous pointe Cascade Microtech Summit 11201B-6 et des sondes RF Cascade Microtech ACP-40. Le schéma du banc de mesure est donné figure 2.14.

L'accès coplanaire des puces VCSELs apporte un autre avantage qui se situe au niveau de l'étalonnage de l'ARV. En effet, il est effectué en bout des pointes RF ce qui rend la mesure la plus représentative possible du VCSEL lui-même. Une fois l'opération achevée, le faisceau optique du VCSEL est collecté par la fibre optique lentillée afin de maximiser le couplage. Les résultats expérimentaux sont présentés figure 2.15 pour les VCSELs à 1310nm et figure 2.16 pour les VCSELs à 1550nm.

La mesure du  $S_{21}$  donne l'évolution de la fréquence de résonance en fonction du courant

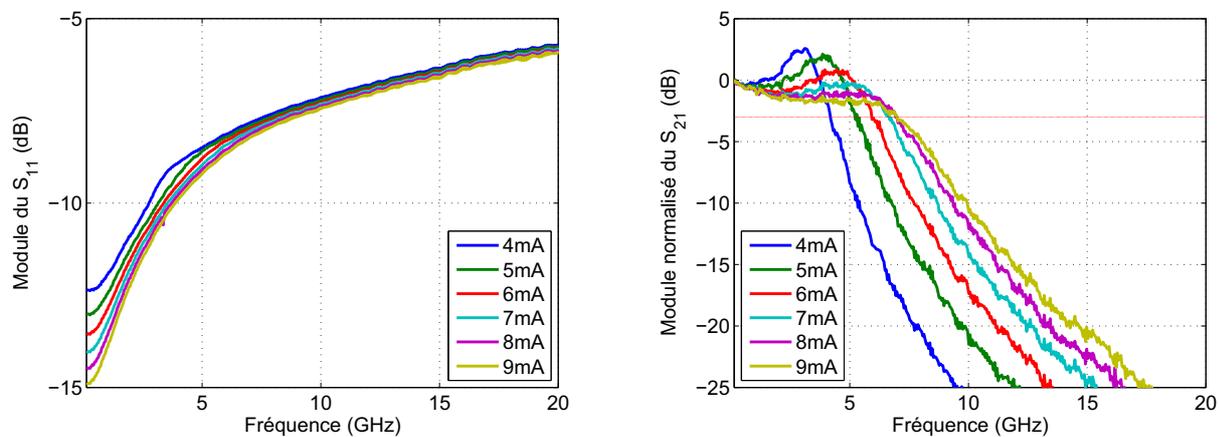


Figure 2.15:  $S_{11}$  et  $S_{21}$  des VCSELs BeamExpress à 1310nm.

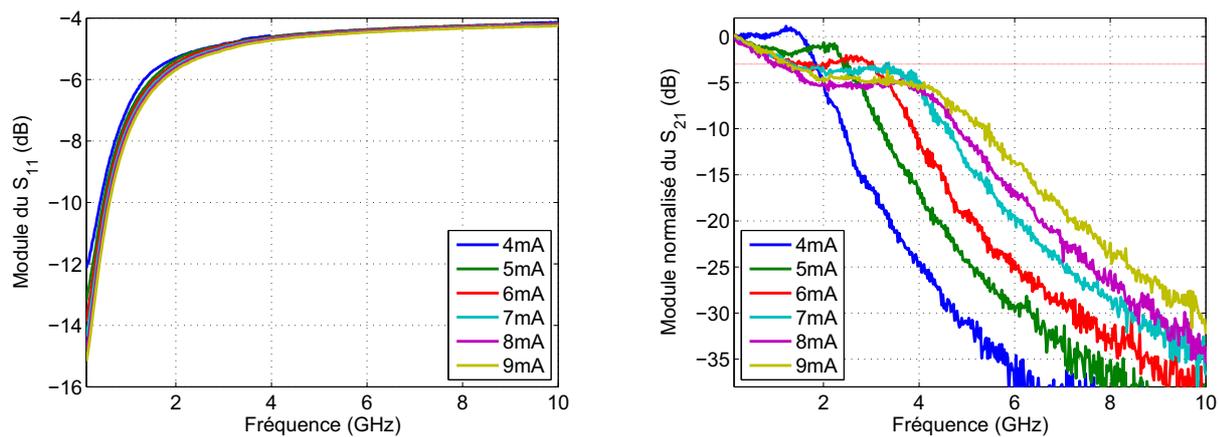


Figure 2.16:  $S_{11}$  et  $S_{21}$  des VCSELs BeamExpress à 1550nm.

de polarisation. Un autre paramètre important peut alors être extrait de cette mesure grâce à la relation suivante [27], [28] :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{v_g \eta_i a_0}{q V_m} (I - I_{th}) \right]^{1/2} \quad (2.74)$$

où  $V_m$  est le volume de mode, c'est à dire le volume occupé par le champ optique. Celui-ci va pouvoir se calculer à l'aide du volume de la cavité, en tenant compte de la longueur de pénétration dans les miroirs de Bragg. Les valeurs numériques ne sont pas présentées compte tenu de la confidentialité de certains paramètres. On peut ainsi exprimer la longueur effective de la cavité par [14] :

$$L_{eff} = L_{cav} + L_{pen} \quad (2.75)$$

avec :

$$L_{pen} = \frac{1}{2} m_{eff} (L_1 + L_2) \quad (2.76)$$

$$m_{eff} = \frac{1}{2} \frac{n_1 + n_2}{n_1 - n_2} \quad (2.77)$$

où  $n_{1,2}$  et  $L_{1,2}$  correspondent aux indices et aux épaisseurs des bicouches des miroirs de Bragg. En ajustant la valeur de  $a_0$  aux mesures, on trouve ainsi les courbes de la figure 2.17.

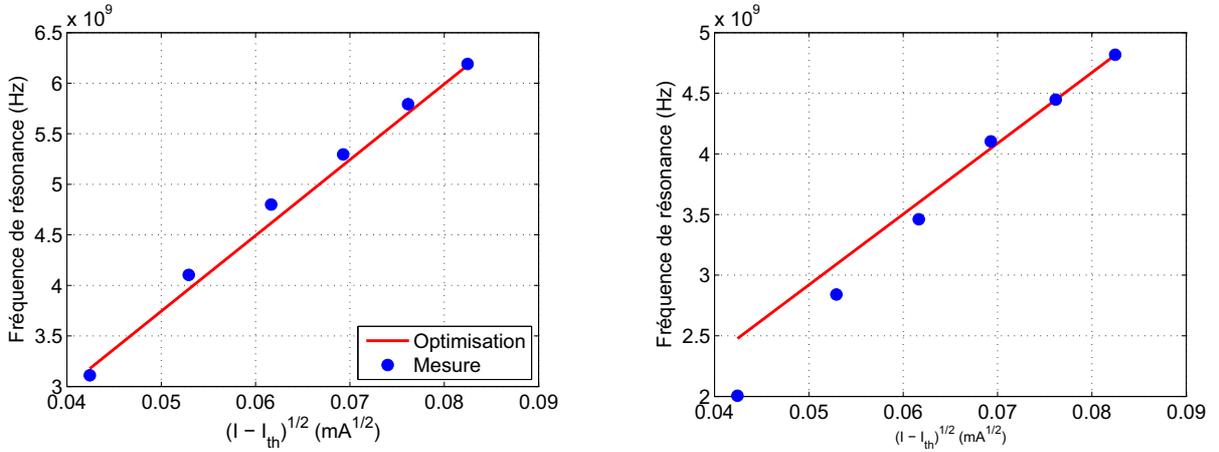


Figure 2.17: Fréquence de résonance en fonction de la racine carrée du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

A 1310nm, la valeur du coefficient du gain différentiel est :

$$a_0 = 4,8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad (2.78)$$

A 1550nm, la valeur du coefficient du gain différentiel est :

$$a_0 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad (2.79)$$

La grande différence entre les deux longueurs d'onde est perçue dans l'évolution du  $S_{11}$ , où le comportement n'est pas le même à basse fréquence puisqu'on observe une rapide augmentation à 1550nm. De plus, on remarque sur les courbes de  $S_{21}$  que la fréquence de coupure à -3dB n'est pas très élevée en comparaison avec celles mesurées à 1310nm. Il y a donc des effets qui viennent modifier la réponse du composant, effets qui seront précisés lors de la modélisation du composant, développée dans le chapitre suivant.

## 2.4 Résumé sur les caractéristiques expérimentales

L'objectif de ce dernier paragraphe est de récapituler les paramètres intrinsèques qui sont extraits grâce à la méthode présentée dans ce chapitre. Les valeurs obtenues sont rassemblées dans le tableau 2.2.

Paramètres	Unité	1310nm	1550nm
$\eta_i$	-	0,8	0,8
$\tau_e$	ns	0,61	0,67
$N_{th}$	$cm^{-3}$	$5,33.10^{18}$	$4,46.10^{18}$
A	$s^{-1}$	$1.10^8$	$1.10^8$
B	$cm^3/s$	$1.10^{-10}$	$1.10^{-10}$
C	$cm^6/s$	$3,57.10^{-29}$	$4,45.10^{-29}$
$a_0$	$cm^2$	$4,8.10^{-16}$	$3.10^{-16}$
$v_g$	$cm/s$	$7,7.10^9$	$7,5.10^9$
$mV_T$	V	0,05	0,05

Tableau 2.2: Paramètres intrinsèques extraits de la mesure.

La vitesse de groupe  $v_g$  peut être estimée en fonction de l'indice de réfraction des matériaux utilisés pour fabriquer la zone active. En ce qui concerne le paramètre  $\Gamma$ , sa valeur nous a été communiquée par la société BeamExpress.

Ce chapitre a donc permis d'introduire dans un premier temps le modèle électrique de la zone active du VCSEL et d'établir une identification avec les équations d'évolution. Cette méthode est le point de départ du travail de thèse qui consiste à extraire les paramètres intrinsèques du VCSEL. Puis, dans un second temps, nous avons montré qu'il est possible d'obtenir plusieurs paramètres avec les premières mesures. Celle du Turn-On Delay permet de connaître avec précision la durée de vie électronique et donc d'extraire la densité de porteurs au seuil. De plus, grâce à la littérature des matériaux utilisés, on peut en déduire les coefficients de recombinaisons radiatives et non-radiatives. Enfin, la mesure du  $S_{21}$  donne accès à la fréquence de résonance et donc au coefficient différentiel du gain.

Il ne reste plus qu'à optimiser la modélisation de la zone active aux mesures afin que la totalité des paramètres soit connue. Cela sera ensuite vérifié par la simulation des équations d'évolution linéarisées. Ces points feront l'objet du chapitre suivant.

## Bibliographie

- [1] C. O'BRIEN, M. MAJEWSKI et A. RAKIC, « A Critical Comparison of High-Speed VCSEL Characterization Techniques », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 2, p. 597–605, 2007.
- [2] A. RISSONS, *Caractérisation et modélisation optoélectronique de diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)*. Thèse doctorat, Supaero, Toulouse, 2003.
- [3] L. A. COLDREN et S. W. CORZINE, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [4] R. TUCKER et D. POPE, « Microwave Circuit Models of Semiconductor Injection Lasers », in *MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 82, p. 104–106, 1982.
- [5] R. TUCKER et I. KAMINOW, « High-frequency characteristics of directly modulated In-GaAsP ridge waveguide and buried heterostructure lasers », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 2, no. 4, p. 385–393, 1984.
- [6] M. LU, J. DENG, C. JUANG, M. JOU et B. LEE, « Equivalent circuit model of quantum-well lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 8, p. 1418–1422, 1995.
- [7] P. MENA, J. MORIKUNI, S.-M. KANG, A. HARTON et K. WYATT, « A comprehensive circuit-level model of vertical-cavity surface-emitting lasers », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 12, p. 2612–2632, 1999.
- [8] J. PERCHOUX, *Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELS (Al-GaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto-hyperfréquences*. Thèse doctorat, Supaero, Toulouse, 2005.
- [9] M. MYARA, *Caractérisation et Modélisation de Lasers Accordables à DBR émettant autour de 1.55 $\mu$ m. Étude des Bruits d'Amplitude et de la largeur de Raie*. Thèse doctorat, Université de Montpellier II, 2003.
- [10] A. SYRBU, A. MEREUTA, V. IAKOVLEV, A. CALIMAN, P. ROYO et E. KAPON, « 10 Gbps VCSELS with High Single Mode Output in 1310nm and 1550 nm Wavelength Bands », in *Conference on Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference, 2008. OFC/NFOEC 2008.*, p. 1–3, 2008.
- [11] T. FUKUSHIMA, A. KASUKAWA, M. IWASE, T. NAMEGAYA et M. SHIBATA, « Compressively strained 1.3  $\mu$ m InAsP/InP and GaInAsP/InP multiple quantum well lasers for high-speed parallel data transmission systems », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, no. 6, p. 1536–1543, 1993.

- [12] O. BUCCAFUSCA, J. CHILLA, J. ROCCA, P. BRUSENBACH et J. MARTIN-REGALADO, « Transient response of vertical-cavity surface-emitting lasers of different active-region diameters », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 4, p. 608–615, 1999.
- [13] D. WIEDENMANN, R. KING, C. JUNG, R. JAGER, R. MICHALZIK, P. SCHNITZER, M. KICHERER et K. EBELING, « Design and analysis of single-mode oxidized VCSELs for high-speed optical interconnects », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 3, p. 503–511, 1999.
- [14] C. W. WILMSEN, H. TEMKIN et L. A. COLDREN, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization, and Applications*. Cambridge University Press, 1999.
- [15] J. XIA, B. HOAN O, S. GOL LEE et E. HANG LEE, « 1.55- $\mu\text{m}$  InGaAs/InGaAlAs MQW vertical-cavity surface-emitting lasers with InGaAlAs/InP distributed Bragg reflectors », *Optics & Laser Technology*, vol. 37, p. 125–130, mars 2005.
- [16] S.-H. PARK, « Threshold Current Density and Differential Gain in InGaAs/InGaAlAs Strained Quantum Well Lasers », *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 30, p. 280–285, 1997.
- [17] T. ISHIKAWA et J. BOWERS, « Band lineup and in-plane effective mass of InGaAsP or InGaAlAs on InP strained-layer quantum well », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 2, p. 562–570, 1994.
- [18] J. MINCH, S. PARK, T. KEATING et S. 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 Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 5, p. 771–782, 1999.
- [19] J. YONG, J. RORISON et I. WHITE, « 1.3  $\mu\text{m}$  quantum-well InGaAsP, AlGaInAs, and InGaAsN laser material gain : a theoretical study », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, p. 1553–1564, 2002.
- [20] Y. ZOU, J. OSINSKI, P. GRODZINSKI, P. DAPKUS, W. RIDEOUT, W. SHARFIN, J. SCHLAFER et F. CRAWFORD, « Experimental study of Auger recombination, gain, and temperature sensitivity of 1.5  $\mu\text{m}$  compressively strained semiconductor lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, no. 6, p. 1565–1575, 1993.
- [21] S. HAUSSER, G. FUCHS, A. HANGLEITER, K. STREUBEL et W. T. TSANG, « Auger recombination in bulk and quantum well InGaAs », *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 10, p. 913–915, 1990.
- [22] J. WANG, P. von ALLMEN, J.-P. LEBURTON et K. LINDEN, « Auger recombination in long-wavelength strained-layer quantum-well structures », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 5, p. 864–875, 1995.

- [23] S. SELMIC, T.-M. CHOU, J. SIH, J. KIRK, A. MANTLE, J. BUTLER, D. BOUR et G. EVANS, « Design and characterization of 1.3- $\mu\text{m}$  AlGaInAs-InP multiple-quantum-well lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 2, p. 340–349, 2001.
- [24] F. GIRARDIN, G.-H. DUAN, C. CHABRAN, P. GALLION, M. BLEZ et M. ALLOVON, « Determination of nonlinear gain coefficient of semiconductor lasers from above threshold spontaneous emission measurement », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, no. 8, p. 894–896, 1994.
- [25] J.-H. SHIN et Y. H. LEE, « Determination of nonradiative recombination coefficients of vertical-cavity surface-emitting lasers from lateral spontaneous emission », *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 3, p. 314–316, 1995.
- [26] J. H. SHIN, H. E. SHIN et Y. H. LEE, « Effect of carrier diffusion in oxidized vertical-cavity surface-emitting lasers determined from lateral spontaneous emission », *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 20, p. 2652–2654, 1997.
- [27] E. BJÖRLIN, J. GESKE, M. MEHTA, J. PIPREK et J. BOWERS, « Temperature dependence of the relaxation resonance frequency of long-wavelength vertical-cavity lasers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 5, p. 944–946, 2005.
- [28] A. MIRCEA, A. CALIMAN, V. IAKOVLEV, A. MEREUTA, G. SURUCEANU, C.-A. BERSETH, P. ROYO, A. SYRBU et E. KAPON, « Cavity Mode-Gain Peak Tradeoff for 1320-nm Wafer-Fused VCSELS With 3-mW Single-Mode Emission Power and 10-Gb/s Modulation Speed Up to 70°C », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 2, p. 121–123, 2007.



---

# Modélisation électrique en signal des VCSELs à grande longueur d'onde

---

*Ce troisième chapitre expose la modélisation électrique des VCSELs à grande longueur d'onde. Le schéma électrique équivalent est développé ainsi que la méthode utilisée afin de fixer les éléments de la cavité. Une autre méthode pour l'extraction de la réponse de la cavité du VCSEL est également présentée. Enfin, grâce à la modélisation électrique, les paramètres intrinsèques du VCSEL sont extraits et validés par la simulation.*

## 3.1 Modélisation électrique

### 3.1.1 Introduction

La modélisation électrique de la zone active des VCSELs a été présentée dans le chapitre 2. Cela permet d'exprimer les éléments du circuit en fonction des paramètres intrinsèques. Cependant, malgré l'accès coplanaire des VCSELs et les contacts intra-cavité, nous allons voir que le schéma électrique équivalent (S.E.E.) de la puce VCSEL est plus complexe qu'il n'y paraît.

De plus, nous allons voir que la réponse petit-signal de la puce est influencée par l'accès électrique et qu'elle n'est pas représentative de la cavité optique uniquement. Une méthode a donc été envisagée et développée afin d'extraire uniquement la réponse de la cavité laser. Cela va ensuite permettre de fixer les valeurs des différents paramètres du circuit.

### 3.1.2 Schéma électrique équivalent de la puce

Le schéma électrique équivalent est réalisé à partir des mesures de  $S_{11}$  et de  $S_{21}$ . Le but est d'optimiser les éléments passifs (résistances, inductances et capacités) qui vont décrire le comportement global de la structure considérée. Le schéma développé est simulé avec le logiciel de conception assistée par ordinateur (CAO) d'Agilent, Advanced Design System ADS. Les VCSELs de BeamExpress sont modélisés par le schéma électrique équivalent de la figure 3.1.

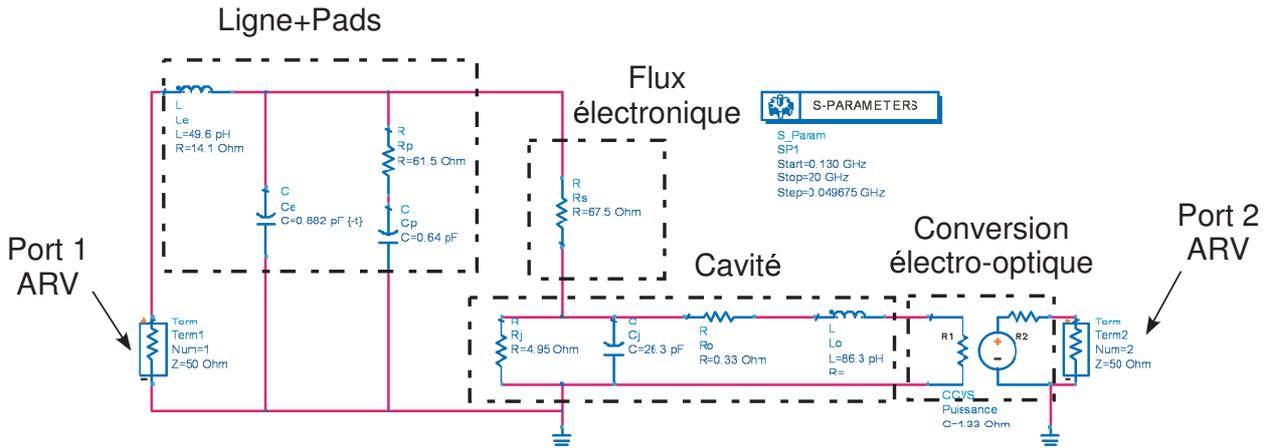


Figure 3.1: Schéma électrique équivalent à 1310nm.

Sur ce schéma, on peut donc voir les différents éléments qui composent la puce. La ligne d'accès électrique est modélisée par l'inductance  $L_e$ , incluant une résistance  $R_e$  et la capacité  $C_e$ . La résistance  $R_p$  et la capacité  $C_p$  définissent l'interaction entre les deux lignes coplanaires, qu'on appelle aussi des « pads ». Cette interaction intervient car lorsqu'on effectue l'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel, on se place dans un plan de référence qui est celui des pointes RF. Or, les porteurs sont injectés dans le VCSEL par des contacts intra-cavité. Il y a donc une différence de niveau entre les deux lignes égale à l'épaisseur de la zone active. Lorsque l'onde incidente arrive en bout des lignes coplanaires, elle n'est plus sur le même plan et les lignes de champ sont perturbées. Ensuite, la résistance  $R_s$  décrit la résistance vue par les électrons pour passer d'une électrode à l'autre.

### 3.1.2.1 Résistance dynamique

Dans la modélisation de l'accès électrique de la puce, plusieurs éléments du schéma électrique sont indépendants du courant de polarisation. Ceci est valable pour la ligne ( $L_e$ ,  $R_e$  et  $C_e$ ) et l'interaction entre les lignes ( $R_p$  et  $C_p$ ). Il n'y a alors que la résistance dynamique  $R_s$  qui va être modifiée lorsqu'on augmente le courant de polarisation. La modélisation dynamique du composant par un schéma électrique équivalent montre que la résistance n'est plus fixe comme lors des mesures de  $V(I)$ .

Le dessin de la structure, figure 3.2, implique les points où les électrons vont rencontrer une résistance (points violets).

Il existe donc, au sein de la structure, plusieurs résistances qui définissent [1] :

- le passage des électrons à travers l'interface métal/semiconducteur ;
- le passage des électrons entre le contact P et le bord de la jonction tunnel ;

Cette résistance va donc évoluer en fonction du courant injecté dans la cavité du VCSEL, ce qui n'est pas le cas des éléments de la ligne et des pads. Lorsqu'elle est associée à  $R_e$ , elle exprime le niveau basse fréquence du coefficient de réflexion  $S_{11}$ .

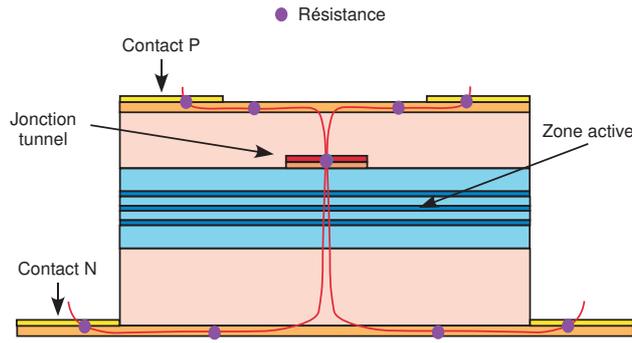


Figure 3.2: Chemin des électrons dans la structure.

Dans l'optimisation du modèle électrique, on cherche à développer un schéma qui corresponde à la fois au coefficient de réflexion et au coefficient de transmission. Cependant, les paramètres qui interviennent dans la modélisation du coefficient de transmission  $S_{21}$ , sont principalement ceux de la cavité. On peut donc penser que l'optimisation peut se faire en deux étapes : une pour la partie accès électrique et l'autre pour la partie cavité optique.

### 3.1.2.2 Accès électrique

Le modèle développé pour l'accès électrique donne les résultats de la figure 3.3, et on remarque une bonne concordance entre la mesure et la simulation.

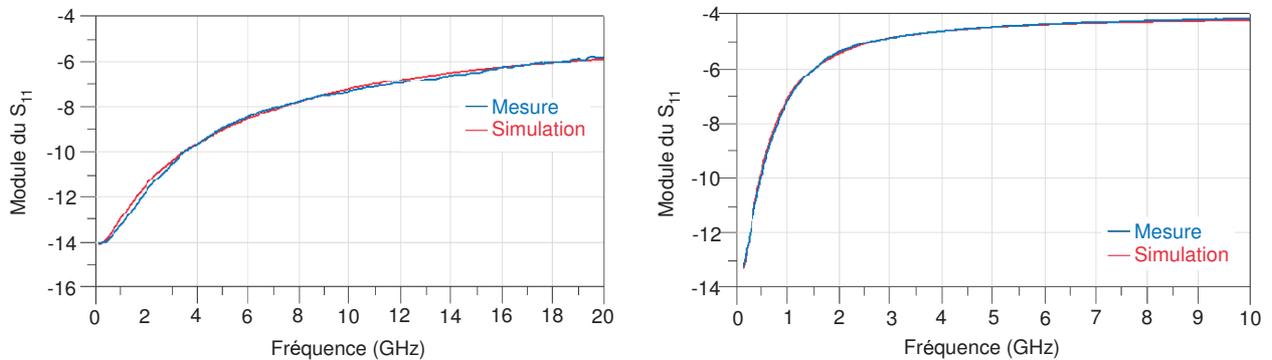


Figure 3.3: Comparaison entre mesure et simulation du module du  $S_{11}$  à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

Comme nous l'avons présenté dans la section précédente, la résistance  $R_s$  est le seul élément qui évolue en fonction du courant de polarisation. Cette évolution est représentée sur la figure 3.6.

La résistance dynamique suit donc une variation quadratique, comme le montre la comparaison entre la mesure et l'approximation polynomiale. Le polynôme d'ordre 2 est défini par  $y = 0,25x^2 - 5,2x + 84$ . On constate de plus qu'elle tend vers la valeur limite des  $50\Omega$ .

Les paramètres de l'accès électrique en fonction du courant de polarisation sont présentés dans le tableau 3.2.

### 3.1 Modélisation électrique

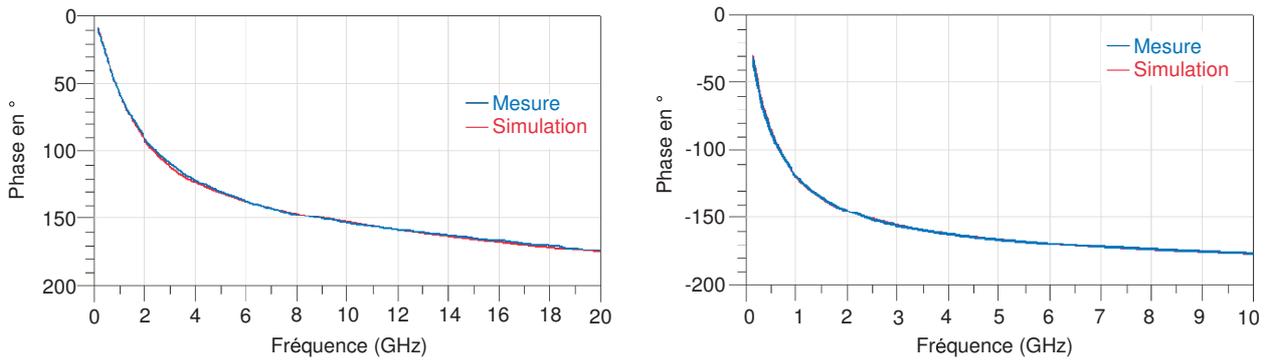


Figure 3.4: Comparaison entre mesure et simulation de la phase du  $S_{11}$  à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

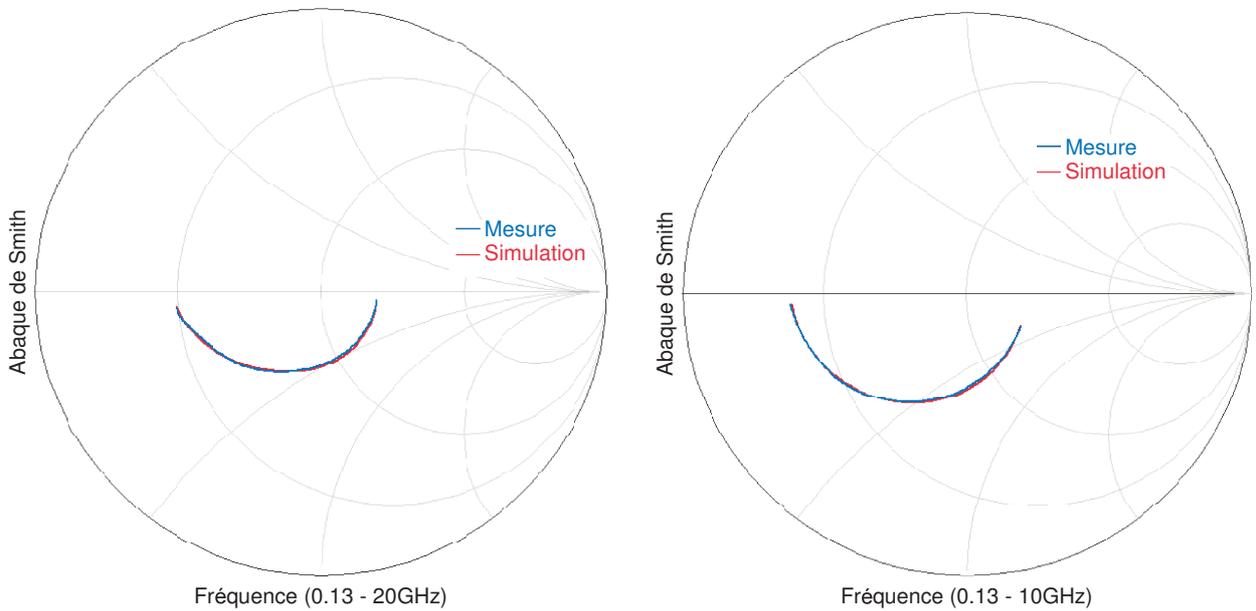


Figure 3.5: Comparaison entre mesure et simulation sur l'abaque de Smith du  $S_{11}$  à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

$I_{pol}$ (mA)	$L_e$ (pH)	$R_e$ ( $\Omega$ )	$C_e$ (pF)	$R_p$ ( $\Omega$ )	$C_p$ (pF)	$R_s$ ( $\Omega$ )
4	49,6	14,1	0,88	61,5	0,64	67,5
5	-	-	-	-	-	63,8
6	-	-	-	-	-	61,6
7	-	-	-	-	-	60,1
8	-	-	-	-	-	58,7
9	-	-	-	-	-	57,2

Tableau 3.1: Évolution des paramètres de l'accès électrique en fonction du courant de polarisation pour le VCSEL à 1310nm.

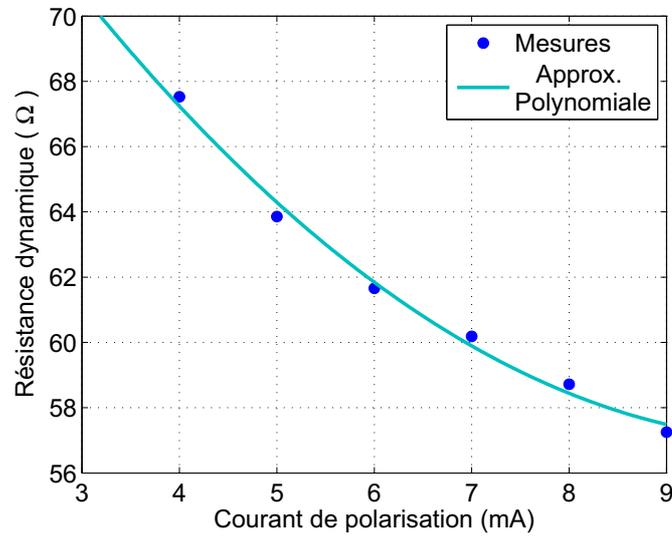


Figure 3.6: Évolution de  $R_s$  en fonction du courant de polarisation.

$I_{pol}$ (mA)	$L_e$ (pH)	$R_e$ ( $\Omega$ )	$C_e$ (pF)	$R_p$ ( $\Omega$ )	$C_p$ (pF)	$R_s$ ( $\Omega$ )
4	35	11,6	4,5	95	0,78	69
5	-	-	-	-	-	63,8
6	-	-	-	-	-	61,1
7	-	-	-	-	-	59,2
8	-	-	-	-	-	57,4
9	-	-	-	-	-	56,4

Tableau 3.2: Évolution des paramètres de l'accès électrique en fonction du courant de polarisation pour le VCSEL à 1550nm.

### 3.1.3 Comparaison des accès électriques à 1310 et 1550nm

Nous avons vu dans le chapitre 2 que, d'après les photographies, l'accès électrique des structures de BeamExpress n'est pas le même entre les deux longueurs d'onde. Cela se voit sur la géométrie des contacts puisque les photographies sont, bien entendu, à la même échelle. Cependant, le schéma électrique équivalent développé ne change pas, ce qui nous permet de comparer les résultats obtenus. La comparaison entre les éléments de l'accès électrique est présentée dans le tableau 3.3.

Paramètre	1310nm	1550nm
$L_e$ (pH)	49,6	35
$R_e$ ( $\Omega$ )	14,1	11,6
$C_e$ (pF)	0,88	4,5
$R_p$ ( $\Omega$ )	61,5	95
$C_p$ (pF)	0,64	0,78

Tableau 3.3: Comparaison des paramètres de l'accès électrique à 1310 et 1550nm.

On remarque que les valeurs sont très différentes. Si on reprend les photographies et qu'on « zoome » sur les bords du VCSEL, on obtient la figure 3.7.

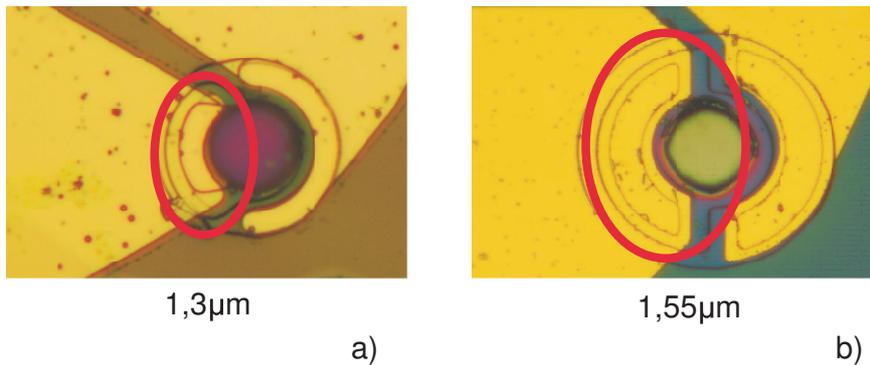


Figure 3.7: Contact des lignes sur les VCSELs à 1,3 et 1,55 $\mu$ m.

On peut remarquer que la largeur de contact de la ligne (entourée en rouge) est plus importante sur les VCSELs à 1,55 $\mu$ m que sur ceux à 1,3 $\mu$ m, d'où l'augmentation de la capacité  $C_e$ . Il est donc possible de remonter à la capacité de jonction d'après la modélisation électrique. Une étude pourra donc être menée dans ce sens afin d'optimiser l'accès électrique du composant pour qu'il influence le moins possible la transmission.

Une autre remarque concerne l'influence de cette capacité sur la transmission du VCSEL. En effet, nous avons montré que les mesures de  $S_{21}$  sont perturbées par l'accès électrique. Une comparaison est faite sur la figure 3.8 en fonction des deux puces VCSELs étudiées à 1,3 et 1,55 $\mu$ m pour le même courant de polarisation fixé à 5mA.

D'après la modélisation comportementale, le schéma électrique équivalent ne change pas en fonction de la longueur d'onde. Mais il faut tout de même prendre en compte une

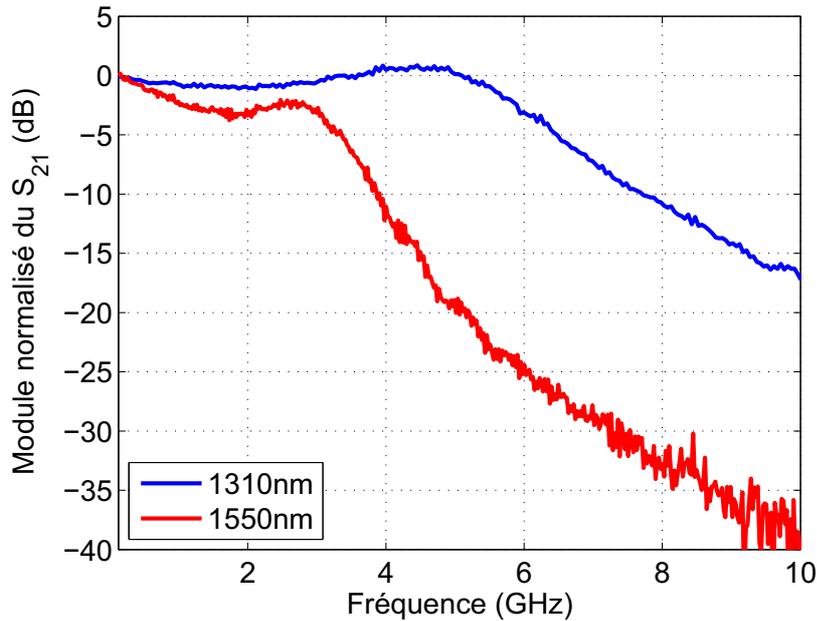


Figure 3.8: Comparaison des réponses  $S_{21}$  des VCSELs à 1,3 et 1,55 $\mu$ m.

variation, parfois importante, des valeurs des éléments (comme l'indique le tableau 3.3). C'est donc cette capacité qui influence le plus la transmission, et c'est ce que montre la figure 3.8. Les valeurs de  $R_p$  et  $C_p$ , quant à elles, changent également, ce qui correspond à une différence d'épaisseur entre les zones actives.

En ce qui concerne l'évolution de la résistance dynamique en fonction de la polarisation, la comparaison est présentée sur la figure 3.9. On constate que, malgré la différence de longueur d'onde, l'évolution est identique et les valeurs très proches. Ce résultat est prévisible puisque les VCSELs sont fabriqués suivant le même procédé avec le même diamètre de jonction tunnel. On s'attend donc à retrouver le même comportement électronique au sein de la structure.

Les résultats de simulations présentés sur les figures 3.3 et 3.4 montrent que l'hypothèse sur la dissociation de l'accès électrique et de la cavité optique est bien fondée. En effet, si on simule le schéma électrique équivalent avec la cavité et sans la cavité, on trouve que le résultat est identique comme le montre les courbes de la figure 3.10. On tire donc la conclusion que les effets parasites de l'accès électrique masquent le comportement de la cavité en ce qui concerne l'onde incidente. Nous allons donc voir que la puce laser peut se décomposer en plusieurs quadripôles.

### 3.1.3.1 Interprétation du comportement de la puce

Lorsqu'on fait des mesures de transmission d'un VCSEL, surtout si celui-ci est en puce, on s'attend à ce que la réponse soit la plus représentative possible de la cavité optique. En effet, les mesures sous pointes permettent de s'affranchir des parasites électriques liés à une

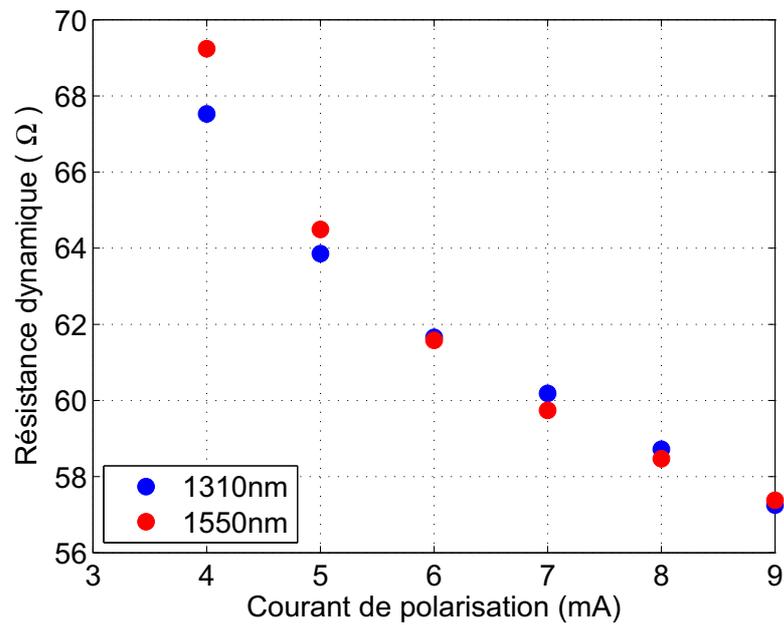


Figure 3.9: Comparaison de  $R_s$  entre les longueurs d'onde 1310 et 1550nm.

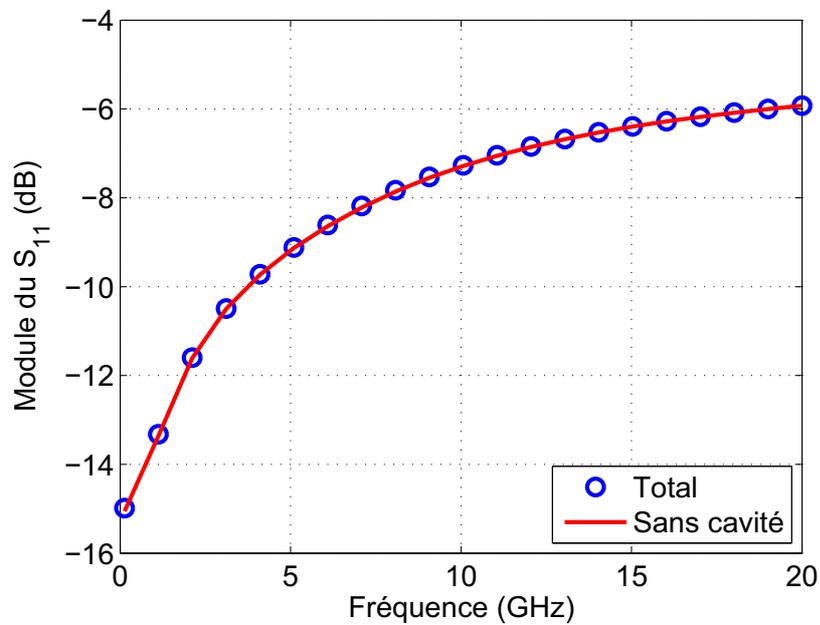


Figure 3.10: Comparaison des simulations du paramètre  $S_{11}$  avec et sans la contribution de la cavité.

ligne, un boîtier ou un câble (type « bonding »). La réponse attendue est alors celle d'un filtre classique de Tchebychev d'ordre 2. Malheureusement, si on trace le  $S_{21}$  de la puce VCSEL en échelle logarithmique et qu'on mesure la pente, on se rend vite compte que celle-ci n'est pas de -40dB/décade mais bien de -60dB/décade comme le montre la figure 3.11

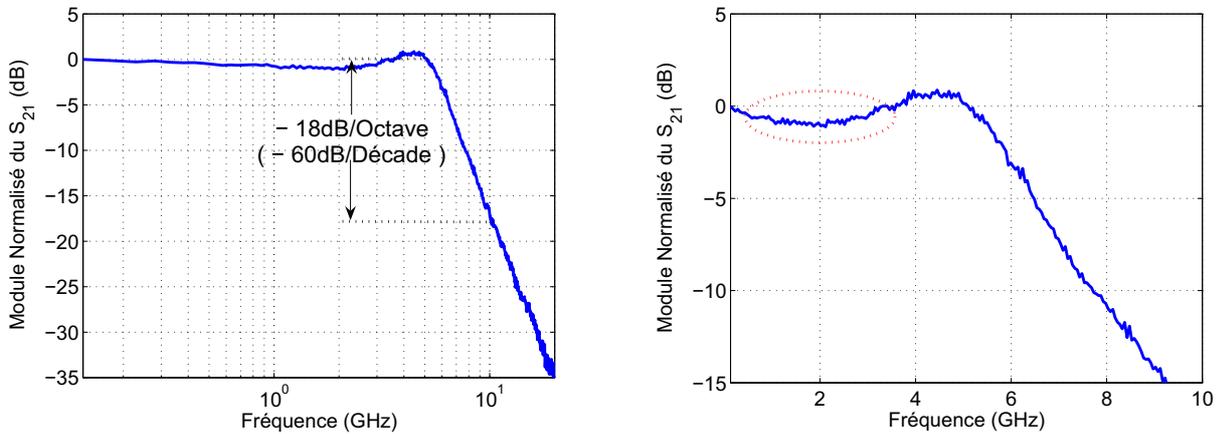


Figure 3.11: Mesure de la pente du  $S_{21}$  à -60dB/déc. et reconnaissance d'un système du troisième ordre à 1310nm.

Même si les mesures sont faites au plus proche du VCSEL, la réponse n'est donc pas celle, uniquement, de la cavité optique du VCSEL. De plus, on constate que le schéma électrique équivalent de la figure 3.1 est représentatif d'un filtre supérieur au second ordre. Lorsqu'on développe les équations du circuit dans leur totalité, l'expression finale (qui est très lourde) fait apparaître un filtre du troisième ordre. On comprend donc bien que l'accès électrique de la puce influence la réponse en transmission. Ce phénomène est également visible par la présence d'une vallée avant la fréquence de résonance, entourée en rouge sur la figure 3.11. La mesure de la pente et la vallée traduisent ainsi la réponse d'un filtre du troisième ordre.

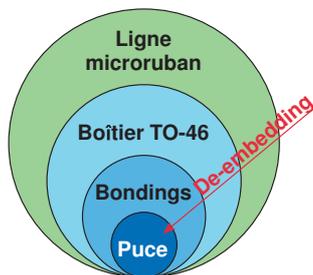


Figure 3.12: Principe du de-embedding.

Le processus de modélisation électrique nous a montré qu'il est possible de séparer l'accès électrique de la cavité optique. Cette observation se révèle très utile dans la suite de la modélisation car il serait très compliqué d'utiliser l'expression totale du circuit. Nous

avons donc développé une méthode permettant d'extraire la réponse de la cavité optique uniquement. En effet, dans notre cas, il n'est pas possible d'effectuer un « de-embedding » à proprement parler. Cela est généralement possible lorsque la mesure implique des éléments extérieurs au composant comme le montre la figure 3.12.

Or la puce VCSEL est un composant à part entière. Il n'est donc pas possible de dissocier physiquement l'accès électrique de la cavité du VCSEL par étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel. Cependant, il est possible de dissocier les deux parties par une mise en cascade de quadripôles et en utilisant les matrices de transfert.

### 3.1.3.2 Mise en cascade

L'idée de retirer les parasites électriques n'est pas récente et plusieurs méthodes ont déjà été proposées. Ils en existe deux très connues :

- la première se base sur la mesure du bruit relatif d'intensité (RIN : Relative Intensity Noise) [2]. On part du principe que le RIN n'est pas affecté par les parasites électriques puisqu'il dépend uniquement de l'émission de photons ;
- la seconde fait intervenir la différence entre deux mesures de  $S_{21}$  [3]. On prend une mesure à faible courant de polarisation que l'on retranche à une mesure pour un courant plus élevé ;

Le problème, avec la seconde méthode, est que la réponse extraite n'est pas représentative d'un filtre du second ordre et que les parasites ne sont pas identifiés.

C'est pour cela qu'une nouvelle méthode a été mise en œuvre afin d'extraire les parasites de la transmission et ainsi se ramener à un système du second ordre. C'est donc dans cette étape que la démonstration de la séparation des deux parties se révèle importante puisqu'on peut alors considérer la puce VCSEL comme la mise en cascade de l'accès électrique avec la cavité optique. La figure 3.13 présente le concept de mise en cascade qui est bien connue en hyperfréquence.

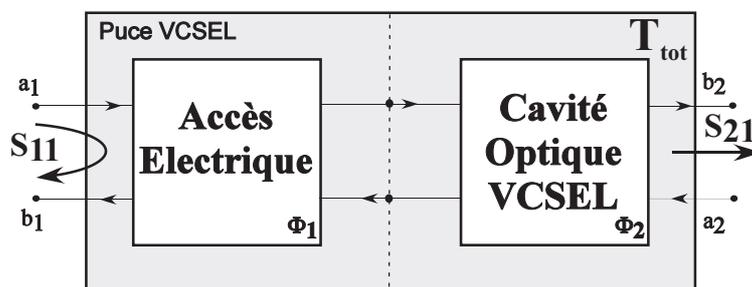


Figure 3.13: Mise en cascade des différents éléments de la puce VCSEL.

Le travail effectué au laboratoire MOSE par Laurent ABBAL [4] présentait l'efficacité d'utiliser des paramètres S dans la mesure de systèmes opto-électroniques complexes. En effet, si on connaît les paramètres S de chacun des composants d'un système, il devient alors

facile de connaître les paramètres S du système complet en transposant les matrices S en matrices de transfert (ou matrices T). Dans notre cas, nous avons donc adapté ce principe à la puce VCSEL.

## 3.2 Matrices de transfert

### 3.2.1 Relations de passage

Grâce à la mise en cascade des quadripôles  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ , il va être possible de retirer l'interaction de l'accès électrique d'entrée de la cavité optique. Pour cela, il faut déterminer les relations de passage matrices S  $\leftrightarrow$  matrices de transfert T. Cela se fait de la manière suivante [5] :

$$b_1 = T_{11}a_2 + T_{12}b_2 \quad (3.1)$$

$$a_1 = T_{21}a_2 + T_{22}b_2 \quad (3.2)$$

Lorsqu'on l'écrit sous forme matricielle, on a :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Les matrices T peuvent alors s'exprimer en fonction des matrices S. Le relation de passage est donnée par [4] :

$$\begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{12} - \frac{S_{11}S_{22}}{S_{21}} & \frac{S_{11}}{S_{21}} \\ -\frac{S_{22}}{S_{21}} & \frac{1}{S_{21}} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

et

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{T_{12}}{T_{22}} & \frac{T_{11}T_{22} - T_{12}T_{21}}{T_{22}} \\ \frac{1}{T_{22}} & -\frac{T_{21}}{T_{22}} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Les deux dernières équations présentent donc les relations de passage des matrices T vers les matrices S et vice versa. Il ne reste donc plus qu'à exprimer les matrices de transfert des quadripôles  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ .

### 3.2.2 Hypothèses

Le VCSEL est un composant actif qui est utilisé, dans notre cas, comme un émetteur. Il y a donc des composantes de la matrice S totale auxquelles nous n'avons pas accès par la mesure. Les hypothèses suivantes ont donc été établies :

- le coefficient de réaction interne opto-électronique  $S_{12}$  est négligeable. Ce coefficient  $S_{12}$  vaut donc 0 dans notre cas mais doit être pris en compte lorsque le VCSEL est utilisé comme photodétecteur [6] ;

- le coefficient de réflexion  $S_{22}$  qui correspond aux réflexions sur le miroir de Bragg supérieur est proche de 1 car la rétro-injection dans la cavité du VCSEL est évitée ; La matrice totale de la puce VCSEL peut ainsi s'exprimer par

$$S_{tot} = \begin{pmatrix} S_{11m} & 0 \\ S_{21m} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

où les coefficients  $S_{11m}$  et  $S_{21m}$  représentent les mesures effectuées à l'analyseur de réseau vectoriel.

### 3.2.3 Accès électrique

Maintenant que la modélisation de l'accès électrique est bien connue, on va pouvoir exprimer les matrices du quadripôle  $\Phi_1$ . La figure 3.14 présente l'accès électrique et sa forme simplifiée.

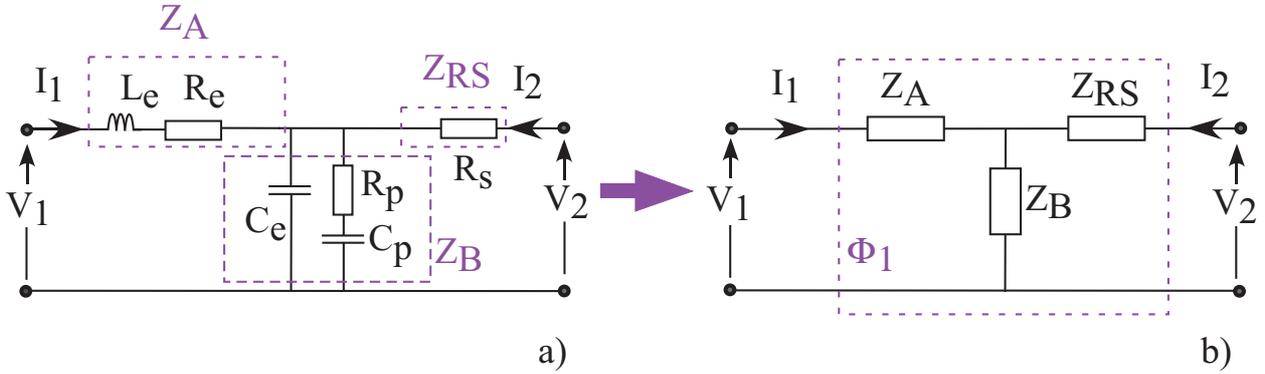


Figure 3.14: Accès électrique de la puce VCSEL.

L'accès électrique peut se mettre sous la forme d'un quadripôle en T. On peut donc exprimer les paramètres  $Z$  du circuit :

$$V_1 = I_1 \cdot (Z_A + Z_B) + I_2 \cdot Z_B \quad (3.7)$$

$$V_2 = I_1 \cdot Z_B + I_2 \cdot (Z_{RS} + Z_B) \quad (3.8)$$

avec le développement des paramètres  $Z$  en  $p=j\omega$  :

$$Z_A = L_e \cdot p + R_e \quad (3.9)$$

$$Z_B = \frac{1 + R_p C_p \cdot p}{p \cdot (C_e + C_p) + p^2 \cdot R_p C_p C_e} \quad (3.10)$$

$$Z_{RS} = R_s \quad (3.11)$$

On peut ainsi exprimer les matrices  $Z$  et  $S$  de l'accès électrique par :

$$Z_{AE} = \begin{pmatrix} Z_A + Z_B & Z_B \\ Z_B & Z_{RS} + Z_B \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

$$S_{11AE} = (Z_{AE} + Z_{ARV})^{-1} \cdot (Z_{AE} - Z_{ARV}) \quad (3.13)$$

où  $Z_{ARV}$  représente la matrice identité de l'impédance de l'analyseur de réseau vectoriel. En ce qui concerne l'accès électrique, on peut dès lors exprimer tous les paramètres S. En injectant ces paramètres dans l'équation 3.4 on obtient ainsi la matrice T de l'accès électrique  $T_{AE}$  que l'on va retirer de la matrice T totale de la puce  $T_{tot}$  par la relation :

$$T_{CV} = (T_{AE})^{-1} \cdot (T_{tot}) \quad (3.14)$$

Pour une meilleure compréhension, le processus mathématique est résumé par l'organigramme de la figure 3.15.

### 3.2.4 Extraction de la réponse de la cavité

Le procédé implémenté permet donc d'extraire uniquement la réponse de la cavité du VCSEL. De plus, si on mesure la pente du  $S_{21}$  extrait, on constate une pente de -40dB/décade ce qui est caractéristique d'un filtre d'ordre 2, voir figure 3.16.

L'extraction de la cavité est d'autant plus visible si on compare la mesure à l'extraction. La figure 3.17 montre bien les différences de pente entre la mesure (-60dB/décade) et l'extraction (-40dB/décade). De plus, on remarque que la vallée présente avant la fréquence de résonance a disparu, ce qui précise clairement que l'accès électrique influence la réponse de la transmission.

Cette procédure d'extraction devient un outil très intéressant car on obtient une mesure représentative d'un système d'ordre 2, ce qui simplifie grandement l'aspect théorique du schéma électrique équivalent.

## 3.3 Éléments de la cavité

Nous venons de voir qu'il est possible d'extraire la réponse de la cavité seule du VCSEL. Cela se révèle très utile car il est désormais possible d'avoir accès à des mesures qui ne l'étaient pas avant cette étape et c'est ce qui va nous permettre de fixer tous les éléments de la cavité sans optimisation.

Comme il a été développé au chapitre 2, on connaît l'expression de la fonction de transfert  $S_{21}$  pour un filtre du second ordre, qui est représentée par le schéma électrique équivalent de la cavité. Chaque élément du circuit traduit un aspect bien particulier de la réponse du VCSEL. Le couple  $C_j L_0$  décrit l'évolution de la fréquence de résonance alors que le couple  $R_j R_0$  définit l'amortissement du système.

### 3.3.0.1 Couple $C_j L_0$

Les éléments du schéma électrique équivalent qui régissent la fréquence de résonance sont les plus faciles à déterminer. En effet,  $C_j$  est calculée en fonction de la densité de porteurs  $N_{th}$  qui a été déterminée au chapitre 2. On trouve donc une valeur de capacité de :

- $C_j = 26,55$  pF à 1310nm ;

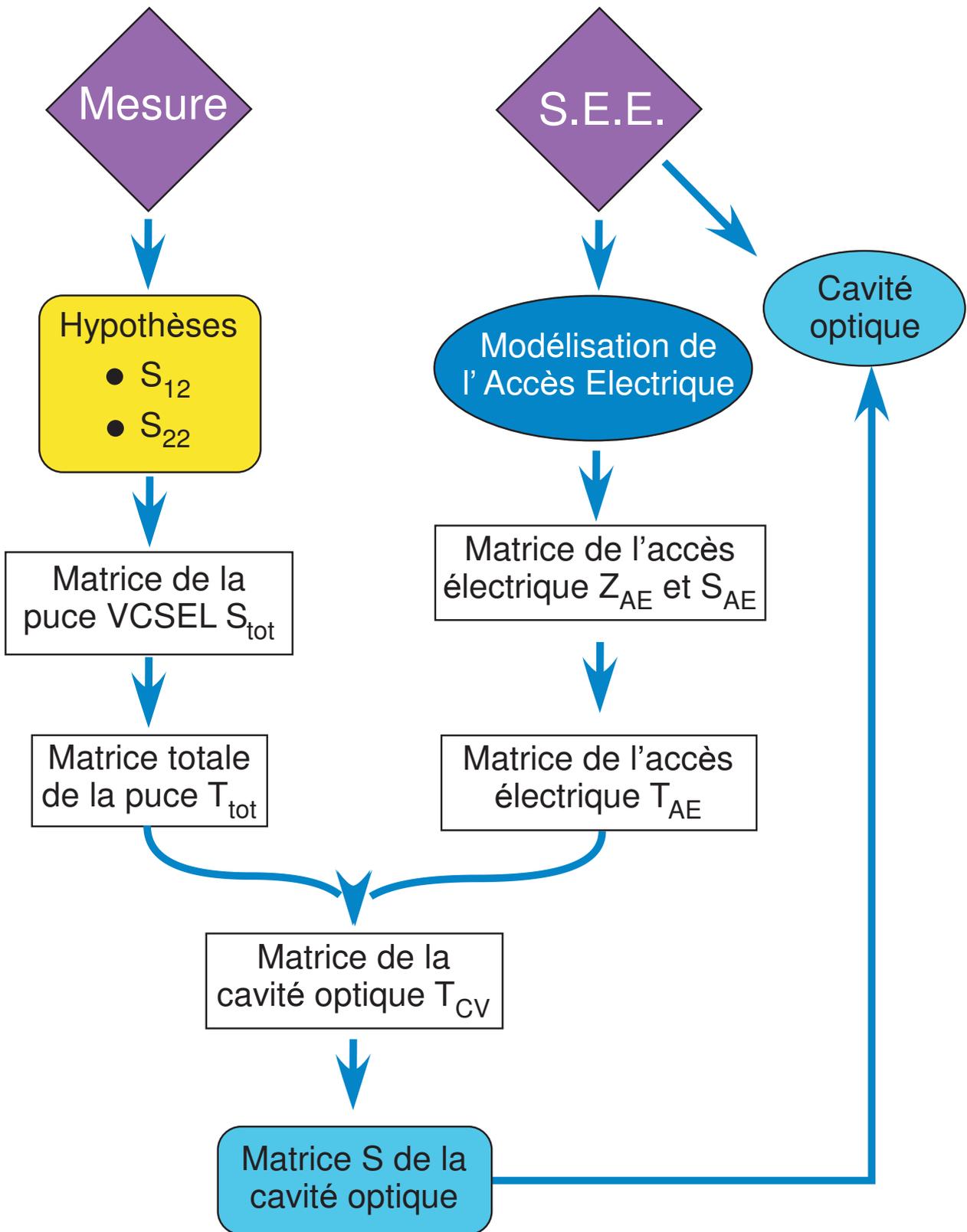


Figure 3.15: Organigramme pour le processus extraction de l'accès électrique à la mesure.

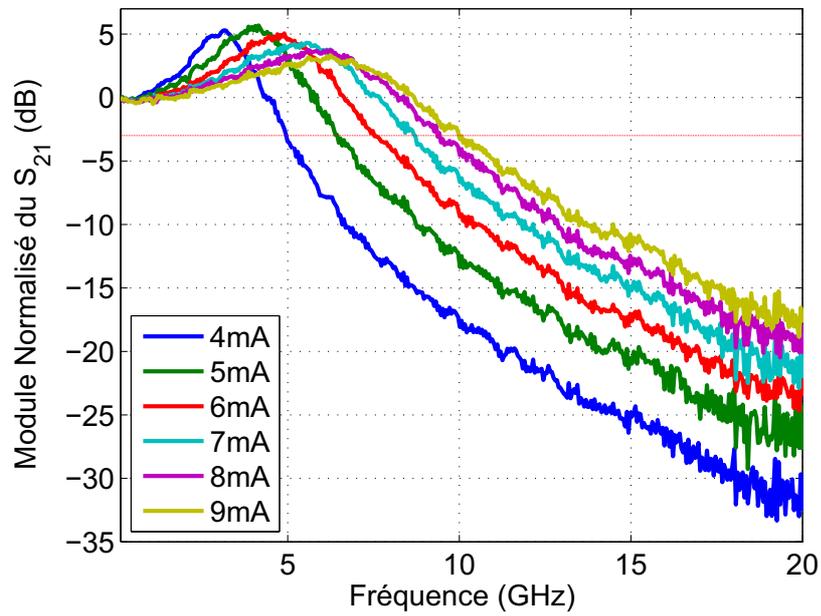


Figure 3.16:  $S_{21}$  de la cavité optique du VCSEL obtenu par la méthode d'extraction.

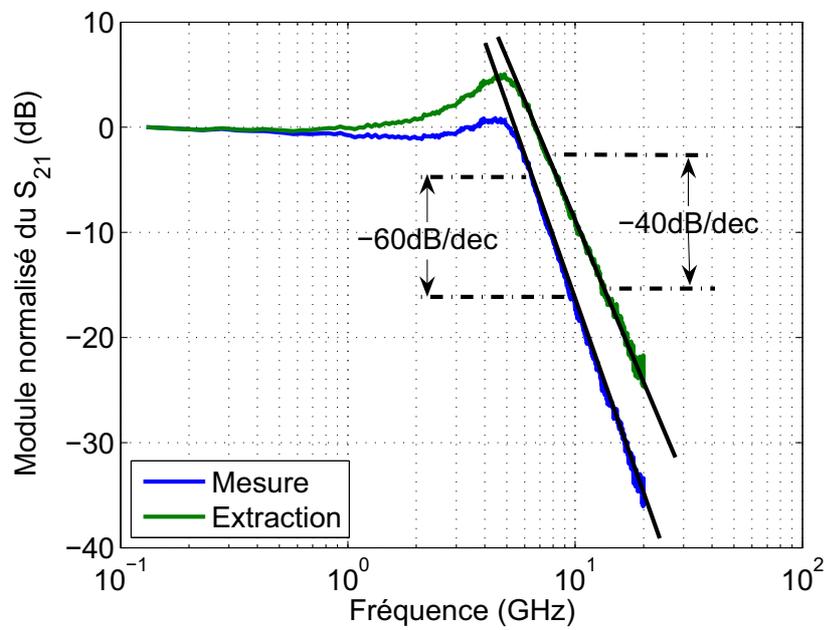


Figure 3.17: Comparaison des résultats entre le  $S_{21}$  mesuré et le  $S_{21}$  extrait.

–  $C_j = 28,93$  pF à 1550nm ;

Cette valeur est fixée pour toute la plage de courant considérée car on considère que la densité de porteurs au dessus du seuil est constante et fixée par la densité au seuil. Par la suite, la valeur de  $L_0$  est calculée afin d’obtenir la fréquence de résonance issue de la mesure. L’évolution de  $L_0$  en fonction du courant de polarisation est donnée par la courbe de la figure 3.18, à 1310 et 1550nm respectivement.

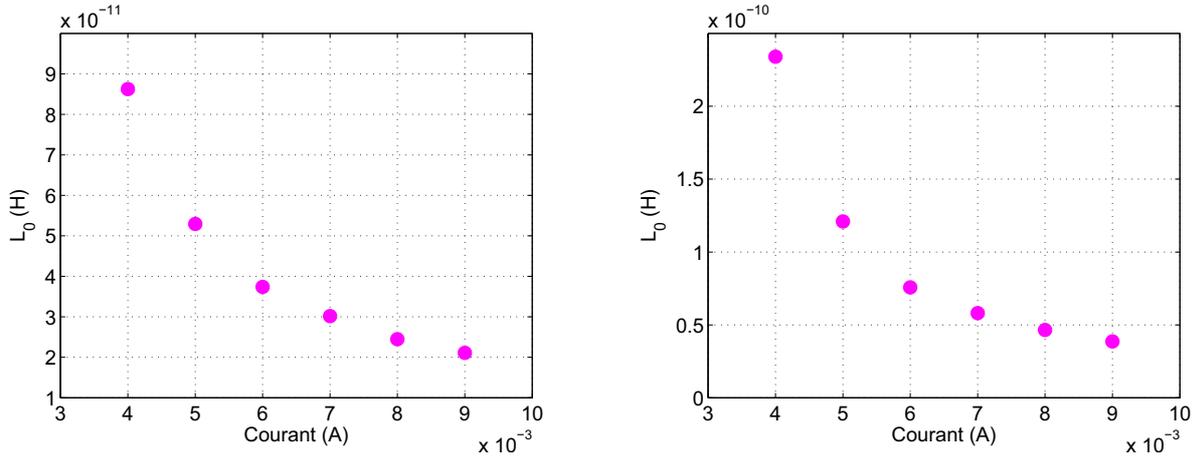


Figure 3.18: Évolution de  $L_0$  en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

L’inductance diminue lorsque le courant de polarisation augmente. Cela est visible d’après la relation 2.49 puisque  $L_0$  évolue en fonction de l’inverse de la densité de photons dans la cavité.

La figure 3.19 montre la comparaison entre les mesures présentées sur la figure 3.18. On constate que l’évolution est identique pour les deux VCSELs avec une différence de niveau correspondant à la différence de fréquence de résonance.

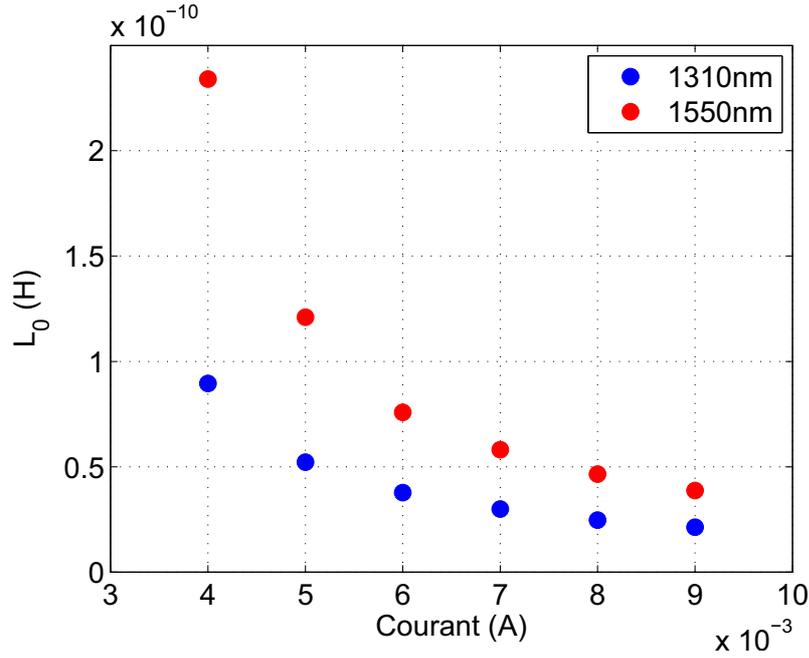
### 3.3.0.2 Couple $R_j R_0$

Pour les éléments du schéma électrique équivalent  $R_j R_0$ , le problème est tout autre puisque aucun des deux éléments ne peut être déterminé expérimentalement. C’est là qu’intervient l’utilité du processus d’extraction présenté dans la section 3.2. La réponse extraite, qui correspond à un système du second ordre, est bien connue et les équations du circuit électrique équivalent de la cavité ont été développées au chapitre 2.2.4. On peut donc analyser la réponse pour en tirer des informations en utilisant la procédure suivante.

En normalisant la réponse petit-signal extraite, nous avons accès au niveau de la résonance, appelé  $A$ . De plus, ce paramètre est directement exprimé en fonction du facteur d’amortissement  $m$  par :

$$A = \frac{1}{2m\sqrt{1 - m^2}} \quad (3.15)$$

On va donc chercher à exprimer la valeur du facteur d’amortissement  $m$  et résoudre


 Figure 3.19: Comparaison de l'évolution de  $L_0$  des différentes longueurs d'onde.

l'expression 3.15. Si on l'élève au carré on a :

$$A^2 = \frac{1}{4m^2(1-m^2)} \quad (3.16)$$

On résoud l'équation 3.16 et on trouve :

$$m^2 = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2A} \sqrt{A^2 - 1} \quad (3.17)$$

Il existe deux solutions pour  $m^2$ . Cependant, on sait que la condition de résonance dans un système du second ordre n'est respectée que pour  $m \leq 0,7$ . Il n'y a donc qu'une seule solution qui vérifie cette condition, et elle est donnée par :

$$m^2 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2A} \sqrt{A^2 - 1} \quad (3.18)$$

De plus, dans les systèmes du second ordre, la pulsation de résonance est définie par [7] :

$$\omega_r = \omega_0 \sqrt{1 - 2m^2} \quad (3.19)$$

L'extraction de  $m^2$  nous donne alors accès à la pulsation propre du système par :

$$\omega_0 = \frac{\omega_r}{\sqrt{1 - 2m^2}} \quad (3.20)$$

Maintenant que nous avons extrait les paramètres du système  $\omega_0$  et  $m^2$ , reprenons les équations 2.64 et 2.65. On remarque que les deux inconnues restantes sont  $R_j$  et  $R_0$ . Il ne reste alors plus qu'à résoudre un système de deux équations à deux inconnues.

En partant de l'équation 2.65, on exprime la résistance  $R_j$  :

$$R_j = \frac{R_0 Z_{arv}}{Z_{arv} C_j L_0 \omega_0^2 - R_0 - Z_{arv}} \quad (3.21)$$

avec  $Z_{arv}$  l'impédance de l'analyseur de réseau vectoriel (ARV). Cette expression est ensuite injectée dans l'équation 2.64 afin de pouvoir en exprimer  $R_0$ .

$$\alpha_1 \cdot R_0^4 + \alpha_2 \cdot R_0^2 + \alpha_3 = 0 \quad (3.22)$$

où les paramètres  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $\alpha_3$  sont définis comme suit :

$$\alpha_1 = -Z_{arv}^4 C_j^2 \quad (3.23)$$

$$\alpha_2 = 4m^2 Z_{arv}^4 C_j^2 L_0^2 \omega_0^2 - 2Z_{arv}^4 L_0^2 C_j^2 \omega_0^2 + 2Z_{arv}^4 L_0 C_j \quad (3.24)$$

$$\alpha_3 = -Z_{arv}^4 L_0^4 C_j^2 \omega_0^4 + 2Z_{arv}^4 L_0^3 C_j \omega_0^2 - Z_{arv}^4 L_0^2 \quad (3.25)$$

L'expression finale est un polynôme du quatrième degré dont l'ordre 3 et l'ordre 1 sont nuls. Cela permet de se réduire à une expression du second degré en posant  $X = R_0^2$ . Deux solutions sont alors possibles pour la valeur de  $X$  et donc de  $R_0$ . Dans ce cas aussi, l'une des deux solutions ne va pas convenir en vertu des résultats expérimentaux.

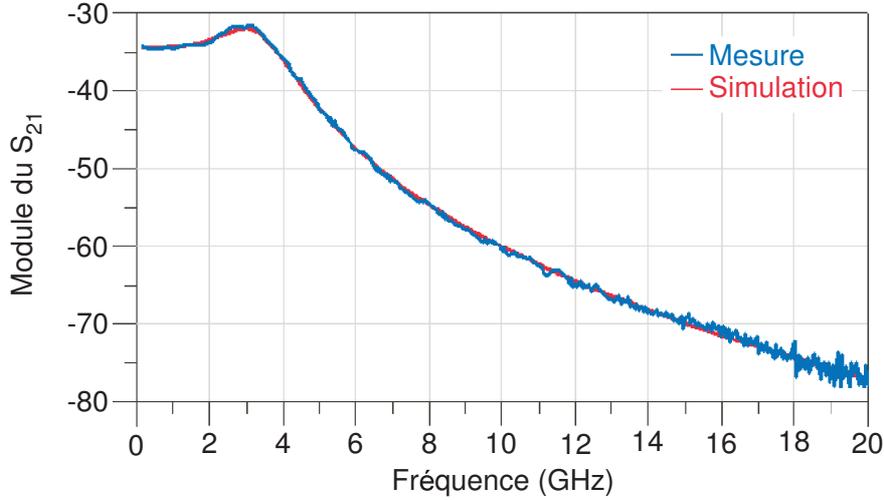


Figure 3.20: Comparaison entre mesure et simulation du VCSEL à 1310nm pour un courant  $I_{pol}$  à 4mA.

D'après les travaux de R. S. Tucker [8–10], on remarque que la résistance  $R_0$  est généralement très faible, de l'ordre de la dizaine de  $m\Omega$ . Bien entendu, le travail effectué à l'époque était basé sur des émetteurs laser de type DFB. Mais on peut penser que cette résistance, qui décrit les pertes optiques de la cavité, sera également faible même dans le cadre des VCSELs. De plus, lorsqu'on résout l'équation 3.22, on constate que les deux solutions sont très différentes, l'une supérieure à  $1\Omega$  et l'autre de la centaine de  $m\Omega$ . On va donc rejeter la solution  $R_0 > 1\Omega$ .

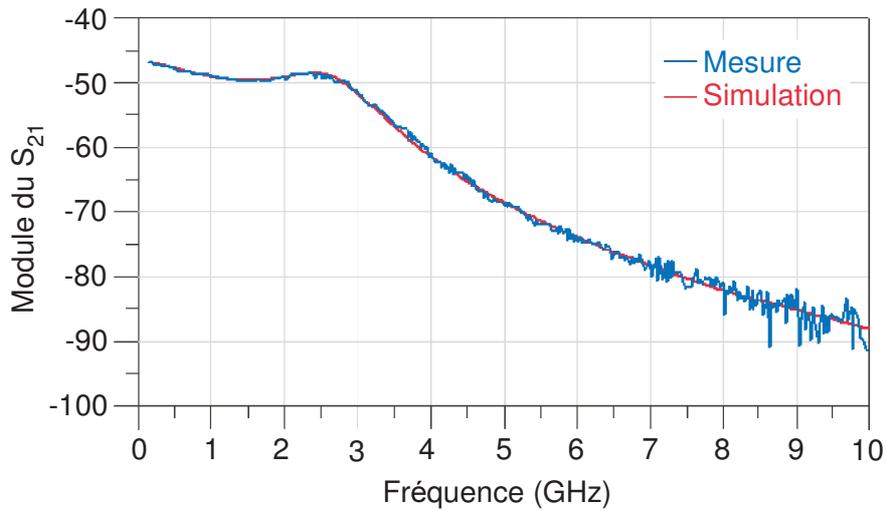


Figure 3.21: Comparaison entre mesure et simulation du VCSEL à 1550nm pour un courant  $I_{pol}$  à 5mA.

En injectant ensuite la valeur de  $R_0$  dans l'équation 3.21, on obtient la résistance  $R_j$ . Les valeurs numériques obtenues sont alors implémentées dans le logiciel de simulation Agilent Advanced Design System (ADS) 2006A. Les résultats sont présentés figure 3.20 pour 1310nm et figure 3.21 pour 1550nm.

On constate que le bon couple de valeurs correspond bien à la valeur de  $R_0$  la plus faible. De plus, on remarque que la simulation est très bien représentative de la mesure. Cela est valable sur la totalité de la plage de courant considérée. Pour un courant de polarisation plus élevé, on obtient un  $S_{21}(\omega)$  représenté figure 3.22 et figure 3.23 pour les longueurs d'onde 1310nm et 1550nm respectivement.

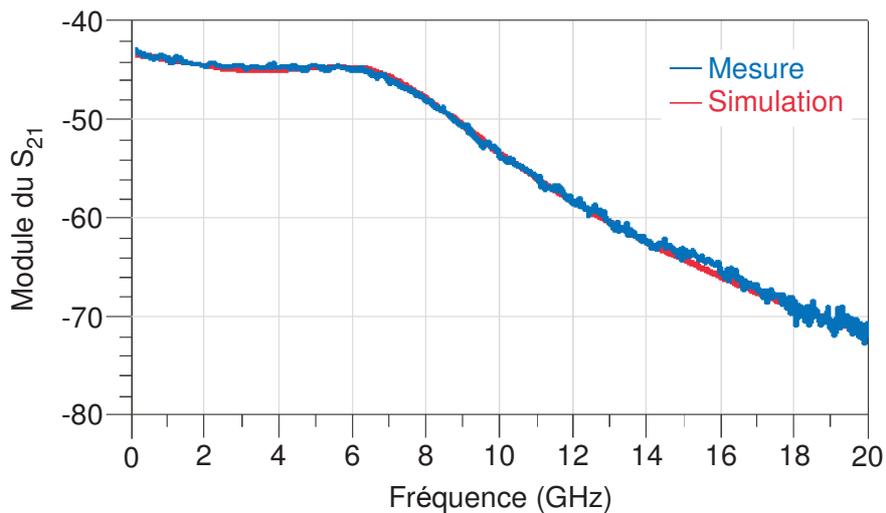


Figure 3.22: Comparaison entre mesure et simulation du VCSEL à 1310nm pour un courant  $I_{pol}$  à 9mA.

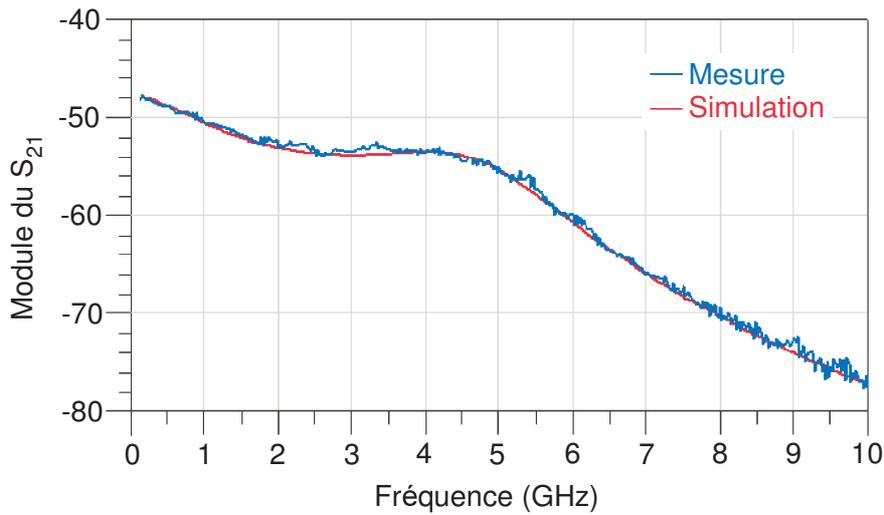


Figure 3.23: Comparaison entre mesure et simulation du VCSEL à 1550nm pour un courant  $I_{pol}$  à 9mA.

La courbe de la figure 3.22 montre bien que malgré l'influence de l'accès électrique, le couple de valeurs reste fiable. La méthode utilisée présente donc la possibilité de connaître avec précision le bon couple  $R_j R_0$  afin que le modèle électrique soit optimal. L'évolution des résistances  $R_j$  et  $R_0$  est présentée sur la figure 3.24.

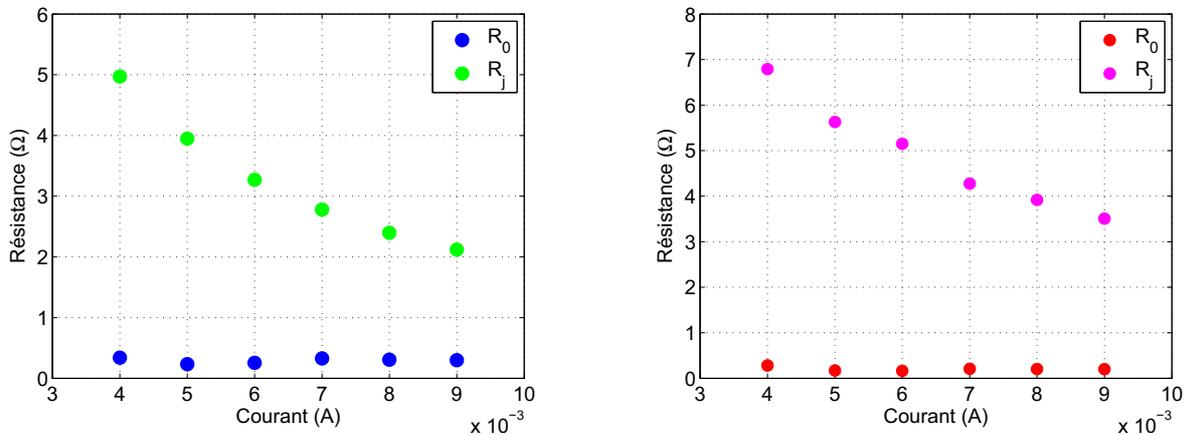
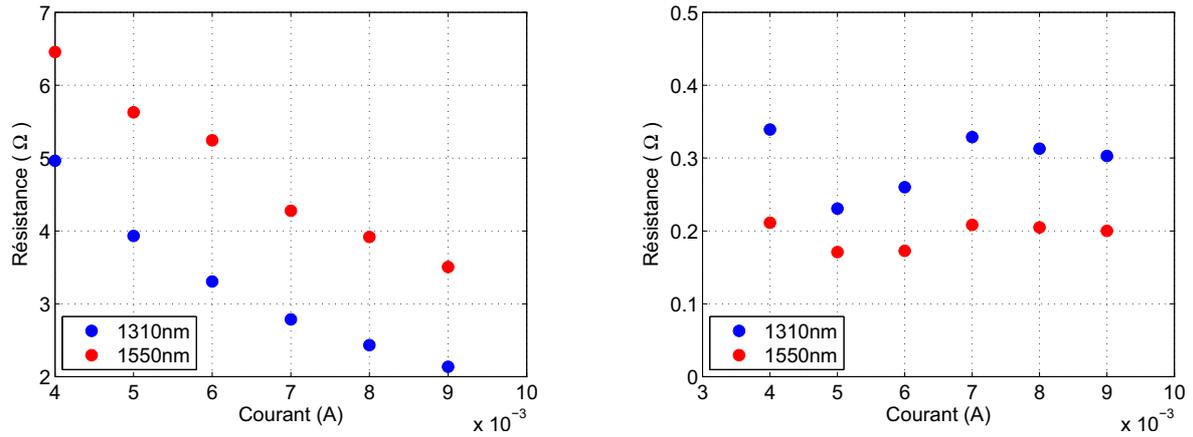


Figure 3.24: Évolution des résistances  $R_j$  et  $R_0$  en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

Lorsque l'on compare l'évolution des résistances en fonction de la longueur d'onde (figure 3.25), on voit bien que l'allure est identique selon les deux longueurs d'onde.

On remarque que la résistance  $R_j$  diminue en fonction du courant de polarisation, ce qui correspond aux résultats présentés par R. S. Tucker [8] ou J. Katz [11]. Par contre, en ce qui concerne la résistance  $R_0$ , elle varie peu et a une valeur moyenne de  $0.29\Omega$ . Cela peut s'expliquer par la structure du VCSEL considéré. En effet, le VCSEL a des contacts intra-cavité donc le courant ne passe pas à travers les miroirs de Bragg pour atteindre la


 Figure 3.25: Comparaison des résistances  $R_j$  (gauche) et  $R_0$  (droite) en fonction des longueurs d'onde.

zone active. Les pertes des miroirs ne sont pas affectées par le passage des électrons, ce qui explique que la résistance tend vers une valeur moyenne.

Les valeurs des éléments du circuit électrique équivalent, pour les VCSELs à 1310nm, sont résumées dans les tableaux 3.4 ( $\lambda=1310\text{nm}$ ) et 3.5 ( $\lambda=1550\text{nm}$ ).

$I_{pol}$ (mA)	$C_j$ (pF)	$R_j$ (Ω)	$R_0$ (Ω)	$L_0$ (pH)
4	26,55	4,96	0,33	86,24
5	-	3,93	0,23	52,93
6	-	3,30	0,26	37,37
7	-	2,78	0,32	30,18
8	-	2,43	0,31	24,48
9	-	2,13	0,30	21,10

Tableau 3.4: Évolution des paramètres de la cavité en fonction du courant de polarisation à 1310nm.

$I_{pol}$ (mA)	$C_j$ (pF)	$R_j$ (Ω)	$R_0$ (Ω)	$L_0$ (pH)
4	28,93	6,45	0,21	229
5	-	5,62	0,17	121
6	-	5,15	0,16	75,7
7	-	4,27	0,20	58,1
8	-	3,91	0,20	46,5
9	-	3,50	0,20	38,7

Tableau 3.5: Évolution des paramètres de la cavité en fonction du courant de polarisation à 1550nm.

### 3.3.1 Extraction des paramètres intrinsèques

Grâce à la méthode proposée pour fixer les paramètres de la cavité, on peut alors extraire les paramètres intrinsèques du VCSEL avec une meilleure précision. On commence avec l'expression 2.46 qui nous permet d'extraire l'évolution de la densité de photons. Elle s'exprime par la relation 3.26 et le résultat est présenté sur la figure 3.26.

$$S = \frac{1 - R_j C_j \cdot (A + 2BN_{th} + 3CN_{th}^2)}{R_j C_j v_g a_0} \quad (3.26)$$

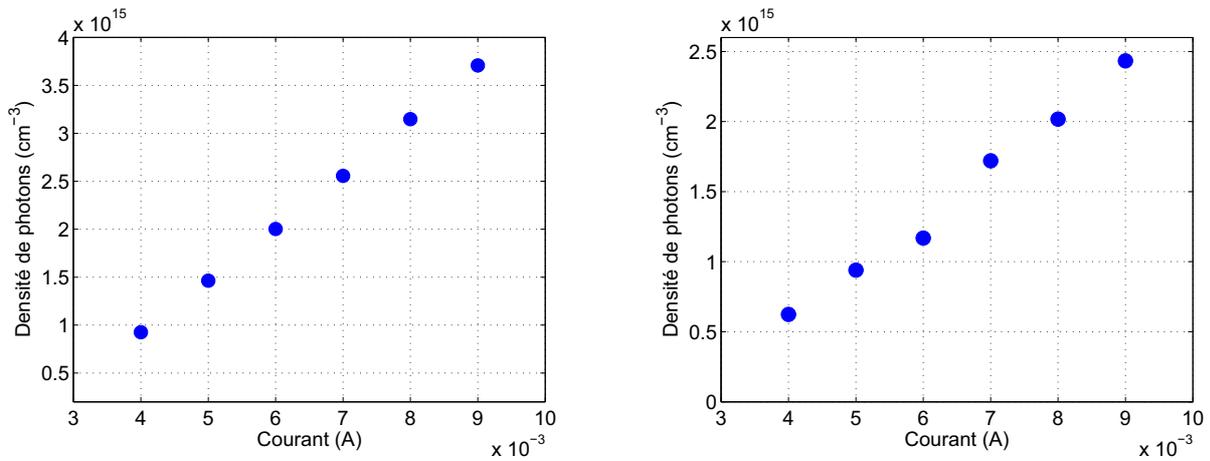


Figure 3.26: Évolution de la densité de photons en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

On constate que l'évolution de la densité de photons varie linéairement en fonction du courant de polarisation. Ce résultat était prévisible puisqu'elle est proportionnelle à la puissance optique qui évolue également de façon linéaire (voir mesure de P(I) 2.6). La relation entre la puissance optique et la densité de photons est donnée par [12] :

$$P_{out} = v_g \alpha_m S h \nu V_{cav} \quad (3.27)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence d'oscillation laser et  $\alpha_m$  le coefficient de perte du miroir de sortie. Cependant, le coefficient de perte des miroirs ne peut pas être extrait car il faudrait rajouter à l'équation 3.27 le coefficient de couplage dans la fibre optique. Étant donné que l'angle de divergence du faisceau optique du VCSEL augmente en fonction du courant de polarisation, il est difficile de déterminer le coefficient de couplage avec précision.

Les prochains paramètres que l'on peut extraire sont le facteur de compression du gain  $\epsilon$  et la densité de porteurs à la transparence  $N_{tr}$ . Pour ce faire, deux équations sont mises en jeu. Elles sont toutes les deux dérivées de l'équation 2.1 afin d'exprimer les deux paramètres :

$$S = \frac{\eta_i(I_{pol} - I_{th})}{qV_{act}v_g a_0(N_{th} - N_{tr}) - \epsilon\eta_i(I_{pol} - I_{th})} \quad (3.28)$$

$$N_{tr} = N_{th} - \frac{\eta_i(I_{pol} - I_{th})(1 + \epsilon S)}{qV_{act}v_g a_0 S} \quad (3.29)$$

On sait que la densité de porteurs à la transparence doit être constante. Il faut donc faire coïncider l'expression 3.28 avec la courbe de la figure 3.26. L'optimisation donne les courbes des figures 3.27 et 3.28.

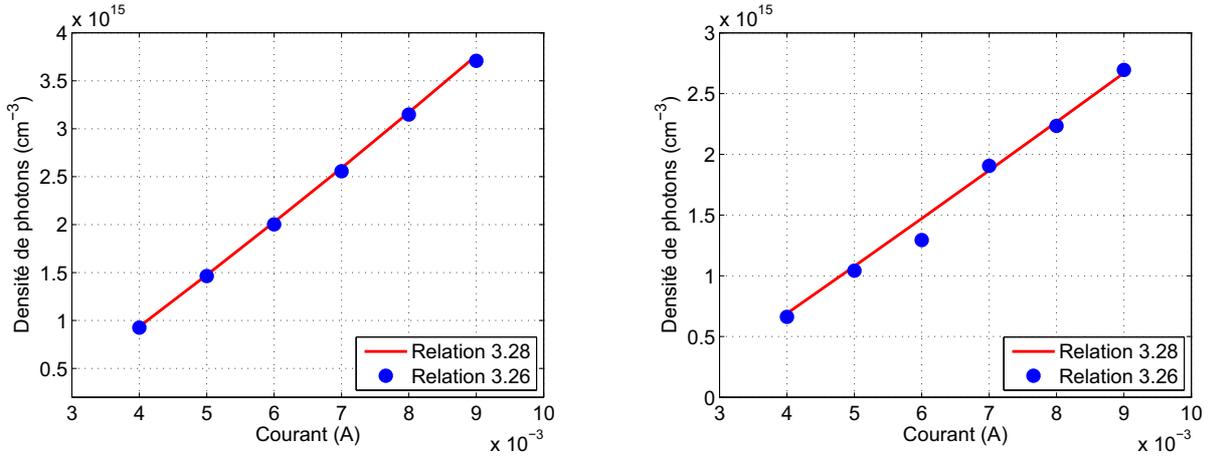


Figure 3.27: Comparaison des relations pour la densité de photons à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

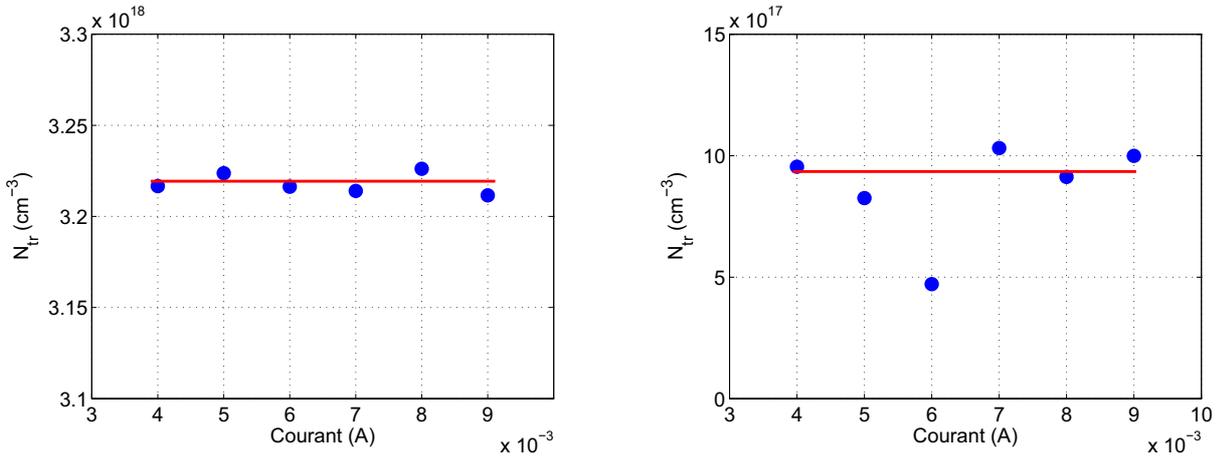


Figure 3.28: Densité de porteurs à la transparence en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

Les valeurs extraites correspondent donc à :

- $\epsilon_{1310} = 2,2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$  et  $N_{tr1310} = 3,24 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ;
- $\epsilon_{1550} = 1,2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$  et  $N_{tr1550} = 0,95 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ;

Le dernier paramètre important dans l'extraction est la durée de vie des photons  $\tau_p$ . On utilise pour cela la relation 2.49. On remarque que le coefficient d'émission spontanée apparaît également mais il est faible devant le terme de gain et peut donc être négligé. On obtient alors la relation :

$$\tau_p = \frac{L_0 C_j \Gamma V_g G_N S}{\Gamma + L_0 C_j \Gamma^2 V g^2 G_N G_S S^2}; \quad (3.30)$$

Le résultat de l'extraction est présenté sur la figure 3.29.

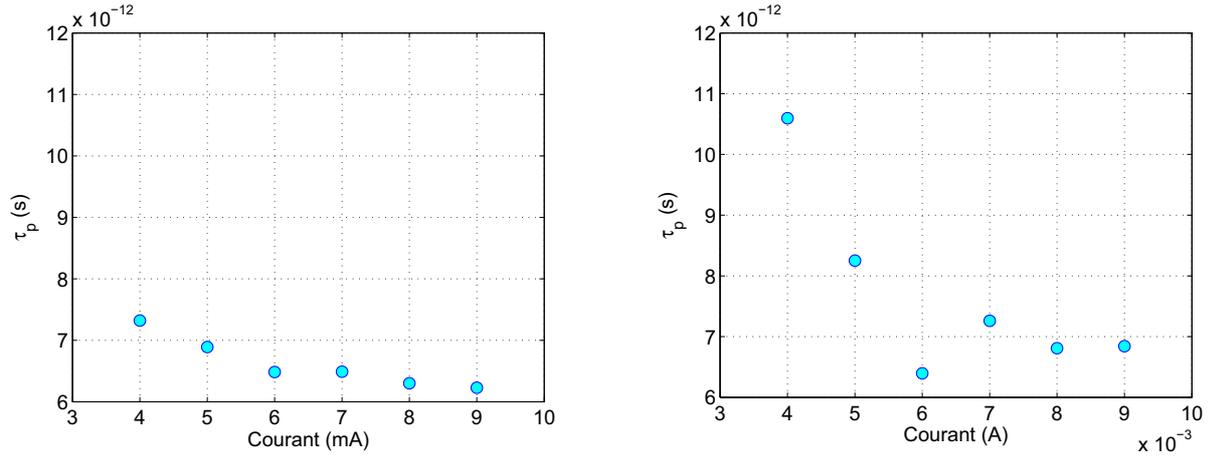


Figure 3.29: Évolution de la durée de vie photonique en fonction du courant de polarisation à 1310nm (gauche) et 1550nm (droite).

Les valeurs de  $\tau_P$  extraites en fonction du courant de polarisation ne sont pas rigoureusement constantes mais oscillent autour d'une valeur moyenne de 6,4ps à 1310nm et 6,5ps à 1550nm. Les paramètres intrinsèques sont résumés dans les tableaux 3.6 et 3.7 comparés à ceux reportés dans la littérature.

Finalement, le seul paramètre qui n'est pas extrait de la modélisation électrique est le facteur d'émission spontanée  $\beta$  car dans l'expression 2.49 il est négligeable par rapport au terme de gain (dans la mesure où  $I \gg I_{th}$ ).

Cependant, on peut aussi remarquer que la valeur de la durée de vie des photons est élevée et supérieure à la valeur référencée dans la littérature. Généralement, les VCSELs à grande longueur d'onde présentent un  $\tau_P$  de l'ordre de 3ps et plus [34], [18]. Ceci peut s'expliquer par la géométrie du composant : en effet les VCSELs ont une zone active très faible mais également une cavité très courte ( $\approx 1 \lambda$ ) ce qui impose une réflectivité des miroirs très élevée ( $>99\%$ ). Le parcours des photons dans la cavité est alors lui-aussi beaucoup plus court. Les pertes internes et celles dues au miroirs sont ainsi minimisées, ce qui augmente la durée de vie des photons comme le montre la relation 3.31 [12] :

$$\frac{1}{\tau_P} = v_g \cdot (\langle \alpha_i \rangle + \alpha_m) \quad (3.31)$$

De plus, les VCSELs utilisés ont des contacts intra-cavité, ce qui permet de ne pas avoir de pertes supplémentaires au niveau des miroirs à cause du passage des électrons.

Paramètres	Unité	VCSEL 1310nm	Littérature	Références
$\eta_i$	-	0,8	[0,6-0,9]	[12–19]
$\tau_e$	<i>ns</i>	0,61	[0,6-2,3]	[12, 20–23]
$N_{th}$	$cm^{-3}$	$5,33 \cdot 10^{18}$	$[3,7 \cdot 10^{18} - 7 \cdot 10^{18}]$	[12, 17]
$N_{tr}$	$cm^{-3}$	$3,24 \cdot 10^{18}$	$[0,9 \cdot 10^{18} - 3,5 \cdot 10^{18}]$	[12, 17–20]
A	$s^{-1}$	$1,1 \cdot 10^8$	$[7 \cdot 10^7 - 2,7 \cdot 10^8]$	[13, 20, 24, 25]
B	$cm^3/s$	$1 \cdot 10^{-10}$	$[0,5 \cdot 10^{-10} - 2 \cdot 10^{-10}]$	[20, 24–26]
C	$cm^6/s$	$3,57 \cdot 10^{-29}$	$[1,3 \cdot 10^{-30} - 1,3 \cdot 10^{-28}]$	[13, 14, 17, 20, 25, 27–32]
$a_0$	$cm^2$	$4,8 \cdot 10^{-16}$	$[1,2 \cdot 10^{-16} - 6,2 \cdot 10^{-16}]$	[12, 17, 18, 20]
$v_g$	$cm/s$	$7,7 \cdot 10^9$	$[7,14 \cdot 10^9 - 4,2 \cdot 10^{10}]$	[12, 17–19]
$\epsilon$	$cm^3$	$2,2 \cdot 10^{-17}$	$[1 \cdot 10^{-17} - 4 \cdot 10^{-17}]$	[18, 19, 33]
$\tau_P$	<i>ps</i>	6,4	[1,6-5,22]	[12, 18, 20, 34]

Tableau 3.6: Comparaison des paramètres intrinsèques du VCSEL à 1310nm avec ceux reportés dans la littérature.

Paramètres	Unité	VCSEL 1550nm	Littérature	Références
$\eta_i$	-	0,8	[0,6-0,9]	[12–19]
$\tau_e$	<i>ns</i>	0,67	[0,6-2,3]	[12, 20–23]
$N_{th}$	$cm^{-3}$	$4,53 \cdot 10^{18}$	$[3,7 \cdot 10^{18} - 7 \cdot 10^{18}]$	[12, 17]
$N_{tr}$	$cm^{-3}$	$0,95 \cdot 10^{18}$	$[0,9 \cdot 10^{18} - 3,5 \cdot 10^{18}]$	[12, 17–20]
A	$s^{-1}$	$1,1 \cdot 10^8$	$[7 \cdot 10^7 - 2,7 \cdot 10^8]$	[13, 20, 24, 25]
B	$cm^3/s$	$1 \cdot 10^{-10}$	$[0,5 \cdot 10^{-10} - 2 \cdot 10^{-10}]$	[20, 24–26]
C	$cm^6/s$	$4,45 \cdot 10^{-29}$	$[1,3 \cdot 10^{-30} - 1,3 \cdot 10^{-28}]$	[14, 17–20, 22, 25, 27–30]
$a_0$	$cm^2$	$3 \cdot 10^{-16}$	$[1,2 \cdot 10^{-16} - 6,2 \cdot 10^{-16}]$	[12, 17, 18, 20]
$v_g$	$cm/s$	$7,5 \cdot 10^9$	$[7,14 \cdot 10^9 - 4,2 \cdot 10^{10}]$	[12, 17–19]
$\epsilon$	$cm^3$	$1,2 \cdot 10^{-17}$	$[1 \cdot 10^{-17} - 4 \cdot 10^{-17}]$	[18, 19, 33]
$\tau_P$	<i>ps</i>	6,5	[1,6-5,22]	[12, 18, 20, 34]

Tableau 3.7: Comparaison des paramètres intrinsèques du VCSEL à 1550nm avec ceux reportés dans la littérature.

### 3.3.2 Validation des paramètres intrinsèques

Le schéma électrique équivalent nous permet d'extraire des paramètres intrinsèques. Il reste cependant à vérifier si ces paramètres sont vraiment représentatifs du VCSEL étudié. Pour cela, ils ont été implémentés dans les relations 2.35, 2.36 qui définissent la réponse, pour une modulation de courant, d'un composant laser semiconducteur. La simulation, programmée avec Matlab, donne la réponse de la figure 3.30 pour le VCSEL à 1310nm.

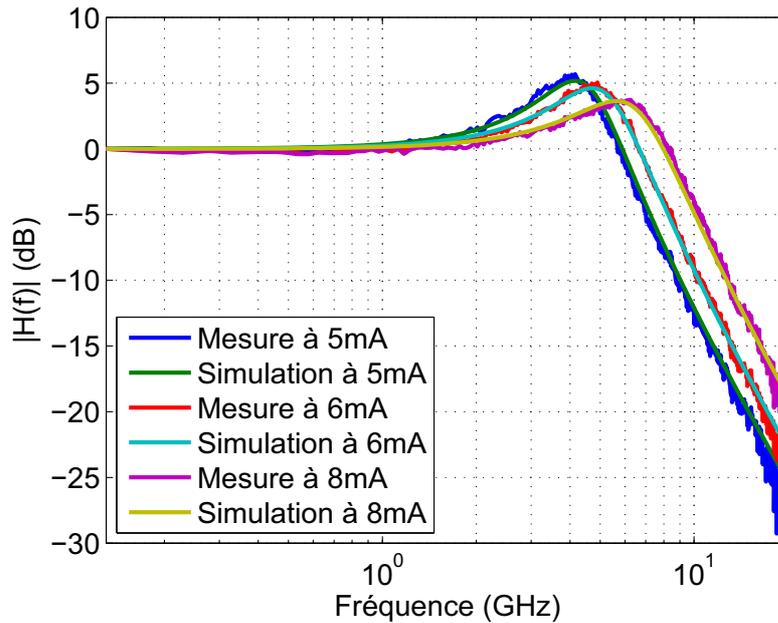


Figure 3.30: Comparaison entre mesure et simulation petit-signal pour 3 courants de polarisation à 1310nm : 5, 6 et 8mA.

Le même procédé est appliqué pour le VCSEL à 1550nm et la réponse est donnée sur la figure 3.31.

Étant donné que la simulation petit-signal d'un VCSEL est représentative d'un filtre du second ordre, les mesures utilisées pour la comparaison sont celles ne comprenant pas l'accès électrique. Les résultats montrent donc une très bonne corrélation entre mesure et simulation, ce qui prouve l'efficacité du procédé d'extraction basé sur le schéma électrique équivalent.

La mesure permettant d'extraire le coefficient nominal du gain différentiel montre que l'évolution de la fréquence de résonance à 1550nm pour les courants 4 et 5mA ne suit pas la relation 2.74, c'est pour cela que la comparaison des résultats est donnée sur des courants de polarisation différents de ceux choisis à 1310nm. Cela peut être dû à une erreur de mesure ou un défaut dans le composant testé.

Le comportement dynamique des VCSELs étant établi, le dernier chapitre va présenter l'étude du bruit relatif d'intensité (RIN) afin de pouvoir compléter le schéma électrique équivalent par des sources de bruit équivalentes en tension et en courant. Il sera suivi de

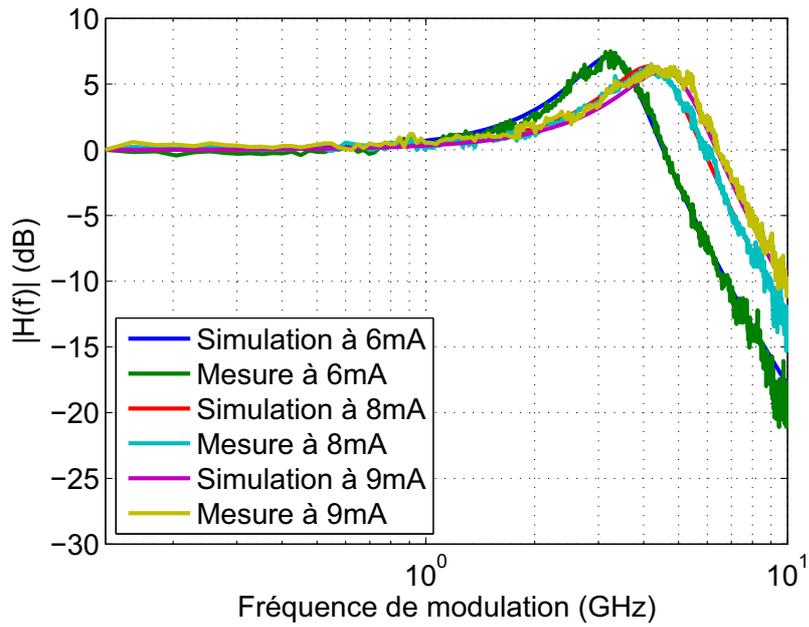


Figure 3.31: Comparaison entre mesure et simulation petit-signal pour 3 courants de polarisation à 1550nm : 6, 8 et 9mA.

l'étude de la largeur de raie afin d'extraire le facteur de Henry, paramètre important dans les télécommunications optiques.

## Bibliographie

- [1] M. MACDOUGAL, J. GESKE, C.-K. LIN, A. BOND et P. DAPKUS, « Low resistance intracavity-contacted oxide-aperture VCSELs », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 1, p. 9–11, 1998.
- [2] P. MORTON, T. TANBUN-EK, R. LOGAN, A. SERGENT, P. SCIORTINO et D. COBLENTZ, « Frequency response subtraction for simple measurement of intrinsic laser dynamic properties », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 2, p. 133–136, 1992.
- [3] M. MAJEWSKI et D. NOVAK, « Method for characterization of intrinsic and extrinsic components of semiconductor laser diode circuit model », *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 1, no. 9, p. 246–248, Sep 1991.
- [4] L. ABBAL, *Analyse vectorielle des réseaux étendue aux composants optiques et opto-électroniques*. Thèse doctorat, Supaero, Toulouse, 2002.
- [5] P. F. COMBES, *Micro-ondes : Circuits passifs, propagation, antennes*. Dunod, 1997.
- [6] T. KNODL, H. CHOY, J. PAN, R. KING, R. JAGER, G. LULLO, J. AHADIAN, R. RAM, J. FONSTAD, C.G. et K. EBELING, « RCE photodetectors based on VCSEL structures », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 10, p. 1289–1291, 1999.
- [7] J.-M. POITEVIN, *Electronique générale*. Dunod, 2002.
- [8] R. TUCKER et I. KAMINOW, « High-frequency characteristics of directly modulated In-GaAsP ridge waveguide and buried heterostructure lasers », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 2, no. 4, p. 385–393, 1984.
- [9] R. TUCKER et D. POPE, « Microwave Circuit Models of Semiconductor Injection Lasers », in *MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 82, p. 104–106, 1982.
- [10] R. TUCKER, « High-speed modulation of semiconductor lasers », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 32, no. 12, p. 2572–2584, 1985.
- [11] J. KATZ, S. MARGALIT, C. HARDER, D. WILT et A. YARIV, « The intrinsic electrical equivalent circuit of a laser diode », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 17, no. 1, p. 4–7, 1981.
- [12] L. A. COLDREN et S. W. CORZINE, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [13] J. PIPREK, D. I. BABIC et J. E. BOWERS, « Simulation and analysis of 1.55  $\mu\text{m}$  double-fused vertical-cavity lasers », *Journal of Applied Physics*, vol. 81, no. 8, p. 3382–3390, 1997.

- [14] J. SCOTT, D. YOUNG, B. THIBEAULT, M. PETERS et L. COLDREN, « Design of index-guided vertical-cavity lasers for low temperature-sensitivity, sub-milliamp thresholds, and single-mode operation », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, no. 2, p. 638–648, 1995.
- [15] M. ORTSIEFER, R. SHAU, G. BOHM, F. KOHLER et M.-C. AMANN, « Low-threshold index-guided 1.5  $\mu\text{m}$  long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser with high efficiency », *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 16, p. 2179–2181, 2000.
- [16] H. LI et K. IGA, *Vertical-Cavity Surface-emitting Laser Devices*. Springer, 2002.
- [17] C. W. WILMSEN, H. TEMKIN et L. A. COLDREN, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization, and Applications*. Cambridge University Press, 1999.
- [18] Y. ONISHI, N. NISHIYAMA, C. CANEAU, F. KOYAMA et C.-e. ZAH, « All-optical inverter based on long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11, no. 5, p. 999–1005, 2005.
- [19] J. XIA, B. HOAN O, S. GOL LEE et E. HANG LEE, « 1.55- $\mu\text{m}$  InGaAs/InGaAlAs MQW vertical-cavity surface-emitting lasers with InGaAlAs/InP distributed Bragg reflectors », *Optics & Laser Technology*, vol. 37, p. 125–130, mars 2005.
- [20] G. P. AGRAWAL et N. K. DUTTA, *Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [21] P. SIGNORET, F. MARIN, S. VICIANI, G. BELLEVILLE, M. MYARA, J. TOURRENC, B. ORSAL, A. PLAIS, F. GABORIT et J. JACQUET, « 3.6-MHz linewidth 1.55- $\mu\text{m}$  monomode vertical-cavity surface-emitting laser », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 4, p. 269–271, 2001.
- [22] A. KUSTERS, M. GLADE et K. HEIME, « Carrier lifetime measurement in semiconductor lasers using injection current pulses of Gaussian shape », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 12, p. 2669–2673, 1992.
- [23] D. WIEDENMANN, R. KING, C. JUNG, R. JAGER, R. MICHALZIK, P. SCHNITZER, M. KICHERER et K. EBELING, « Design and analysis of single-mode oxidized VCSELs for high-speed optical interconnects », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 3, p. 503–511, 1999.
- [24] V. MAGNIN, *Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques*. Thèse doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1998.
- [25] S. HAUSSER, G. FUCHS, A. HANGLEITER, K. STREUBEL et W. T. TSANG, « Auger recombination in bulk and quantum well InGaAs », *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 10, p. 913–915, 1990.

- [26] T. E. SALE, *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*. John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [27] J. WANG, P. von ALLMEN, J.-P. LEBURTON et K. LINDEN, « Auger recombination in long-wavelength strained-layer quantum-well structures », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 5, p. 864–875, 1995.
- [28] Y. ZOU, J. OSINSKI, P. GRODZINSKI, P. DAPKUS, W. RIDEOUT, W. SHARFIN, J. SCHLAFER et F. CRAWFORD, « Experimental study of Auger recombination, gain, and temperature sensitivity of 1.5  $\mu\text{m}$  compressively strained semiconductor lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, no. 6, p. 1565–1575, 1993.
- [29] T. H. GFROERER, L. P. PRIESTLEY, M. F. FAIRLEY et M. W. WANLASS, « Temperature dependence of nonradiative recombination in low-band gap  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$  double heterostructures grown on InP substrates », *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 3, p. 1738–1743, 2003.
- [30] J. MINCH, S. PARK, T. KEATING et S. 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 Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 5, p. 771–782, 1999.
- [31] J. YONG, J. RORISON et I. WHITE, « 1.3  $\mu\text{m}$  quantum-well InGaAsP, AlGaInAs, and InGaAsN laser material gain : a theoretical study », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, p. 1553–1564, 2002.
- [32] S. SELMIC, T.-M. CHOU, J. SIH, J. KIRK, A. MANTLE, J. BUTLER, D. BOUR et G. EVANS, « Design and characterization of 1.3- $\mu\text{m}$  AlGaInAs-InP multiple-quantum-well lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 2, p. 340–349, 2001.
- [33] C.-H. CHANG, L. CHROSTOWSKI et C. CHANG-HASNAIN, « Injection locking of VCSELs », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, p. 1386–1393, 2003.
- [34] R. SHAU, H. HALBRITTER, F. RIEMENSCHNEIDER, M. ORTSIEFER, J. ROSSKOPF, G. BOHM, M. MAUTE, P. MEISSNER et M.-C. AMANN, « Linewidth of InP-based 1.55  $\mu\text{m}$  VCSELs with buried tunnel junction », *Electronics Letters*, vol. 39, no. 24, p. 1728–1729, 2003.

---

# Bruit et largeur de raie dans les VCSELS à grande longueur d'onde

---

*Ce dernier chapitre présente les différents bruits que l'on peut trouver dans les VCSELS. Dans un premier temps, le modèle électrique du VCSEL est complété par des sources de bruit afin de simuler le bruit d'intensité relatif (RIN) et ainsi obtenir un schéma équivalent complet. La seconde étude porte sur le bruit optique de fréquence afin de caractériser spectralement le champ optique des VCSELS à grande longueur d'onde. La mesure de la largeur de raie et l'extraction du facteur de Henry sont présentés, complétant la liste des paramètres intrinsèques.*

## 4.1 Présentation du bruit

Dans le chapitre précédent, nous avons caractérisé et modélisé le comportement dynamique des VCSELS à grande longueur d'onde avec un schéma électrique équivalent. Pour cela, nous avons supposé que les densités de porteurs et de photons en régime établi sont constantes. Cependant, lorsqu'il n'y a pas de modulation appliquée au VCSEL, la génération aléatoire de photons par émission spontanée va produire des variations instantanées dans les densités de porteurs et de photons. Le principe physique du bruit dans les émetteurs lasers est présenté par le schéma de la figure 4.1 [1].

L'émission spontanée d'un photon de phase aléatoire va alors se traduire par une variation d'amplitude et par un déphasage du champ électrique total. La variation de la densité de photons conduit à des fluctuations de la puissance optique, impliquant un plancher de bruit, et la variation de la densité de porteurs conduit à une variation de l'indice de réfraction, ce qui provoque une variation de la longueur d'onde en créant une largeur de raie spécifique au mode lasant [2].

Ces phénomènes deviennent alors très importants puisqu'ils vont engendrer la dégradation du signal transmis lors de sa propagation dans un milieu dispersif comme la fibre optique. Il est donc important de caractériser et de modéliser ces interactions afin d'établir un schéma comportemental complet des VCSELS étudiés. C'est pour cela que des travaux sur le bruit d'intensité relatif et la mesure de la largeur de raie ont été menés.

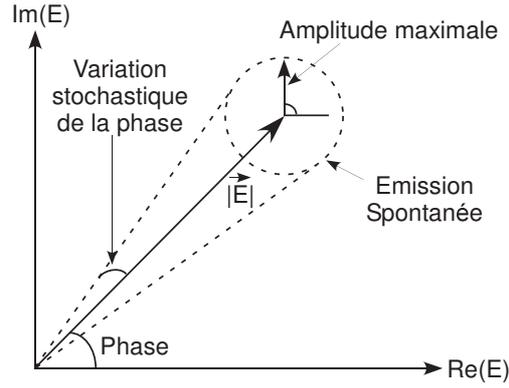


Figure 4.1: Variation de la phase du champ électrique du mode laser par émission spontanée.

## 4.2 Le bruit d'intensité relatif

### 4.2.1 Définition

Le bruit d'intensité relatif sur des VCSELs à 850nm a été étudié au laboratoire MOSE par Julien Perchoux et nous allons nous baser sur ses travaux dans cette section. D'après ce qui vient d'être présenté, lorsqu'on se place en régime permanent, la puissance optique émise présente du bruit : la puissance optique émise incluant un terme de bruit est alors définie temporellement par [3] :

$$P(t) = \langle P \rangle + \delta P(t) \quad (4.1)$$

avec  $\langle P \rangle$  la puissance optique moyenne et  $\delta P(t)$  le bruit de la puissance optique avec  $\langle \delta P(t) \rangle = 0$ . Le bruit d'intensité relatif est défini comme le rapport entre le bruit de la puissance optique émise et la puissance optique émise moyenne comme suit :

$$RIN = \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \quad (4.2)$$

Étant donné que les valeurs de RIN des diodes laser sont très faibles, on l'exprime généralement en dB.

$$RIN_{dB} = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \right) \quad (4.3)$$

### 4.2.2 Fonctions de Langevin

#### 4.2.2.1 Sources de Langevin

Le modèle en bruit optique des émetteurs laser se base directement sur les équations d'évolution puisqu'elles régissent les interactions électron-photons dans la cavité. Pour exprimer les fluctuations, qui sont des phénomènes stochastiques, on utilise des fonctions de Langevin propres à chaque type de particules. On peut donc récrire les équations d'évolution

en ajoutant ces fonctions [4], [3] :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV_{act}} - (A + BN(t) + CN(t)^2)N(t) - v_g a_0 \frac{N(t) - N_{tr}}{1 + \epsilon S(t)} S(t) + F_N(t) \quad (4.4)$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = \Gamma\beta BN(t)^2 + \Gamma v_g a_0 \frac{N(t) - N_{tr}}{1 + \epsilon S(t)} S(t) - \frac{S(t)}{\tau_P} + F_S(t) \quad (4.5)$$

#### 4.2.2.2 Fluctuations des porteurs et des photons

Les fonctions de Langevin ne sont toutefois pas exploitables dans le domaine temporel à cause de la nature des phénomènes qu'elles décrivent. On cherche alors à exprimer leurs densités spectrales. L'idée d'associer tout phénomène d'apparition/disparition de porteurs et de photons à une impulsion de bruit est issue des travaux de Mc Cumber [5]. Si on peut quantifier les taux de génération, recombinaisons et d'absorption dans la cavité, il est possible d'écrire les densités spectrales des fonctions de Langevin. En ce qui concerne les fluctuations de porteurs entrant et sortant dans la zone active, on peut écrire :

$$\langle N_{entrant} \rangle = V_{act} \cdot \langle \text{absorption} \rangle \quad (4.6)$$

$$\langle N_{sortant} \rangle = V_{act} \cdot [\langle \text{émi. spontanée} \rangle + \langle \text{recomb. non-rad.} \rangle + \langle \text{émi. stimulée} \rangle] \quad (4.7)$$

En ce qui concerne les fluctuations de photons entrant et sortant dans la zone active, on peut écrire :

$$\langle S_{entrant} \rangle = V_{act} \cdot [\langle \text{émi. stimulée} \rangle + \langle \beta * \text{émi. spontanée} \rangle] \quad (4.8)$$

$$\langle S_{sortant} \rangle = V_{act} \cdot [\langle \text{pertes} \rangle + \langle \text{absorption} \rangle] \quad (4.9)$$

Les différentes fluctuations de photons et de porteurs vont également agir l'une sur l'autre. Il y a donc une fluctuation inter-corrélée porteurs/photons. Les fluctuations mettant en jeu, dans un même évènement, des porteurs et des photons dans la zone active sont définies par :

$$\langle S_{entrant}, N_{sortant} \rangle = V_{act} [\langle \text{émi. stimulée} \rangle + \langle \beta * \text{émi. spontanée} \rangle] \quad (4.10)$$

$$\langle S_{sortant}, N_{entrant} \rangle = V_{act} \cdot \langle \text{absorption} \rangle \quad (4.11)$$

Les équations 4.6 à 4.11 vont ainsi nous permettre d'exprimer les densités spectrales des fonctions de Langevin en fonction des paramètres intrinsèques du composant.

#### 4.2.2.3 Densités spectrales

Afin de quantifier le bruit d'un système, il faut connaître sa répartition spectrale car il est de nature aléatoire. Cependant, la transformée de Fourier qui est généralement utilisée pour passer du domaine temporel au domaine fréquentiel ne peut s'appliquer qu'aux fonctions bornées, ce qui n'est pas le cas des signaux aléatoires. Par contre, il est possible d'utiliser

la transformée de Fourier sur la fonction d'autocorrélation qui elle est bornée. Pour cela, on utilise le théorème de Wiener-Khintchine qui est défini par [6] :

$$S_{F_N}(\omega) = 2 \int_0^{+\infty} \langle F_N(t)F_N(t - \tau) \rangle \exp(j\omega\tau) d\tau \quad (4.12)$$

Si on applique le théorème de la relation 4.13 aux fluctuations de porteurs entrants et sortants, on peut écrire la densité spectrale par :

$$S_{F_N}(\omega) = \langle F_N^2 \rangle = \frac{2}{V_{act}^2} (\langle N_{entrant} \rangle + \langle N_{sortant} \rangle) \quad (4.13)$$

Il apparaît donc un terme dépendant du volume de la zone active  $V_{act}$  lorsqu'on travaille en densité de photons et de porteurs. Les densités spectrales des fonctions de Langevin s'écrivent alors :

$$\langle F_N^2 \rangle = \frac{2}{V_{act}} \left( v_g a_0 \frac{\bar{N}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S} + v_g a_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S} + (A + B\bar{N} + C\bar{N}^2) \bar{N} \right) \quad (4.14)$$

$$\langle F_S^2 \rangle = \frac{2}{V_{act}} \left( \Gamma v_g a_0 \frac{\bar{N}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S} + \Gamma v_g a_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S} + \Gamma \beta B \bar{N}^2 + \frac{\bar{S}}{\tau_P} \right) \quad (4.15)$$

et

$$\langle F_S F_N \rangle = -\frac{2}{V_{act}} \left[ \Gamma v_g a_0 \frac{\bar{N}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S} + \Gamma v_g a_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S} + \Gamma \beta B \bar{N}^2 \right] \quad (4.16)$$

En utilisant les équations d'évolution en régime permanent, il est possible de simplifier ces expressions. Pour cela, on pose :

$$0 = \frac{\eta_i \bar{I}}{q V_{act}} - (A + B\bar{N} + C\bar{N}^2) \bar{N} - v_g a_0 \frac{\bar{N} - N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S} \quad (4.17)$$

$$0 = \Gamma \beta B \bar{N}^2 + \Gamma v_g a_0 \frac{\bar{N} - N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S} - \frac{\bar{S}}{\tau_P} \quad (4.18)$$

L'équation 4.17 nous permet de simplifier l'équation 4.14 en :

$$\boxed{\langle F_N^2 \rangle = \frac{2\eta_i \bar{I}}{q V_{act}^2} + \frac{4v_g a_0}{V_{act}} \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S}} \quad (4.19)$$

L'équation 4.18 nous permet de simplifier l'équation 4.15 en :

$$\boxed{\langle F_S^2 \rangle = \frac{4\bar{S}}{\tau_P V_{act}} + \frac{4\Gamma v_g a_0}{V_{act}} \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S}} \quad (4.20)$$

De même, le produit d'inter-corrélation devient :

$$\boxed{\langle F_S F_N \rangle = - \left[ \frac{2\bar{S}}{\tau_P V_{act}} + \frac{4\Gamma v_g a_0}{V_{act}} \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{S}} \bar{S} \right]} \quad (4.21)$$

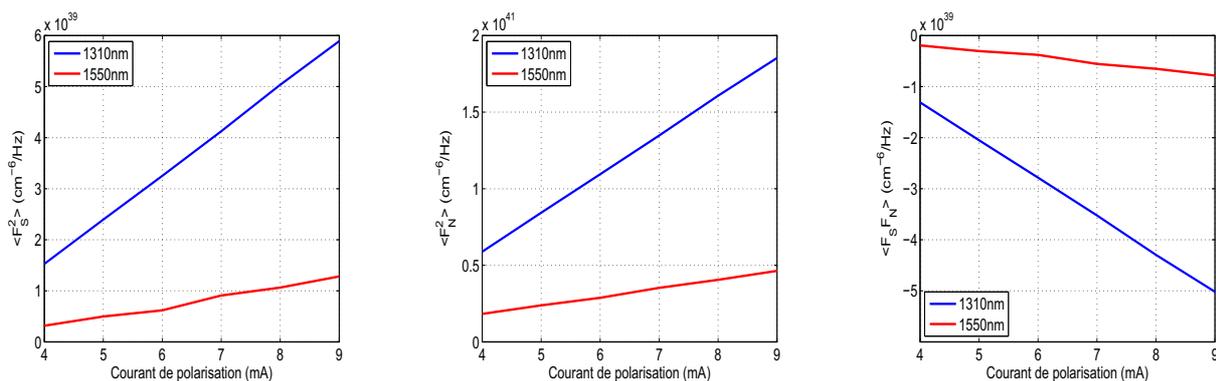


Figure 4.2: Évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin en fonction du courant de polarisation à 1310nm et 1550nm.

Grâce aux paramètres intrinsèques extraits dans le chapitre précédent, on peut simuler l'évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin. Le résultat donne les courbes de la figure 4.2 selon les deux longueurs d'onde étudiées. On remarque ainsi que lorsque la puissance de bruit croît avec l'augmentation de la densité de porteurs puisque les interactions entre électrons et photons sont plus intenses [7].

De plus, on constate que les fonctions de Langevin écrites à partir de la description de McCumber et selon le modèle de Harder ont des densités spectrales constantes, ce sont donc des sources de bruit blanc. Ces sources sont en corrélation avec un système bouclé qui présente des constantes de temps [7]. On va donc pouvoir étudier le comportement de ce système par une modélisation électrique du VCSEL.

### 4.2.3 Modélisation électrique de la zone active

La modélisation électrique passe par les équations d'évolution linéarisées présentées dans le second chapitre. Les sources de Langevin peuvent être rajoutées directement étant donné que la valeur moyenne de ces fluctuations est nulle.

$$\langle F_N \rangle = \langle F_S \rangle = 0 \quad (4.22)$$

On peut donc écrire :

$$\Delta \dot{N} = \frac{\eta_i}{qV_{act}} \Delta I - \left( \frac{1}{\tau_{\Delta N}} + v_g G_N \bar{S} \right) \Delta N - (v_g G - v_g G_S \bar{S}) \Delta S + F_N(t) \quad (4.23)$$

$$\Delta \dot{S} = (2\Gamma\beta B \bar{N} + \Gamma v_g G_N \bar{S}) \Delta N - \left( \Gamma v_g G_S \bar{S} - \Gamma v_g G + \frac{1}{\tau_P} \right) \Delta S + F_S(t) \quad (4.24)$$

Les travaux effectués par l'équipe de Harder [4] sur la modélisation électrique de diode laser de type Fabry-Pérot ont montré la possibilité de prendre en compte les phénomènes de bruit avec un schéma électrique. Nous pouvons donc compléter le schéma électrique équivalent présenté sur la figure 2.3 avec des sources équivalentes de bruit en courant et en tension (voir figure 4.3).

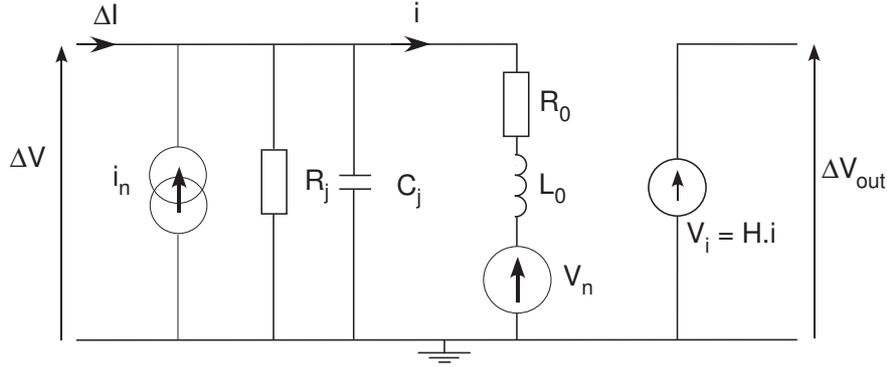


Figure 4.3: Schéma électrique équivalent de la cavité d'une diode laser incluant les sources de bruit.

En appliquant la loi des nœuds à ce circuit, on a pour la branche  $R_j C_j$  :

$$\frac{d\Delta V}{dt} = \frac{\Delta I}{C_j} - \frac{\Delta V}{R_j C_j} - \frac{i}{C_j} + \frac{i_n(t)}{C_j} \quad (4.25)$$

et pour la branche  $L_0 R_0$ , on a :

$$\frac{di}{dt} = \frac{\Delta V}{L_0} - \frac{R_0}{L_0} i - \frac{V_n(t)}{L_0} \quad (4.26)$$

On vient donc identifier les équations du circuit avec les équations linéarisée. On peut donc exprimer les sources de bruit en courant :

$$i_n(t) = \frac{qV_{act}}{\eta_i} F_N(t) \quad (4.27)$$

et en tension :

$$v_n(t) = -\frac{L_0 q V_{act}}{\eta_i} \frac{(1 - \Gamma v_g G_S \bar{S} \tau_P)}{\Gamma \tau_P} F_S(t) \quad (4.28)$$

On exprime ainsi la source de courant de bruit en densité spectrale :

$$S_{ii} = \langle i_n^2 \rangle = \frac{q^2 V_{act}^2}{\eta_i^2} \langle F_N^2 \rangle \quad (4.29)$$

ainsi que la source de tension de bruit en densité spectrale :

$$S_{vv} = \langle v_n^2 \rangle = \frac{m^2 V_T^2}{\bar{N}^2 (2\Gamma\beta B\bar{N} + \Gamma v_g G_S \bar{S})^2} \langle F_S^2 \rangle \quad (4.30)$$

En ce qui concerne le produit d'inter-corrélation, il est calculé à partir des équations 4.27 et 4.28 :

$$S_{iv} = \langle i_n v_n \rangle = -\frac{q V_{act} m V_T}{\eta_i \bar{N} (2\Gamma\beta B\bar{N} + \Gamma v_g G_S \bar{S})} \langle F_N F_S \rangle \quad (4.31)$$

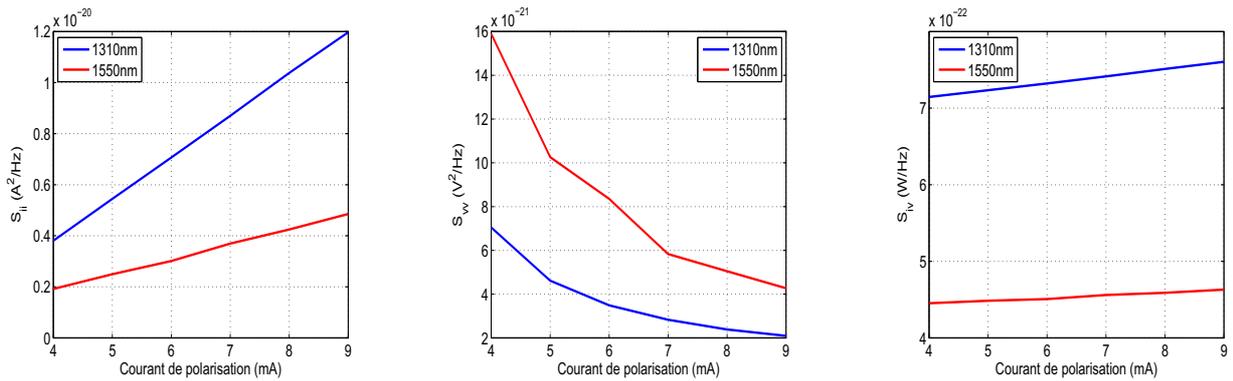


Figure 4.4: Évolution des densités spectrales des sources équivalentes de bruit en fonction du courant de polarisation à 1310nm et 1550nm.

La simulation de l'évolution de ces densités spectrales est présentée sur les courbes de la figure 4.4.

Les simulations présentées sur la figure 4.4 impliquent le coefficient d'émission spontanée  $\beta$ . Les courbes sur la figure 4.5 montrent la simulation de  $S_{vv}$  pour trois valeurs différentes, c'est à dire  $\beta = 10^{-5}$ ,  $\beta = 10^{-4}$  et  $\beta = 10^{-3}$  respectivement. On constate que la valeur de  $\beta$  n'influence pas la réponse.

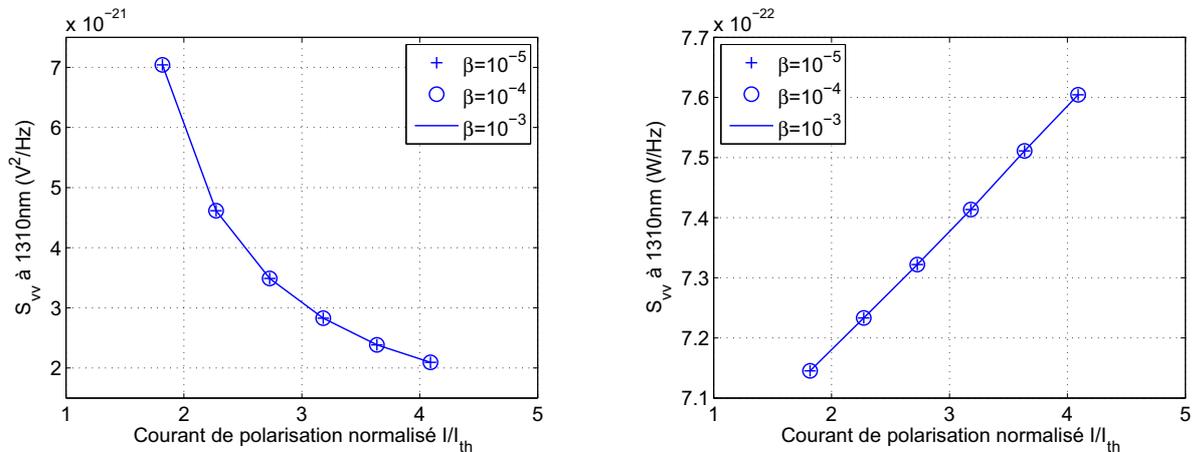


Figure 4.5: Simulation de la densité spectrale équivalente en tension et couplée pour différentes valeurs de  $\beta$ .

#### 4.2.4 Mesures de RIN

Les mesures de RIN effectuées sur les VCSELs à grande longueur d'onde ont posé un problème qui n'apparaît pas à 850nm. Cela vient des photodétecteurs utilisés à ces longueurs d'onde car ils sont connectés avec des fibres optiques monomodes. Cependant, lorsqu'on travaille en puce, le couplage avec des fibres monomodes est difficile, ce qui impose une faible puissance optique collectée. En effet, le diamètre de coeur des fibres optiques monomodes

étant de  $9\mu\text{m}$ , une injection tout en respectant l'ouverture numérique est extrêmement délicate. Malgré l'utilisation de fibres lentillées, on est confronté à des problèmes de filtrage optique du champ émis par la VCSEL. Compte tenu de tous ces inconvénients, les mesures sous pointes sont inexploitable.

La solution envisagée pour pallier ce problème fut d'utiliser un montage en espace libre, comprenant des objectifs de microscope pour effectuer le couplage dans les fibres monomodes. Ce montage implique l'utilisation de VCSELs en boîtier avec l'ajout de « bondings » pour injecter le courant. Cette étape a pu être réalisée grâce à Mme Duprat de l'A.I.M.E..

Malheureusement, à cause d'un problème de contact sur la métallisation des VCSELs, les « bondings » et donc les mesures n'ont pu être effectuées que sur les VCSELs à 1550nm.

#### 4.2.4.1 Banc de mesures

Les mesures de bruit d'intensité ont été réalisées pour les hautes fréquences avec le banc de mesures présenté sur la figure 4.6.

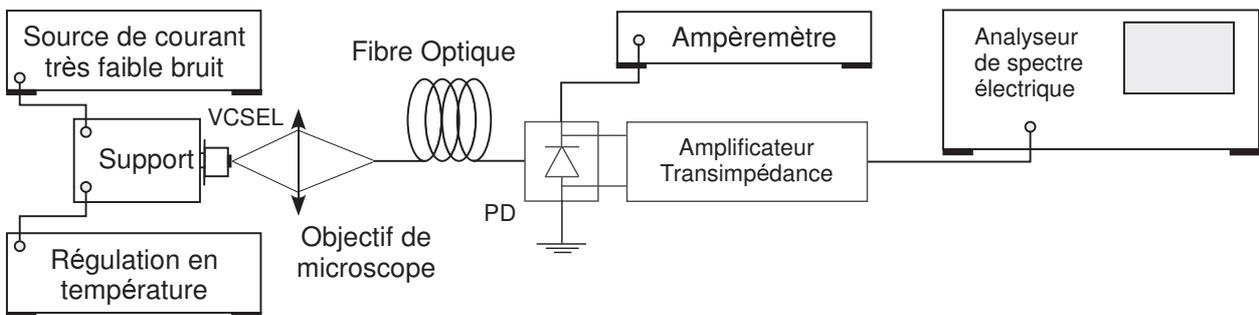


Figure 4.6: Banc de mesure du bruit d'intensité relatif.

L'alimentation du VCSEL a été réalisée par une source de courant ILX LDX-3620 très faible bruit, chargée sur batteries. Nous utilisons ensuite un objectif de microscope traité anti-reflet afin de coupler le champ optique dans une fibre monomode. L'ouverture numérique de l'objectif de microscope correspond à celui de la fibre optique. Le photodétecteur est un modèle Lasertron sur lequel on peut lire directement le photocourant, ce qui est plus pratique dans l'extraction des mesures.

#### 4.2.4.2 Détermination du bruit d'intensité relatif

Afin de calculer le bruit d'intensité relatif, il faut convertir la mesure puisque l'analyseur de spectre optique donne une puissance en dBm. De plus, il faut prendre en compte tous les bruits qui ne sont pas liés à l'émetteur laser et qui sont sur la chaîne de mesure. Comme nous l'avons déterminé sur l'équation 4.2, le RIN est défini par :

$$RIN = \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \quad (4.32)$$

Cependant, le bruit du laser est perçu à travers une photodiode. Il faut donc prendre en compte son bruit propre qui est le bruit de grenaille. Et comme le courant mesuré passe à travers une résistance de charge ( $R_{load}$ ) propre à l'analyseur de spectre électrique, soit  $50\Omega$ , on peut ainsi tout convertir en W/Hz et exprimer le RIN par :

$$RIN = \frac{\frac{P_{mes} - P_{ase}}{G} - 2q\bar{I}_{PD}R_{load}}{\bar{I}_{PD}^2 R_{load}} \quad (4.33)$$

où  $G$  est le gain de l'amplificateur transimpédance,  $P_{mes}$  est la puissance mesurée à l'analyseur de spectre électrique,  $P_{ase}$  est la puissance de bruit de la chaîne de mesure et  $\bar{I}_{PD}$  est le courant photodétecté moyen.

#### 4.2.4.3 Mesures de RIN

En prenant en compte les paramètres cités juste avant, on peut extraire les mesures de RIN effectuées à l'analyseur de spectre électrique. Les mesures sont présentées sur la figure 4.7.

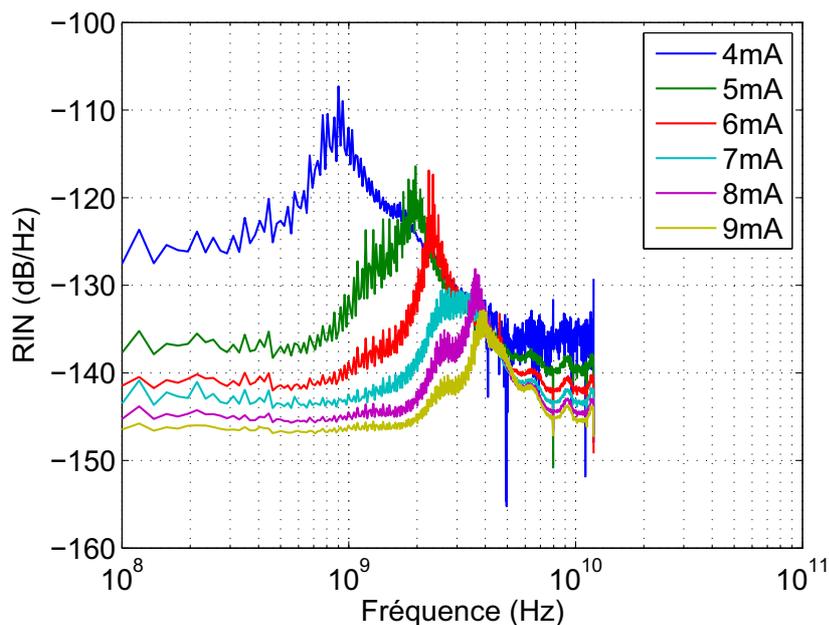


Figure 4.7: Mesures de RIN en fonction du courant de polarisation à 1550nm.

D'après les mesures présentées sur la figure 4.7, on constate que le RIN diminue en fonction du courant de polarisation et qu'il y a l'apparition d'une fréquence de résonance comme dans les mesures dynamiques. On est donc en droit de dire que le modèle électrique développé au chapitre précédent peut être représentatif du RIN avec l'ajout des sources équivalentes de bruit en courant et en tension. La comparaison entre la mesure et la simulation pour un point de polarisation fixé à 6mA est affichée sur la figure 4.8.

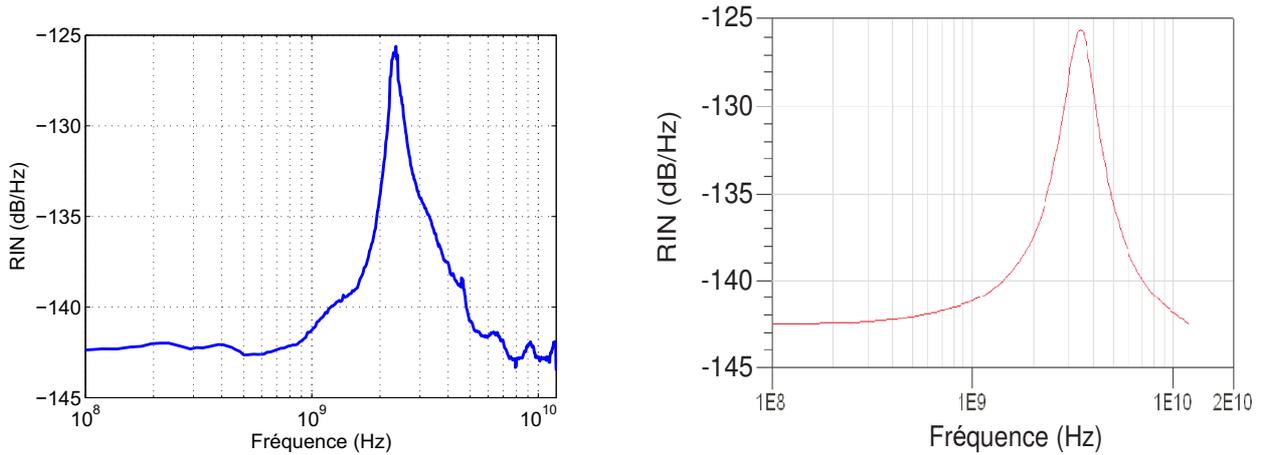


Figure 4.8: RIN mesuré et lissé (gauche) et simulé (droite) pour un courant de polarisation à 6mA.

On constate donc sur la figure 4.8 que la simulation avec le schéma électrique équivalent correspond bien à l'évolution du RIN mesuré pour un courant de polarisation de 6mA. Pour cela, les sources équivalentes de bruit en tension et en courant sont réglées à 2,06nV et 26.62pA respectivement. Une amélioration des mesures de RIN (figure 4.7) peut être apportée, concernant le banc de mesure, et permettraient d'obtenir une meilleure précision surtout sur le niveau de bruit basse fréquence.

## 4.3 La largeur de raie du VCSEL

### 4.3.1 Présentation

Afin d'étudier et de décrire de façon complète le comportement du composant, une attention a été portée sur les propriétés spectrales du champ optique. Pour cela, une étude expérimentale de la largeur de raie des VCSELs à grande longueur d'onde a été mise en œuvre. Celle-ci est généralement caractérisée par un facteur d'élargissement de raie appelé aussi facteur de Henry et noté  $\alpha_H$  [8]. C'est donc le dernier paramètre que l'on peut extraire afin de compléter l'extraction des paramètres intrinsèques.

Ce paramètre est très important puisqu'il est une source de dégradation dans les télécommunications haut débits [9]. Lorsqu'on transmet un signal, on souhaite que celui-ci soit le plus pur possible c'est à dire avec une largeur de raie et un facteur de Henry faibles. Le facteur d'élargissement de raie  $\alpha_H$  est défini comme le rapport entre la variation de l'indice de réfraction et du gain en fonction de la densité de porteurs  $N$  comme l'exprime l'équation 4.34 [10].

$$\alpha_H = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{dn/dN}{dg/dN} \quad (4.34)$$

avec  $n$  l'indice de réfraction,  $g$  le gain et  $\lambda$  la longueur d'onde d'émission. Concernant les VCSELS, ils ont une largeur de raie plus importante que les émetteurs par la tranche à cause de la grande perte des miroirs, de leur courte cavité et du meilleur couplage de l'émission spontanée dans le mode laser [11].

Plusieurs études ont été reportées sur l'extraction du facteur de Henry dans les VCSELS mais il semble que certaines méthodes soient plus efficaces que d'autres. Thomas Fordell [12] a comparé de nombreuses techniques d'extraction sur des VCSELS émettant à 780nm et les meilleurs résultats sont obtenus avec des systèmes interférométriques.

La suite des travaux sur l'extraction du facteur de Henry est basée sur deux méthodes : la première utilisant un interféromètre et la seconde, généralement menée sur des VCSELS à  $1,55\mu\text{m}$ , utilise la dispersion chromatique des fibres optiques.

## 4.3.2 Méthode Hétérodyne

### 4.3.2.1 VCSEL utilisé

Lorsque ce travail de thèse a commencé, les VCSELS utilisés au laboratoire venaient de VERTILAS GmbH et émettaient à  $1,55\mu\text{m}$  dont la structure a été présentée au premier chapitre. La cavité est composée d'un miroir supérieur de 35 paires de  $InGaAlAs/InAlAs$  et d'un miroir inférieur hybride conçu par 2,5 paires de  $CaF_2/a - Si/Au$ . La zone active quant à elle est réalisée par 5 puits quantiques de 8nm [13]. Les électrons sont injectés à travers le miroir supérieur qui est dopé n et les trous sont générés par la jonction tunnel dont la géométrie permet une émission monomode. Le VCSEL est cependant monté dans un boîtier TO-46 et « pigtaillé » avec une fibre monomode FC/APC. Les caractéristiques statiques de ce VCSEL sont reportées sur la figure 4.9.

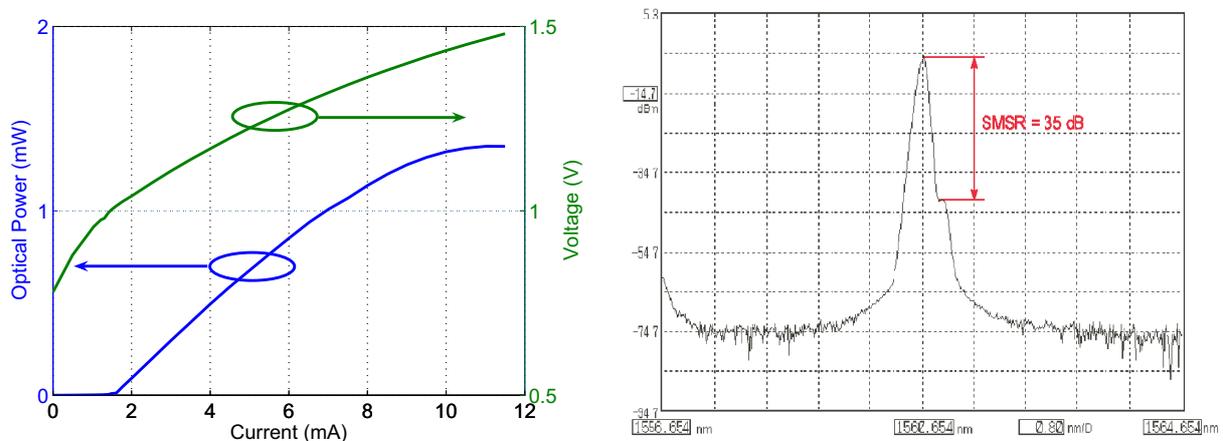


Figure 4.9: Caractéristique statique et spectre du VCSEL de Vertilas.

La mesure du  $P(I)$  sur la figure 4.9 présente un courant de seuil de 1,8mA à température ambiante ( $\approx 20^\circ C$ ) et une puissance optique maximale de sortie de 1,34mW. La résistance série du composant est de  $45\Omega$  et l'émission monomode se fait avec un taux de réjection du mode secondaire de 35 dB.

### 4.3.2.2 Banc de mesure

Le premier banc de test mis en oeuvre est un interféromètre fibré basé sur une détection hétérodyne qui va permettre d'effectuer la mesure de la largeur spectrale [14], [15]. Il s'agit de faire interférer deux ondes lumineuses issues de deux sources différentes. La première vient du VCSEL à tester et la seconde est issue d'une source accordable qui fait office d'oscillateur local. La largeur de raie du VCSEL est ensuite obtenue en mesurant le battement entre les deux lasers. Cette mesure n'est possible qu'à condition que la largeur spectrale de l'oscillateur local soit très inférieure à celle du VCSEL. La largeur de raie des VCSELs à grande longueur d'onde est donnée pour être de l'ordre du MHz à la dizaine de MHz. La source accordable ayant une largeur spectrale de 100kHz, il y a un rapport 10 au minimum entre les largeurs de raie des deux lasers. Le montage est présenté sur la figure 4.10.

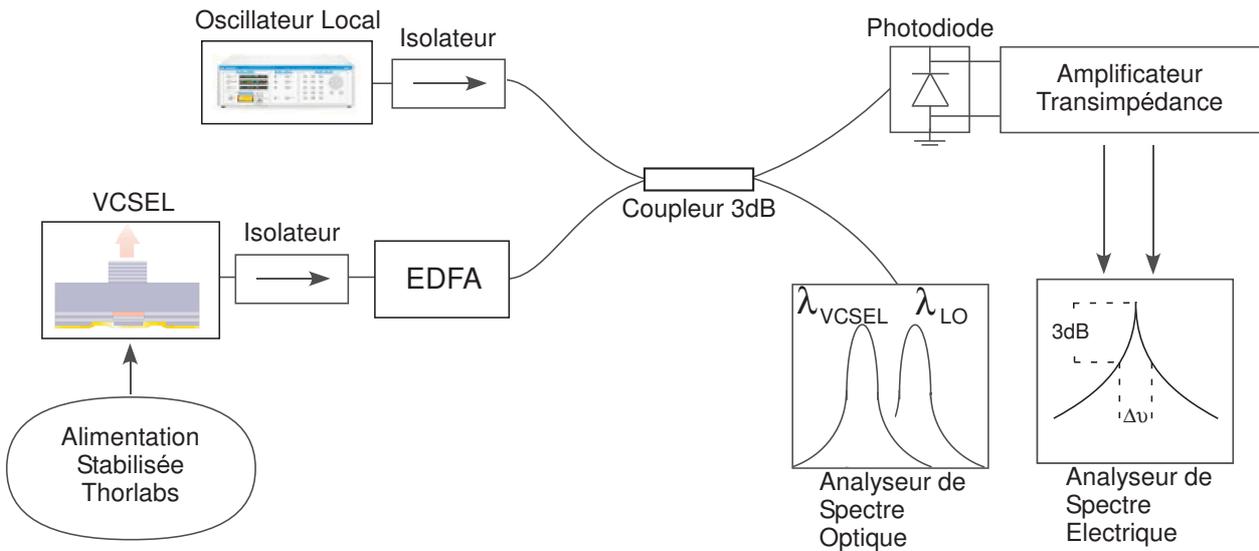


Figure 4.10: Banc de mesure de largeur de raie par méthode Hétérodyne.

Le VCSEL et la source accordable sont suivis d'isolateurs afin d'éviter la réinjection optique qui pourrait fortement perturber la mesure [9]. Cependant, il est à noter qu'il est également possible de se servir de la réinjection optique pour mesurer le facteur de Henry grâce à la technique du « Self-Mixing » [16].

Les deux champs optique sont ensuite mélangés dans le coupleur 3dB où les interférences ont lieu. Un des bras du coupleur permet d'observer, grâce à l'analyseur de spectre optique, lorsque les deux longueurs d'onde coïncident afin d'engendrer les interférences. Le second bras est relié à une photodiode, suivie d'un amplificateur transimpédance et connecté

Paramètre	Symbole	Valeur
Facteur de Confinement	$\Gamma$	0,032
Vitesse de groupe	$v_g$	$7,50.10^9 m.s^{-1}$
Gain au seuil	$g_{th}$	$1388 cm^{-1}$
Efficacité différentielle externe	$\eta_d$	0,18
Efficacité différentielle interne	$\eta_i$	0,8
Factor d'émission spontanée	$n_{sp}$	1,6
Constante de Planck	$h$	$6,62.10^{-34} J.s$
Fréquence Laser	$\nu$	$1,93^{14} Hz$
Facteur d'élargissement de raie	$\alpha_H$	3,7
Durée de vie photonique	$\tau_p$	$3^{-12} s$

Tableau 4.1: Paramètres utilisés pour le VCSEL Vertilas

à l'analyseur de spectre électrique. La mesure de la largeur de raie s'effectue à -3dB du pic principal ou bien à différents niveaux, -10 et -20 dB, avec un coefficient de proportionnalité de  $\sqrt{9}\Delta\nu$  et  $\sqrt{99}\Delta\nu$  respectivement [15].

La largeur de raie est définie par les équations de A. L. Schawlow et C. H. Townes modifiée pour les semiconducteurs par C. H. Henry [8] comme suit :

$$\Delta\nu = \frac{(\Gamma.v_g.g_{th})^2\eta_0}{4\pi P_0}.n_{sp}.h.\nu(1 + \alpha_H^2) \quad (4.35)$$

où  $\Gamma$  est le facteur de confinement,  $v_g$  la vitesse de groupe,  $g_{th}$  le gain au seuil,  $P_0$  la puissance optique de sortie,  $\eta_0$  le coefficient d'efficacité avec  $\eta_0 = \eta_d/\eta_i$ ,  $\eta_d$  l'efficacité quantique différentielle,  $n_{sp}$  le facteur d'émission spontanée,  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence d'oscillation laser et  $\alpha_H$  le facteur de Henry.

Le premier terme de la relation 4.35 peut s'écrire en fonction de la durée de vie photonique par :

$$\Gamma v_g g_{th} = \frac{1}{\tau_p} \quad (4.36)$$

Généralement  $\Gamma$ ,  $v_g$  et  $\tau_p$  sont des paramètres connus et on peut donc facilement remonter à la valeur du gain au seuil. Les valeurs utilisées pour la modélisation de l'évolution de la largeur de raie sont données dans le tableau 4.1.

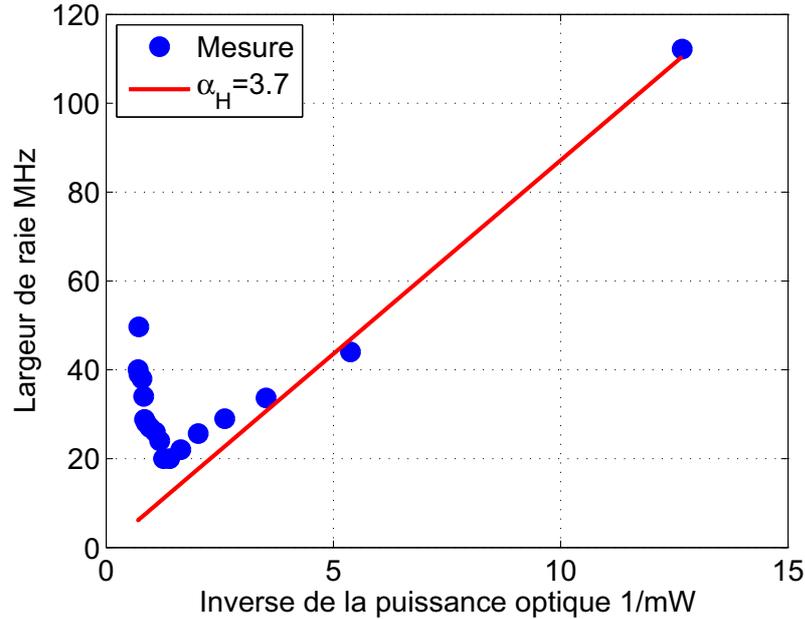


Figure 4.11: Évolution de la largeur de raie du VCSEL Vertilas

Comme le montre la relation 4.35, la largeur de raie évolue en fonction de l'inverse de la puissance optique. La simulation de cette relation ainsi que les mesures effectuées par la méthode hétérodyne sont présentées sur la figure 4.11.

On constate que la largeur de raie évolue entre 20MHz et 112MHz. De plus, les résultats sur la largeur de raie correspondent bien à ceux qui ont été publiés par Vertilas [17].

On remarque cependant sur la figure 4.11 qu'il existe deux régions bien distinctes dans l'évolution de la largeur de raie. La première décrit la diminution de la largeur de raie en fonction de l'augmentation de la puissance optique, ce que définit la relation 4.35, et la deuxième correspond à un ré-élargissement de la raie. Cet effet a déjà été observé sur des lasers de type DFB mais c'est la première fois qu'il l'est sur des VCSELs. Cela peut être interprété par la présence du mode latéral qui apparaît sur le spectre de la figure 4.9. Généralement, le ré-élargissement de la raie laser s'observe pour des rapports d'extinction de mode très faibles [18] mais également pour des rapports d'extinction  $\geq 30$ dB [19]. La présence d'un mode latéral implique une compétition de modes dans la zone de gain, qui est dans les VCSEL issue d'un effet appelé « spatial hole burning ». La prise en compte de cet effet dans la modélisation permettrait d'avoir un comportement représentatif de la mesure présenté sur la figure 4.11, comme l'a décrit l'équipe de H. Wenzel dans le cas des DBF [20].

Dans notre modélisation, le paramètre important que l'on souhaite extraire est le facteur de Henry. La simulation est optimisée pour une valeur du facteur de Henry  $\alpha_H = 3,7$ . Cette valeur correspond également à ce que l'on peut trouver dans la littérature [17], [21], [22], [23].

L'extraction du facteur de Henry par la mesure de la largeur de raie donne de bons résultats à condition de connaître un certain nombre de paramètres intrinsèques. La valeur

extraite dépend donc aussi de la précision de ces paramètres ainsi que de l'optimisation qui est réalisée avec la relation 4.35. La précision de  $\alpha_H$  est de l'ordre de  $\pm 0,1$ .

Mais il existe une méthode qui donne une mesure directe du facteur  $\alpha_H$  et qui est comparée avec celle décrite ci-dessus.

### 4.3.3 Méthode basée sur la dispersion des fibres

#### 4.3.3.1 Principe

Dans l'extraction du facteur de Henry, il existe donc une méthode qui permet d'obtenir directement le paramètre avec une grande précision. Cette méthode a été développée par l'équipe de F. Devaux du CNET et a démontré que le facteur de Henry pouvait être facilement trouvé par la mesure de fréquence d'extinction de la fibre optique [24]. En effet, la dispersion des fibres optiques est responsable de la déformation des signaux optiques ce qui induit l'apparition de certaines fréquences [25]. Pour comprendre ce phénomène, il faut faire une analyse en petit-signal d'un émetteur laser se propageant dans un milieu dispersif. Le champ électrique de l'onde optique est donné par :

$$E = \sqrt{I}e^{j\phi(I)} \quad (4.37)$$

avec  $I$  la puissance optique émise et  $\phi(I)$  la phase du champ électrique. De plus, la phase de l'onde optique varie avec l'intensité lumineuse en fonction du facteur de Henry selon la relation :

$$\Delta\phi(I) = \frac{\alpha_H}{2} \frac{\Delta I}{I} \quad (4.38)$$

Lorsqu'on soumet le VCSEL à une modulation directe de son courant de polarisation, la puissance optique est définie par :

$$I = I_0(1 + m \cdot \cos(2\pi ft)) \quad (4.39)$$

avec  $I_0$  la puissance optique moyenne,  $m$  l'indice de modulation ( $\ll 1$ ) et  $f$  la fréquence de modulation de l'onde optique. Le champ électrique de l'onde optique étant une fonction périodique du temps, on peut donc le développer en séries de Fourier :

$$E = e^{j\omega_0 t} \sum_{-\infty < p < \infty} A_p e^{j2\pi p f t} \quad (4.40)$$

où  $\omega_0$  est la pulsation optique. L'équation 4.37 peut alors se développer en séries de Fourier en utilisant les relations 4.38 et 4.39. En développant  $E$  en série de puissance de  $m$ , on obtient les trois premiers coefficients de Fourier :

$$A_{-1} = \sqrt{I_0} m \frac{(1 + j\alpha_H)}{4} \quad (4.41)$$

$$A_0 = \sqrt{I_0} \quad (4.42)$$

$$A_{+1} = \sqrt{I_0} m \frac{(1 + j\alpha_H)}{4} \quad (4.43)$$

Ce sont les composantes spectrales du champ électrique de l'onde optique à la sortie de l'émetteur laser. Chaque composante va donc se propager dans la fibre optique avec une vitesse différente. La constante de propagation est donnée par :

$$\beta_{\pm p} = \beta_0 \pm \frac{2\pi p f}{v_g} - \frac{\pi \lambda^2 D p^2 f^2}{c} \quad (4.44)$$

avec  $v_g$  la vitesse de groupe,  $c$  la vitesse de la lumière et  $D$  la dispersion de la fibre. Le champ électrique de l'onde optique après propagation dans la fibre s'écrit :

$$E = e^{j\omega_0 t} \sum_{-\infty < p < \infty} A_p e^{j(2\pi p f t - \beta_p L)} \quad (4.45)$$

où  $L$  est la longueur de fibre parcourue. De cette expression, on peut déterminer l'intensité lumineuse à la sortie de la fibre à la fréquence  $f$  par :

$$I_f = \frac{1}{2} \Re \left\{ \sum_{p+q=1} A_p A_q e^{j(\beta_q - \beta_p)L} \right\} \quad (4.46)$$

En utilisant les expressions 4.41, 4.42, 4.43 et 4.44 dans l'expression 4.46, on obtient la réponse fréquentielle suivante :

$$I_f = I_0 m \sqrt{1 + \alpha_H^2} \left| \cos \left( \frac{\pi \lambda^2 D L f^2}{c} + \arctan(\alpha_H) \right) \right| \quad (4.47)$$

Il y a alors apparition de fréquences d'extinction qui suivent la loi :

$$f_u^2 L = \frac{c}{2D\lambda^2} \left( 1 + 2u - \frac{2}{\pi} \arctan(\alpha_H) \right) \quad (4.48)$$

En se limitant à la première fréquence d'extinction (c'est à dire  $u=0$ ), on en déduit l'expression du facteur de Henry par la relation :

$$\boxed{\alpha_H = \tan \left( \frac{\pi}{2} - \frac{\pi \cdot f_0^2 \cdot L \cdot D \cdot \lambda^2}{c} \right)} \quad (4.49)$$

#### 4.3.3.2 Mesure de la dispersion

Grâce au tiroir optoélectronique de l'analyseur de réseau, il est possible de calibrer celui-ci en tout-optique. On peut donc observer les fréquences d'extinction uniquement de la fibre optique, comme le montre la figure 4.12.

Étant donné que l'analyseur de réseau est calibré, la contribution du facteur de Henry dans la relation 4.48 est nulle et on peut donc extraire la dispersion chromatique d'après la relation [15] :

$$D = \frac{500c}{f_0^2 L \lambda^2} \quad (4.50)$$

On trouve ainsi une dispersion chromatique  $D = 17,93 \text{ps}/(\text{nm.km})$  pour une longueur d'onde de 1561nm. La longueur exacte de fibre utilisée est de 60,964km et on note une atténuation totale de 13,78dB. Cela correspond bien à une atténuation moyenne de 0,22dB/km pour une fibre optique monomode.

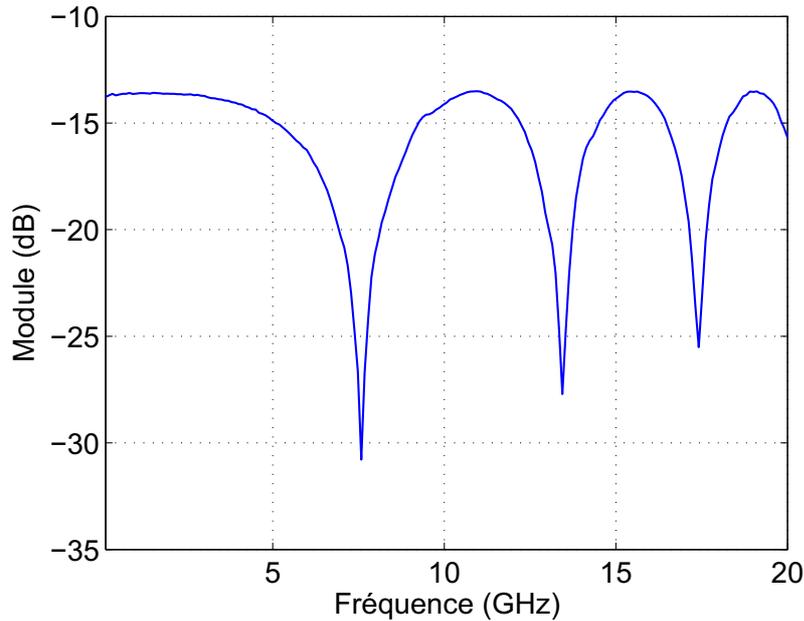


Figure 4.12: Fréquences d'extinction d'une fibre optique de 60km.

#### 4.3.3.3 Banc de mesure et résultats

**VCSEL Vertilas** En ce qui concerne l'extraction de  $\alpha_H$  avec cette méthode, le banc de mesure est présenté figure 4.13.

Les VCSELS disponibles fabriqués par Vertilas étaient en boîtier. Il a donc été nécessaire de réaliser une ligne adaptée  $50\Omega$  et connectée en SMA pour effectuer la mesure. Une attention particulière a été également prise dans la réduction des pattes du boîtier TO-46 car des fréquences de résonance apparaissent lorsque celles-ci sont trop longues [26]. De plus, la calibration de l'analyseur de réseau vectoriel a pu être effectuée correctement grâce à des boîtiers TO-46 fournis par Vertilas, incluant un circuit ouvert, un court-circuit et une charge adaptée  $50\Omega$ . Le signal du VCSEL est amplifié à l'aide d'un EDFA afin d'augmenter la dynamique de mesure. La réponse est donnée figure 4.14.

On observe donc un décalage des fréquences d'extinction dû à la contribution du facteur de Henry. D'après la relation 4.49, on trouve donc un facteur de Henry  $\alpha_H = 3,72$ . Cette valeur correspond donc bien à la valeur trouvée précédemment mais avec un niveau de précision beaucoup plus important puisque toutes les valeurs des paramètres nécessaires au calcul sont connues avec une précision de  $\pm 0,01$ .

Cette méthode s'avère donc très intéressante puisqu'elle donne une très bonne valeur du facteur de Henry et qu'elle permet de vérifier l'extraction réalisée avec la mesure de la largeur de raie.

**VCSEL BeamExpress** L'extraction du facteur de Henry basée sur la dispersion des fibres optiques s'avère donc être une méthode très précise et efficace. Le même banc de mesure

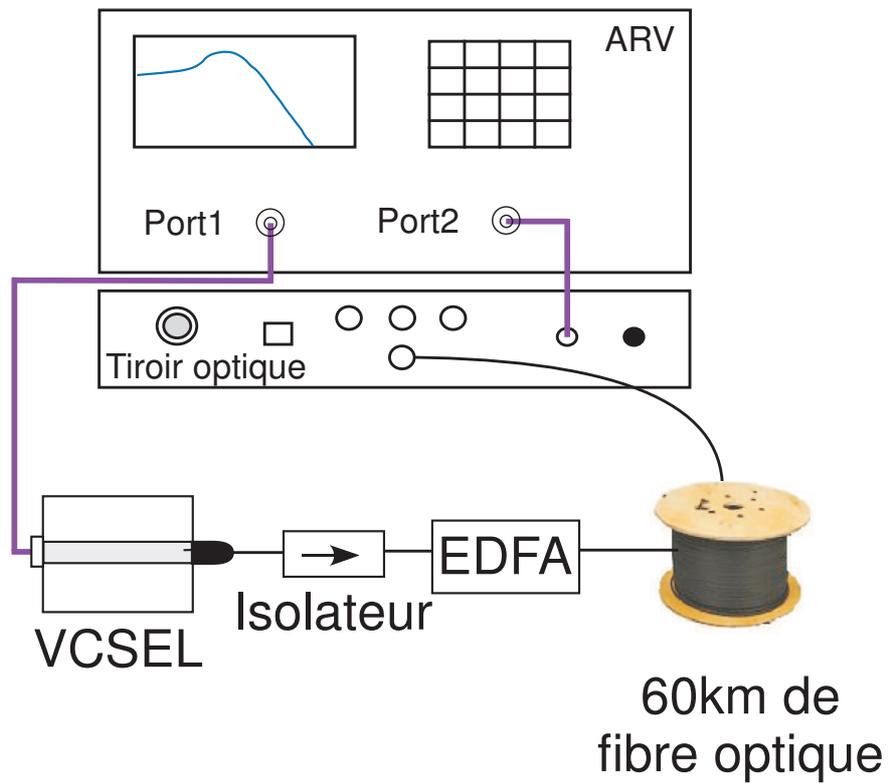


Figure 4.13: Banc de mesure pour l'extraction du facteur de Henry basé sur la dispersion des fibres

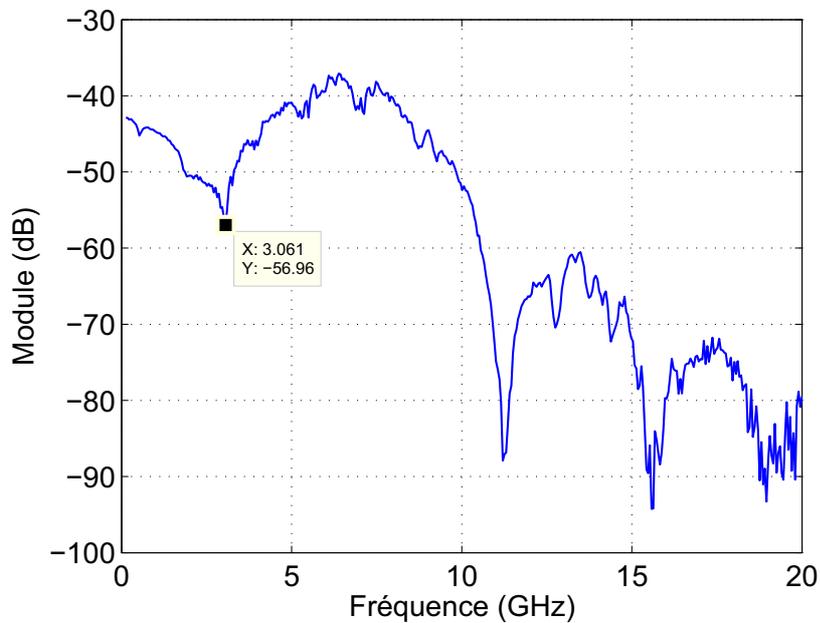


Figure 4.14: Fréquence d'extinction d'une fibre optique monomode de 60km incluant la contribution de  $\alpha_H$  pour le VCSEL Vertilas

a donc été adapté pour l'extraction du facteur de Henry des VCSELS de BeamExpress. Cependant, les VCSELS utilisés sont en puce et le couplage se fait par une fibre optique monomode. Les résultats sont présentés sur la figure 4.15

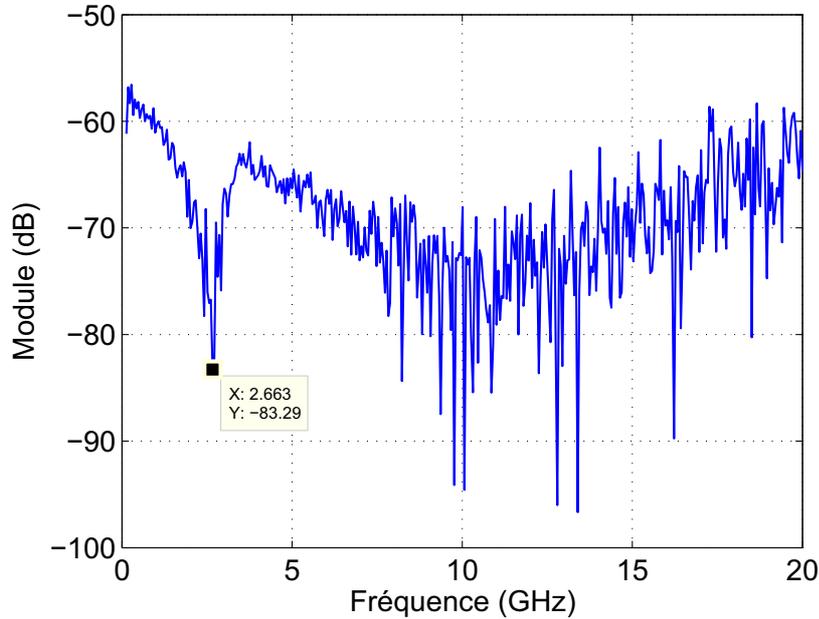


Figure 4.15: Fréquence d'extinction d'une fibre optique monomode de 60km incluant la contribution de  $\alpha_H$  pour le VCSEL BeamExpress

On remarque que la réponse est différente de celle présentée sur la figure 4.14 et qu'il n'y a qu'une seule fréquence d'extinction, le reste du signal se noyant dans le bruit. On peut alors penser que le problème du couplage optique est à l'origine du phénomène, comme nous en avons parlé section 4.2.4.3. Cependant, la mesure peut s'effectuer sur la première fréquence d'extinction qui est donnée à 2,663GHz. En reprenant le calcul de l'équation 4.49, on trouve un facteur de Henry  $\alpha_H = 5,25$ . Cette valeur semble, à première vue un peu élevée par rapport à la littérature. En effectuant des mesures de largeur de raie, on pourra vérifier cette valeur.

#### 4.3.4 Méthode Self-Hétérodyne

Comme nous venons de la voir, l'extraction du facteur de Henry pour les VCSELS de BeamExpress a donné une valeur un peu élevée. On peut cependant vérifier cette valeur en effectuant une mesure de largeur de raie. Pour cela, nous utilisons les VCSELS qui ont été montés en boîtier et qui sont montés sur un support permettant la régulation en température. Le montage utilisé n'est pas le même que celui présenté précédemment. Il s'agit d'un interféromètre de Mach-Zehnder Fibré. Contrairement à la méthode hétérodyne, la méthode self-hétérodyne consiste à faire interférer le champ optique du VCSEL avec lui-même mais

retardé. Le retard doit, par contre, être suffisamment grand pour dé-corréler les deux champs. Le principe de mesure est présenté par le schéma de la figure 4.16 [27].

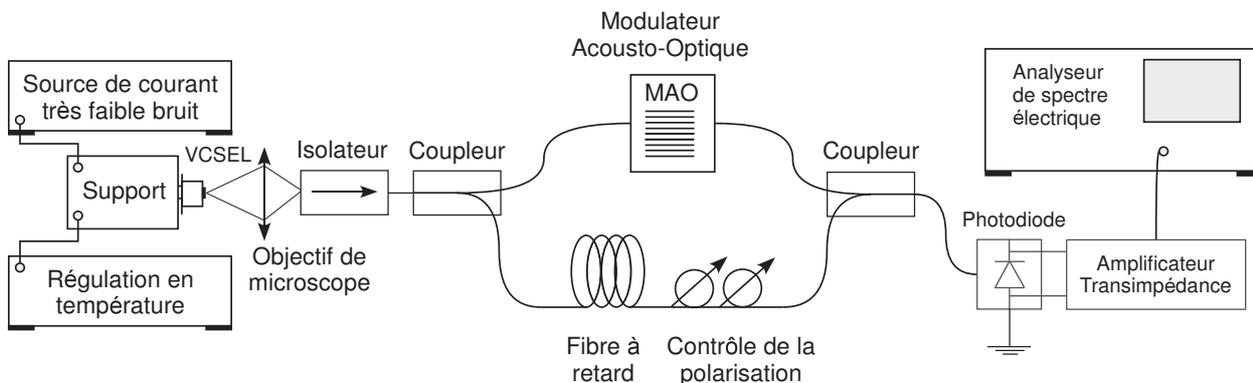


Figure 4.16: Schéma de montage pour une mesure par méthode self-hétérodyne

Le champ optique du VCSEL est envoyé en entrée d'un isolateur optique 45dB ce qui permet d'éviter la réinjection optique en entrée de l'interféromètre de Mach-Zehnder. L'un des deux chemins est retardé par rapport à l'autre afin que les deux faisceaux ne soient plus cohérents. Sur l'un des chemins, on introduit un modulateur acousto-optique qui permet de décaler spectralement de 40MHz le champ d'interférence. Ceci a l'avantage d'éviter l'influence du bruit en  $1/f$  lors de la mesure [28], [29]. Enfin, le champ d'interférence est observé à l'aide d'une photodiode rapide Lasertron et d'un amplificateur large bande transimpédance. Les mesures effectuées à l'analyseur de spectre électrique sont présentées sur la figure 4.17.

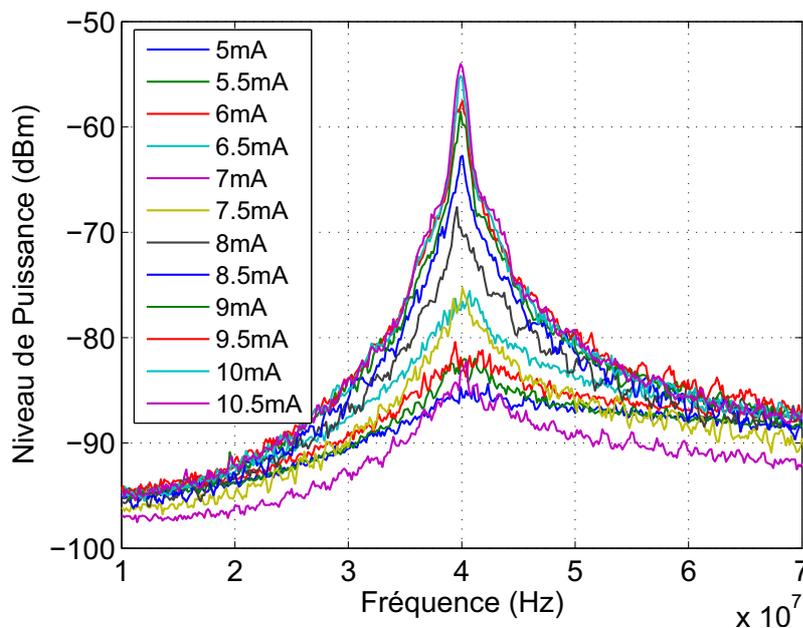


Figure 4.17: Évolution spectrale de la raie laser en fonction du courant de polarisation par mesure Self-hétérodyne.

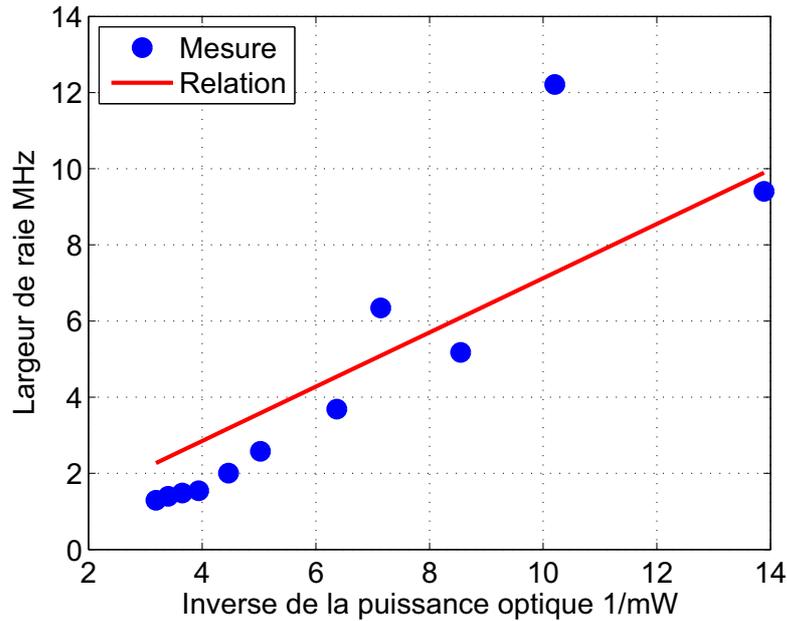


Figure 4.18: Évolution de la largeur de raie mesurée Self-hétérodyne.

On remarque bien sur la figure 4.17 que, lorsque le courant de polarisation augmente, la largeur de raie du VCSEL diminue, comme attendu. La figure 4.18 présente les mesures de largeur de raie en fonction de l'inverse de la puissance optique. Une comparaison avec la simulation (relation 4.35) peut être effectuée et montre que les paramètres intrinsèques extraits sont en bon accord avec la mesure.

On remarque sur la figure 4.18 que la largeur de raie du laser est beaucoup plus fine que ce qui a pu être reporté dans la littérature. Cependant, les mesures sont en bonne concordance avec la simulation qui prend en compte un facteur de Henry de 5,25, extraction basée sur les propriétés dispersives de la fibre optique. Il serait intéressant, dans le suite de ces travaux, de valider la mesure présentée ici par d'autres techniques de mesures et de comparer les résultats obtenus [12], [30].

Ce dernier chapitre a donc présenté une étude expérimentale du bruit d'intensité relatif et de la largeur de raie. Les résultats de simulation ont montré une bonne concordance avec les mesures effectuées. On a ainsi pu mesurer une largeur de raie de moins de 1MHz, ce qui reste à vérifier car cela reste faible pour le type d'émetteur. Cette étude a pu mettre en évidence que l'extraction des paramètres du chapitre précédent est en accord avec les résultats trouvés, comprenant une valeur de la durée de vie de photons de 6,7ps.

## Bibliographie

- [1] J. GUSTAVSSON, J. BENGTSSON et A. LARSSON, « Spatially dependent noise model for vertical-cavity surface-emitting lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no. 9, p. 1163–1176, 2004.
- [2] L. A. COLDREN et S. W. CORZINE, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [3] K. PETERMANN, *Laser Diode Modulation and Noise*. Klumer Academic Publishers, 1988.
- [4] C. HARDER, J. KATZ, S. MARGALIT, J. SHACHAM et A. YARIV, « Noise equivalent circuit of a semiconductor laser diode », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, no. 3, p. 333–337, 1982.
- [5] D. MCCUMBER, « 4A3–Intensity fluctuations in the output of laser oscillators », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 2, no. 8, p. 219–221, 1966.
- [6] K. VAHALA et A. YARIV, « Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers–Part II », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, no. 6, p. 1102–1109, 1983.
- [7] J. PERCHOUX, *Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs (Al-GaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto-hyperfréquences*. Thèse doctorat, Supaero, Toulouse, 2005.
- [8] C. H. HENRY, « Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, p. 259–264, 1982.
- [9] C. MASOLLER, « Implications of how the linewidth enhancement factor is introduced on the Lang and Kobayashi model », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 5, p. 796–803, 1997.
- [10] C. W. WILMSEN, H. TEMKIN et L. A. COLDREN, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization, and Applications*. Cambridge University Press, 1999.
- [11] G. P. AGRAWAL et G. R. GRAY, « Intensity and phase noise in microcavity surface-emitting semiconductor lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 59, no. 4, p. 399–401, 1991.
- [12] T. FORDELL et A. LINDBERG, « Experiments on the Linewidth-Enhancement Factor of a Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 43, no. 1, p. 6–15, 2007.

- [13] M. ORTSIEFER, M. FURFANGER, J. ROSSKOPF, G. BOHM, F. KOHLER, C. LAUER, M. MAUTE, W. HOFMANN et M.-C. AMANN, « Singlemode 1.55  $\mu\text{m}$  VCSELS with low threshold and high output power », *Electronics Letters*, vol. 39, no. 24, p. 1731–1732, 2003.
- [14] P. SIGNORET, F. MARIN, S. VICIANI, G. BELLEVILLE, M. MYARA, J. TOURENC, B. ORSAL, A. PLAIS, F. GABORIT et J. JACQUET, « 3.6-MHz linewidth 1.55- $\mu\text{m}$  monomode vertical-cavity surface-emitting laser », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 4, p. 269–271, 2001.
- [15] D. DERICKSON, *Fiber Optic Test and Measurement*. Prentice Hall PTR, 1998.
- [16] Y. YU, G. GIULIANI et S. DONATI, « Measurement of the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers based on the optical feedback self-mixing effect », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 4, p. 990–992, 2004.
- [17] R. SHAU, H. HALBRITTER, F. RIEMENSCHNEIDER, M. ORTSIEFER, J. ROSSKOPF, G. BOHM, M. MAUTE, P. MEISSNER et M.-C. AMANN, « Linewidth of InP-based 1.55  $\mu\text{m}$  VCSELS with buried tunnel junction », *Electronics Letters*, vol. 39, no. 24, p. 1728–1729, 2003.
- [18] M. OBERG, B. BROBERG, S. NILSSON, L. BACKBOM, A.-C. MORNER, G. ERIKSSON, L. LUNDGREN et T. VUORELA, « Linewidth dependence on side-mode suppression in three-electrode DFB laser », *Electronics Letters*, vol. 25, no. 2, p. 168–169, 1989.
- [19] X. PAN, B. TROMBORG et H. OLESEN, « Linewidth rebroadening in DFB lasers due to weak side modes », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, no. 2, p. 112–114, 1991.
- [20] H. WENZEL, H. WUNSCHÉ et U. BANDELOW, « Linewidth rebroadening in semiconductor lasers due to lateral spatial holeburning », *Electronics Letters*, vol. 27, no. 25, p. 2301–2302, 1991.
- [21] H. HALBRITTER, F. RIEMENSCHNEIDER, J. JACQUET, J.-G. PROVOST, I. SAGNES et P. MEISSNER, « AM and RIN of a tunable optically pumped 1.6- $\mu\text{m}$  VCSEL », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 3, p. 723–725, 2004.
- [22] N. MARGALIT, J. PIPREK, S. ZHANG, D. BABIC, K. STREUBEL, R. MIRIN, J. WESSELMANN et J. BOWERS, « 64°C continuous-wave operation of 1.5  $\mu\text{m}$  vertical-cavity », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 2, p. 359–365, 1997.
- [23] B. MOLLER, E. ZEEB, U. FIEDLER, T. HACKBARTH et K. EBELING, « Linewidth enhancement factor of vertical-cavity surface-emitting laser diodes », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, no. 8, p. 921–923, 1994.

- [24] F. DEVAUX, Y. SOREL et J. KERDILES, « Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter », *Journal of Lightwave Technology.*, vol. 11, no. 12, p. 1937–1940, 1993.
- [25] R. ABDEDDAIM, « Caractérisation expérimentale et simulation de liaisons opto-hyper », Mém. D.E.A., Supaero Toulouse, 2004.
- [26] S. HALL, W. WALTERS, L. MATTSON, G. FOKKEN et B. GILBERT, « VCSEL electrical packaging analysis and design guidelines for multi-GHz applications », *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology, Part B : Advanced Packaging.*, vol. 20, no. 3, p. 191–201, 1997.
- [27] L. H., T. M. et K. M., « Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay », *Optics Communications*, p. 180–186, 1998.
- [28] K. KIKUCHI, « Effect of  $1/f$ -type FM noise on semiconductor-laser linewidth residual in high-power limit », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no. 4, p. 684–688, 1989.
- [29] M. MYARA, *Caractérisation et Modélisation de Lasers Accordables à DBR émettant autour de  $1.55\mu\text{m}$ . Étude des Bruits d'Amplitude et de la largeur de Raie*. Thèse doctorat, Université de Montpellier II, 2003.
- [30] T. FORDELL, Z. TOFFANO et . M. LINDBERG, « A Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser at Threshold », *IEEE Photonics Technology Letters.*, vol. 18, no. 21, p. 2263–2265, 2006.

# Conclusion et perspectives

Le travail réalisé au cours de cette thèse se situe dans un contexte bien particulier lié, d'une part, aux activités du groupe MOSE et d'autre part aux développements technologiques des VCSELs au cours de cette décennie. Nous avons en effet bénéficié de l'expérience acquise au sein du laboratoire sur la caractérisation et la modélisation des VCSELs GaAs [1, 2]. Ce nouveau type de diode laser à 850nm s'est développé très rapidement pour devenir un composant clé dans les systèmes de transmission courte distance [3]. Par ailleurs, grâce aux avancées technologiques des dix dernières années, les VCSELs à grande longueur d'onde font l'objet d'un intérêt croissant dans de nombreux domaines d'application [4, 5] dont naturellement les télécommunications optiques.

Notre travail, centré sur la modélisation physico-électrique des VCSELs, a consisté à étendre aux grandes longueurs d'onde les modèles élaborés à 850nm. Les validations expérimentales ont pu être réalisées grâce à une collaboration avec l'industriel BeamExpress (société issue de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne EPFL) qui nous a fourni des échantillons à  $1,3\mu\text{m}$  et  $1,55\mu\text{m}$ , non disponibles sur le marché. Après avoir présenté les innovations technologiques à l'origine de la conception de VCSELs à grande longueur d'onde (en particulier la jonction tunnel qui évite le dopage p d'un miroir de Bragg et assure un bon confinement des électrons dans la zone active), nous avons comparé les performances des différentes structures. Nous avons également établi un état-de-l'art le plus complet possible de différents VCSELs et décrit diverses applications des VCSELs à grande longueur d'onde : télécommunications optiques, spectroscopie, traitement du signal optique.

Nous avons ensuite établi un modèle physique, basé sur les équations d'évolution monomodes incluant le coefficient de recombinaison par effet Auger et la compression du gain. Ces équations ont alors été linéarisées afin de simuler le comportement du VCSEL soumis à une modulation directe du courant. Cette étape a montré que les émetteurs laser se comportent comme des filtres de Tchebychev du second ordre avec la présence d'une fréquence de résonance amortie. D'où la possibilité de modéliser les VCSELs par des schémas électriques équivalents qui traduisent le même comportement. A cet effet, le schéma électrique équivalent de la zone active a été défini et les équations du circuit ont été identifiées aux équations d'évolution linéarisées afin que chaque élément du circuit puisse être exprimé en fonction des paramètres intrinsèques du VCSEL. Cela nous a permis de constater que la

capacité  $C_j$  n'est dépendante que de la densité de porteurs au seuil. Si l'on considère que cette densité est constante au-dessus du seuil, elle peut ainsi être calculée, ne dépendant que de la durée de vie des porteurs. Celle-ci a été mesurée avec la méthode dite du « Turn-On Delay ». Cette méthode consiste envoyer un signal en créneau au VCSEL lorsque celui-ci est pré-polarisé au-dessous du seuil. Il y a alors un retard de l'émission laser qui est fonction de la durée de vie des porteurs. De plus, la mesure du paramètre  $S_{21}$ , qui montre l'évolution de la fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation, nous a permis d'extraire le coefficient nominal du gain. Nous avons ainsi montré qu'en effectuant des mesures simples, un certain nombre de paramètres intrinsèques peut être accessible.

Les VCSELs fabriqués par BeamExpress et utilisés dans ce travail de thèse ont un accès coplanaire et des contacts intracavité ce qui autorise un accès direct à la cavité optique sans traverser les miroirs de Bragg. Or, la mesure du paramètre  $S_{11}$  associé au schéma électrique équivalent (simulé avec le logiciel de CAO Agilent ADS) nous a montré que l'accès électrique de la puce influence considérablement la réponse du paramètre  $S_{21}$ . En effet, la mesure de la pente du  $S_{21}$  est de 60dB/décade, ce qui correspond à un filtre du troisième ordre. A l'aide des matrices de transfert, nous sommes parvenus à dissocier l'accès électrique de la cavité optique pour obtenir une réponse du  $S_{21}$  caractéristique des systèmes du second ordre. Grâce à cette technique, chaque élément du schéma électrique équivalent a pu être défini de façon précise, permettant ensuite l'extraction des derniers paramètres intrinsèques. Afin de valider cette procédure, les équations linéarisées ont été simulées avec les paramètres extraits et comparées aux mesures. Une très bonne concordance a été obtenue, ce qui permet de dire que le processus d'extraction que nous avons utilisé est fiable et robuste.

Notre travail a également porté sur une étude expérimentale du bruit relatif d'intensité (RIN) et de largeur de raie pour les VCSELs à 1550nm. Plusieurs problèmes se sont posés pour effectuer ces mesures sous pointes à cause du couplage délicat dans les fibres optiques monomodes. En effet, les photodétecteurs utilisés à ces longueurs d'onde sont, le plus souvent, « connectés » en monomode car, pour obtenir des détecteurs rapides, le diamètre photosensible est très petit ( $\approx 30 \mu\text{m}$ ). Lorsqu'on cherche à coupler le VCSEL dans ces fibres, un filtrage spatial du mode optique s'opère et les mesures sont de ce fait inexploitable. Un montage en espace libre a donc été mis en œuvre mais un problème sur les « bondings » ne nous a permis d'effectuer les mesures que sur les VCSELs à 1550nm. Cependant, à l'aide des paramètres intrinsèques extraits par la procédure présentée dans le troisième chapitre, les densités spectrales des fonctions de Langevin et des sources équivalentes en tension et en courant ont pu être calculées. Enfin, des mesures de largeur de raie ont été réalisées en utilisant des techniques hétérodynes et self-hétérodynes sur deux structures de VCSELs différentes. Les résultats nous ont permis d'extraire le paramètre d'élargissement de raie (facteur de Henry)  $\alpha_H$  avec une bonne concordance entre mesure et théorie.

Finalement, à partir du modèle électrique développé, nous avons obtenu deux résultats

importants : le premier est l'influence de l'accès électrique sur la réponse électro-optique des VCSELs en puce même si les lignes d'accès coplanaires sont très courtes et pénètrent directement dans la zone active. Le second résultat est la capacité de notre modèle à extraire de façon efficace les paramètres intrinsèques des VCSELs à grande longueur d'onde étudiés. De nombreuses applications utilisant les VCSELs à grande longueur d'onde sont en cours de développement comme ce fut le cas pour les VCSELs à 850nm. Les outils ainsi développés pourront être utilisés afin de simuler le comportement de systèmes plus complexes. Dans ce cadre, un projet ERA-Net avec des collaborateurs tels que BeamExpress, D-LightSys et l'EPFL est en cours sur la conception de sous-ensembles optiques haut débit pour les télécommunications. Dans ce cadre, l'étude du comportement des VCSELs en température ainsi que la modélisation large-signal sont envisagées. De plus, le travail effectué dans ce mémoire est un point de départ sur la caractérisation et la modélisation du verrouillage optique qui fait l'objet d'une thèse au laboratoire. En effet, les propriétés très intéressantes de cette méthode pourraient être de première importance dans la réalisation de systèmes de transmission très haut débit et bas coût ainsi que dans la réalisation d'oscillateur opto-hyper faible bruit et bas coût.

## Bibliographie

- [1] A. RISSONS, *Caractérisation et modélisation optoélectronique de diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)*. Thèse doctorat, Supaero, Toulouse, 2003.
- [2] J. PERCHOUX, *Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs (Al-GaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto-hyperfréquences*. Thèse doctorat, Supaero, Toulouse, 2005.
- [3] C. W. WILMSEN, H. TEMKIN et L. A. COLDREN, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization, and Applications*. Cambridge University Press, 1999.
- [4] A. SYRBU, A. MEREUTA, V. IAKOVLEV, A. CALIMAN, P. ROYO et E. KAPON, « 10 Gbps VCSELs with High Single Mode Output in 1310nm and 1550 nm Wavelength Bands », *in Conference on Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference, 2008. OFC/NFOEC 2008.*, p. 1–3, 2008.
- [5] M. LACKNER, G. TOTSCHNIG, F. WINTER, R. SHAU, M.-C. AMANN, M. ORTSIEFER et J. ROSSKOPF, « Rapid high resolution absorption spectroscopy using long wavelength InP-based VCSELs at  $1.54\mu\text{m}$  ( $\text{NH}_3$ ),  $1.68\mu\text{m}$  ( $\text{CH}_4$ ) and  $1.80\mu\text{m}$  ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{HCl}$ ) », *in Conference on Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO '03.* (G. TOTSCHNIG, éd.), p. 1142–1145, 2003.