

Modélisation et caractérisation de sources optiques pour les réseaux d'accès et métropolitains

Khalil Kechaou

▶ **To cite this version:**

Khalil Kechaou. Modélisation et caractérisation de sources optiques pour les réseaux d'accès et métropolitains. Autre. Télécom ParisTech, 2012. Français. NNT : 2012ENST0074 . pastel-00998832

HAL Id: pastel-00998832
https://pastel.hal.science/pastel-00998832

Submitted on 2 Jun 2014

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

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

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY

TELECOM ParisTech

2012-ENST-074

EDITE ED 130

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

Télécom ParisTech

Spécialité “Communications & Electronique ”

présentée et soutenue publiquement par

Khalil KECHAOU

Le 13 décembre 2012

Modélisation et caractérisation de sources optiques pour les réseaux d’accès et métropolitains

Directeur de thèse : **M. Didier ERASME**
Co-encadrement de la thèse : **M. Guy AUBIN**

Jury

M. Geert MORTHIER, Prof, Department of Information Technology, Ghent University, Belgium	Rapporteur
M. Joël JACQUET, Prof, Supélec Campus de Metz, France	Rapporteur
M. Pascal BESNARD, Prof, UMR Foton, Ennsat, France	Examinateur
Mme. Christelle AUPETIT-BERTHELEMOT, Prof, Xlim, France	Examinateur
M. Benoit CHARBONNIER, Dr, Orange Labs, Lannion, France	Examinateur
M. Christophe KAZMIERSKI, Dr, III-V lab, France	Invité
M. Didier ERASME, Prof, Telecom ParisTech, France	Directeur de thèse
M. Guy AUBIN, Dr, LPN, CNRS, France	Co-directeur de thèse

T H È S E

Télécom ParisTech
Ecole de l’Institut Télécom – membre de ParisTech
46, rue Barrault – 75634 Paris Cedex 13 – Tél. + 33 (0)1 45 81 77 77 – www.telecom-paristech.fr

Résumé

Le déploiement massif et continu des services FTTH (Fiber To The Home) pour les usages personnels associés au développement de nouvelles applications professionnelles a crée un besoin incessant de débits élevés et de portées étendues dans les réseaux optiques de communication. Parmi ses nombreuses conséquences pratiques, cette évolution a créé des contraintes importantes pour la conception des sources optiques destinées aux réseaux métropolitains et d'accès. Une demande pour des sources compactes, polyvalentes, de bas coût et de consommation réduite a vu le jour dans ce contexte. Une des limites en performance est liée à la dispersion chromatique de la fibre qui en conjonction de la dérive en fréquence (chirp) de la source empêche l'augmentation du débit ou de la portée. Le but de cette thèse consiste à étudier expérimentalement et par la simulation deux techniques pour combattre les effets de la dispersion chromatique à travers l'ingénierie de la dérive en fréquence de la source.

La première technique concerne les lasers DFB (Distributed Feedback Laser) modulés directement. Dans un premier temps, un modèle complet et flexible d'un laser DFB traité HR/AR(High Reflection/Anti-Reflection) développé au cours de la thèse a été exploité pour confirmer l'étude expérimentale des effets de phases du réseau de Bragg aux facettes sur le comportement de la dérive en fréquence. Les résultats ont montré l'existence de deux familles de lasers définies suivant la position du mode d'émission par rapport à la bande interdite. L'étude de ces deux familles présentant une dérive de signes différents a aboutit à un critère de sélection des lasers défectueux en transmission. Dans un deuxième temps, une étude théorique et expérimentale a montré la stabilisation et le contrôle de la dérive en fréquence des DML (Directly Modulated Laser) via la présence d'une rétroaction optique externe bien ajustée. Le principe a été étendu aux lasers modulateurs intégrés (EML : Electroabsoorption Modulated Laser) où la rétroaction optique est implémentée par la section du modulateur présentant un traitement imparfait au niveau de sa facette sortie. Cette extension a donné naissance à une solution simple et originale pour contrôler le chirp des DML à travers une rétroaction optique intégrée.

La deuxième technique concerne le concept de la modulation duale des EML (D-EML : Dual Electroabsorption Modulated Laser) exploitant l'ajustement de la dérive en fréquence résultant de la juxtaposition d'une modulation de fréquence appliquée sur le laser et une

modulation d'intensité appliquée sur le modulateur. Le D-EML permet facilement de générer des signaux à largeur spectrale réduite (SSB : Single Side Band) capables d'étendre la portée de transmission au-delà de la limite imposée par la dispersion sans augmentation notable de consommation, coût, et complexité. L'évaluation expérimentale et théorique des performances du D-EML a permis de prouver sa compatibilité aux hauts débits (20, 25 et 40 Gb/s) ainsi que son efficacité par rapport à la modulation simple de l'EAM (Electro-Absorption Modulator). La modulation duale a conduit à une amélioration de la portée de plus de 60 % et de 30 % respectivement par rapport la modulation simple de l'EAM et du MZM (Mach Zehnder Modulator). L'extension de l'utilisation des D-EML pour la génération des signaux SSB a été démontrée sur une large bande de fréquence. Ce potentiel a été exploité en fin de thèse, sur le format de modulation OFDM (Orthogonal Frequency Division Multiplexing).

Abstract

Today, higher-speed and extended transmission range optical networks are becoming an incessant need for the continued deployment of FTTH (Fiber to The Home) services. Among its many practical consequences, this evolution has created significant constraints for the optical sources design intended for the access and metropolitan networks. In this context, compact, versatile, low cost and low consumption optical sources are becoming a necessity. The aim of this thesis is to study experimentally and by simulation two techniques in order to combat the chromatic dispersion effects through the frequency shift (chirp) engineering of the source.

The first technique concerns directly modulated DFB (Distributed FeedBack) lasers. First, a complete and flexible model of an HR/AR-DFB laser (High Reflection/Anti Reflection) developed during the thesis has been used to confirm the experimental study of the facet phase effect on the chirp behavior. The results showed the existence of two laser's families according to the position of the lasing mode with respect to the bandgap. The study of the two families with different chirp signs has led to the definition of a selection criterion of defective transmission lasers. Second, a theoretical and experimental study showed the frequency shift stabilization and control of DML (Directly Modulated Lasers) due to the presence of a well adjusted external optical feedback. The principle has been extended to the EML (Electro-absorption Modulated Laser) where the optical feedback is implemented by the modulator section with an imperfect treated output facet. This expansion has created a simple and original way to control the DML chirp through integrated optical feedback.

The second technique concerns the dual modulation concept of EML (D-EML : Dual Electroabsorption Modulated Laser) exploiting the adjustment of the chirp resulting from the juxtaposition of the frequency modulation applied to the laser and the intensity modulation applied to the modulator. The D-EML easily generates signals with reduced spectral width (SSB : Single Side Band) able to extend the transmission range beyond the limit imposed by the chromatic dispersion without increasing consumption, cost and complexity. Experimental and theoretical evalutation of D-EML performances has proven its compatibitlity with high bit-rates (20, 25 and 40 Gb/s) and its effectiveness with respect to the simple modulation of the EAM (Electroabsorption Modulator). The dual modulation has led to a transmission range

improvement of over 60 % and 30% compared to the simple modulation of the EAM and MZM (Mach Zehnder Modulator) respectively. The extension of the D-EML use for SSB signals generation has been demonstrated over a wide frequency range. This potentiel has been exploited at the end of the thesis to generate SSB-OFDM (SSB-Orthogonal Frequency Division Multiplexing) signals.

Remerciements

Ce manuscrit est l'aboutissement de trois années de recherche effectuées au sein du groupe « Télécommunications Optiques » du département « Communications & Electroniques » (Comelec) de Télécom ParisTech et au laboratoire de Photoniques de Nanostructures (LPN/CNRS). Je tiens ici à remercier toutes les personnes qui, par leur présence, leurs conseils et leur amitié, ont fait de ces années de thèse des moments agréables.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Didier Erasme, Professeur à Télécom ParisTech qui a proposé et a encadré ma thèse, pour son aide précieuse, ses conseils fructueux et son suivi de ce travail avec une extrême bienveillance.

Toute ma gratitude et mes remerciements vont à mon co-directeur de thèse Monsieur Guy Aubin ingénieur de recherche au laboratoire LPN/CNRS. Travailler avec lui a été à la fois très enrichissant expérimentalement et facile humainement grâce à sa bonne humeur. Merci Guy pour tes conseils, ta disponibilité, ta confiance et ton assistance.

Des remerciements particuliers vont à Monsieur Bruno Thédrez, responsable du département Comelec et à Monsieur Frédéric Grillot, Maître de conférences à Télécom ParisTech avec qui j'ai eu une collaboration forte fructueuse au travers de nos discussions et échanges d'idées ainsi que pour leur lecture de ce manuscrit et leurs corrections dans la mesure du possible. Merci à Messieurs Kamel Merghem, ingénieur de recherche au laboratoire LPN/CNRS et Jean-Guy Provost, ingénieur de recherche à III-V lab avec qui j'ai eu une aide permanente pour réaliser les tests de mesures expérimentales.

Les membres permanents du groupe Télécommunications Optiques m'ont permis de travailler trois ans dans de bonnes conditions. Merci à Yve Jaouen, Christophe Gosset, Mohamed-Essghair Chaibi pour leur bonne humeur communicative et leur gentillesse qui font d'eux des amis pour toujours.

Je tiens à remercier le Professeur Christelle Aupetit-Berthelemot de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse. Je remercie également mes rapporteurs les Professeurs Geert Morthier et Joël Jacquet pour l'attention accordée à la lecture de ce manuscrit et leurs remarques pertinentes et constructives. J'exprime toute ma reconnaissance à Messieurs Pascal Besnard et Benoir Charbonnier qui ont été les examinateurs de cette thèse ainsi qu'à Monsieur Christophe Kazmierski qui a bien voulu juger ce travail. Un merci

particulier va à Christophe Kazmierski pour ses réponses précieuses à toutes mes questions et pour sa collaboration durant toutes les années de ma thèse.

Pour finir, je tiens à exprimer ma très profonde gratitude et mes plus grands remerciements envers ma femme Mariam, mes parents et mes frères, pour leur amour, leur sacrifices, leur confiance, leur soutien, leurs encouragements, . . ., je ne saurais l'exprimer à sa juste valeur au travers de ces quelques lignes mais… : merci à vous.

Table des matières

Remerciements ..... **i**
Table des matières ..... **i**
Liste des figures ..... **vi**
Liste des tableaux **0**
Introduction générale **1**
Bibliographie **8**
1. Théorie de la déviation en fréquence : Origines & Effets **11**
1.1. Généralités sur les lasers à contre-réaction distribuée (DFB) 12
1.1.1. Les lasers à semi-conducteurs 12
1.1.1.a. L'amplification optique 13
1.1.1.b. L'hétérojonction 14
1.1.1.c. Le courant seuil 16
1.1.2. Les lasers à puits quantiques (QW) 16
1.1.3. Les lasers à contre-réaction distribuée (DFB) 19
1.1.3.a. Principe 19
1.1.3.b. Le réseau de Bragg 20
1.1.3.c. Traitement haute réflexion et anti-reflet (HR/AR) des facettes de la cavité laser 20
1.1.3.d. Notion de phases aux facettes 22
1.2. Principe de fonctionnement des modulateurs à électro-absorption (EAM) 27
1.2.1. Effet d'électro-absorption dans les matériaux massifs 27
1.2.2. Effet d'électro-absorption dans les matériaux à puits quantiques 29
1.2.3. L'effet Stark confiné quantiquement (QCSE) 30
1.3. Etat de l'art des lasers modulateurs à électro-absorption intégrés (EML) 32
1.4. Origines phénoménologiques et physiques du phénomène de déviation en fréquence observée lors d'une modulation (chirp) 35
1.4.1. Les relations de « *Kramers-Kronig* » 36
1.4.1.a. Cas des lasers à semi-conducteurs 38
1.4.1.b. Cas des modulateurs EAM 39
1.4.2. Relation entre la modulation d'intensité et la modulation de fréquence 41
1.4.2.a. Cas des lasers à semi-conducteurs 42

1.4.2.b. Cas des modulateurs EAM 45
1.4.3. Les origines du chirp 47
1.4.3.a. Le chirp des lasers DFB 48
1.4.3.b. Le chirp des modulateurs EAM 53
1.5. Transmission sur fibre optique d'un signal modulé simultanément en intensité et en fréquence 56
1.5.1. La dispersion dans les fibres optiques 56
1.5.2. Les effets négatifs du chirp sur la transmission 58
1.5.3. Méthodes tirant avantage du phénomène de chirp dans la conception d'une transmission sur fibre optique dispersive. 61
1.5.3.a. La génération des signaux SSB 61
1.5.3.b. Le chirp dans le cas de la modulation duale 66
1.6. Conclusion du chapitre 68
Bibliographie 70
2. Modélisation des lasers DFB 76
2.1. Modèle d'un laser DFB: formalisme matriciel 76
2.1.1. Le formalisme des matrices de transfert 77
2.1.1.a. Formulation des matrices de transfert 77
2.1.2. Description statique du laser 80
2.1.2.a. Analyse au seuil 80
2.1.2.b. Influence de la température 85
2.1.2.c. Analyse au dessus du seuil 86
2.1.2.d. Description dynamique du laser 96
2.2. Modélisation d'un laser HR/AR-DFB soumis à une rétroaction optique 105
2.2.1. Théorie de la rétroaction optique 105
2.2.2. Modification du modèle laser DFB 106
2.2.2.a. Modification de la condition d'oscillation 106
2.2.2.b. Modification des caractéristiques statiques au dessus du seuil 107
2.2.2.c. Modification des caractéristiques dynamiques 108
2.3. Modélisation d'un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML) 109
2.3.1. Modélisation des modulateurs EAM 109
2.3.2. Intégration des modèles 112
2.3.3. Comment augmenter le chirp adiabatique des D-EML ? 113
2.4. Conclusion du chapitre 116
Bibliographie 117
3. Ingénierie et contrôle du chirp des lasers DFB 121

3.1. Influence des phases aux facettes sur le comportement du chirp des lasers HR/AR-DFB 122
3.1.1. Comportement statique des lasers HR/AR-DFB : Etude théorique 122
3.1.1.a. Effet de la phase à la facette HR 122
3.1.1.b. Effet de la phase à la facette AR 130
3.1.2. Comportement dynamique des lasers HR/AR-DFB : régime grand-signal 135
3.1.2.a. Passage sous le seuil 136
3.1.2.b. Dynamique de porteurs lente 138
3.1.2.c. La commutation de gain (impulsion faibles, impulsion géantes) 139
3.1.3. Résultats expérimentaux 141
3.1.3.a. Etude expérimentale en régime petit-signal 141
3.1.3.b. Etude expérimentale en régime grand-signal 143
3.2. Contrôle du chirp des lasers DFB soumis à une rétroaction optique externe 144
3.2.1. Etat de l'art 145
3.2.2. Démonstrations expérimentales 147
3.2.2.a. Cas des DML 147
3.2.2.b. Cas des EML 153
3.2.3. Démonstrations par la simulation 158
3.3. Conclusion du chapitre 164
Bibliographie 166
4. La modulation duale à haut débit 170
4.1. Caractérisation expérimentale des D-EML 171
4.1.1. Structure d'un D-EML 171
4.1.2. Mise en œuvre de la platine d'accueil des D-EML 173
4.1.3. Mesure des caractéristiques statiques des D-EML 174
4.1.3.a. La puissance de sortie en fonction de courant 174
4.1.3.b. La longueur d'onde d'émission en fonction de courant 175
4.1.3.c. La longueur d'onde d'émission en fonction de la tension appliquée 176
4.1.3.d. La puissance de sortie en fonction de la tension appliquée 177
4.1.4. Mesure des caractéristiques dynamiques des D-EML 178
4.1.4.a. Mesure de la bande passante 178
4.1.4.b. Mesure du chirp petit-signal 182
4.1.4.c. Mesure du chirp grand-signal 184
4.2. Evaluation théorique et expérimentale des performances de la modulation duale à haut débit 185
4.2.1. Augmentation de la portée à 10 Gb/s : Etat de l'art 185

4.2.2. Modélisation de la modulation des D-EML et simulation de transmissions à haut débit sur fibre optique 187
4.2.2.a. Etude par modélisation de la contribution du chirp des D-EML à l'augmentation de la portée 188
4.2.2.b. Résultats des simulations de la modulation duale à haut débit effectués par Thomas Anfray à *Xlim* 195
4.2.3. Etude expérimentale de l'application des D-EML aux transmissions à haut débit 200
4.2.3.a. Le montage expérimental 200
4.2.3.b. Transmission à 20 Gb/s 201
4.2.3.c. Transmission à 25 Gb/s 203
4.2.3.d. Transmission à 40 Gb/s 204
4.3. Génération et transmission des signaux SSB mono fréquence ou multi fréquence par le D-EML 210
4.3.1. Etude des signaux SSB mono fréquence 210
4.3.1.a. Dispositif expérimental 210
4.3.1.b. Résultats expérimentaux 211
4.3.2. Etude des signaux SSB multi-porteuses : cas des signaux OFDM 215
4.3.2.a. Montage expérimental 215
4.3.2.b. Résultats expérimentaux 216
4.4. Conclusion du chapitre 219
Bibliographie 220
Conclusion générale 221
Annexe A Les relations de « *Kramers-Kronig*» 228
Annexe B La réponse d'une fibre dispersive 233
Publications et communications de l'auteur 237
Liste des acronymes 239

Liste des figures

Introduction :

Figure 1: Comparaison de l'évolution du trafic total cumulé des réseaux cœurs et de la capacité maximale des systèmes de transmission commerciaux 3

Chapitre 1:

Figure 1.1: schéma de la structure de bande et niveaux de Fermi du semi-conducteur 13
Figure 1.2: schéma de la structure de bande et de la distribution des porteurs dans une hétérojonction 15
Figure 1.3: Caractéristique puissance/courant d'un laser 16
Figure 1.4: puits quantique InGaAsP 17
Figure 1.5: Densité d'états des électrons dans une structure à puits quantique comparée à celle des structures massives 18
Figure 1.6: Structure à puits quantiques multiples 18
Figure 1.7: schéma de principe d'un laser DFB 19
Figure 1.8: Mode longitudinaux d'un laser DFB avec des réflectivités nulles sur les deux facettes 22
Figure 1.9: Mise en évidence de la notion de phase aux facettes dans un laser HR/AR-DFB 23
Figure 1.10: Schéma d'un système d'interférence entre la facette HR et le réflecteur de Bragg pour le cas d'un laser HR/AR-DFB 24
Figure 1.11: Répartition du champ optique et la variation de son enveloppe d'un laser DFB pour un déphasage φ_{HR} de π 25
Figure 1.12: Variation de l'enveloppe du champ optique le long de la cavité d'un laser DFB ayant un déphasage quelconque au niveau la facette HR 26
Figure 1.13: Fonctions d'onde d'un semi-conducteur massif soumis à un champ électrique 28
Figure 1.14: Spectre d'absorption d'un matériau semi-conducteur massif soumis à un champ électrique 29

Figure 1.15: Structure de bande d'un puits quantique à semi-conducteur sans champ électrique appliqué à la structure 29
Figure 1.16: Structure de bande d'un puits quantique à semi-conducteur en présence d'un champ électrique appliqué 31
Figure 1.17: Spectre d'absorption d'un matériau semi-conducteur à puits quantiques multiple soumis à un champ électrique 31
Figure 1.18: Représentation schématique du spectre d'absorption d'un modulateur EAM et de la contribution du changement d'absorption 40
Figure 1.19: Modélisation simple d'un modulateur par une combinaison en cascade d'un modulateur d'amplitude et d'un modulateur de phase 45
Figure 1.20: Représentation schématique des composantes adiabatique et transitoire du chirp dans les lasers DFB (a) et les modulateurs EAM (b) 47
Figure 1.21: Variation du chirp des lasers DFB en fonction de la fréquence de modulation .. 51
Figure 1.22: Représentation schématique des phénomènes qui sont à l'origine du chirp adiabatique des modulateurs EAM dans les EML 54
Figure 1.23: Schéma de la modulation de phase imposée à la porteuse optique de l'onde dans un modulateur EAM. 55
Figure 1.24: Schéma du comportement du chirp des modulateurs EAM suite à une modulation d'intensité pour α_H positif et négatif 56
Figure 1.25: Variation du coefficient de dispersion en fonction de la longueur d'onde dans une fibre optique monomode standard 58
Figure 1.26: Distorsion temporelle d'une impulsion d'enveloppe gaussienne à 10 Gb/s avant (en continu) et après propagation (en pointillé) dans une fibre standard monomode 59
Figure 1.27: Schéma de l'interférence inter-symbole (ISI) issue de la conjonction du chirp de l'émetteur et la dispersion de la fibre 60
Figure 1.28: Représentation schématique des spectres de signaux modulés purement AM et FM des signaux SSB issues du mélange AM et FM 61
Figure 1.29: Spectre optique simulé des signaux DSB (a) et SSB dans le cas de la suppression de USB (b) et LSB (c) 64
Figure 1.30: Représentation schématique du chirp des D-EML et sa contribution à l'augmentation de la portée de transmission dans le cas d'une modulation duale Data/Data.. 67
Figure 1.31: Représentation schématique du chirp des D-EML dans le cas d'une modulation duale (push-pull) 68

Chapitre 2 :

Figure 2.1: description de la méthode des matrices de transfert 77
Figure 2.2: Schéma d'une période du réseau de Bragg 78
Figure 2.3: Position des modes au seuil d'un laser DFB HR/AR pour différentes valeurs de κL 83
Figure 2.4: Position des modes au seuil d'un laser DFB HR/AR pour différentes valeurs de φ_{HR} et κL 84
Figure 2.5: Variation de la densité de porteurs (a), de photons (b), des pertes internes (c) et de la puissance de sortie (d) en fonction du courant de polarisation 88
Figure 2.6: Algorithme de calcul des modes au dessus du seuil du laser DFB 93
Figure 2.7: Processus de transmission et de réflexion de l'émission spontanée 94
Figure 2.8: Spectre calculé d'un laser DFB traité HR/AR 95
Figure 2.9: Réponse transitoire en densité de photons (a) et de porteurs (b) d'un laser HR/AR-DFB modulé directement en régime petit-signal 98
Figure 2.10: Réponse AM d'un laser d'un HR/AR-DFB en régime petit-signal pour différents courants de polarisation 98
Figure 2.11: Réponse FM en amplitude (a) et en phase (b) d'un laser HR/AR-DFB en régime petit-signal pour un courant de polarisation de $4\times I_{seuil}$, ... 101
Figure 2.12: Variation du rapport ($2\beta/m$) en fonction de la fréquence de modulation 102
Figure 2.13: Algorithme de calcul de la réponse temporelle AM et FM en régime de modulation grand-signal 104
Figure 2.14: Cavité laser soumise à une rétroaction optique 105
Figure 2.15: Coefficients de transmission T mesurés en fonction de la tension inverse appliquée au modulateur 110
Figure 2.16: Le paramètre de Henry mesuré en fonction de la tension inverse appliquée au modulateur 111
Figure 2.17: Structure d'un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML) 112
Figure 2.18: variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB traité en AR (0,1%) / HR (95%) pour plusieurs valeurs de κL . 114
Figure 2.19: variation du CCR calculé en en régime adiabatique fonction du courant de polarisation d'un laser DFB traité en AR (0,1%) / HR (95%) pour plusieurs longueurs de cavité L 115

Figure 2.20: variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB traité en AR (0,1%)/HR (95%) pour plusieurs valeurs de phase à la facette HR 116

Chapitre 3 :

Figure 3.1: Variation au seuil des pertes normalisées de la cavité (pertes DFB) calculées en fonction de l'écart de Bragg normalisée pour un laser HR/AR-DFB pour plusieurs cas de phase φ_{HR} de 0 à 2π 123

Figure 3.2: Spectre du laser simulé pour $\varphi_{HR} = \pi/2$ (a) et $\varphi_{HR} = 3\pi/2$ (b) 124

Figure 3.3: Variation de l'enveloppe du champ optique le long de la cavité laser pour $\varphi_{HR} = 0[2\pi]$ 125

Figure 3.4: Distribution longitudinale de la densité de photon (a) et de l'indice effectif de la cavité (b) pour un laser AR/HR-DFB pour $\varphi_{HR} = 0,4\pi$ (chirp rouge) et $\varphi_{HR} = 1,4\pi$ (chirp bleu) 127

Figure 3.5: Variation au dessus du seuil des pertes normalisées de la cavité (pertes DFB) calculées en fonction de l'écart de Bragg normalisée pour un laser AR/HR-DFB et pour plusieurs cas de phase φ_{HR} de 0 à 2π 127

Figure 3.6: Variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction de la puissance de sortie pour plusieurs cas de phase φ_{HR} pour un HR/AR-DFB 128

Figure 3.7: Evolution de la distribution longitudinale de l'indice effectif de la cavité en fonction du courant d'injection pour un laser AR/HR-DFB pour $\varphi_{HR} = 0,4\pi$ 129

Figure 3.8: Evolution des pertes de la cavité (perte DFB) en fonction du rapport entre le courant d'injection (Bias Current) et le courant seuil (Threshold Current) pour $\varphi_{HR} = 0,4\pi$ (red chirp) et $1,6\pi$ (blue chirp) pour un laser HR/AR-DFB 130

Figure 3.9: Variation au seuil des pertes normalisées de la cavité (pertes DFB) calculées en fonction de l'écart de Bragg normalisée (coefficient du detuning) pour un laser HR/AR-DFB pour plusieurs cas de phase φ_{AR} et φ_{HR} entre 0 à 2π 131

Figure 3.10: Variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant d'injection pour plusieurs cas de phase φ_{AR} avec φ_{HR} fixé à $1,6\pi$ pour un HR/AR-DFB 132

Figure 3.11: Spectre calculé proche du seuil pour $\varphi_{AR} = 0,4\pi$ (a), $\varphi_{AR} = 0,65\pi$ (b) et $\varphi_{AR} = \pi$ (c), φ_{HR} est fixé à $1,6\pi$ pour un HR/AR-DFB 133

Figure 3.12: Variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant d'injection pour plusieurs cas de phase φ_{AR} à φ_{HR} fixé à 0,4π pour un HR/AR-DFB 134
Figure 3.13: Comparaison des réponses temporelles grands-signaux en pertes normalisées de la cavité (pertes DFB) appliquée à deux lasers HR/AR-DFB ayant un chirp rouge pour φ_{HR} = 0,6π (a) et bleu pour φ_{HR} = 1,4π (b) à 10 Gb/s 135
Figure 3.14: Comparaison des réponses temporelles grands-signaux en puissance de sortie appliquée à deux lasers HR/AR-DFB ayant un chirp rouge pour φ_{HR} = 0,6π (a) et bleu pour φ_{HR} = 1,4π (b) à 10 Gb/s 136
Figure 3.15: Comparaison des réponses temporelles grands-signaux en densité moyenne de porteurs appliquée à deux lasers HR/AR-DFB ayant un chirp rouge pour φ_{HR} = 0,6π (a) et bleu pour φ_{HR} = 1,4π (b) à 10 Gb/s 138
Figure 3.16: Comparaison des réponses temporelles grands-signaux en chirp appliquée à deux lasers HR/AR-DFB ayant un chirp rouge pour φ_{HR} = 0,6π (a) et bleu pour φ_{HR} = 1,4π (b) à 10 Gb/s..... 140
Figure 3.17: Synoptique du banc de mesure de la réponse AM et FM en petit-signal 142
Figure 3.18: Variation du CCR mesuré en régime adiabatique en fonction de la puissance de sortie pour les lasers HR/AR-DFB relatifs à différentes phases aux facettes,Valeurs de pénalité de transmission par rapport au BtoB mesurées à un BER de 10^{-9} aprés 300 km de fibre SMF à 2,5 Gb/s 142
Figure 3.19: Synoptique du banc de mesure de la réponse AM et FM en grand-signal 143
Figure 3.20: Profil temporal du chirp et de l'amplitude du signal en régime grand-signal pour modulation entre 0 et 10 mW pour les lasers DFB présentant un chirp bleu (a) et rouge (b), Profil temporel de l'amplitude calculé après 200 km de propagation à 2,5 Gb/s pour les lasers avec un chirp bleu (c) et rouge (d) 144
Figure 3.21: Schéma des différents régimes de rétroaction optique en fonction de la longueur de la cavité externe 145
Figure 3.22: Schéma de la boucle de rétroaction optique externe 148
Figure 3.23 : Variation de l'amplitude (bleu) and de la phase (rouge) du CPR en fonction de la fréquence de modulation pour le laser DFB sans rétroaction optique 149
Figure 3.24: Variation de l'amplitude (bleu) and de la phase (rouge) du CPR en fonction de la fréquence de modulation pour plusieurs taux de rétroaction optique Γ_γ,(a) $\Gamma_\gamma = 1{,}4\times10^{-6}$, (b) $\Gamma_\gamma = 1{,}5\times10^{-5}$, (c) $\Gamma_\gamma = 1{,}6\times10^{-4}$, and (d) $\Gamma_\gamma = 5{,}5\times10^{-3}$. 150

Figure 3.25: Variation du CPR mesuré en régime adiabatique à 500 MHz en fonction du taux de rétroaction optique externe 151
Figure 3.26: Variation du rapport $2\beta/m$ mesuré en fonction de la fréquence de modulation pour le cas solitaire (courbe rouge) et et pour un taux de rétroaction d'environ $\Gamma_\gamma = 1{,}5\times10^{-5}$ (courbe bleu) 151
Figure 3.27: Variation du CPR thermique mesuré en fonction de la fréquence de modulation pour le cas solitaire (a) et en présence de rétroaction optique (b) 153
Figure 3.28: Réduction du chirp des lasers par la rétroaction optique externe contrôlée (puce A2) 155
Figure 3.29: Réduction du chirp des lasers par la rétroaction optique externe contrôlée (puce C2) 156
Figure 3.30: Spectre optique mesuré à la sortie de l'EML (puce A2) 157
Figure 3.31: Variation du rapport 2β/m mesuré en fonction de la fréquence de modulation pour différents taux de rétroaction optique 157
Figure 3.32: Effet de la rétroaction optique sur la bande passante AM des lasers DFB 158
Figure 3.33: CPR calculé dans le régime adiabatique en fonction de la puissance de sortie pour plusieurs conditions de rétroactions, $\kappa L = 0{,}8$ 160
Figure 3.34: (a) Zoom sur la figure 3.33 (b) CPR calculé dans le régime adiabatique en fonction de la réflectivité effective du coté de la facette AR 161
Figure 3.35: CPR calculé dans le régime adiabatique en fonction de la puissance de sortie pour plusieurs conditions de rétroactions, κL=0,5 163
Figure 3.36: Réponse AM calculé d'un laser à boite quantique en présence d'une rétroaction optique externe contrôlée 164

Chapitre 4 :

Figure 4.1: schéma de la structure d'un D-EML conçu pour la modulation duale 171
Figure 4.2: Vue sur embase des puces D-EML 172
Figure 4.3: La platine d'accueil des D-EML 174
Figure 4.4 : La puissance de sortie mesurée en fonction du courant du D-EML 175
Figure 4.5 : Spectre optique du D-EML 175
Figure 4.6: La longueur d'onde d'émission mesurée en fonction du courant d'injection pour deux valeurs de tensions appliquées pour le D-EML 176

Figure 4.7: La longueur d'onde d'émission mesurée en fonction de la tension appliquée pour plusieurs courants de polarisation 177
Figure 4.8: La puissance de sortie en fonction de la tension appliquée pour un courant de polarisation de 80 mA du D-EML, T=20°C 177
Figure 4.9: schéma du dispositif de mesure de bande passante du laser DFB et du modulateur EAM 179
Figure 4.10: Réponse AM du laser DFB en fonction du courant de polarisation pour une tension appliquée de 0V (a), et -2V (b) 180
Figure 4.11: Réponse AM du laser DFB en fonction de la tension de polarisation de l'EAM pour un courant de 60 mA (a) et de 110 mA (b) 181
Figure 4.12: Réponse AM du modulateur EAM en fonction du courant de polarisation du laser DFB pour une tension appliquée de -2V 181
Figure 4.13: Evolution du rapport $2\tilde{\beta}/m$ (en module et en phase) mesuré par le VNA en fonction de la fréquence de modulation pour le laser DFB 182
Figure 4.14: Réponse AM et FM du laser DFB mesurés par le VNA 183
Figure 4.15: Evolution du coefficient de couplage phase-amplitude (paramètre de Henry α_H) en fonction de la tension appliquée au modulateur EAM 184
Figure 4.16: Réponses AM et FM du laser DFB mesurés en régime grand-signal à 1Gb/s . 185
Figure 4.17: Schéma d'un CML 186
Figure 4.18: Réponse temporelle calculée en puissance de sortie, chirp et de phase d'un laser DFB modulé en fréquence à 10Gb/s 202
Figure 4.19: Réponse temporelle calculée en puissance de sortie, chirp et de phase d'un modulateur EAM à 10 Gb/s 189
Figure 4.20: (a) Réponse temporelle en intensité et en chirp d'une séquence NRZ appliquée à l'EAM à 10 Gb/s avant propagation (b) Réponse temporelle en intensité d'une séquence NRZ appliquée à l'EAM à 10 Gb/s avant et après 80 km de propagation 191
Figure 4.21: Réponse temporelle en puissance, chirp et de phase du D-EML à 10Gb/s 192
Figure 4.22: Réponse temporelle en chirp et en phase d'un D-EML à 10 Gb/s sans (a) et avec (b) optimisation du point de fonctionnement, Réponse temporelle en intensité du D-EML à 10 Gb/s avant et après 180 km de propagation sur une fibre monomode standard sans (c) et avec (d) optimisation du point de fonctionnement, m_{IM} = 1 193
Figure 4.23: Réponse temporelle en intensité du D-EML à 10 Gb/s avant (bleue) et après (rouge) 180 km de propagation sur une fibre monomode standard pour m_{IM} = 1 (a), m_{IM} = 0,7 (b) et m_{IM} = 0,4 (c) 194

Figure 4.24: Réponse temporelle calculée en chirp et en phase d'un D-EML à 10 Gb/s pour m_{IM} = 0,7(a) et m_{IM} =0,4 (c), Réponse temporelle en intensité du D-EML à 10 Gb/s avant et après 180 km de propagation pour m_{IM} =0,7 (b) et m_{IM} =0,4 (d) 194
Figure 4.25: Allure schématique de l'évolution du BER en fonction de la puissance optique reçue 195
Figure 4.26: Fermeture de l'œil pour différentes distances de transmission pour le cas d'une modulation simple et duale à 10 Gb/s et 20 Gb/s 197
Figure 4.27: BER simulé en fonction de la distance de transmission à 10 Gb/s (A), 20 Gb/s (B), 25 Gb/s (C) et 40 Gb/s (D) 198
Figure 4.28: BER simulé en fonction de la puissance optique reçue à 10 Gb/s (A), 20 Gb/s (B), 25 Gb/s (C) et 40 Gb/s (D) 199
Figure 4.29: Dispositif expérimental pour la mesure du BER à 20, 25 et 40 Gb/s 200
Figure 4.30: Mesure du retard temporel entre la modulation AM du modulateur et FM du laser, (a) modulateur modulé seul, (b) laser modulé seul 201
Figure 4.31: Amélioration de la qualité de transmission induite par la modulation duale à 20 Gb/s mesurée sur la sensibilité du photorécepteur en BtoB et à 39,7 km 202
Figure 4.32: Effet de la modulation duale sur le diagramme de l'œil à 20 Gb/s 203
Figure 4.33: Effet de la réduction du courant du laser à 25 Gb/s : 204
Figure 4.34: Incidence de la tension de polarisation (effet de pré-chirping) 205
Figure 4.35: Effet de la modulation duale sur le diagramme de l'œil à 40 Gb/s en BtoB (a) et après 7 km (b) 205
Figure 4.36: Effet de l'augmentation de portée à paramètres constants de sources 206
Figure 4.37: Comparaison des performances de différentes sources de modulation (EAM et D-EML) pour un point de fonctionnement fixe 207
Figure 4.38: BER mesuré en fonction de la puissance optique reçue par la photodiode après 10 et 12 km de fibre SMF à 40 Gb/s 208
Figure 4.39: Spectre du signal modulé en NRZ à la sortie du MZM (a) et du D-EML (b) ... 208
Figure 4.40: Comparaison des performances de différents sources de modulation : MZM (λ_{MZM} = 1534 nm) et D-EML à 40 Gb/s 209
Figure 4.41: Dispositif expérimental de génération des signaux SSB par le D-EML 210
Figure 4.42: (a) Spectre d'un signal SSB généré par le D-EML pour une fréquence, (b) Réponse temporelle en intensité et en fréquence 211
Figure 4.43: Spectre d'un signal SSB généré par le D-EML à différentes fréquences de modulation 212

Figure 4.44: Réponse fréquentielle d'une fibre SMF standard de longueur 75 km suite à la propagation des signaux générés par le laser DFB, le modulateur EAM et le D-EML 214
Figure 4.45: Montage expérimental de génération des signaux OFDM à travers le D-EML 216
Figure 4.46: (a) Spectre des signaux OFDM appliqués au laser DFB (a) et au modulateur EAM (b), allure temporelle du signal OFDM (c), densité de probabilité du signal (d) 217
Figure 4.47: (a) Spectre du signal OFDM reçu après 100 km de propagation sur une fibre SMF, (b) allure temporelle du signal OFDM reçu, (c) densité de probabilité du signal reçu 218
Figure 4.48 : (a) Réponse du canal par sous-porteuse après 100 km de propagation sur une fibre SMF, (b) Variation de l'EVM par sous-porteuse 219

Conclusion :

Figure 2: Structure du ΦEML 227

Annexe A:

Figure A.1 : Distorsion du champ électrique induit par le nuage d'électron représenté par un atome isolé.....229

Annexe B:

Figure B.1: Réponse calculée d'une fibre dispersive après la propagation d'un signal modulé en AM et FM en fonction de la portée 234
Figure B.2: Réponse calculée d'une fibre dispersive après la propagation d'un signal modulé en AM et FM en fonction de la portée.....233
Figure B.3: Réponse calculée d'une fibre dispersive après la propagation d'un signal SSB.....234

Liste des tableaux

Chapitre 1:

Tableau 1: Etat de l'art des EML dans le marché des Télécoms (λ=1,5 μm) 34
Tableau 2: Etat de l'art des EML en cours de développement dans les laboratoires de recherche 35

Chapitre 2:

Tableau 3: Paramètres de simulation du laser DFB HR/AR à 10 puits quantiques 85

Chapitre 4:

Tableau 4: Portée de transmission en fonction du débit pour une pénalité de dispersion de 2 dB 196
Tableau 5: Performances de la modulation duale aux hauts débits..... 209
Tableau 6 : Evolution des points de fonctionnement du D-EML pour maintenir le contexte SSB pour des fréquences de modulation entre 6 GHz et 11 GHz..... 213
Tableau 7: Evolution des points de fonctionnement du D-EML pour maintenir le contexte SSB pour des fréquences de modulation entre 3 GHz et 6 GHz..... 213

Introduction générale

- ***Contexte scientifique***

L'évolution des services gourmands en bande passante pour les usages personnels tels que la télévision à la demande/haute définition, le partage des vidéos, les jeux en réseau, le télétravail et la vidéoconférence a stimulé l'explosion des transmissions de données à travers le réseau Internet. Cette explosion, associée au développement de nouvelles applications professionnelles comme les échanges massifs de données, le stockage massif et le calcul distribué, a crée un besoin incessant en débit et en portée dans les systèmes de télécommunications influençant tous les éléments des systèmes et réseaux de transmission.

Depuis leurs premiers déploiements, les réseaux de télécommunications optiques ne cessent de répondre aux exigences croissantes de bande passante et de capacité, grâce à la large bande passante des fibres optiques (quelques dizaines de THz) qui permettent de supporter les débits élevés.

Les réseaux de transmission par fibre optique sont classifiés selon la portée en réseaux d'accès, métropolitains et cœurs.

Dans la hiérarchie des télécommunications, les réseaux d'accès sont concernés directement par les évolutions nécessaires en débit et en portée. En effet, ils sont caractérisés par l'interaction entre des technologies de réseau basées sur différents supports de transmission tels que le support filaire, le support radio ou la fibre optique. La transmission de données filaires qui domine la partie d'accès du réseau optique devient un goulot d'étranglement à cause de l'augmentation croissante de demande des services. L'implémentation de l'accès internet à haut débit et de la technologie FTTH (Fiber To The Home) permet de résoudre les problèmes de capacité et de garantir la rapidité et la convivialité des services domestiques et professionnels tout en encourageant la simultanéité de leur usage. Les réseaux optiques d'accès sont principalement basés sur l'architecture GPON (Gigabit Passive Optical Networks) ou EPON (Ethernet PON) et sur la technologie de multiplexage temporel (TDM : Time Division Multiplexing Access) dans laquelle les canaux alloués à chaque utilisateur raccordé sont multiplexés en utilisant des intervalles de temps successifs (TS : Time Slot). En France, ils proposent actuellement aux abonnés 100 Mb/s en flux descendant et 10 Mb/s ou 100Mb/s en option en flux montant.

Les réseaux métropolitains (MAN : Métropolitain Area Network) agrègent le trafic provenant des réseaux d'accès, avant sa transmission sur de longues distances. Les MAN, basés sur les technologies de transmission optique, sont caractérisés par une connectivité importante et une distance limitée comprise dans une plage d'environ 10 km à environ 200 km. Les réseaux métropolitains doivent supporter différents protocoles de communication, ce qui nécessite une interaction étroite entre la gestion du trafic et l'infrastructure du réseau. Les réseaux cœurs, de type terrestres ou sous-marins, permettent de raccorder plusieurs MAN sur des distances supérieures à 200 km.

Pour les réseaux d'accès et métropolitains, le passage vers de plus fortes capacités conduit à des exigences strictes sur le contrôle des coûts en termes d'investissement et des dépenses opérationnelles et plus récemment sur tout ce qui concerne la consommation énergétique. Pour ce fait, les concepteurs des réseaux d'accès sont concentrés sur l'utilisation de l'infrastructure existante (TDM-GPON) en raison de son coût réduit de déploiement et de maintenance. L'objectif actuel des nouvelles générations des réseaux d'accès (NGPON : Next Generation PON) est d'assurer un débit en ligne centrale vers l'abonné de 10 Gb/s avec une portée identique au GPON typiquement de l'ordre de 20 km ou allongée avec un maximum de 60 km. Concernant, les réseaux métropolitains et cœurs, la forte capacité est obtenue par l'introduction de la technique de multiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing). Cette technique permet d'augmenter le débit grâce à la superposition de plusieurs canaux (plusieurs longueurs d'onde) sur une même fibre.

Une comparaison de l'évolution effective et prévisionnelle jusqu'à l'année 2020 du trafic total cumulé des réseaux optiques de transport et de la capacité maximale des systèmes de transmission déployés est illustrée par la figure 1 [1]. On observe que l'introduction de la technique WDM en 1995 a entraîné une évolution rapide de la capacité des systèmes de transmission permettant de dépasser le trafic total des réseaux de transport entre deux années spécifiques 2000 et environ 2008.

Ces dernières années (à partir de 2008), la capacité maximale transportée par les réseaux de télécommunications optiques est en évolution rapide avec le déploiement massif et continu des services FTTH. Les débits actuels de 10 Gb/s/canal dans les réseaux métropolitains et 100 Gb/s/canal pour les réseaux cœurs avec un débit total dépassant les 10 Tb/s ne peuvent plus supporter le trafic total prévu qui dépassera 100 Tb/s au-delà de 2015 (figure 1).

Le trafic de données (notamment du trafic IP) représente la force motrice de l'augmentation future de la capacité des réseaux. Pour faire face à la croissance phénoménale

et continue de la demande de services FTTH, il est nécessaire de réaliser un saut technologique dans tous les maillons des réseaux optiques, et plus particulièrement des réseaux d'accès et métropolitains. En effet, une augmentation du débit par canal au-delà de 10 Gb/s accompagnée d'une portée plus étendue devient une nécessité future pour ces réseaux afin de résoudre les problèmes de capacité croissante, et donc de garantir un accès à large bande passante.

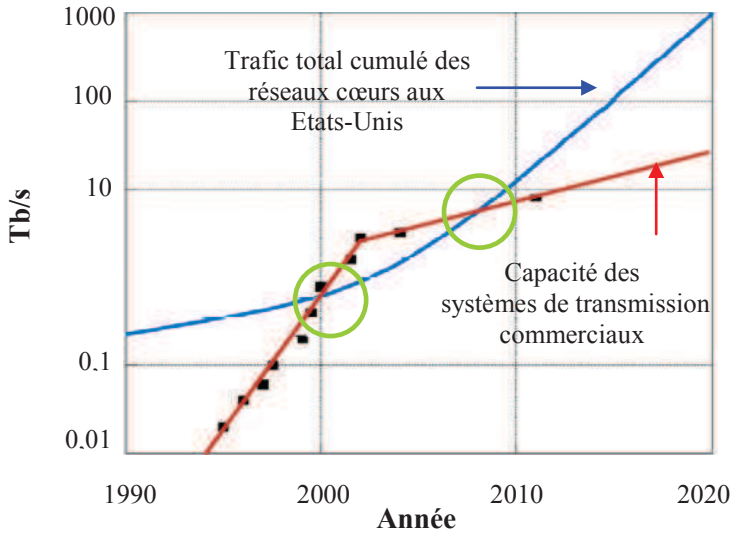


Figure 1: Comparaison de l'évolution du trafic total cumulé des réseaux cœurs aux Etats-Unis et de la capacité maximale des systèmes de transmission commerciaux [1]

- ***Les systèmes de transmission à haut débit***

Un système de transmission par fibre optique à haut débit demande la mise en œuvre de technologies sophistiquées pour tous les composants qui le constituent.

Pour mémoire, on rappelle que les composants nécessaires pour réaliser un système de transmission optique point à point sont divisés en trois groupes : les émetteurs optiques, la ligne de transmission et les récepteurs optiques : L'émetteur optique assure deux types de fonctions qui sont respectivement la génération et la modulation du signal. La génération de la lumière cohérente est obtenue en utilisant des lasers à semi-conducteurs pompés électriquement. La fonction de modulation consiste à convertir le signal électrique de données à transmettre sur le support optique. Les émetteurs sont placés à l'entrée de la ligne de transmission formée par une fibre optique monomode pour assurer l'injection du signal optique modulé. Les caractéristiques linéaires des fibres optiques monomodes sont principalement l'atténuation [2], la dispersion chromatique [2] et la dispersion en mode de polarisation (PMD : Polarization Mode Dispersion) [3]. La convergence vers les systèmes à

haut débit à portée étendue est souvent limitée par les effets de la fibre monomode et notamment le phénomène de dispersion chromatique. En effet, il correspond à la variation des vitesses de groupe des différentes composantes spectrales des signaux optiques transmis. Les effets de la dispersion sont donc l'élargissement temporel des impulsions transmises et l'interférence entre les impulsions adjacentes connue sous le nom d'interférence inter-symbole (ISI : Inter-Symbol Interference) permettant ainsi de dégrader le diagramme de l'œil à la réception et de limiter la distance de transmission. Les récepteurs optiques placés à la sortie de la fibre, assurent la détection du signal transmis par une transformation opto-électrique du signal optique reçu dans une photodiode.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes uniquement intéressés aux émetteurs optiques. En effet, leur rôle devient très important avec l'augmentation du débit par canal dans le système de transmission. En conséquence, des contraintes concernant la simplicité, le faible coût, la maîtrise de la consommation et la réduction de l'encombrement s'imposent pour la conception des sources optiques destinées aux réseaux métropolitains et d'accès.

La fonction clé d'un système de transmission optique à haut débit est relative à l'opération de modulation au niveau des émetteurs optiques. Deux stratégies peuvent être utilisées pour réaliser cette opération. Il s'agit de la modulation directe et de la modulation externe.

La modulation directe d'un laser à semi-conducteurs est la méthode la plus simple pour générer un signal optique modulé. Dans le cas d'une modulation numérique d'intensité (IM : Intensity Modulation), le courant d'injection du laser est modulé par un signal électrique de données conduisant à une modulation directe de la puissance optique de sortie. Associée à la modulation IM pure, une variation indésirable de la fréquence d'émission du laser se produit lors de l'opération. Cette dérive en fréquence, appelée « chirp » est reliée aux fluctuations internes des porteurs de charge intervenant dans le processus de génération laser : la variation du courant d'injection cause un changement de la densité de porteurs dans la cavité (région du gain du laser) qui détermine son indice de réfraction effectif [4]. La modulation du courant d'injection entraîne donc une modulation de l'indice conduisant à une modulation de phase et donc de fréquence d'émission laser (chirp). La dérive en fréquence des lasers à semi-conducteurs peut être décrite par le facteur de couplage phase-amplitude du matériau qui traduit la relation liant le gain et l'indice de réfraction à travers la densité de porteurs dans la cavité. La dérive en fréquence des lasers n'est pas visible dans la forme du signal modulé en intensité, mais elle se manifeste plus dans l'élargissement du spectre du signal optique.

Les lasers à contre-réaction distribué (DFB : Distributed FeedBack Laser) sont les lasers à semi-conducteurs les plus largement utilisés dans les réseaux d'accès et métropolitains à cause de leur rendement monomode, leur taille, leur faible coût, leur consommation réduite et leur forte puissance de sortie. Les lasers DFB sont caractérisés par la présence d'un réseau de Bragg le long de la cavité entre les deux facettes clivées d'un laser Fabry-Perot (FP) qui crée une variation périodique d'indice de réfraction du matériau [5]. La sélectivité modale provient de l'effet de filtrage lié à la structure périodique du réseau de Bragg [5]. Les transmissions numériques à haut débit utilisant des lasers DFB modulés directement (DML : Directly Modulated Laser) sont fortement influencées par la dérive en fréquence résultante de l'opération de modulation. En effet, après propagation, la conjonction entre la dérive en fréquence et la dispersion chromatique de la fibre entraîne une limitation de la portée de transmission à cause de l'ISI induite.

Dans le but de dépasser la limite de portée de transmission imposée par la dispersion et d'augmenter le débit, plusieurs travaux de recherche sont concentrés sur le contrôle de la déviation en fréquence (chirp) des lasers DFB. Des expériences récentes ont montré la réduction de la dérive en fréquence des DML par l'annulation du facteur de couplage phase-amplitude à travers un fort taux de rétroaction optique externe [6]. D'autres concepts consistent à casser l'interdépendance entre la modulation IM et FM des DML afin de pouvoir contrôler séparément leurs effets. Parmi ces concepts, on cite les CML (Chirp Managed Laser) basés sur un DML associé à un filtre optique externe fonctionnant comme un discriminateur FM/AM accordé précisément à la longueur d'onde de fonctionnement [7,8].

La modulation externe consiste à moduler la lumière à la sortie du laser avec un composant spécifique comme les modulateurs électro-optiques de type Mach-Zehnder (MZM : Mach-Zehnder Modulator). La séparation de la fonction de génération et de celle de modulation apporte une solution pour améliorer la portée lorsque le choix du modulateur externe se porte sur un composant présentant un faible effet de déviation en fréquence. Néanmoins, l'utilisation des modulateurs externes (exemple du MZM) dans les réseaux d'accès et métropolitains engendre des coûts et un encombrement supplémentaire, et une consommation plus élevée.

Les modulateurs à électro-absorption (EAM : Electro-Absorption Modulator) sont basés sur la modulation de coefficient d'absorption des matériaux semi-conducteurs. L'atout important de ces modulateurs tient en la possibilité de les intégrer de façon monolithique avec les lasers DFB. Cela permet de réduire l'encombrement et les pertes optiques d'insertion et

d'obtenir un composant extrêmement compact appelé EML (Electro-absorption Modulated Laser).

Les EML sont largement utilisés pour une modulation numérique d'intensité (IM). Leur bande passante électrique de modulation est très élevée pouvant atteindre 80 GHz [9]. La déviation en fréquence qui accompagne cette modulation d'intensité étant nettement moins forte que dans le cas des DML, leur utilisation dans les systèmes permet d'atteindre des portées typiques de l'ordre de 80 km à 10 Gb/s. Grâce à leur taille réduite, leur bas coût et leur faible consommation énergétique, les EML ont trouvé un large succès industriel pour les transmissions télécoms à haut débit marqué par leur compétitivité potentielle pour les applications à 40 Gb/s et les systèmes à quatre longueur d'onde 4×25 Gb/s pour les applications 100 Gb Ethernet [10].

- ***Plan de la thèse***

Le travail de la thèse consiste à étudier deux techniques pour combattre les effets de la dispersion chromatique de la fibre à travers l'ingénierie de la dérive en fréquence des émetteurs optiques avec comme objectif l'augmentation du débit et de la portée.

La première technique consiste à prévoir et contrôler la dérive en fréquence des DML afin de réduire son impact sur la qualité du signal après la propagation de ce dernier dans une fibre optique.

En présence du réseau de Bragg des lasers DFB, les non-linéarités spatiales d'indice (SHB : Spatial Hole Burning) dans la cavité laser évoluent avec le courant d'injection et influencent considérablement le comportement de la dérive en fréquence de ces composants [11,12]. Dans ce contexte, une première partie du travail de la thèse est consacrée à la prévision de la dérive en fréquence des DML, à travers l'étude théorique et expérimentale de son comportement en fonction des effets de SHB. Dans la continuité de nombreuses études théoriques et expérimentales traitant de la rétroaction optique externe sur le comportement des DML [6, 13–16], une nouvelle approche a été considérée dans l'objectif d'accroître la portée de liaisons par fibre optique. Elle consiste à ajuster le niveau de rétroaction optique afin d'aboutir au contrôle de la déviation en fréquence de ces DML pour l'adapter aux besoins d'une transmission sur fibre optique.

L'augmentation de portée et de débit obtenue par l'ajustement de la dérive en fréquence et plus précisément de la modulation de la fréquence (FM) dans le but de réduire la largeur du spectre du signal modulé fait l'objet de la deuxième technique étudiée.

Cette technique est basée sur la modulation duale des EML. Proposé par *Kim* en 2006 [17], ce concept consiste à juxtaposer la modulation FM appliquée sur le laser et IM appliquée sur le modulateur afin de séparer les contrôles respectifs des deux effets. Il permet donc de générer, d'une façon plus souple des signaux modulés avec des spectres réduits grâce à un ajustement adéquat du rapport IM/FM. La modulation duale des EML reprise dès 2009 par les initiateurs du travail de la thèse a prouvé son efficacité à 10 Gb/s avec une portée de transmission à 113 km [18], encore améliorée ensuite jusqu'à 180 km [19]. En conséquence, ce concept a donné naissance à un nouveau composant dénommé D-EML (Dual Electro-absorption Modulated Laser) dont l'innovation introduit le double accès de modulation sur l'EML.

En s'appuyant sur cette innovation, la deuxième partie du travail de la thèse est consacrée à l'évaluation expérimentale et théorique des performances de la modulation duale aux hauts débits ainsi que son utilisation dans les applications de radio-sur-fibre ou de modulation fréquentielle orthogonale (OFDM : Orthogonal Frequency Division Multiplexing).

La thèse est organisée en quatre chapitres. Nous commencerons par **un chapitre introductif** qui présente de manière détaillée le phénomène de dérive en fréquence, ses origines physiques et son comportement pour le cas des lasers DFB et des modulateurs EAM. Ce chapitre a pour but d'expliquer l'influence de la dérive en fréquence sur la portée de transmission dans une fibre optique dispersive.

Le **deuxième chapitre** sera consacré à l'exposé d'un modèle original flexible de laser DFB. Ce modèle développé au cours du travail de la thèse est basé sur le formalisme des matrices de transfert (TMM) adaptable à des structures complexes variées et facilement intégrable avec d'autres modèles de composants optoélectroniques. Il est capable de prendre en compte les non-linéarités spatiales de la cavité (SHB) que ce soit pour le calcul des performances du laser au seuil ou pour la description de son comportement statique et dynamique au-dessus du seuil. Une extension du modèle permet de prendre en compte l'effet d'une rétroaction optique externe. Nous terminons ce chapitre par l'exposé de l'extension de ce modèle au cas des EML à travers une numérisation du comportement du modulateur EAM. Ainsi, la modulation duale pourra être étudiée et l'exploitation du modèle amènera, via une étape de simulation système, à la détermination des conditions optimales d'utilisation.

Le **troisième chapitre** portera, dans un premier temps, sur l'analyse théorique et expérimentale des effets du SHB sur le comportement de la dérive en fréquence des lasers

DFB. Elle débouche sur un moyen de prévision de la dérive en fréquence afin d'éliminer les lasers défectueux en transmission.

Dans un deuxième temps, une approche expérimentale et par simulation démontre la possibilité de contrôler la dérive en fréquence des DML au moyen d'une rétroaction optique implémentée à travers une longue cavité externe. La stabilisation et le contrôle de la dérive en fréquence obtenus avec le couplage d'une cavité courte à la cavité laser seront étudiés expérimentalement en utilisant des composants EML imparfaits.

Le **quatrième chapitre** sera réservé à l'évaluation théorique et expérimentale des performances du D-EML pour les applications en transmission à haut débit. Nous décrirons la structure des D-EML, ses caractéristiques statiques et dynamiques en lien avec son aptitude à l'augmentation du débit et avec l'optimisation du point de fonctionnement du D-EML. Les résultats théoriques et expérimentaux montreront l'adaptabilité et la compatibilité du D-EML aux hauts débits. Des transmissions record à 20, 25 et 40 Gb/s seront présentées. Nous terminerons ce chapitre par une utilisation des D-EML pour la génération des signaux SSB à bande latérale unique (SSB : Single Side Band) à la fois dans un contexte OFDM.

Bibliographie

[1] R. Tkach, "Network traffic and system capacity: Scaling for the future," *in Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC), 2010, paper We.7.D.1*. (Cité p2 et p3)

[2]: G.P. Agrawal, "Fiber-optic Communication Systems", *3rd edition. New York, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2002.* (Cité p3)

[3] J.P. Gordon and H. Kogelnik, "PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers", *PNAS, 97(9):4541–4550, 2000.* (Cité p4)

[4]: K. Petermann, "Laser Diode Modulation and Noise", *Kuwer Academic Publisher1988.* (Cité p4)

[5]: G.P Agrawal and N.K. Dutta, « Long-Wavelength Semiconductor Lasers », *Van Nostrand Reinhold, New York, 1986.* (Cité p5)

[6]: N.A Naderi, F. Grillot, V. Kovanis, and L. F Lester, "Simultaneous low linewidth enhancement factor and high bandwidth quantum-dash injection-locked laser," *International Photon. Conf. Arlington, USA (2011).* (Cité p5 et p6)

[7]: D. Mahgerefteh, Y. Matsui, X. Zheng, K. McCallion, "Chirp Managed Laser and Applications" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 16, No. 5, September/October (2010).* (Cité p5)

[8] P. Ji, J. Yu, Z. Jia, T. Wang, X. Zheng, Y. Matsui, D. Mahgerefteh, K. McCallion, Z. Fan, and P. Tayebati, "Chirp-Managed 42.8 Gb/s Transmission over 20 km Standard SMF without DCF using Directly Modulated Laser," *in European Conference and Exposition on Optical Communications. Optical Society of America, 2007, Session 10.4.6*. (Cité p5)

[9]: C. Kazmierski, C.Jany, J. Decobert, F. Alexandre, F.Blache and A.Scavennec," High Speed AlGaInAs Electroabsorption Modulated Laser and its Optically Equalized Operation at 86 Gb/s*", ECOC 2008, We.3.C.2.* (Cité p6)

[10]: T. Fujisawa, S. Kanazawa, H. Ishii, N. Nunoya, Y. Kawaguchi, A. Ohki, N. Fujiwara, K. Takahata, R. Iga, F. Kano, and H. Oohashi, "1.3- μm 4×25-Gb/s Monolithically Integrated Light Source for Metro Area 100-Gb/s Ethernet", *IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 23, No. 6, pp 356-358, 2011.* (Cité p6)

[11]: W.S Rabinovich et B.J Feldman, "Spatial Hole Burning Effects in Distributed Feedback Lasers", *IEEE journal of Quantum electronics, vol. 25, No.1, 1989.* (Cité p6)

[12]: B. Thedrez, J.M Rainsant, N. Aberkane, B. André, H. Bissessur, J.G Provost and B. Fernier, "Power and facet dependence of chirp for index and gain-coupled DFB lasers, " *International Semi-conductor Laser Conference (ISLC), TuE41, pp. 175-176, 1998.* (Cité p6)

[13]: G. Duan, P. Gallion and, G. Debarge, "Analysis of frequency chirping of semiconductor lasers in the presence of optical feedback," *Optics Letters 12(10), 800-802 (1987).* (Cité p6)

[14]: G. Morthier, "Feedback Sensitivity of Distributed-Feedback Laser Diodes in Terms of Longitudinal Field Integrals," *IEEE J. Quantum Electron. 38(10), 1395-1397(2002).* (Cité p6)

[15]: F. Grillot, N. A. Naderi, M. Pochet, C.-Y. Lin, and L. F. Lester, "Optical feedback instabilities in a monolithic InAs/GaAs quantum dot passively mode-locked laser," *Appl. Phys. Lett.,* 94(15), 153503 (2009). (Cité p6)

[16]: J.L Beylat, and J. Jacquet "Analysis of DFB semiconductor lasers with external optical feedback " *Electronic Letters, Vol. 24, No. 9, pp 509-510, 1988*. (Cité p6)

[17]: Hoon Kim; Sung Kee Kim; Hanlim Lee; Seongtaek Hwang; Yunje Oh, "A Novel Way to Improve the Dispersion-Limited Transmission Distance of Electroabsorption Modulated Lasers", *IEEE Photonics Technology Letters, Vol.18, No.8 (2006).* (Cité p6)

[18]: J. Petit, D. Erasme, R. Gabet, C. Kazmierski, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre et N. Dupuis, « Enhanced 10-Gb/s NRZ Transmission Distance using Dual Modulation of an integrated Electro-absorption Modulated Laser Transmitter » *OFC'09 OThG2 (2009).* (Cité p7)

[19]: K. Hasebe, S. Matsuo, H. Sanjoh, A. Ohki, T. Kakitsuka et Y. Shibata, "Directly Frequency Modulated DFB Laser Integrated with EA modulator for Extended Transmission Reach", *ECOC'10, Th.9. D.5.* (Cité p7)

Chapitre 1

Théorie de la dérive en fréquence : origines & effets

1. Théorie de la dérive en fréquence : origines & effets

Les contraintes liées aux déploiements actuels et futurs des réseaux d'accès optiques et des réseaux métropolitains conduisent à la conception de sources optiques compatibles à l'augmentation du débit de transmission des données ainsi qu'à la réduction du coût et de la consommation. Les lasers à semi-conducteurs directement modulés à 10 Gb/s représentent une solution potentielle car l'association dans un même composant monolithique des fonctions de production de lumière et de modulation apporte la compacité, le faible coût et la consommation réduite. En complément, dans le cas des lasers à contre-réaction distribuée (DFB : Distributed FeedBack), le fonctionnement monomode spectral peut être obtenu et la bande passante de modulation peut atteindre des valeurs raisonnables pour les applications prévues à court et moyen termes (supérieure à 10 GHz). Cependant, les lasers modulés directement, souffrent d'une dérive en fréquence induite pendant l'opération de modulation [1]. Ce phénomène, dénommé « chirp », dont l'origine première est un couplage des modulations de la partie réelle et de la partie imaginaire de la susceptibilité diélectrique du matériau, sera l'objet d'étude de ce chapitre. Pour les applications à haut débit, la dérive en fréquence induit, le plus souvent, une limitation des performances des systèmes de transmission par fibre optique en termes de débit et de portée. En effet, la conjonction avec la dispersion chromatique de la fibre entraîne un élargissement temporel du signal transmis après détection en bande de base induisant ainsi une interférence Inter-Symbole (ISI : Inter-Symbol Interference) pour des modulations numériques.

Dans le but de dépasser la limite de portée de transmission imposée par la dispersion pour un débit binaire donné, plusieurs méthodes ont été proposées. L'utilisation d'un modulateur externe permet de séparer les fonctions de génération et de modulation aux dépens de l'adjonction d'un nouveau composant qui engendre un coût supplémentaire, des pertes optiques et une consommation accrue. Les modulateurs les plus courants dans les systèmes de communications optiques sont les interféromètres de Mach-Zehnder intégrés en Niobate de Lithium ($LiNbO_3$) [2]. Ils ne répondent pas à la problématique de notre étude du fait de leur coût et de leur encombrement. Les modulateurs à électro-absorption (EAM : Electro-Absorption Modulator) représentent une réponse nettement plus adéquate à condition qu'ils soient intégrés de façon monolithique avec le laser DFB, réduisant ainsi l'encombrement et les pertes optiques. Ce composant connu sous son acronyme anglo-saxon EML (Electro-absorption Modulated Laser) est extrêmement compact (quelques centaines de microns de

long), peut atteindre des fréquences de modulation très élevées et des débits binaires qui peuvent aller jusqu'à 80 Gb/s [3]. Il est aussi sensible au phénomène de couplage phase-amplitude du matériau mais dans une moindre mesure et permet d'obtenir des transmissions typiques de l'ordre de 80 km à des débits de 10 Gb/s pour des dispositifs commerciaux. Afin d'atteindre des portées plus étendues ou des débits plus élevés, d'autres concepts ont été étudiés, par exemple le CML (Chirp Managed Laser) [4] ou l'intégration supplémentaire d'un SOA (Semiconductor Optical Amplifier) [5]. Le travail présenté dans cette thèse se concentre sur une solution originale proposée en 2006 par *Kim* [6] et reprise dès 2009 par *J. Petit et al* [7]. Le concept de modulation duale des EML, donnant naissance à un nouveau composant que nous avons baptisé D-EML (Dual Electro-absorption Modulated Laser) repose sur l'ajustement du chirp après la juxtaposition de la modulation appliquée conjointement sur le laser et sur le modulateur. [Les solutions liées au format de modulation ne feront pas l'objet d'une comparaison à ce niveau de l'étude car elles peuvent être utilisées avec les différents types de source. L'association de la solution retenue et d'un format de modulation avancé, l'OFDM (Orthogonal Frequency Division Multiplexing) sera analysé en fin de thèse].

Ce chapitre a pour but d'introduire théoriquement le phénomène de dérive en fréquence, notamment dans le cas des lasers DFB et des modulateurs EAM. Il permettra d'expliquer sa contribution à l'augmentation ou à la limitation de la portée de transmission.

Après avoir décrit le principe de fonctionnement des lasers DFB et des modulateurs EAM, nous procédons à la présentation de l'état de l'art des EML afin de déterminer leurs performances en termes de débit, portée et bande passante. Par la suite, nous définissons et étudions le phénomène de dérive en fréquence, ses origines physiques et son comportement pour le cas des lasers DFB et des modulateurs EAM. Enfin, nous montrons les effets négatifs de la dérive en fréquence sur la transmission en présence de la dispersion chromatique de la fibre ainsi que les effets positifs pouvant être obtenus grâce à son ajustement en situation de modulation duale.

1.1. Généralités sur les lasers à contre-réaction distribuée (DFB)

1.1.1. Les lasers à semi-conducteurs

Grâce à leur compacité, à leur faible consommation électrique et à la possibilité de modulation de la lumière par le courant, les lasers à semi-conducteurs se sont rapidement imposés dans les communications par fibre optique. Ils sont caractérisés par un petit volume,

un faible coût de fabrication avec une très bonne fiabilité et un excellent rendement énergétique. Ils peuvent être modulés directement par le courant d'injection aussi bien en intensité qu'en fréquence ou en phase optique. Leur intégration avec d'autres composants optoélectroniques est également possible. La manifestation de l'effet laser requiert le concours de deux éléments : un milieu actif capable de générer et d'amplifier la lumière et un résonateur optique assurant la contre-réaction nécessaire à l'entretien de l'oscillation laser.

1.1.1.a. L'amplification optique

Pour faire apparaître le phénomène laser, il faut disposer d'un matériau amplificateur (couche active). La génération de la lumière dans un semi-conducteur ne peut être obtenue efficacement que dans les matériaux à structure de bande directe (figure 1.1).

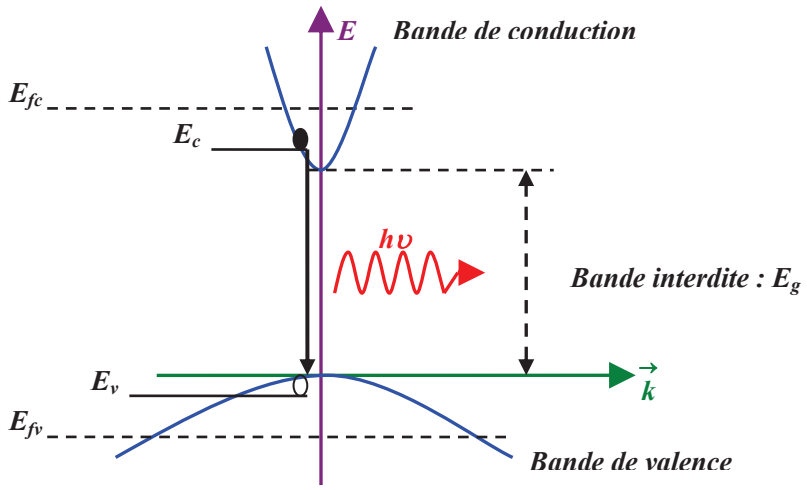


Figure 1.1: schéma de la structure de bande et niveaux de Fermi du semi-conducteur

Le diagramme $E(k)$ des bandes d'énergie électroniques des électrons et des trous présente un extremum pour une même valeur de vecteur d'onde k (c'est à dire un minimum d'énergie pour la bande de conduction et un maximum d'énergie pour la bande de valence). Une transition directe entre un électron de la bande de conduction d'énergie E_c et un trou de la bande de valence d'énergie E_v permet l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = E_c - E_v$, ce qui correspond sensiblement à la valeur de la bande interdite (largeur de gap) E_g.

Les matériaux à transition optique directe les plus utilisés dans le domaine des télécommunications (*1,3 µm -1,5 µm*) sont les composés binaires, ternaires ou quaternaires obtenus à partir des éléments III et V de la table périodique. En particulier les composés quaternaires *InGaAsP* sont utilisés pour les lasers à puits quantiques (QW : Quantum Well) [8]. L'amplification optique n'est obtenue que lorsqu'une inversion de la population est produite par injection de porteurs excités favorisant l'émission stimulée par rapport à

l'absorption. Pour que le matériau puisse alors amplifier, les photons doivent satisfaire la condition de *Bernard-Durrafourg* [9]:

$$E_g < h\nu < E_{fc} + E_{fv} \tag{1.1}$$

où E_g, E_{fc} et E_{fv} sont respectivement l'énergie de la bande interdite, l'énergie des quasi-niveaux de *Fermi* relatifs à la bande de conduction et la bande de valence (figure 1.1).

L'oscillation amplifiée doit, ensuite, être entretenue grâce à une rétroaction. Pour les lasers à cavité Fabry-Perot (FP), celle-ci est réalisée par deux facettes clivées placées de part et d'autre du matériau. Ce type de sources présente un fonctionnement multimode spectral qui conduit à un élargissement temporel des signaux transitant dans les fibres optiques du fait de la dispersion chromatique présente dans celle-ci. Les lasers DFB associent un effet de filtrage à celui de la rétroaction afin d'obtenir un comportement monomode que nous allons étudier par la suite.

1.1.1.b. L'hétérojonction

Pour pouvoir amplifier la lumière par émission stimulée, la condition de *Bernard-Durrafourg* doit être respectée en injectant suffisamment de paires électron-trous (porteurs) dans la couche active. L'excitation du milieu actif est donc produite par pompage électrique au sein d'une diode à jonction PN et non pas à l'aide d'un dispositif de pompage optique extérieur (lampes, laser,…). Celle-ci permet l'injection des porteurs dans la couche active et un guide diélectrique plan assurant le guidage optique de la lumière générée.

Dans le but de favoriser les interactions entre les porteurs et les photons au sein de la région active, une hétérojonction PN confine simultanément les électrons et les photons. En effet, la couche active est entourée de deux couches de confinement optiques, de bandes interdites plus élevées ayant des dopages opposés. L'interface entre la couche active et une couche de confinement représente donc une hétérojonction électrique. Pour le cas des lasers à semi-conducteurs émettant à 1,5 μm, la couche active est formée de puits quantiques *InGaAsP* tandis que les couches de confinement sont en *InGaAsP* de gap plus élevé. Sous polarisation directe de la jonction, les électrons (respectivement les trous), injectés du côté de l'*InGaAsP* dopé *n* (respectivement l'*InGaAsP* dopé *p*) pénètrent dans la couche active où se produira l'amplification et restent confinés à des densités élevées (figure 1.2). Ceci est dû à la différence de largeur de bande interdite entre la couche active et les couches de confinement donnant lieu à la formation des barrières de potentiel. En conséquence, l'inversion de population nécessaire à l'amplification de la lumière peut être obtenue à un faible courant

d'injection. Simultanément, l'indice de réfraction du matériau actif, supérieur à celui des couches adjacentes assure quant à lui le confinement de la lumière dans la couche active.

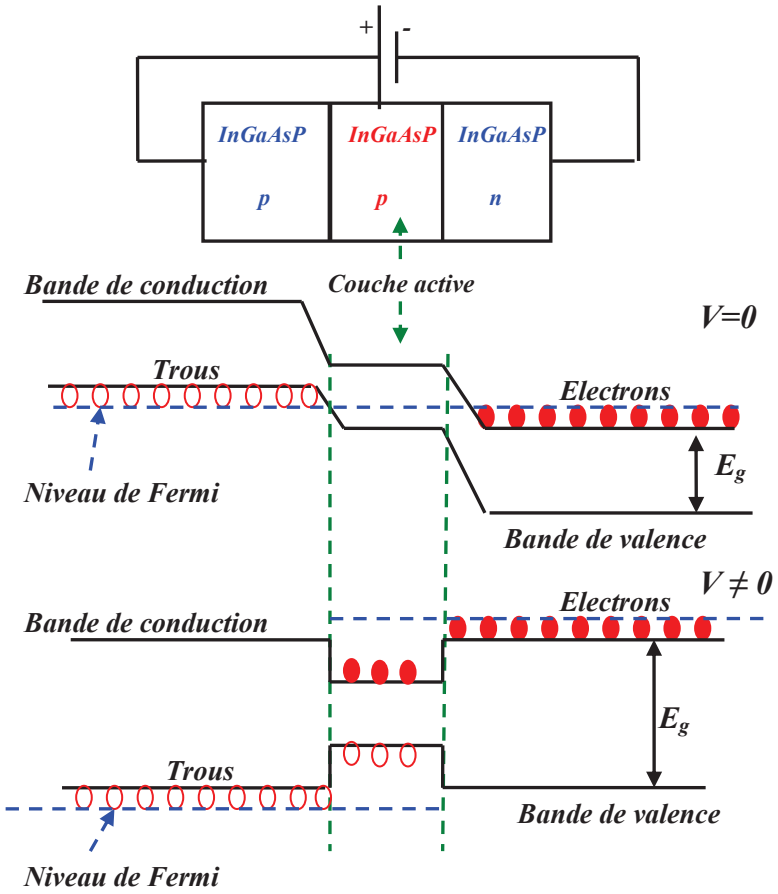


Figure 1.2: schéma de la structure de bande et de la distribution des porteurs dans une hétérojonction non polarisée (V = 0) et polarisée (V ≠ 0)

Le confinement transverse (ou latéral) de la lumière est effectué grâce à la différence d'indice de réfraction entre les régions avec ou sans gain. Il s'agit donc du guidage par l'indice. Une technique pour réaliser le confinement transverse de la lumière consiste à délimiter le milieu actif sous forme d'un ruban dont les dimensions transverses seront dépendantes de la longueur de la zone d'amplification optique. La création à la fois d'un confinement latéral pour les électrons et les photons est réalisée en gravant le milieu actif en forme de ruban de section rectangulaire encerclé par un matériau de bande interdite plus grande et d'indice plus faible. Le fait d'enterrer la couche active dans ce matériau, permet de confiner les électrons et les photons dans les deux dimensions. Il s'agit donc de lasers à ruban enterré [8].

Il est souhaitable de confiner le mode optique dans la région d'injection des porteurs pour optimiser son recouvrement avec la région à gain. Le facteur de confinement Γ permet de tenir compte de la différence de taille entre la zone du gain et le mode optique:

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E^2(y)dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} E^2(y)dy} \quad (1.2)$$

avec d, $E(y)$ respectivement l'épaisseur du milieu actif et la distribution du champ optique perpendiculaire au plan des couches.

1.1.1.c. Le courant seuil

L'inversion de population augmente avec le taux de pompage. En dessous d'un certain courant appelé courant seuil I_{seuil}, le laser n'émet pas de lumière cohérente puisque l'émission stimulée ne compense pas les pertes de la cavité. Le seuil d'un laser FP est exprimé par [8]:

$$\Gamma g_{seuil} = \alpha_{\text{int}} + \frac{1}{2L} Log(\frac{1}{R_1 R_2}) \quad (1.3)$$

où Γ est le facteur de confinement, g_{seuil} est le gain matériau au seuil, α_{int} sont les pertes internes, L est la longueur de la cavité et $R_{1,2}$ sont les réflectivités des deux miroirs des extrémités de la cavité.

Au dessus du seuil, le flux de photons amplifiés augmente jusqu'à saturer le gain et le maintenir à une valeur où il égale les pertes. Tous les porteurs au dessus du seuil se recombinent immédiatement sous forme d'émission stimulée (figure 1.3). L'émission spontanée sert de source initiale pour le processus d'amplification.

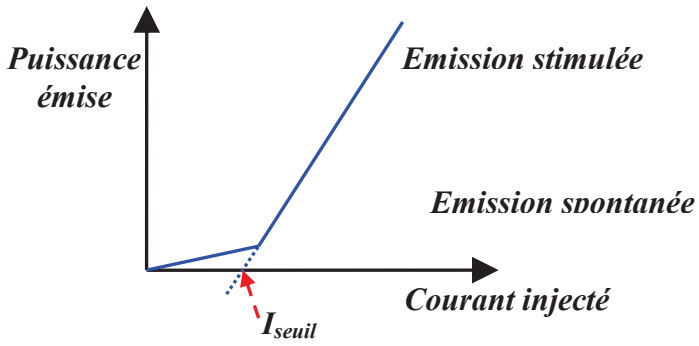


Figure 1.3: Caractéristique puissance/courant d'un laser

1.1.2. Les lasers à puits quantiques (QW)

Le laser à double hétérojonction consiste en une couche active prise en sandwich entre deux couches de confinement dopées p et n et de largeur de bande interdite plus élevée. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de 0,2 μm. Des progrès importants ont permis

d'améliorer les techniques d'élaboration des couches semi-conductrices permettant de d'obtenir des épaisseurs beaucoup plus réduites de quelques nm (5 à 10 nm typiquement).

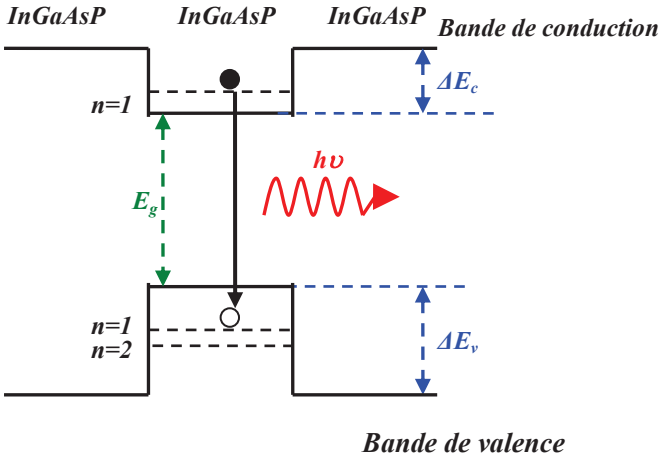


Figure 1.4: puits quantique InGaAsP

Un puits quantique est constitué d'un matériau de faible largeur de bande interdite et d'épaisseur de l'ordre de 10 nm, entouré d'un matériau de bande interdite plus élevée. Les porteurs (électrons et trous) se trouvent confinés dans la région de faible bande interdite. L'épaisseur de cette région est choisie pour être de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de *de Broglie* de ces porteurs dans le matériau massif. En conséquence, l'énergie cinétique pour le mouvement perpendiculaire aux couches devient quantifiée et l'on parle alors de lasers à puits quantiques (QW) [10]. La figure 1.4 montre le diagramme énergétique d'un puits en *InGaAsP* compris entre deux couches d'*InGaAsP* de gap plus élevé. La structure à puits quantiques est particulièrement attrayante pour modifier l'allure de la bande de gain et notamment son évolution avec le courant d'injection suite à un effet de quantification sur les états électroniques des bandes de conduction et de valence. La densité d'états le long du spectre d'énergie prend une forme en escalier (figure 1.5). Pour une énergie donnée, la densité d'états est plus faible dans la structure à puits quantiques que dans une structure massive entraînant un seuil laser plus bas du fait du faible volume de la cavité [10].

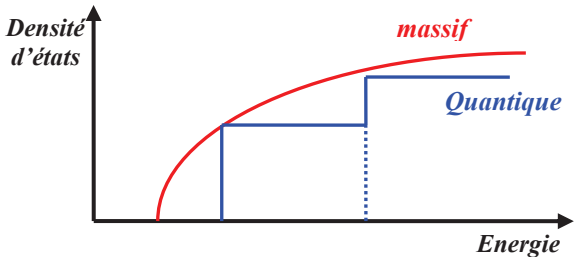


Figure 1.5: Densité d'états des électrons dans une structure à puits quantique comparée à celle des structures massives

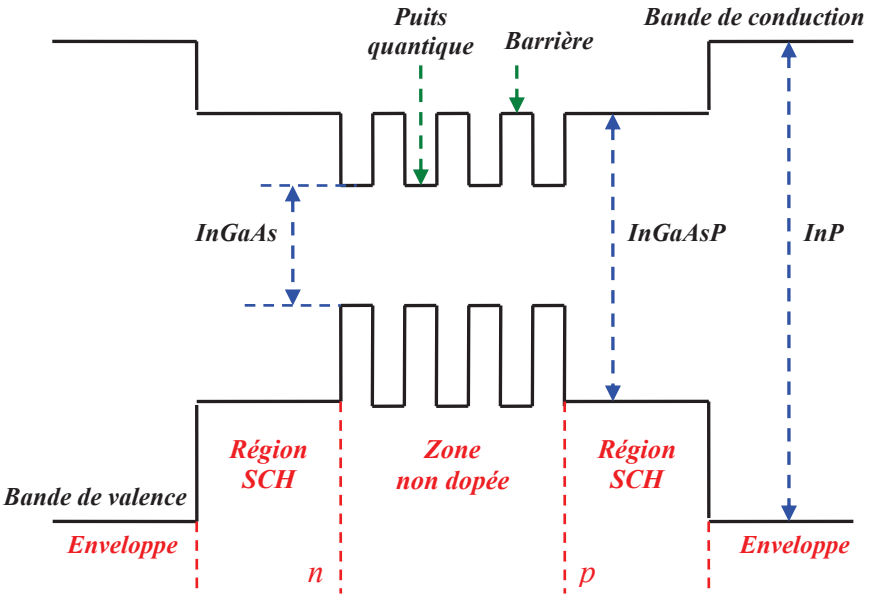


Figure 1.6: Structure à puits quantiques multiples

Pour augmenter le recouvrement du mode optique avec la région du gain, il est d'usage d'utiliser des structures à puits quantiques multiples (MQW : Multiple Quantum Well). En effet, la plupart des diodes lasers utilisent actuellement la structure à confinement séparé (SCH : Separate Confinement Heterostructure) dans laquelle la couche active et les couches de confinement optique -plus larges- sont optimisées de manière séparée. Deux couches (dites couches SCH) de bande interdite et d'indice intermédiaire par rapport à la couche active et les couches *InP* servent de guide d'onde, leur épaisseur est optimisée pour obtenir un bon guide d'onde évitant d'avoir une densité de photons trop grande et ainsi limitant les effets thermiques dus à la réabsorption des porteurs (figure 1.6) [10].

1.1.3. Les lasers à contre-réaction distribuée (DFB)

1.1.3.a. Principe

Le fonctionnement multimodal des lasers FP présente un handicap majeur pour leur utilisation en télécommunications pour les longues distances à cause de la dispersion chromatique des fibres optiques. En effet, la réflectivité sur les facettes de la cavité FP est identique pour tous les modes longitudinaux de la cavité. La seule discrimination spectrale provient alors de la largeur de la courbe de gain souvent plus grande que l'écart entre les modes ainsi que de la compétition entre les modes lesquels puisent dans un même réservoir de porteurs. La sélection modale de ces lasers caractérisée par le taux de réjection des modes secondaires (SMSR : Side Mode Suppression Ratio) est de mauvaise qualité ; typiquement le SMSR est inférieur à 30 dB [11].

Afin de réaliser la sélection entre modes, une solution est de rendre la rétroaction dépendante de la longueur d'onde, ce qui revient à avoir des pertes intra-cavité différentes pour les différents modes longitudinaux. Cette idée proposée par *Kogelnic* et *Shank* en 1971 [12,13], a été mise en œuvre dans les lasers DFB. La particularité de ces lasers est le fait que le processus de réinjection de la lumière n'est plus fourni par les deux facettes placées aux extrémités de la zone active, mais par une variation périodique longitudinale de l'indice de réfraction sur toute la longueur du laser assimilée à un réseau de Bragg (figure 1.7).

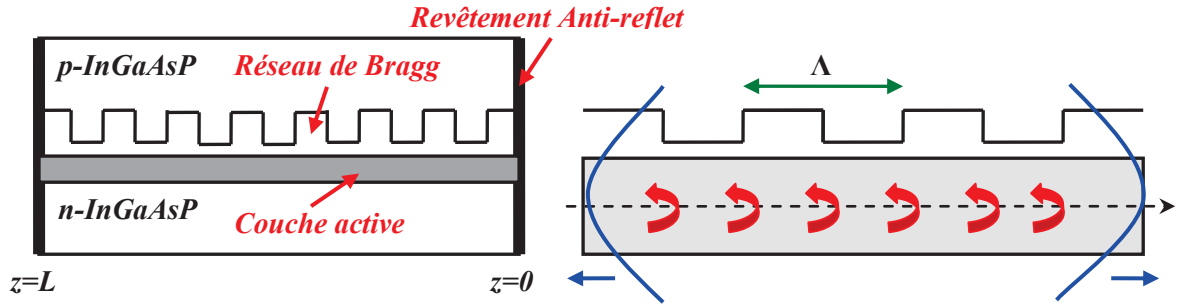


Figure 1.7: schéma de principe d'un laser DFB : Le réseau de Bragg de période Λ est gravé au dessus de la couche active assurant la rétroaction nécessaire à l'effet laser

La région de Bragg agissant comme un réflecteur dont le coefficient dépend de la longueur d'onde se confond dans cette structure avec la section active. Le mode qui s'installera sera alors celui qui présentera les pertes les plus faibles.

1.1.3.b. Le réseau de Bragg

Souvent, nous trouvons deux types de réseaux dans les lasers DFB, suivant le couplage désiré. Nous parlons d'un couplage par le gain lorsque le réseau présente une variation périodique du gain dans la cavité et d'un couplage par l'indice pour un réseau d'indice [14]. Dans toute la suite, nous ne traiterons que les lasers DFB à couplage par l'indice.

Le réseau est utilisé sous la condition de Bragg à l'ordre 1 induisant un couplage contra-propagatif. Le processus de réinjection de la lumière dans la zone amplificatrice n'est plus seulement réalisé par les deux facettes mais par le réseau périodique de diffraction situé à proximité de la couche active. La rétroaction est réalisée au voisinage de la longueur d'onde de Bragg donnée par [11]:

$$\lambda_B = \frac{2\Lambda \cdot n_{eff}}{p} \tag{1.4}$$

où n_{eff} est l'indice effectif de la structure, p est l'ordre du réseau et Λ est la période du réseau de Bragg.

La réflectivité distribuée provoque ainsi un couplage entre les ondes contra-propagatives présentes dans la cavité laser, ce couplage est caractérisé par un facteur noté κ exprimé en cm^{-1} et qui dépend principalement de la variation d'indice inscrite dans le milieu. Le facteur de couplage du réseau de Bragg généralement exprimé par le produit κL où L est la longueur de la cavité est une grandeur très importante pour la caractérisation des lasers DFB [12]:

$$\kappa L = \frac{\pi \cdot \Delta n}{\lambda} L \tag{1.5}$$

où Δn est l'écart maximum d'indice de réfraction du réseau par rapport à l'indice moyen n_{eff} et λ est la longueur d'onde d'émission laser.

1.1.3.c. Traitement haute réflexion et anti-reflet (HR/AR) des facettes de la cavité laser

Dans le laser DFB, la rétroaction étant obtenue par l'effet du réseau d'indice, la réflectivité des facettes n'est pas nécessaire à l'effet laser. Cela peut être montré dans le cas d'un laser traité anti-reflet (AR) sur les deux facettes.

La description du fonctionnement de la cavité est relativement complexe. La théorie des modes couplées permet de décrire la propagation des ondes dans une structure périodique [11]. Dans le cas où un traitement (AR) identique est appliqué sur les deux facettes, la cavité

conserve sa symétrie. Les modes DFB sont obtenus en résolvant la condition d'oscillation exprimée par l'équation transcendante suivante [8]:

$$\kappa L \sin(qL) = \pm iqL \tag{1.6}$$

avec

$$q^2 = (\alpha + i\delta)^2 + \kappa^2 \tag{1.7}$$

où L, κ, α et δ sont respectivement la longueur de la cavité laser, le facteur de couplage du réseau de Bragg, les pertes au seuil des modes DFB et l'écart de Bragg défini par la déviation de la longueur d'onde du mode par rapport à la longueur d'onde de Bragg [11]:

$$\delta = n_{eff}\left(\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{2\pi}{\lambda_B}\right) \tag{1.8}$$

Chaque solution q trouvée correspond à un mode DFB explicité par le couple (α, δ). Pour le cas où $\alpha >> \kappa$, l'équation (1.6) peut être résolue analytiquement en considérant que $q \approx (\alpha + i\delta)$. La condition d'oscillation laser est alors donnée par le système [8]:

$$\alpha^2 + 4\delta^2 = \kappa^2 \exp \alpha L \tag{1.9}$$

$$\delta L = \left(m - \frac{1}{2}\right)\pi \tag{1.10}$$

où m=1, 2, 3,... représente l'ordre des modes DFB. Nous constatons pour cet exemple que les modes DFB sont bien symétriques par rapport à la longueur d'onde de Bragg et qu'ils sont espacés de $\lambda_B^2/2n_{eff}L$ ce qui correspond approximativement à la séparation des modes d'un laser FP. La figure 1.8 montre la position des modes pour un courant de polarisation égal au courant de seuil d'un laser DFB avec des réflectivités nulles sur les deux facettes. Seulement la moitié du spectre est représentée dans la figure 1.8. Les lignes pleines sont obtenues en variant κL. L'intersection entre la ligne pleine et celle en pointillée montre les modes DFB pour un coefficient de couplage κL = 1. Les deux modes les plus proches de la longueur d'onde de Bragg (m = ±1) et qui présentent les plus faibles pertes au seuil atteindraient les premiers le seuil laser. Le spectre d'émission laser est bien bi-mode du fait qu'il existe deux modes de Bragg qui oscillent simultanément. L'absence d'oscillation laser à λ_B (δ = 0), conduit alors à la formation d'une bande interdite entre les modes +1 et -1 dont la largeur dépend fortement de κL.

L'équation (1.9) donne une idée sur la sélectivité des modes DFB. En effet, pour un κL fixé, les pertes au seuil α augmentent avec δ et donc un mode d'ordre plus haut nécessite un gain au seuil plus élevé. La théorie des modes couplés montre donc qu'un laser DFB symétrique traité AR/AR a un comportement bi-mode au seuil.

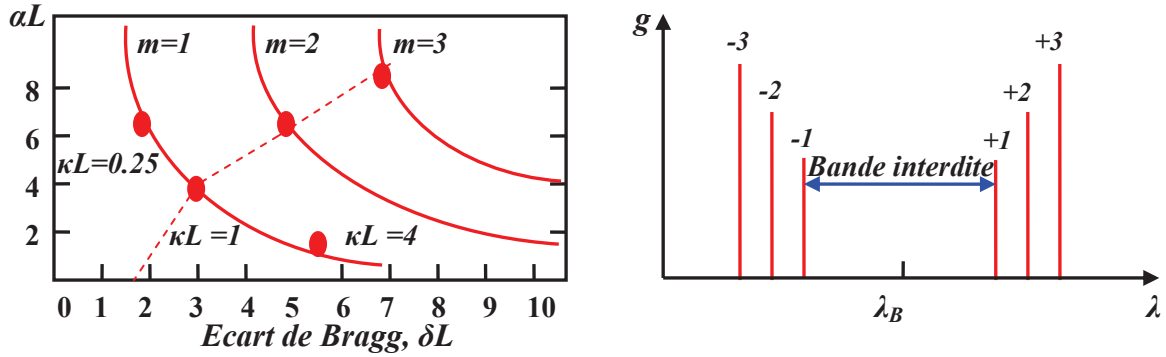


Figure 1.8: Mode longitudinaux d'un laser DFB avec des réflectivités nulles sur les deux facettes [11]

L'introduction d'un traitement haute-réflexion (HR) sur l'une des facettes permet de casser la symétrie spatiale entraînant une discrimination des modes longitudinaux résiduels. Pour ce cas, la condition d'oscillation est exprimée par :

$$\left(\frac{r_{HR}-r}{1-rr_{HR}}\right)\left(\frac{r_{AR}-r}{1-rr_{AR}}\right)\exp(2iqL)=1 \tag{1.11}$$

où r est le coefficient de réflexion du réseau de Bragg défini par :

$$r=\frac{q-\delta}{\kappa} \tag{1.12}$$

$r_{HR,AR}$ sont les réflectivités en amplitude au niveau des facettes AR et HR définies par:

$$r_{HR,AR}=\sqrt{R_{HR,AR}}\exp(j\varphi_{HR,AR}) \tag{1.13}$$

où $R_{HR,AR}$ sont les réflectivités en intensité et $\varphi_{HR,AR}$ sont les phases aux facettes HR et AR dont la définition est donnée ci-dessus.

L'équation (1.11) montre que la présence du traitement HR donne un rôle primordial aux phases aux facettes. Il est possible pour un laser DFB traité HR/AR, d'obtenir un seul mode longitudinal situé dans la bande interdite avec une très bonne sélectivité de gain par comparaison avec les modes secondaires.

Pour manipuler sans soucis ces dissymétries de la cavité, il est indispensable d'étudier l'origine des phases aux facettes.

1.1.3.d. Notion de phases aux facettes

Les lasers DFB sont marqués par la présence d'un réseau de Bragg de longueur L et de période Λ couplé à une cavité FP formée par deux facettes du cristal semi-conducteur. Pour un guide d'onde perpendiculaire au plan de clivage, les facettes doivent être parallèles pour

assurer la réflexion sur elle-même de l'onde qui se propage dans la cavité. Les facettes sont obtenues alors par un simple clivage. La cavité ne contient pas généralement un nombre entier de périodes Λ ($L \neq n \times \Lambda$, n entier). Selon la position du plan de clivage par rapport à la période Λ, il résulte un déphasage imprévisible φ sur chaque facette. Pour avoir des déphasages reproductibles, il faudrait pouvoir effectuer le clivage avec une précision très petite devant Λ, ce qui n'est pas envisageable (Exemple : le déphasage de 2π nécessite une précision de clivage de l'ordre de 0,25μm alors que la précision actuelle est de l'ordre de 5 μm). La figure 1.9 illustre la notion de déphasage aux facettes pour un réseau de Bragg de forme rectangulaire ayant un indice de réfraction faible n_1 et un indice élevé n_2 dans un laser DFB traité HR/AR. Le clivage des deux facettes AR et HR entraîne les déphasages φ_{HR} et φ_{AR} définis par :

$$\varphi_{AR} = \frac{2\pi}{\Lambda} l_{AR} \quad (1.14) \qquad \text{et} \quad \varphi_{HR} = \frac{2\pi}{\Lambda} l_{HR} \quad (1.15)$$

avec l_{HR} et l_{AR} sont les longueurs des périodes non complètes du réseau suite au clivage des deux facettes AR et HR, la référence étant prise arbitrairement sur les passages de faible à fort indice sur un axe orienté dans le sens HR vers AR (point E).

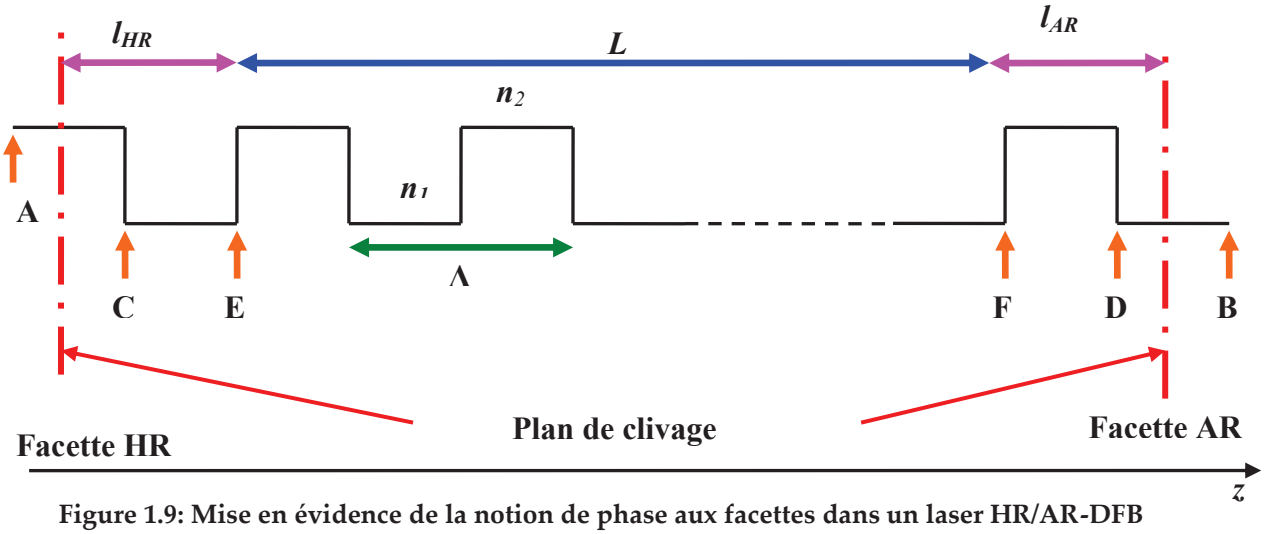


Figure 1.9: Mise en évidence de la notion de phase aux facettes dans un laser HR/AR-DFB

La valeur de chaque déphasage sur chaque facette peut être comprise entre 0 et 2π selon la position des plans de clivage. Avec notre jeu de convention, la phase au niveau de la facette HR (respectivement AR) s'annule quand le plan de clivage se situe en E (respectivement en F). Lorsque le clivage s'effectue en C (respectivement en D), la phase à la facette HR (respectivement AR) est égale à π. Pour une position intermédiaire entre C et E (respectivement entre F et D), le déphasage sur la facette HR (respectivement AR) est compris

entre 0 et π. De même, le déphasage sur la facette HR (respectivement AR) est compris entre π et 2π lorsque la position du plan de clivage est entre C et A (respectivement entre D et B).

Les facettes, en général clivées rajoutent une réflexion du champ optique vers l'intérieur du laser créant ainsi un système d'interférence entre la facette et le réflecteur de Bragg.

Pour analyser ce point, notons ψ_{HR} la phase de la réflectivité de la facette arrière, et ψ_{Bragg} celle du réflecteur de Bragg situé à droite du point de référence E. Soit ψ le déphasage induit par la propagation de l'onde entre le point E et la facette.

Lors d'un aller-retour entre le point E et la facette HR (figure 1.10), l'onde se déphase d'une valeur:

$$\Delta\psi = \psi_{HR} + \psi_{Bragg} + 2\psi \tag{1.16}$$

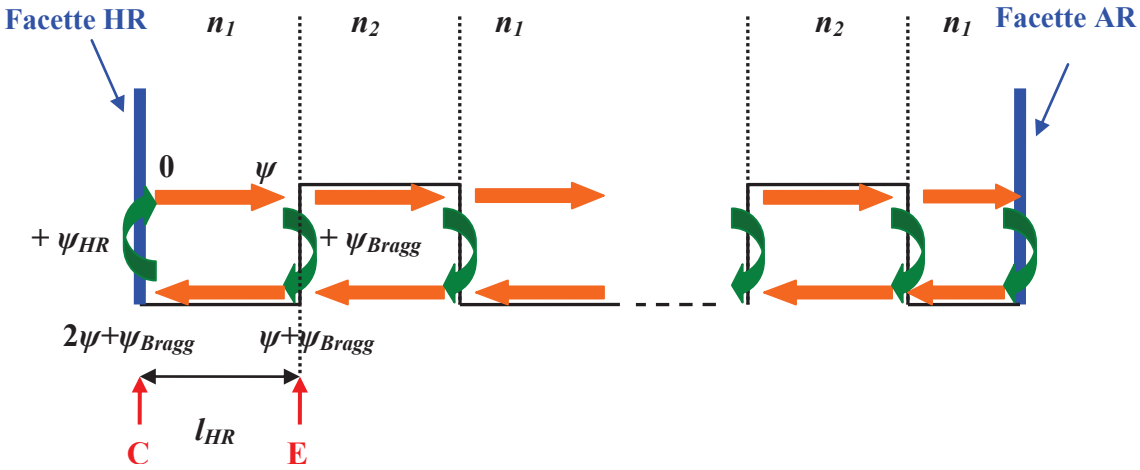


Figure 1.10: Schéma d'un système d'interférence entre la facette HR et le réflecteur de Bragg pour le cas d'un laser HR/AR-DFB

De façon pratique, la facette HR est constituée de couches quart d'onde SiO_2 pour lesquelles le coefficient de réflexion est positif (passage d'un milieu de fort indice à un milieu de faible indice, l'air). Nous choisirons donc $\psi_{HR} = 0$.

A sa résonance ($\lambda = \lambda_B$), la réflexion du réflecteur de Bragg (r_{Bragg}) est réelle et positive lors d'un passage du milieu d'indice élevé vers un milieu d'indice faible et est négative dans le cas contraire (cf. coefficient de *Fresnel*). Selon notre choix de convention (choix du point référence E), $\psi_{Bragg} = \pi$.

Nous avons donc:

$$\Delta\psi(\lambda = \lambda_B) = 2\psi + \pi \tag{1.17}$$

Un choix optimal est obtenu quand $\Delta\psi = 0$ [2π], c'est à dire, pour un déphasage en propagation de l'onde de $\psi = \pi/2$ (soit un déphasage rapporté à la période Λ du réseau de π). Dans ce cas ($\varphi_{HR} = \pi$), il se produit à la facette HR l'équivalent d'une cavité Fabry-Perot de longueur $\lambda_B/2$, accordée à la réflectivité de Bragg, et résonante pour $\lambda = \lambda_B$ (figure 1.11(a)).

La présence de cette résonance à la facette induit une répartition du champ dans le laser très particulière, avec un maximum sur la facette HR, et un minimum sur la facette AR (figure 1.11(b)). Il s'agit bien du cas de minimum de pertes pour le laser.

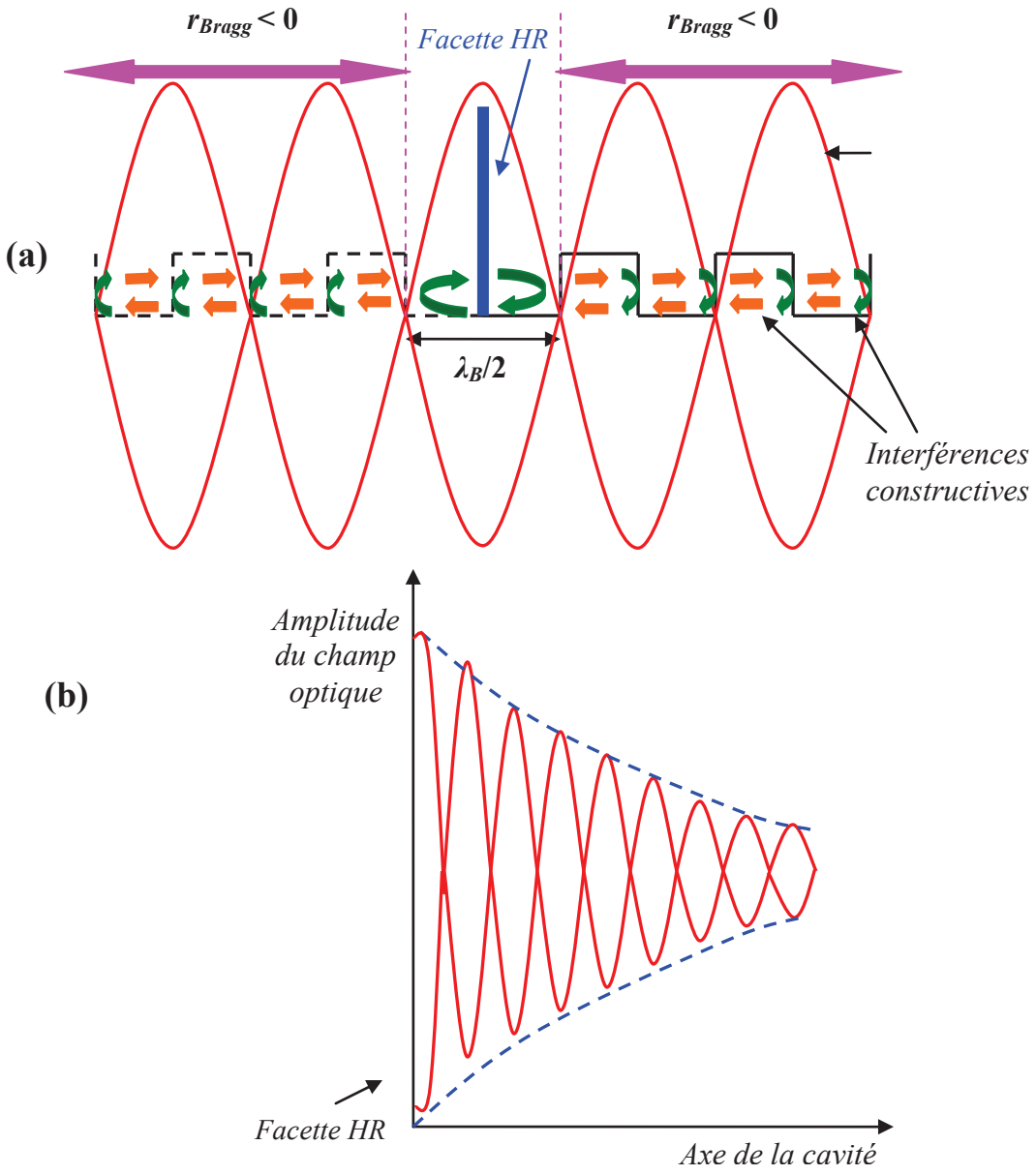


Figure 1.11: Répartition du champ optique d'un laser DFB déplié autour de la facette HR pour un déphasage φ_{HR} de π, (b) Variation de l'enveloppe du champ optique le long de la cavité laser

Dans le cas d'un clivage sur une zone de fort indice (point E ou point A), la réflexion du réflecteur de Bragg (r_{Bragg}) est positive (passage d'un milieu fort à faible indice) et donc $\psi_{Bragg} = 0$. En conséquence, $\Delta\psi = \pi$ et la facette HR renvoie une onde en interférence destructive avec celle du Bragg. Dans ce cas, $\lambda = \lambda_B$ correspond à une situation très défavorable pour le laser. Ainsi, le laser, parfaitement résonant à la longueur d'onde de Bragg pour $\varphi_{HR} = \pi$, va progressivement s'éloigner de cette résonance lorsque le plan de clivage va croître jusqu'à atteindre le pire cas égal à une demi-période $\Lambda/2$.

L'onde et le réseau devenant de périodes différentes, l'accord de phase entre l'onde et le réseau va évoluer le long de la cavité. Il existe des endroits où l'onde se propageant est opposée à l'onde réfléchie par le Bragg, créant un système d'interférences destructives, alors qu'en d'autres points du laser, l'interférence est constructive : un système de maxima et de minima s'installe dans la cavité comme schématisé en figure 1.12. Les maxima sont situés entre deux régions de réflexion maximale.

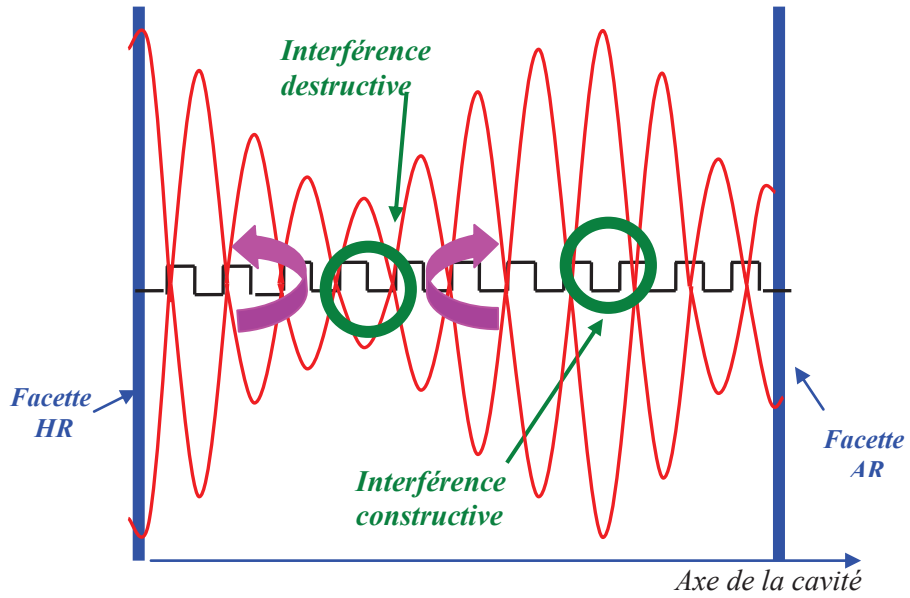


Figure 1.12: Variation de l'enveloppe du champ optique le long de la cavité d'un laser DFB ayant un déphasage quelconque au niveau la facette HR

En résumé, la répartition longitudinale du champ optique n'est pas uniforme le long de la cavité du laser DFB. La variation longitudinale de la densité de porteurs et de photons est fortement liée à l'écart entre la longueur d'onde de Bragg et la longueur d'onde d'oscillation, qui est très sensible à la phase du réseau de Bragg sur chacune des facettes.

L'effet aléatoire de la position des facettes par rapport au réseau joue un rôle très important sur les performances du laser et notamment sur la sélectivité modale et le

comportement de la dérive en fréquence. Une étude plus détaillée des effets de phases aux facettes sera abordée dans la première partie du troisième chapitre.

1.2. Principe de fonctionnement des modulateurs à électro-absorption (EAM)

L'électro-absorption est une modification de l'absorption d'un matériau massif ou à puits quantiques par application d'un champ électrique. Cet effet qui peut être observé sur le même type de matériaux que ceux utilisés pour les lasers à semi-conducteurs, permet de concevoir des modulateurs optiques d'amplitude et même de phase. Une modification de l'absorption du matériau entraîne une variation de l'intensité de l'onde optique qui le traverse. La présence du couplage des modulations de phase et d'amplitude dont l'origine sera expliquée ci-dessous, donne naissance à une fluctuation associée de la phase de l'onde optique. Ces modulateurs sont tout à fait adaptés pour l'intégration avec les lasers. L'effet d'électro-absorption se manifeste aussi à travers une jonction PN. Le champ électrique est établi dans la structure par application d'une tension inverse.

1.2.1. Effet d'électro-absorption dans les matériaux massifs

Les matériaux utilisés pour la conception des modulateurs EAM sont principalement les semi-conducteurs III-V sur substrat de type *GaAs* ou *InP*. L'intervalle entre la bande de valence et la bande de conduction permet de définir, dans un modèle simple, le seuil en termes d'énergie de photons ou de longueur d'onde de la lumière qui sépare une région quasi-transparente d'une région absorbante. En effet, un photon d'énergie supérieure à la bande interdite E_g est absorbé cédant son énergie à un électron de la bande de valence qui passe ainsi dans la bande de conduction.

Le mécanisme d'électro-absorption est exploité au sein d'une jonction PN polarisée en inverse amenant le modulateur EAM à agir comme une photodiode. Les photons incidents d'énergie supérieure à E_g créent un excès d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence au niveau de la zone de charge d'espace de la jonction. L'application d'un champ électrique permet d'avoir un courant inverse appelé photo-courant issu de la séparation des électrons et des trous antérieure à toute possibilité de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

Lors de l'application d'un champ électrique à travers le matériau selon un axe perpendiculaire aux interfaces de la jonction PN, il y a une rupture de la périodicité du

potentiel cristallin selon cet axe qui se traduit par une inclinaison des bandes d'énergie (figure 1.13) [15,16]. En conséquence, l'absorption du matériau est modifiée du fait du recouvrement des fonctions d'onde d'états de la bande de valence et de la bande de conduction dont l'écart est inférieur à E_g.

Les fonctions d'onde présentent en effet une composante évanescente qui s'étend dans la bande interdite du matériau permettant les transitions des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction à des énergies plus faibles que l'énergie de la bande interdite E_g. Lorsque les niveaux d'énergie se rapprochent, le recouvrement des deux fonctions d'onde devient très faible et la probabilité de transition devient négligeable. L'effet d'électro-absorption permet donc de modifier la courbe d'absorption et de l'étendre sur des énergies inférieures à E_g.

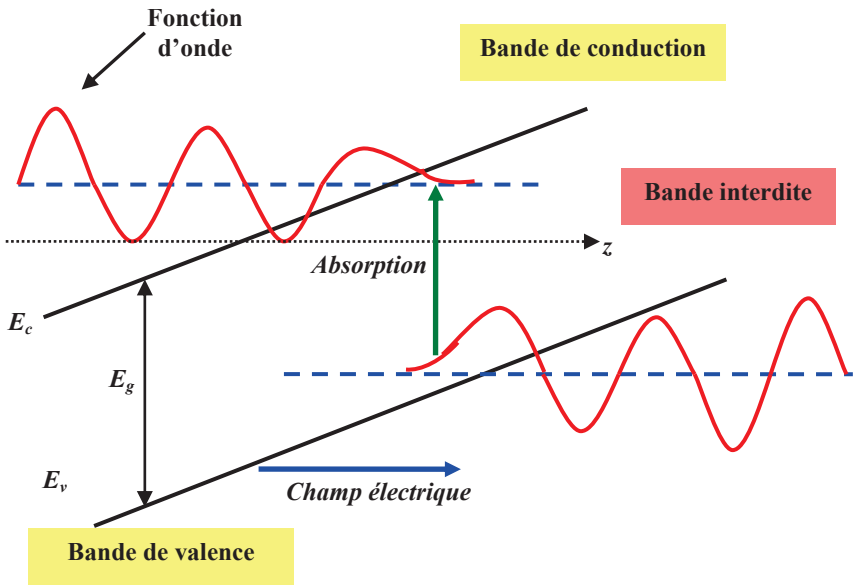


Figure 1.13: Fonctions d'onde d'un semi-conducteur massif soumis à un champ électrique (d'après [15])

La figure 1.14 montre le décalage de la courbe d'absorption vers les hautes longueurs d'onde avec le champ électrique appliqué au travers de la zone d'interaction avec le champ optique. L'effet observé, typique du matériau actif/passif, appelé effet *Franz-Keldish* s'avère efficace mais incapable de fournir le contraste attendu pour une modulation d'amplitude en télécommunication optique. En effet les bords de bande d'absorption en champ nul n'est pas suffisamment abrupte pour que la transition entre la région transparente et la région absorbante soit nette. L'absorption en état passant reste non négligeable ce qui réduit fortement le contraste.

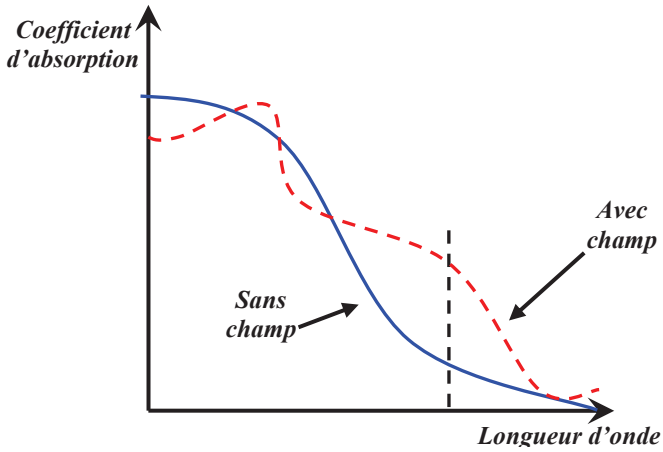


Figure 1.14: Spectre d'absorption d'un matériau semi-conducteur massif soumis à un champ électrique (d'après [17])

1.2.2. Effet d'électro-absorption dans les matériaux à puits quantiques

L'efficacité des effets d'électro-absorption est fortement augmentée lorsque l'on utilise des dispositifs à puits quantiques. Ces dispositifs sont constitués d'un empilement alterné périodique de deux matériaux d'énergies de bande interdite différentes $E_{g,b}$ et $E_{g,p}$ (figure 1.15). Celui dont l'énergie de bande interdite est plus élevée représente la barrière de potentiel alors que l'autre représente le puits de potentiel. Les électrons et les trous sont confinés dans les puits quantiques des bandes de conduction et de valence respectivement.

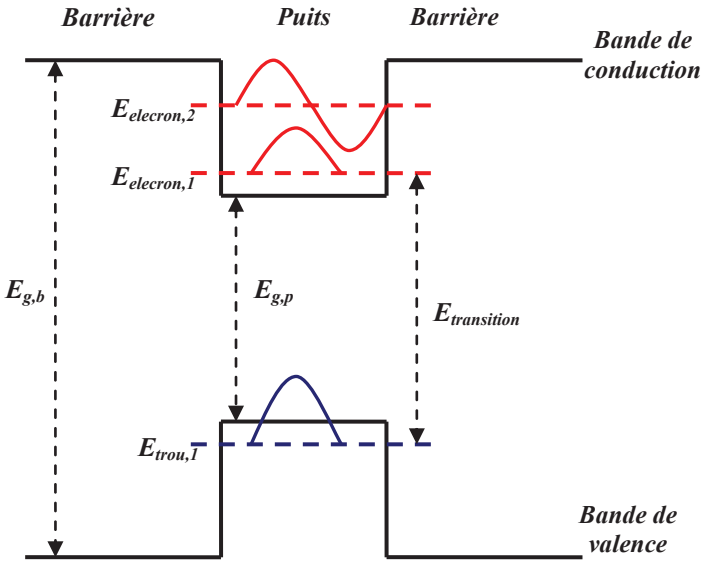


Figure 1.15: Structure de bande d'un puits quantique à semi-conducteur sans champ électrique appliqué à la structure

L'énergie des transitions associée aux niveaux d'énergie de confinement quantique des états des électrons $E_{electron}$ et des trous E_{trou} devient [18]:

$$E_{transition} = E_{electron} + E_{g,p} + E_{trou} \quad (1.18)$$

L'énergie de transition $E_{transition}$ pour un matériau à puits quantiques est donc plus grande que celle du matériau massif correspondant. Elle peut être ajustée par le choix d'épaisseur du puits.

L'énergie cinétique dans le plan perpendiculaire aux couches des porteurs confinés dans les puits quantiques est quantifiée. La densité d'état des électrons et des trous et donc le spectre d'absorption reflètent un comportement en marche d'escalier. En complément, le phénomène excitonique qui résulte du fait qu'un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence peuvent constituer une liaison hydrogénoïde d'énergie de liaison $E_{exciton}$ est renforcé par le confinement latéral dans le puits. La forme du bord de bande d'absorption en marche d'escalier ajoutée à la résonnance du pic excitonique amène une discontinuité très forte de la courbe d'absorption en fonction de la longueur d'onde. Cette discontinuité permet d'obtenir un effet d'électro-absorption beaucoup plus contrasté que pour le semi-conducteur massif.

1.2.3. L'effet Stark confiné quantiquement (QCSE)

Dans les dispositifs à puits quantiques, l'électro-absorption est régie par l'effet Stark confiné quantiquement (QCSE : Quantum-Confined Stark Effect) [19,20]: lorsque qu'on applique un champ électrique perpendiculairement au plan des couches, on obtient une déformation de la structure de bande telle que les puits prennent une forme triangulaire (figure 1.16). Les niveaux discrets d'énergie se décalent vers le fond des puits proportionnellement au carré du champ appliqué. L'énergie des porteurs et par conséquent l'énergie de bande interdite du puits s'affaiblit menant à une réduction de l'énergie de transition et un décalage vers les hautes longueurs d'onde du bord de la bande d'absorption. Le recouvrement des fonctions d'onde diminue conduisant à une réduction du pic d'absorption sur le bord de la bande. De plus, la quantification des niveaux d'énergie engendrée par la faible épaisseur des couches et la diminution du recouvrement des fonctions d'onde renforcent l'interaction coulombienne entre un électron et un trou. Cette paire électron-trou, fortement liée, est dénommée exciton dont le pic est centré autour de $E_{transition}$ - $E_{liaison}$ ($E_{liaison}$ est l'énergie de liaison de l'exciton) en dessous de l'énergie de

transition. Par conséquent, des modifications majeures de l'absorption vers les hautes longueurs d'onde peuvent être espérées (figure 1.17).

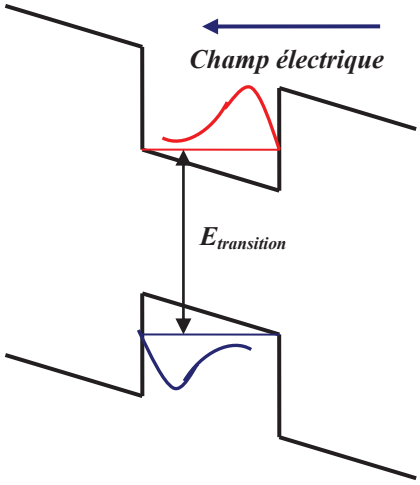


Figure 1.16: Structure de bande d'un puits quantique à semi-conducteur en présence d'un champ électrique appliqué

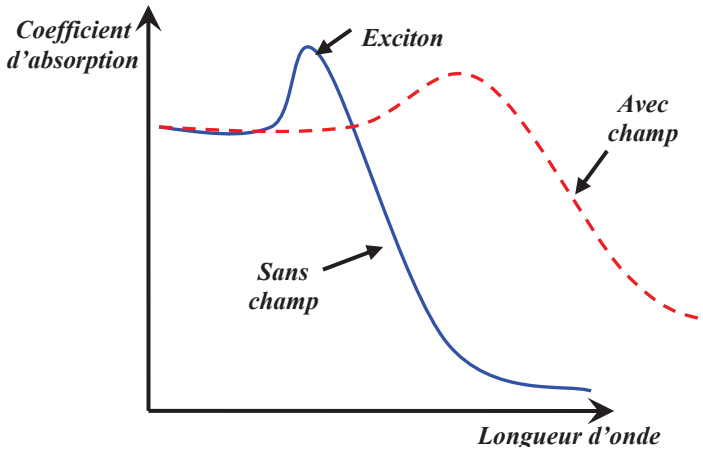


Figure 1.17: Spectre d'absorption d'un matériau semi-conducteur à puits quantiques multiple soumis à un champ électrique (d'après [17])

Les EAM à puits quantiques sont sensibles à la saturation optique due à l'injection d'une très forte puissance optique. Compte tenu du confinement par les barrières, l'extraction des porteurs engendrés est plus difficile que dans le matériau massif. En remplissant les états disponibles, ces porteurs nuisent aux absorptions suivantes. Par ailleurs, du fait de leur masse effective plus grande, les trous lourds sont balayés moins efficacement par le champ appliqué et ont tendance à rester piégés dans les puits. Ceci induit un effet d'écrantage du champ réellement appliqué [21].

En comparaison avec les modulateurs Mach-Zehnder (MZM) basés sur la technologie Niobate de Lithium (*LiNbO3*), voire sur une technologie en semi-conducteur III-V, les

modulateurs EAM peuvent être commandés par des tensions très faibles et peuvent être beaucoup plus compact (quelques dizaines de μm de longueur). Cette petite taille permet outre le gain en consommation et en encombrement d'atteindre des bandes passantes de modulation extrêmement élevée (80 GHz) sans être limités par les effets capacitifs. En outre, réalisés avec les mêmes gammes de matériaux que les diodes lasers (les semi-conducteurs III-V) et avec des technologies voisines, l'intégration monolithique des deux fonctions laser-modulateur dans un unique circuit photonique intégré (PIC : Photonic Integrated Circuit) est tout à fait possible et fait l'objet d'études dans de nombreux laboratoires. Pour ce fait, l'utilisation d'un adaptateur de mode est indispensable pour résoudre les problèmes de couplage de la lumière dans le guide du modulateur par la réduction des pertes dues à l'interface laser-modulateur [21].

1.3. Etat de l'art des lasers modulateurs à électro-absorption intégrés (EML)

Actuellement, le circuit photonique constitué de l'intégration d'un laser DFB et d'un modulateur EAM est présent sur le marché des télécoms sous le nom de laser modulateur à électro-absorption intégré (EML). De par ses performances, sa taille réduite, son bas coût et sa faible consommation énergétique, l'EML a trouvé un large succès industriel pour les transmissions télécoms à haut débit.

Le tableau 1 illustrant quelques exemples d'EML commerciaux, montre que ceux-ci sont largement utilisés pour la transmission des signaux OOK (On-Off Keying) à 10 Gb/s avec une portée de transmission au alentour de 80 km sans compensation de dispersion dans une fibre standard et un taux d'extinction largement supérieur à 10 dB. Nous pouvons trouver des EML dans le commerce avec une très large bande passante (> 40 GHz) permettant de réaliser des modulations OOK à 40 Gb/s pour des faibles distances qui ne dépassent pas 2,5 km.

Le tableau 2 compile plusieurs publications présentant des EML en cours de développement. Pour un débit de 10 Gb/s, une recherche a montrée la possibilité d'arriver à une portée de 100 km en utilisant un circuit photonique intégrant un EML et un SOA [5]. Les recherches en laboratoires ont permis de réaliser des démonstrations à 50 Gb/s, 86 Gb/s et 100 Gb/s [22, 3, 23]. Pour les applications 100 Gb Ethernet, les EML proposent une solution pour les systèmes à quatre longueurs d'onde 4×25 Gb/s et permettent d'atteindre une portée de transmission de 40 km [24].

Débit Gb/s	*Réf produit /Constructeur*	*Bande Passante*	*P_{sortie}*	*Taux d'extinction*	*Portée (km)*	*Applications*
2.5	FU-632SEA-6MxxA /Mitsubishi	>3.5GHz	<7.8 dBm	> 11 dB	< 640	2.5 Gb/s WDM
2.7	1916 LMM 3CN00760DX /3S photonics	4 GHz	0 à +4 dBm	> 10.5 dB	750	STM-16 ; OC-48 D-WDM Digital CATV
10	FU-653SEA-x1Mx /Mitsubishi	>10 GHz	-1 à 9 dBm	> 10 dB	-	STM-64/OC192
10	E2560/Agere	>10 GHz	-2 dBm	> 10 dB	-	TDM/ DWDM
10	FLD5F10NP-A/E'ud'yna	>10 GHz	< 7 dBm	> 8.3 dB	< 5	Applications courte portées
10	FU-641SEA-1M6 /Mitsubishi	>10 GHz	<7.8 dBm	> 9 dB	80	STM-64/OC192
10	E2581 /TriQuint	-	<10 dBm	> 10 dB	80	SONET/SDH WDM Vidéo numérique
10	E2560/E2580 /Lucent	>11 GHz	<10 dBm	> 11 dB	80	SONET/SDH WDM Vidéo numérique
10	E2550 /TriQuint	-	<10 dBm	> 10 dB	40	SONET/SDH WDM Vidéo numérique
10	E2561 /TriQuint	>11 GHz	<10 dBm	> 10 dB	80	SONET/SDH WDM Vidéo numérique
10.7	1915 LMM 3CN0070DT /3S photonics	8 GHz	-2 à +2 dBm	> 10 dB	90	TDM/WDM
10.7	1915 LMM 3CN01107AB	9 GHz	0 à +4 dBm	> 10 dB	90	SONET/SDH D-WDM

	/3S photonics					STM-64 ; OC192
10.7	1925 LMM 3CN01297DM /3S photonics	9 GHz	-2 à +2 dBm	> 10 dB	90	SONET/SDH D-WDM STM-64/OC192
10.7	1925 LMM 3CN01300AS /3S photonics	9 GHz	0 à +4 dBm	> 9.5 dB	80	SONET/SDH STM-64/OC192
11.3	LIM10X /CyOPTICS	>13 GHz	-1 à +4 dBm	> 10 dB	-	SONET/SDH DWDM/CWDM
40	OL5155M /OKI	>30 GHz	> +3 dBm	14 dB	< 2	40 Gb/s NRZ/RZ Transmission
40	FU-682PEM-1Mx /Mitsubishi	>40 GHz	<13 dBm	> 20 dB	2.5	STM-256/OC768

Tableau 1: Etat de l'art des EML dans le marché des Télécoms (λ=1,5 μm)

Débit Gb/s	***Laboratoire***	***Année***	***Réf***	***Bande Passante***	***P_{sortie} dBm***	***Taux d'extinction***	***Portée (km)***	***Applications***
10	Telecom Paristech/ III-V lab	2012	[5]	13 GHz	<8.5	15 dB	100	Réseaux d'accès & métropolitains
25	Oki	2009	[25]	<28 GHz	>6.5	>7.6 dB	30	100 Gb/s Ethernet
25	NTT	2009	[26]	>30 GHz	10	>16 dB	40	100 Gb/s Ethernet
25	NTT	2011	[24]	20 GHz	<1.8	> 8 dB	40	100 Gb/s Ethernet
10/40	NTT	2010	[27]	> 40 GHz	<14	>8.2 dB	80/2	Transmission à haut débit
40	Key Lab	2009	[28]	>33 GHz	<9	>30 dB	-	Transmission à haut débit
40	III-V lab	2009	[29]	-	<6.5	-	2	Transmission à haut débit
40	NTT	2011	[30]	>33 GHz	> 3	> 8 dB	2	LAN
40	Institut Fraunhofer	2011	[31]	25 GHz	> 0	>11dB	2	Transmission à haut débit

50	KPRC	2008	[22]	> 60 GHz	>10	6.4 dB	7.2	Transmission à haut débit
86	III-V lab	2008	[3]	> 60 GHz	<4	18 dB	-	100 Gb/s Ethernet
100	KPRC	2009	[23]	>100GHz	<9.5	15 dB	0.5	100 Gb/s Ethernet
100	Hewlett-Packard Lab	2010	[32]	>100 GHz	<10	10 dB	10	Transmission à haut débit
100	III-V lab	2009	[33]	> 90 GHz	-	16 dB	-	Transmission à haut débit

Tableau 2: Etat de l'art des EML en cours de développement dans les laboratoires de recherche

1.4. Origines phénoménologiques et physiques du phénomène de dérive en fréquence observée lors d'une modulation

La dérive en fréquence, couramment dénommée par son appellation anglo-saxonne de « chirp », désigne la variation instantanée de la fréquence d'une porteuse optique lors de la modulation de son intensité. Dans les systèmes de communication sur fibre optique, la dérive en fréquence limite les performances de la transmission à cause de l'élargissement spectral dynamique qui l'accompagne. Dans certaines conditions, le contrôle et l'ajustement de la dérive en fréquence permet, néanmoins, d'augmenter la portée de transmission. Ainsi, une analyse détaillée et une compréhension approfondie du phénomène de dérive en fréquence des composants optoélectroniques est essentielle pour étudier ses effets sur la transmission.

Le signe et l'ampleur du changement de l'indice de réfraction (électro-réfraction) rencontré à la longueur d'onde d'opération déterminent le comportement final du chirp. Les spectres d'électro-réfraction sont intrinsèquement liés aux spectres de gain et d'électro-absorption des lasers et des modulateurs EAM respectivement à travers les relations de *Kramers-Kronig*. Dans ce qui suit, les relations de *Kramers-Kronig* sont présentées pour un milieu qui peut être caractérisé par une susceptibilité complexe. L'obtention de ces relations peut être trouvée dans l'annexe A.

1.4.1. Les relations de « *Kramers-Kronig* »

Dans les conditions de régime stationnaire, la réponse d'un milieu solide lors de l'application d'un champ électrique E est gouvernée par la susceptibilité complexe χ définie par :

$$P = \varepsilon_0 \chi(\nu) E \tag{1.19}$$

où ε_0 est la permittivité dans le vide et P est la polarisation électrique du milieu qui représente phénoménologiquement les effets des transitions optiques des porteurs à une fréquence donnée.

Les relations de « *Kramers-Kronig* » relient les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité diélectrique complexe d'un milieu. La susceptibilité complexe χ est généralement dépendante de la fréquence ν et est exprimée par [34]:

$$\chi(\nu) = \chi'(\nu) - i\chi''(\nu) \tag{1.20}$$

La partie réelle $\chi'(\nu)$ et imaginaire $\chi''(\nu)$ sont reliées de la manière suivante:

$$\chi'(\nu) = \frac{2}{\pi} \wp \int_0^{\infty} \frac{\nu' \chi''(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \tag{1.21}$$

$$\chi''(\nu) = \frac{2}{\pi} \wp \int_0^{\infty} \frac{\nu \, \chi'(\nu')}{\nu^2 - \nu'^2} d\nu' \tag{1.22}$$

Les équations (1.21) et (1.22) forment les relations de « *Kramers-Kronig* » où $\wp$ désigne la valeur principale de Cauchy de l'intégrale. Les relations montrent que la connaissance du comportement de l'une des quantités sur tout le spectre permet la détermination de l'autre.

Le vecteur d'onde complexe s'écrit par:

$$K = K' + jK'' \tag{1.23}$$

avec

$$K' = \frac{n'\omega}{c} \tag{1.24}$$

et

$$K'' = \frac{n''\omega}{c} \tag{1.25}$$

où ω représente la fréquence angulaire, c est la célérité de la lumière et $\tilde{n} = n' - jn''$ est l'indice de réfraction complexe. Le champ optique qui se propage dans le milieu solide est donné par :

$$E = E_0 \exp(\omega t - jKz) = E_0 \exp(\omega t - j(K' + jK'')z) \tag{1.26}$$

L'équation (1.26) devient alors:

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{n''\omega}{c} z\right) \times \exp\left(-j\left(\frac{n'\omega}{c}\right)z + \omega t\right) \tag{1.27}$$

Durant la propagation le module du terme $\exp\left(-j\left(\frac{n'\omega}{c}\right)z + \omega t\right)$ est constant tandis que l'expression réelle $\exp\left(-\frac{n''\omega}{c} z\right)$ décrit le gain ou l'absorption du système selon le signe de n''.

En effet, l'intensité lumineuse i qui se propage dans le milieu solide est exprimée par :

$$i \approx |E|^2 = i_0 \exp\left(-\frac{2n''\omega}{c} z\right) = i_0 \exp((g - \alpha) \cdot z) \tag{1.28}$$

avec g et α sont respectivement le coefficient de gain et de perte du milieu en intensité.

A partir des équations de *Maxwell*, l'équation de propagation de l'onde pour le champ électrique E pour un milieu permanent, infini et homogène est donnée par [34]:

$$\nabla^2 E + \left[(n'^2 + \chi)\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 E\right] = 0 \tag{1.29}$$

dont les solutions canoniques sont des ondes planes telles que décrit par l'équation (1.26). En remplaçant l'équation (1.26) dans (1.29), l'expression du vecteur d'onde $K(\omega)$ complexe devient [34]:

$$K(\omega) = \frac{n'\omega}{c} + \frac{\omega}{2n'c}\Re e(\chi) + j\frac{\omega}{2n'c}\Im m(\chi) \tag{1.30}$$

A partir de cette équation, nous observons que la susceptibilité électrique du milieu est équivalente à un changement d'indice de réfraction $\Delta n'$ et d'amplification (ou d'absorption) :

$$\Delta n' = \frac{1}{2n'}\Re e(\chi) = \frac{1}{2n'}\chi' \tag{1.31}$$

$$g - \alpha = -\frac{\omega}{n'c}\chi'' \tag{1.32}$$

D'après les relations de « *Kramers-Kronig* » (équations (1.21) et (1.22)), les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction sont donc interconnectées. Précisément, un petit changement de la partie imaginaire peut entraîner un changement dans la partie réelle de l'indice. Le changement de l'indice de réfraction $\Delta n'$ est relié à celui de l'absorption $\Delta\alpha$ par [35]:

$$\Delta n'(\omega) = \frac{c}{\pi} \wp \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \tag{1.33}$$

$$\Delta\alpha(\omega) = \frac{4}{\pi c} \wp \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 \Delta n'(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} d\omega' \tag{1.34}$$

1.4.1.a. Cas des lasers à semi-conducteurs

Au dessus du seuil, le couplage de l'émission spontanée au mode laser entraîne des fluctuations d'amplitude de l'onde émise induisant des fluctuations additionnelles de phase. Ceci est dû au couplage de gain et de l'indice de réfraction optique à travers la densité de porteurs. Cet effet non linéaire affecte les propriétés dynamiques des lasers à semi-conducteurs. Pour quantifier cet effet particulier, *Henry* introduit le facteur de couplage phase-amplitude d'un matériau semi-conducteur en régime petit-signal [35]:

$$\alpha_H = -\frac{\dfrac{\partial\chi'}{\partial N}}{\dfrac{\partial\chi''}{\partial N}} = -\frac{\dfrac{\partial n'}{\partial N}}{\dfrac{\partial n''}{\partial N}} = -\frac{2\omega}{c}\frac{\dfrac{\partial n'}{\partial N}}{\dfrac{\partial g}{\partial N}} = -\frac{4\pi}{\lambda}\frac{\dfrac{\partial n'}{\partial N}}{\dfrac{\partial g}{\partial N}} \tag{1.35}$$

où $\partial\chi'$ et $\partial\chi''$ représentent la dépendance à la densité de porteurs des parties réelle et imaginaire de la susceptibilité diélectrique à l'endroit considéré. De même façon, $\partial n'$ et $\partial n''$ désigne la dépendance à la densité de porteurs des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction, g est le gain par unité de longueur, λ est la longueur d'onde d'émission, N est la densité de porteurs et ω est la fréquence angulaire de la porteuse. Le signe « - » dans l'équation (1.35) permet de s'assurer que le facteur de couplage phase-amplitude est toujours positif étant donné que l'indice de réfraction diminue avec l'augmentation de la densité de porteurs pour un laser FP.

Pour le cas des lasers DFB, l'inhomogénéité de la densité de photons dans la cavité entraîne une variation longitudinale des porteurs et du couplage entre la phase et l'amplitude de l'onde. Cette variation locale du couplage du matériau ($\alpha_H(z)$)) est souvent modélisée par la définition d'un facteur de couplage phase-amplitude effectif «α_{eff}» pour l'ensemble du laser

qui tient compte aussi des effets de la déviation de la longueur d'onde du mode laser par rapport à la longueur d'onde de Bragg.

Pour le cas d'une modulation petit-signal, l'introduction du facteur de couplage phase-amplitude est nécessaire pour modéliser les phénomènes suivants: les non-linéarités spatiales ou le *spatial hole burning* (SHB), la dérive en fréquence (chirp), la sensibilité à la rétroaction optique externe et la largeur de raie du laser. Le régime grand-signal sera étudié par le moyen d'une méthode numérique qui sera présentée dans le deuxième chapitre pour modéliser le comportement du laser dans le temps et l'espace.

1.4.1.b. Cas des modulateurs EAM

Le changement de l'indice de réfraction $\Delta n'$ en fonction de la longueur d'onde du signal à l'entrée du modulateur λ_{signal} et de la tension appliquée V est calculé à l'aide des relations de « *Kramers-Kronig* » (équation (1.33)):

$$\Delta n'(\lambda_{signal},V) = \frac{\lambda_{signal}^2}{2\pi^2}\wp\int_0^{\infty}\frac{\Delta\alpha(\lambda',V)}{\lambda_{signal}^2-\lambda'^2}d\lambda' \tag{1.36}$$

avec
$$\Delta\alpha(\lambda',V) = \alpha(\lambda',V) - \alpha(\lambda',V+\delta V) \tag{1.37}$$

Le profil spécifique du spectre d'électro-absorption pour plusieurs tensions de polarisation en conjonction avec différentes longueurs d'onde d'opération gouverne le signe et l'amplitude du changement de l'indice de réfraction $\Delta n'$. Ceci est illustré dans la figure 1.18.

Dans la figure 1.18, λ_{AB} représente la longueur d'onde à laquelle $\Delta\alpha(\lambda_{AB},V) = 0$ (équation (1.37)) et λ_{signal} est la longueur d'onde d'opération. Les régions A, B et C représentent les valeurs de l'intégrale de *Kramers-Kronig* (équation (1.36)) dans différents intervalles de longueurs d'onde ([0 λ_{AB}] pour A, [λ_{AB} λ_{signal}] pour B et [λ_{signal} $+\infty$] pour C). Les régions A et C (rouge) contribuent par des valeurs négatives dans l'intégrale de *Kramers-Kronig* alors que la région B (verte) amène une contribution positive. Le changement de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde d'opération λ_{Signal} est proportionnel à la somme des contributions issues des trois régions A, B et C. La contribution des changements d'absorption qui se produisent loin du bord de la bande devient de plus en plus négligeable.

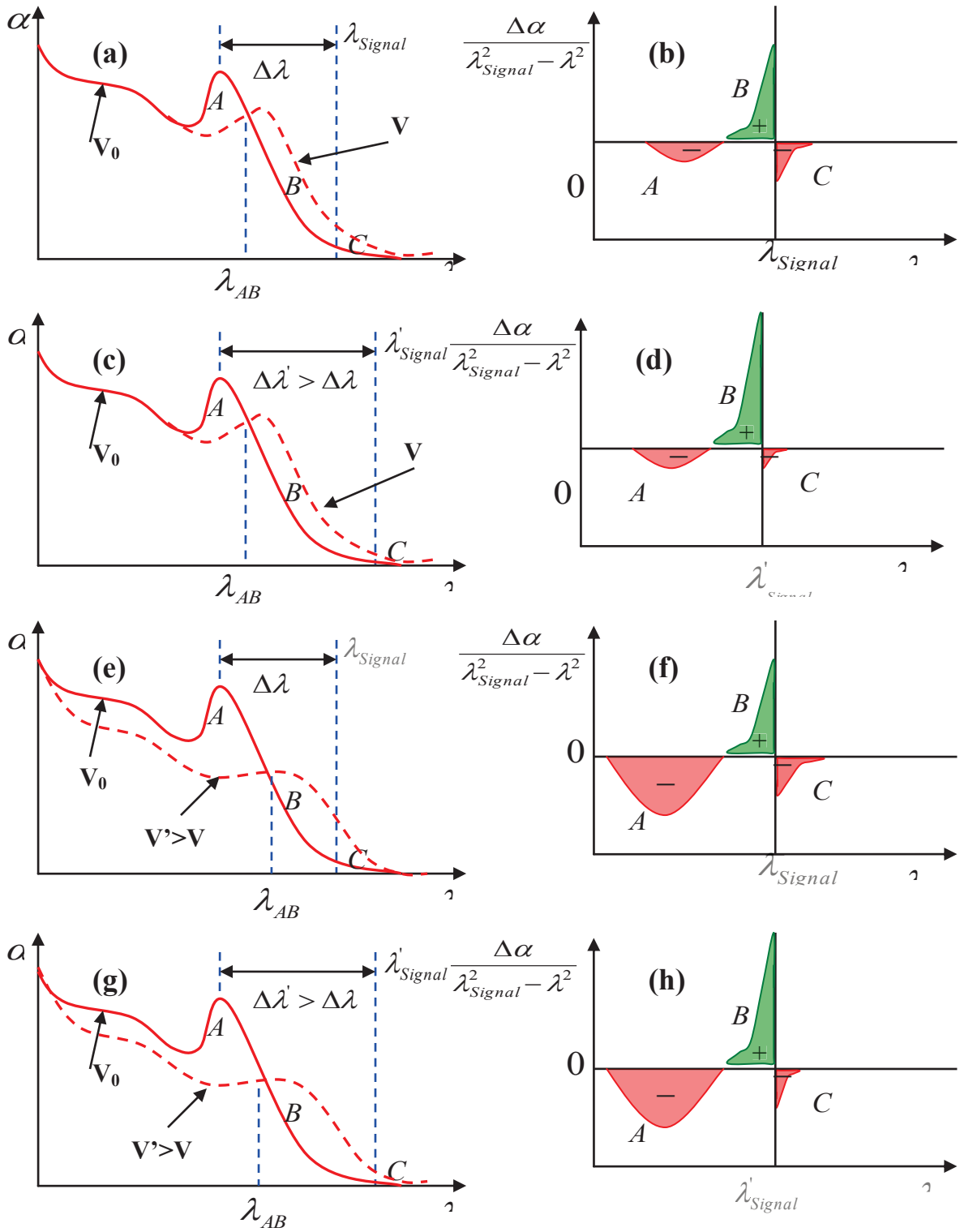


Figure 1.18: Représentation schématique du spectre d'absorption d'un modulateur EAM et de la contribution du changement d'absorption figurant dans l'intégrale des relations de «*Kramers-Kronig*» dans l'équation (1.36) pour différents tension de polarisation V (a),(b) et V'>V (e), (f) et différents longueur d'onde d'opération (c), (d) et (g),(h).

Pour une faible tension de polarisation V (figures 1.18(a) et (b)), on remarque que la contribution positive de la région B est plus grande que celles des régions A et C menant à une déviation positive de l'indice. Lorsque la tension augmente (V'>V), la contribution

négative de la région C et A commencent à être dominante par rapport à la région B entraînant ainsi une déviation négative de l'indice (figures 1.18(e) et 1.18(f)).

La figure 1.18 illustre l'impact de la longueur d'onde d'opération, c'est à dire l'effet du décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda$ (séparation de λ_{Signal} du maximum de la photoluminescence). Par exemple, augmenter $\Delta\lambda$ mène à une augmentation de la contribution positive de la région B et simultanément une diminution de la contribution négative de la région C permettant ainsi une variation positive de l'indice (figures 1.18(c) et 1.18(d))

Le changement de la partie imaginaire de l'indice de réfraction est calculé en utilisant la relation (1.32):

$$\Delta n''(\lambda,V) = \frac{\lambda}{4\pi}\Delta\alpha(\lambda,V) \tag{1.38}$$

Finalement, le facteur de couplage phase-amplitude pour le cas des modulateurs EAM en régime petit-signal devient alors [36]:

$$\alpha_H(\lambda,V) = \frac{\Delta n'(\lambda,V)}{\Delta n''(\lambda,V)} = \frac{4\pi}{\lambda}\frac{\Delta n'(\lambda,V)}{\Delta\alpha(\lambda,V)} \tag{1.39}$$

L'analyse qualitative de la variation du spectre d'absorption montre que pour le cas des modulateurs EAM, le facteur de couplage phase-amplitude peut changer de signe selon la tension de polarisation appliquée pour une longueur d'onde d'opération fixée. En effet, il est positif pour les faibles tensions et négatif pour des tensions de commande suffisamment importantes.

1.4.2. Relation entre la modulation d'intensité et la modulation de fréquence

Dans le paragraphe précédent, la définition du facteur de couplage phase-amplitude α_H a été introduite. La définition est toujours valable quelles que soient les propriétés du matériau semi-conducteur à savoir le changement de l'indice de réfraction complexe de la région active. Cependant, dans un dispositif fabriqué, nous observons les effets de ces changements en termes de quantités mesurables. Le changement de la partie réelle de l'indice se traduit par un changement de phase aboutissant finalement à une dérive en fréquence. Le changement de la partie imaginaire se traduit par une variation finie de la puissance émise.

1.4.2.a. Cas des lasers à semi-conducteurs

Pour déduire la relation entre la modulation d'amplitude et la modulation de fréquence dans un laser à semi-conducteurs modulé directement par son courant de polarisation, on commence, dans un premier temps, par un modèle simple mono-section d'un laser de type Fabry Perot (FP) considéré comme spatialement homogène suivant l'axe longitudinal du guidage optique. Notons alors S et N les densités moyennes de photons et de porteurs dans la cavité.

L'équation de conservation de la densité de photons moyenne S du mode laser est donnée par [8]:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = (\Gamma v_g g - \gamma)S + R_{sp} \tag{1.40}$$

où Γ, v_g, g, γ et R_{sp} sont respectivement le facteur de confinement, la vitesse de groupe, le gain matériau, les pertes optiques de la cavité et le taux d'émission spontanée couplé au mode laser.

Bien que l'équation (1.40) soit appropriée pour décrire la variation temporelle de l'intensité optique, elle n'est pas adaptée pour décrire la phase optique. Afin d'analyser les caractéristiques du laser liées à la phase optique, une autre équation est nécessaire pour décrire la variation temporelle de la phase.

Notant que le champ optique E dans le laser est une fonction complexe d'amplitude A et de phase ϕ donnée par :

$$E = Ae^{-j\phi} \tag{1.41}$$

La variation de la fréquence angulaire ω du champ E est alors donnée par :

$$\omega = \omega_0 + \delta\omega \tag{1.42}$$

avec ω_0 est la fréquence angulaire d'oscillation laser en un état stationnaire pris comme référence et $\delta\omega$ est une très petite variation par rapport à ω_0 donnée par:

$$\delta\omega = 2\pi\delta\nu = \frac{d\phi}{dt} \tag{1.43}$$

La fréquence d'oscillation laser ω est déterminée à partir du vecteur d'onde complexe $K(\omega)$ et la condition de résonance d'un laser FP de longueur L donnée par [34]:

$$r_1 r_2 \exp(2jK(\omega)L) = 1 \tag{1.44}$$

avec $r_{1,2}$ sont les réflectivités en amplitude du laser. La condition de résonance sur la phase du champ s'écrit alors :

$$2\Re e(K(\omega))L = 2m\pi \qquad (m \text{ entier}) \qquad (1.45)$$

Dans un laser à semi-conducteurs, le champ guidé n'est pas seulement distribué dans la région active mais également dans les couches de confinement. Les valeurs efficaces de la variation d'indice et de gain pour le mode guidé sont réduites par le facteur Γ par rapport à celles déterminés par la couche active (équation (1.30)). Le vecteur d'onde complexe devient alors:

$$K(\omega) = \frac{n_0\omega}{c} + \Gamma\frac{\omega}{c}\Delta n' + j\frac{1}{2}(-\Gamma g + \alpha) \qquad (1.46)$$

où n_0 est l'indice à l'état stationnaire de référence et $\Delta n'$ représente le changement d'indice du mode laser par rapport à n_0.

En utilisant les deux équations (1.23) et (1.46), l'équation (1.45) devient :

$$2\left(\frac{n_0\omega}{c} + \Gamma\frac{\omega}{c}\Delta n'\right)L = 2m\pi \qquad (m \text{ entier}) \qquad (1.47)$$

Généralement $\Delta n'$ varie en fonction du temps dont l'expression est donnée par :

$$\Delta n' = \Delta n_0 + \delta n \qquad (1.48)$$

où Δn_0 la valeur de $\Delta n'$ à l'état stationnaire de référence.

En injectant les deux équations (1.42) et (1.48) dans (1.47), nous obtenons alors:

$$\frac{n_0\omega_0}{c} + \Gamma\frac{\omega_0}{c}\Delta n_0 = \frac{m\pi}{L} \qquad (1.49)$$

$$\delta\omega = -\Gamma\frac{\omega_0}{c}\frac{\delta n}{\partial(\Re e(K(\omega)))/\partial\omega} = -\Gamma\frac{\omega_0}{n_g}\delta n \qquad (1.50)$$

où $n_g = c \times \partial(\Re e(K(\omega)))/\partial\omega$ est l'indice de groupe.

En utilisant la définition du facteur de couplage phase-amplitude dans l'équation (1.35), et en injectant $n_g = c/v_g$, nous obtenons :

$$\delta n = -\frac{c}{2\omega}\alpha_H\delta g = -\frac{n_g v_g}{2\omega}\alpha_H\delta g \qquad (1.51)$$

En utilisant les équations (1.43), (1.50) et (1.51), la déviation en fréquence instantanée (chirp) est alors donnée par:

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi}\delta\omega = \frac{\alpha_H}{4\pi}v_g\Gamma\delta g \qquad (1.52)$$

En prenant l'exemple d'une déviation en fréquence par rapport au seuil, la variation du gain pour les lasers à semi-conducteurs est donnée par [8]:

$$\delta g = g - g_{seuil} = g - \frac{\gamma}{\Gamma v_g} \tag{1.53}$$

L'équation (1.52) devient alors:

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi}\frac{d\phi}{dt} = \frac{\alpha_H}{4\pi}(\Gamma v_g g - \gamma) = \frac{\alpha_H}{4\pi}(\Gamma G - \gamma) \tag{1.54}$$

avec $G = v_g \times g$.

En utilisant l'équation (1.40) pour éliminer le terme $(\Gamma v_g g - \gamma)$ et en ajoutant la contribution des non linéarités du gain ($g_{nl} = g + (\partial g/\partial S)\times S$), nous obtenons alors :

$$\delta\nu = \frac{\alpha_H}{4\pi}\left(\underbrace{\frac{1}{S}\frac{\partial S}{\partial t}}_{\substack{Chirp \\ transitoire}} \underbrace{- \frac{R_{sp}}{S} + \frac{\partial G}{\partial S}S}_{\substack{Chirp \\ adiabatique}}\right) \tag{1.55}$$

L'équation (1.55) montre que le chirp des lasers à semi-conducteurs défini par la variation de la fréquence optique suite à une modulation d'intensité est constitué d'une composante transitoire ou dynamique issue des variations temporelles du champ et représentée par le premier terme et une autre constante adiabatique représentée par les deux derniers termes. La définition du chirp transitoire et adiabatique sera présentée ultérieurement (paragraphe 1.4.3.a).

Ce calcul analytique n'est plus valable pour un laser DFB puisqu'il ne prend pas en considération l'inhomogénéité de la distribution longitudinale de la densité de photons et de porteurs dans la cavité. Dans ce cas là, nous avons eu recours à un modèle complet purement numérique basé sur le formalisme des matrices de transfert pour l'étude du comportement du chirp des lasers DFB. Ce modèle sera présenté en détail dans le deuxième chapitre.

1.4.2.b. Cas des modulateurs EAM

Concernant les modulateurs EAM, nous les modélisons par une combinaison en cascade d'un modulateur idéal d'amplitude et de phase (figure 1.19).

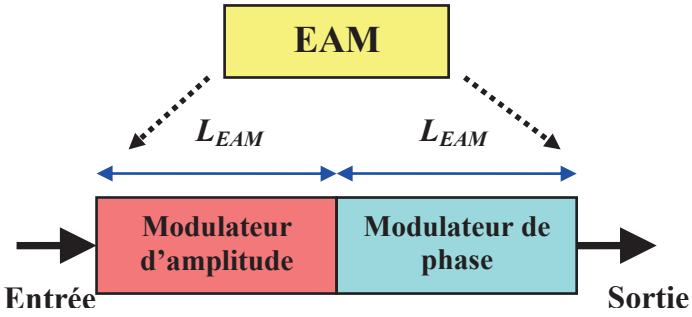


Figure 1.19: Modélisation simple d'un modulateur par une combinaison en cascade d'un modulateur d'amplitude et d'un modulateur de phase

Le champ optique à la sortie d'un modulateur EAM de longueur L_{EAM} s'écrit alors :

$$E(V) = \underbrace{\widetilde{E}_0 e^{\left(-\frac{n''(V)\omega}{c}L_{EAM}\right)}}_{\text{Modulation d'amplitude}} \times \underbrace{e^{\left(-j\left(\frac{n'(V)\omega}{c}\right)L_{EAM}\right)}}_{\text{Modulation de phase}} \times e^{j(\omega t+\phi_e)} \tag{1.56}$$

où $\widetilde{E}_0$ est l'amplitude complexe du champ entrant dans le modulateur, V est la tension appliquée ϕ_e est la phase du champ entrant dans le modulateur *et* ω est la fréquence de la porteuse. Le premier et le second terme de l'équation (1.56) représentent respectivement la modulation d'amplitude de phase. L'intensité et la variation de la phase optique sont alors données par :

$$i(V) = \left|\widetilde{E}_0\right|^2 e^{\left(-\frac{2n''(V)\omega}{c}L_{EAM}\right)} \tag{1.57}$$

$$\Delta\phi(V) = \phi(V) - \phi_e = -\left(\frac{n'(V)\omega}{c}\right)L_{EAM} \tag{1.58}$$

Les dérivés d'intensité et de la variation de la phase par rapport à la tension sont alors exprimés par :

$$\frac{di}{dV} = i(V)\left(-\frac{2\omega}{c}L_{EAM}\right)\left[\frac{dn''(V)}{dV}\right] \tag{1.59}$$

$$\frac{d\Delta\phi(V)}{dV} = -\left(\frac{\omega L_{EAM}}{c}\right)\left[\frac{dn'(V)}{dV}\right] \tag{1.60}$$

En utilisant la définition de l'équation (1.39), le facteur de couplage phase-amplitude dépendant de la tension appliquée peut être exprimé en fonction de la variation d'indice :

$$\alpha_H(V) = \left[\frac{dn'(V)}{dV}\right] \Big/ \left[\frac{dn''(V)}{dV}\right] \tag{1.61}$$

En utilisant les équations (1.59) et (1.60) en conjonction avec le facteur de couplage phase-amplitude défini dans l'équation (1.61), la dérivée de la variation de la phase s'écrit alors :

$$\frac{d\Delta\phi(V)}{dV} = \frac{\alpha_H(V)}{2}\frac{1}{i(V)}\frac{di(V)}{dV} \tag{1.62}$$

En considérant une modulation de la tension appliquée au modulateur entre deux états stationnaires V_0 et V, l'équation (1.62) peut s'écrire de cette manière:

$$\Delta\phi(V) - \Delta\phi(V_0) = \int_{V_0}^{V} \frac{\alpha_H(V)}{2}\frac{1}{i(V)}\frac{di(V)}{dV}dV \tag{1.63}$$

En injectant l'équation (1.58) dans (1.63), nous obtenons l'expression de la phase optique du signal de sortie:

$$\phi(V) = \phi_e - \frac{n'(V_0)\omega_0}{c}L_{EAM} + \int_{V_0}^{V} \frac{\alpha_H(V)}{2}\frac{1}{i(V)}\frac{di(V)}{dV}dV \tag{1.64}$$

où ω_0 est la fréquence de la porteuse de l'état stationnaire V_0. La dérivée de la phase par rapport au temps est alors donnée par:

$$\frac{d\phi(V(t))}{dt} = \frac{d\phi_e}{dt} + \frac{d\left(\int_{V_0}^{V} \frac{\alpha_H(V)}{2}\frac{1}{i(V)}\frac{di(V)}{dV}dV\right)}{dV}\frac{dV(t)}{dt} \tag{1.65}$$

D'après l'équation (1.43), la déviation en fréquence instantanée à la sortie du modulateur est exprimée par:

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi}\frac{d\phi(V(t))}{dt} = \delta\nu_e + \frac{\alpha_H(V(t))}{4\pi}\left[\frac{1}{i(V(t))}\frac{di(V(t))}{dt}\right] \tag{1.66}$$

où $\delta\nu_e$ est la déviation en fréquence instantanée du champ entrant dans le modulateur. Pour le cas d'un champ non chirpé ($\delta\nu_e = 0$) à l'entrée de l'EAM, l'équation (1.66) peut se réécrire en termes de puissances de sortie P de la manière suivante:

$$\delta\nu = \frac{\alpha_H(V(t))}{4\pi}\underbrace{\left[\frac{1}{P(V(t))}\frac{dP(V(t))}{dt}\right]}_{\textit{Chirp transitoire}} \tag{1.67}$$

L'équation (1.67) montre que le chirp des modulateurs EAM utilisés séparément de la source est de type transitoire. Par contre, l'interaction électrique et optique de l'EAM sur le laser dans le cas d'un composant intégré peut donner naissance à un très faible chirp adiabatique lequel peut être considéré quasiment nul par rapport à celui des lasers.

1.4.3. Les origines du chirp

Si l'on considère le signal optique émis par le composant source, le chirp adiabatique est défini par le décalage de fréquence entre deux états d'intensités différents. Dans le cas de signaux modulé en modulation NRZ (Non Return to Zero) de type tout-ou-rien (OOK), cette déviation en fréquence se rencontre entre les niveaux de puissance 0 et 1. Le chirp transitoire représente pour sa part, les variations de la fréquence rencontrées sur les fronts de montée et de descente lors des transitions entre niveaux.

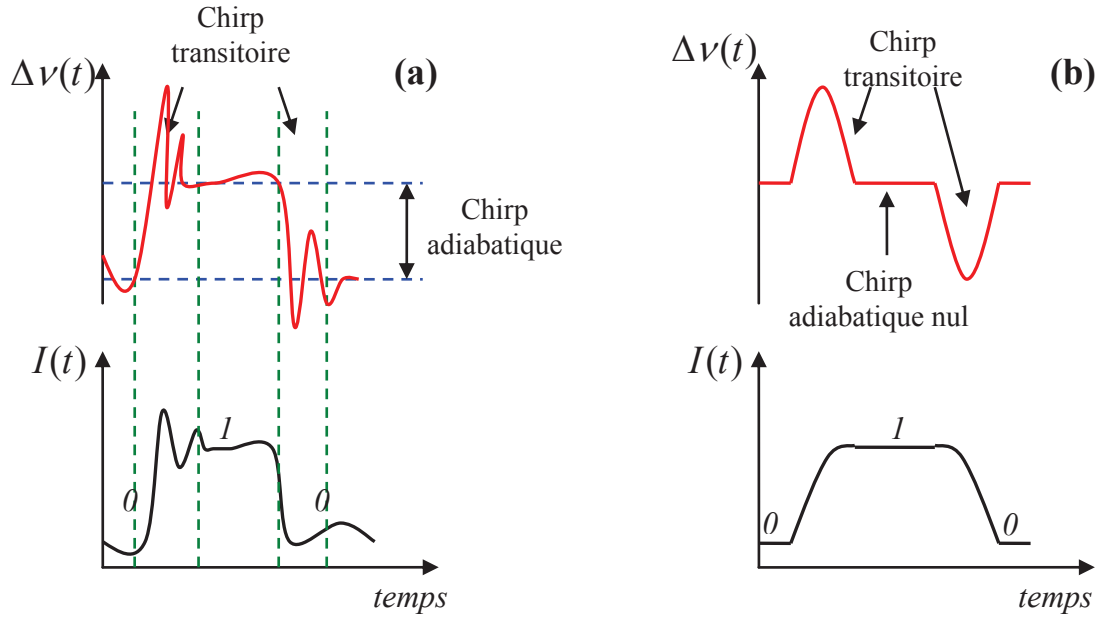


Figure 1.20: Représentation schématique des composantes adiabatique et transitoire du chirp accompagnant la modulation d'intensité de la lumière dans les lasers DFB (a) et les modulateurs EAM (b)

Une illustration schématique des composantes transitoire et adiabatique qui accompagnent la modulation d'intensité dans les lasers à semi-conducteurs et les modulateurs EAM est montrée sur la figure 1.20. Dans ce qui suit, nous nous intéressons à l'étude des origines du chirp des lasers DFB et des modulateurs EAM.

1.4.3.a. Le chirp des lasers DFB

L'origine physique du chirp dans les lasers à semi-conducteurs de type DFB est le couplage phase-amplitude gouverné par les relations de *Kramers-Kronig* [8].

i. Le chirp adiabatique

Au dessus du seuil, deux phénomènes non-linéaires simultanés contribuent par leur effet sur la densité de porteurs à l'existence du chirp adiabatique des lasers DFB. Il s'agit de la compression du gain du matériau avec la puissance optique et de la variation des pertes internes du matériau en fonction de la densité de porteurs injectés.

En effet, une augmentation de la densité de photons dans la cavité laser entraîne une réduction du gain matériau. En conséquence, une augmentation de la densité de porteurs est nécessaire pour compenser les pertes optiques de la cavité et maintenir la condition d'oscillation laser. L'accroissement induit de la densité de porteurs entraîne simultanément une augmentation des pertes internes. Ceci mène de nouveau à une augmentation de la densité de porteurs pour assurer l'oscillation. Ainsi, l'indice de réfraction effectif décroît dans la cavité avec l'injection du courant engendrant donc une diminution de la longueur d'onde de Bragg et par suite celle de la longueur d'onde d'émission laser. La dérive, adiabatique en fréquence des lasers DFB liée à l'effet que nous venons de décrire est toujours positive et se trouve de façon équivalente dans les lasers FP (deuxième terme de l'équation (1.71)).

Un autre effet à l'origine du chirp adiabatique des lasers DFB vient se superposer aux effets de la compression du gain et de la variation des pertes internes de la cavité, c'est celui des non linéarités spatiales dans la cavité laser souvent appelées le *spatial hole burning* (SHB) [1,37].

Généralement, la répartition du champ optique dans la cavité est non uniforme et dépend fortement des phases aux facettes (paragraphe 1.1.3.d) [38,39]. La non uniformité du champ est à l'origine du SHB. En effet, le couplage entre les photons et les porteurs décrit par les équations d'évolution ((2.33) et (2.34)) implique que toute fluctuation d'amplitude entraîne une fluctuation de densité de porteurs. Les régions de fortes densités de photons

posséderont une faible densité de porteurs et vice versa. La distribution longitudinale de la densité de porteurs adopte, de ce fait, un profil inverse à celui des photons. La distribution non uniforme de la densité de porteurs induit une distribution hétérogène de l'indice de réfraction (SHB). Ceci mène à une perturbation de la période du réseau de Bragg accompagné d'une variation du recouvrement de l'onde avec le réseau de Bragg induisant soit une diminution soit une augmentation des pertes DFB en fonction de la valeur des phases aux facettes. Cette variation des pertes DFB affecte la densité de porteurs moyenne pour maintenir la condition d'oscillation laser. On aboutit donc à une variation de l'indice de réfraction moyen via le couplage phase-amplitude (α_H) et par suite celle de la longueur d'onde de Bragg. Il en résulte une déviation de la longueur d'onde d'émission (chirp). Par contre, le signe de cette déviation est dépendant des phases aux facettes et ne peut pas être facilement prédit. Une étude plus détaillée de ces effets sur le comportement du chirp des lasers DFB sera présentée dans le troisième chapitre. L'objectif de l'étude qui y sera présentée est d'établir des moyens ou des configurations assurant la prévision et le contrôle du comportement de la déviation en fréquence.

En résumé, le chirp adiabatique associé à la modification de la densité de porteurs dans la région active et à sa répartition s'exprime par l'association de deux composantes :

$$\left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{porteurs}^{adiabatique} = \left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{SHB} + \left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{\substack{Compression\,du\\ gain+pertes\,internes}} \tag{1.68}$$

où δI est le courant de modulation appliqué au laser.

Jusqu'ici, nous avons uniquement considéré le changement de l'indice lié aux modifications de la densité de porteurs à l'équilibre par la puissance optique. Pour les faibles fréquences, la température du laser est perturbée par le courant d'injection entraînant une variation d'indice. En prenant en compte cette contribution, le chirp adiabatique peut être exprimé par [40]:

$$\left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{total}^{adiabatique} = \left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{porteurs}^{adiabatique} + \left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{température} \tag{1.69}$$

avec

$$\left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{température} = \frac{(1-\eta_{wp})V_{seuil}Z_T\,\delta\nu/\delta T}{1+j\omega\tau_T} \tag{1.70}$$

où η_{wp}, V_{th}, Z_T, $\delta\nu/\delta T$, ω, τ_T sont respectivement l'efficacité énergétique, la tension appliquée au seuil, l'impédance thermique, la dérive en fréquence avec la température, la fréquence angulaire d'émission et la constante de temps thermique.

Dans ce qui suit, nous ne prenons pas en compte les variations thermiques car les fréquences de modulation rencontrées sont grandes par rapport à la constante de temps thermique. La température reste alors égale à une valeur dictée par le courant moyen. Il nous arrivera néanmoins de rencontrer des situations expérimentales où l'échauffement du composant par un autre élément (en l'occurrence d'une résistance de charge traversée par le courant issu du modulateur EAM lui-même absorbant la lumière du laser) aura une conséquence sur la longueur d'onde d'émission à considérer. Le chirp adiabatique total du laser DFB est exprimé par :

$$\begin{aligned}\Delta\nu^{adiabatique} &= \nu(I+\Delta I)-\nu(I) = \int_{I}^{I+\Delta I}\left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{porteurs}^{adiabatique} dI \\ &= \int_{I}^{I+\Delta I}\left(\frac{\delta\nu}{\delta I}\right)_{SHB} dI + \frac{\eta_i\alpha_H}{e4\pi}\frac{\Gamma\varepsilon}{V}\Delta I\end{aligned} \tag{1.71}$$

où η_i, e, V, ε, Γ et ΔI sont respectivement le rendement interne, la charge d'un électron, le volume de la cavité, le facteur de compression du gain, le facteur de confinement et le courant de modulation. Le premier terme de l'équation (1.71) représente la contribution du SHB au chirp tandis que le deuxième terme représente le chirp adiabatique lié à la compression du gain [1].

Le calcul de la contribution du SHB au chirp des lasers DFB ne peut plus se faire de manière analytique. Pour poursuivre cette analyse, nous avons eu recours à une modélisation complète des lasers DFB basée sur le formalisme des matrices de transfert permettant de prendre en compte les non-linéarités spatiales de l'indice engendrées par le SHB. Le modèle fera l'objet du deuxième chapitre.

ii. Le chirp transitoire

Le chirp transitoire (équation (1.55)), est causé par la modulation d'indice de réfraction induite par des variations transitoires des porteurs dans la cavité qui accompagne tout changement de régime. Une augmentation rapide du courant d'injection est suivie par une augmentation de densité de porteurs qui entraîne un accroissement de la densité de photons et du taux d'émission stimulée. Ceci engendre un épuisement rapide de la densité de porteurs

suivi par un affaiblissement de la densité de photons et du taux d'émission stimulée. Cette séquence va se répéter à une fréquence propre du système appelée fréquence de relaxation (f_r) avec un amortissement (figure 1.20(a)). Le chirp transitoire qui est relié à ces oscillations, présente une résonance à la fréquence de relaxation. L'interaction photon-porteur dans la cavité engendre un déplacement vers les hautes fréquences (chirp bleu) et les basses fréquences (chirp rouge) durant la montée et la descente en intensité respectivement [1].

La figure 1.21 illustre l'évolution du chirp en fonction de la fréquence d'un signal de modulation de petite amplitude appliquée sur le courant de polarisation autour d'un point de fonctionnement donné. Pour des faibles fréquences bien inférieures à la fréquence de relaxation, le laser est en régime adiabatique puisqu'il trouve le temps de se stabiliser. Par contre, pour les hautes fréquences autour de f_r, la rapidité de la modulation induit des oscillations de relaxation et le terme $(1/S)(\partial S/\partial t)$ de l'équation (1.55) devient prédominant car la densité de porteurs dans la cavité n'a plus le temps de se stabiliser. D'où, l'apparition du chirp transitoire qui s'ajoute au chirp adiabatique.

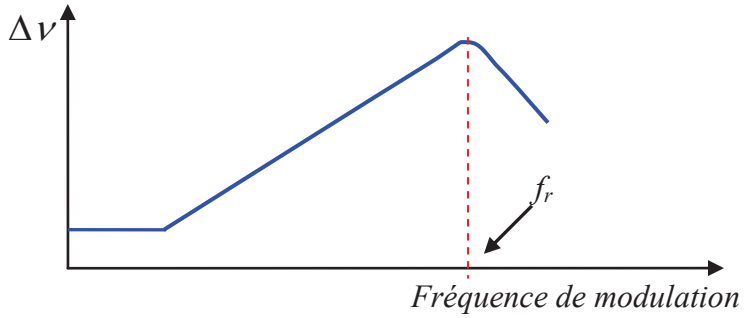


Figure 1.21: Variation du chirp des lasers DFB en fonction de la fréquence de modulation

iii. Analyse du signal optique issu d'un laser modulé en courant

Lorsque l'on est amené à analyser le signal complexe issu d'un laser modulé, il faut considérer parallèlement la modulation de la puissance du faisceau émis et la modulation de sa phase (ou de sa fréquence instantanée qui est définie comme la dérivée de la phase). Le champ optique du signal complexe peut être exprimé par:

$$E(t) = E_0[1 + m\cos(2\pi f_m t)] \times \exp[j(\omega_0 t + \beta \sin(2\pi f_m t + \theta))] \qquad (1.72)$$

avec E_0, f_m, ω_0, θ respectivement l'amplitude du champ, la fréquence de modulation, la fréquence porteuse et le déphasage entre la modulation AM et FM. Les indices de modulation AM (m) et FM (β) sont définis par:

$$m = \frac{\Delta P}{P_0} \qquad (1.73)$$

$$\beta = \frac{\Delta \nu}{f_m} \tag{1.74}$$

où ΔP, $\Delta \nu$, P_0 sont respectivement l'excursion en puissance, l'excursion en fréquence par rapport à la porteuse et la puissance de sortie moyenne.

Dans le cas petit signal, une formulation du rapport entre ces deux modulations peut être déduite des considérations développées dans les paragraphes précédents pour des petites modulations sinusoïdales (petit-signal) du courant de modulation. Il est alors utile de faire apparaître deux paramètres phénoménologiques accessibles à la mesure (par des procédés que nous ne décrirons pas à ce niveau de l'exposé) qui expriment le rapport entre l'excursion en fréquence ($\delta\nu$) et l'excursion de la puissance (δP) ainsi que le rapport entre l'excursion en fréquence ($\delta\nu$) et l'excursion du courant de modulation (δI) pour une polarisation fixée. Il s'agit du CPR, « Chirp to Modulated Power Ratio » et du CCR, « Chirp to Modulated Current Ratio » définis par:

$$CPR = \frac{\delta \nu}{\delta P} e^{j\theta} \tag{1.75}$$

$$CCR = \frac{\delta \nu}{\delta I} e^{j\theta} \tag{1.76}$$

La valeur de ces paramètres provient directement des phénomènes de chirp adiabatique, transitoire et thermique décrits dans le paragraphe précédent en approximant les rapports d'excursion par les dérivées partielles. A basse fréquence, seul le chirp adiabatique et le chirp thermique entrent en jeu. A plus haute fréquence, le chirp transitoire devient important voire dominant.

L'extraction du CPR en régime petit-signal est effectuée à travers la mesure du rapport complexe $2\widetilde{\beta}/m$ où $\widetilde{\beta} = \beta \exp(j\theta)$ est l'indice de modulation FM complexe [41]:

$$\frac{2\widetilde{\beta}}{m} = \frac{2\beta}{m} e^{j\theta} = \frac{\frac{2\Delta \nu}{f_m}}{\frac{\Delta P}{P_0}} e^{j\theta} = \frac{2P_0}{f_m} CPR = \alpha_H \left(1 + j\frac{f_c}{f_m}\right) \tag{1 .77}$$

Dans l'équation (1.77), f_c représente la fréquence de coude et est donnée par [42]:

$$f_c = \frac{1}{2\pi} v_g \frac{\partial g}{\partial P} P \tag{1.78}$$

où v_g est la vitesse de groupe, P est la puissance de sortie, et $\partial g/\partial P$ est la dérivée du gain par rapport la puissance.

Pour des fréquences de modulation assez élevées ($f_m >> f_c$), le facteur $2\beta/m$ tends vers le facteur de couplage phase-amplitude du matériau α_H (facteur de Henry).

1.4.3.b. Le chirp des modulateurs EAM

Pour le modulateur EAM, nous conserverons l'appellation adiabatique et transitoire pour qualifier le chirp et ses conséquences sur les variables système (intensité et fréquence instantanée) bien que ceci constitue un abus de langage d'un point de vue physique. Les phénomènes adiabatiques représentent la modification des paramètres internes aux composants entre des états stationnaires ainsi que l'extrapolation de ce différentiel pour toutes les fréquences de modulation. Le phénomène transitoire apparaît lorsque les dynamiques internes des constituants (photons et porteurs pour le laser) diffèrent entraînant un comportement dont la modélisation temporelle demande un suivi séparé de ces différents paramètres. Dans le cas des EAM, hormis lorsque l'on commence à prendre en compte les dynamiques de saturation et d'extraction des porteurs, ce que nous n'abordons pas, le comportement analysé est de nature adiabatique. Par contre, agissant sur l'absorption et l'indice de réfraction, les paramètres « signal » couplés sont la différence de puissance entre entrée et sortie, et le déphasage entre entrée et sortie. Or les caractérisations se font ordinairement en termes de fréquence instantanée qui est la dérivée de la phase. Cette dérivation va impliquer que les changements de fréquences ont lieu sur les fronts montant ou descendant de la modulation de la variable externe (la tension appliquée pour un EAM). Il en résulte l'utilisation courante du terme chirp transitoire pour décrire ce phénomène.

i. Le chirp adiabatique

En toute rigueur, un modulateur externe sans contre-réaction sur la source présente un chirp adiabatique strictement nul puisqu'en régime stationnaire, la fréquence de sortie du signal optique égale sa fréquence d'entrée. Les modulateurs EAM que nous étudions de par leur intégration avec les lasers DFB traité en HR/AR peuvent engendrer l'apparition de plusieurs phénomènes qui engendre un léger chirp adiabatique. Ces phénomènes sont illustrés dans la figure 1.22.

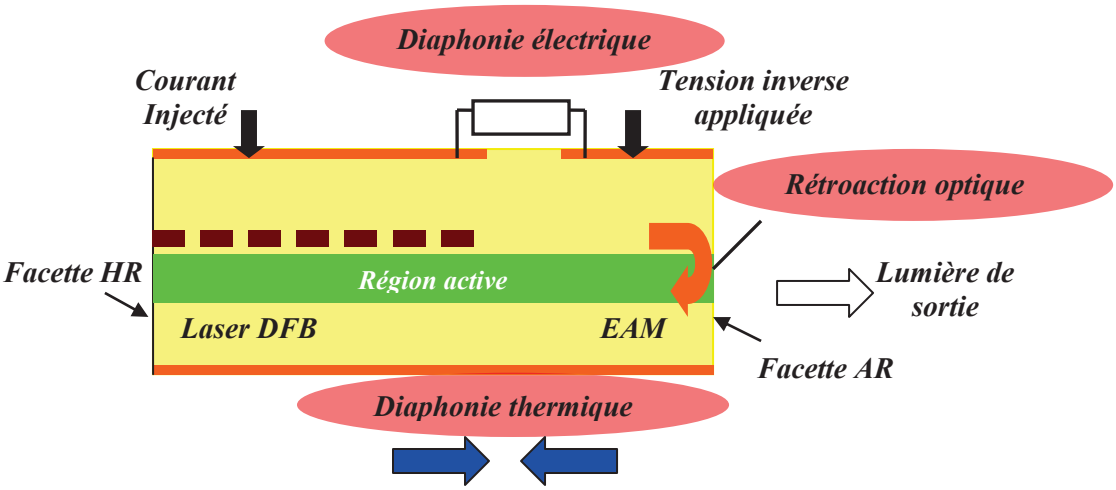


Figure 1.22: Représentation schématique des phénomènes qui sont à l'origine du chirp adiabatique des modulateurs EAM dans les EML

Premièrement, il s'agit de la rétroaction optique causée par une réflexion résiduelle au niveau la facette AR située après la section de modulation. En effet, une fraction de la lumière incidente peut être réfléchie involontairement vers la cavité du laser. Même une quantité petite de quelques pourcents de retour optique peut modifier la densité de photons dans la cavité laser ce qui influence la densité de porteurs. Ce changement entraîne inévitablement une modification de l'indice de réfraction ce qui altère la fréquence d'émission du laser. Or la quantité de lumière rétro-réfléchie dans la cavité dépend directement de l'état d'absorption du modulateur qu'elle traverse à l'aller et au retour. La fréquence d'émission du composant varie ainsi avec la commande du modulateur ce qui peut être assimilé à un chirp adiabatique [43]. L'influence du retour optique sur le comportement du chirp adiabatique sera étudiée dans le troisième chapitre pour le cas des lasers modulés directement.

Deuxièmement, une diaphonie électrique résulte d'une isolation électrique insuffisante entre le laser et le modulateur. En effet, la tension appliquée au modulateur influence le courant d'injection du laser à travers une conductance finie qui a pour effet la modulation directe du laser et donc la modulation adiabatique de sa fréquence [44].

Enfin, des échanges thermiques peuvent résulter de l'influence de l'augmentation de la température de l'un des composants intégrés sur des sections adjacentes. En particulier, lorsque le modulateur est en régime d'absorption, les photons absorbés sont à l'origine d'un photo-courant qui induit un échauffement du composant et de la résistance d'adaptation. Ceci engendre un changement d'indice de réfraction dans le laser et donc une modification de la fréquence émise [45].

ii. Le chirp transitoire

Le chirp transitoire des modulateurs EAM est causé par la modulation d'indice de réfraction parasite lié à une montée ou une descente de la tension appliquée induite par le changement du spectre d'absorption. Cette modulation d'indice est représentée schématiquement dans la figure 1.23 par une modulation de la longueur optique. D'après les équations (1.60) et (1.63), la variation du déphasage de l'onde optique entre l'entrée et la sortie du modulateur $\Delta\phi$ suite à une modulation de la tension appliquée est exprimée en fonction de la variation d'indice de réfraction Δn'dans la zone qui subit une modification (puits quantiques) par:

$$\Delta\phi(V(t)) = -\frac{\omega_0}{c}[n'(V_0) + \Gamma_{EAM}\Delta n'(V(t))]L_{EAM} \tag{1.79}$$

où L_{EAM} représente la longueur d'interaction et Γ_{EAM} le facteur de confinement qui traduit le recouvrement entre le mode optique et les puits quantiques dans l'EAM.

L'amplitude et le signe du chirp transitoire des modulateurs EAM dépendent du coefficient de couplage phase-amplitude α_H qui relie Δn' et Δn'' (équation (1.67)). Nous avons vu dans le paragraphe (1.4.1.b) que le coefficient α_H du modulateur peut être négatif ou positif suivant le point de fonctionnement aboutissant ainsi à des comportements de chirp différents. La relation entre le chirp transitoire est illustrée schématiquement sur la figure 1.24.

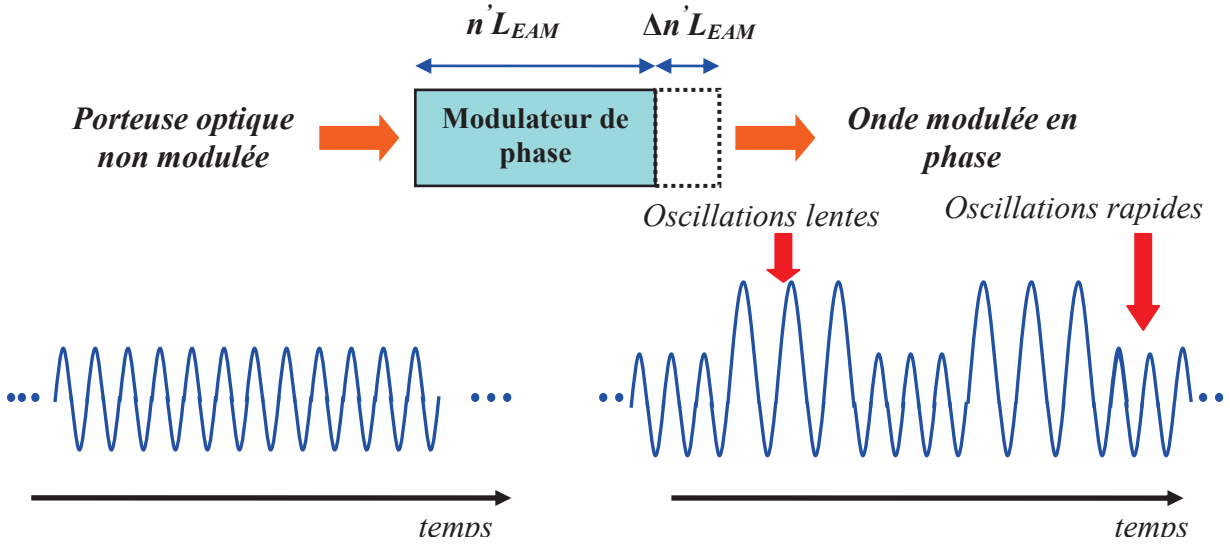


Figure 1.23: Schéma de la modulation de phase imposée à la porteuse optique de l'onde dans un modulateur EAM. Des oscillations rapides et lentes de la porteuse sont apparues suite à une modulation d'indice liée à la modulation d'absorption

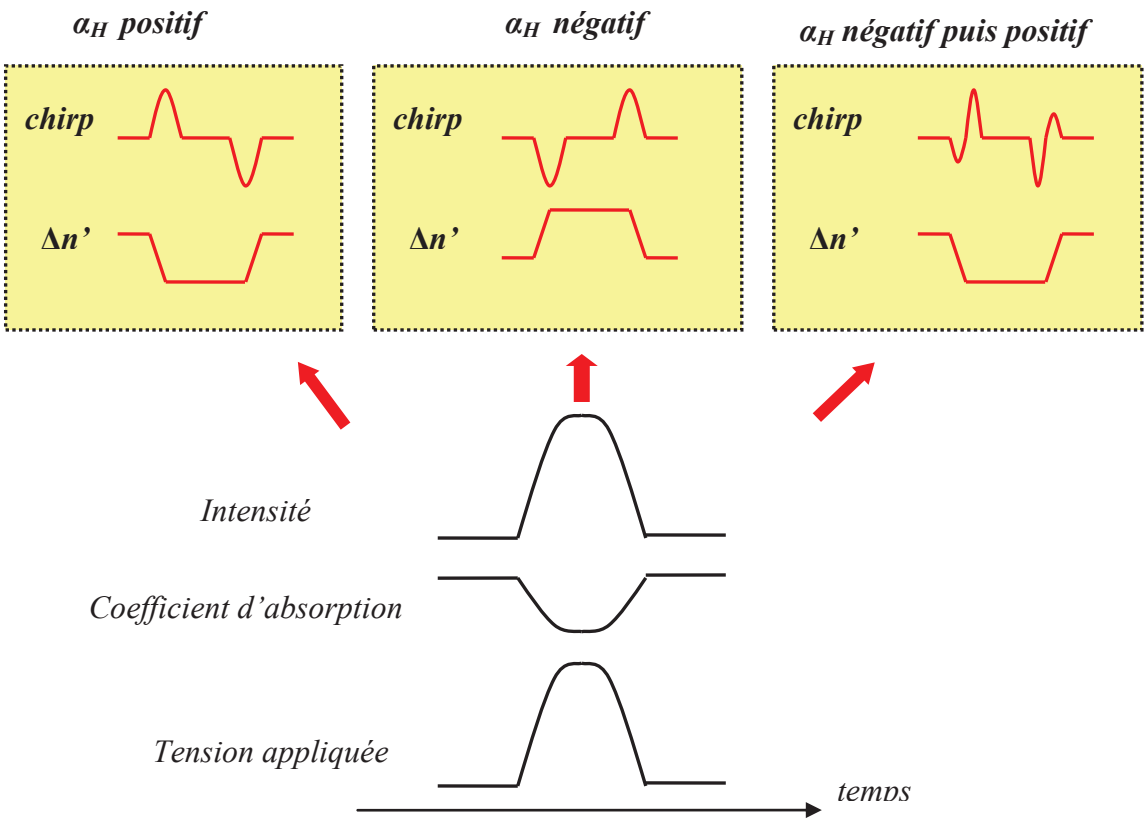


Figure 1.24: Schéma du comportement du chirp des modulateurs EAM suite à une modulation d'intensité pour α_H positif et négatif

La déviation en fréquence des modulateurs EAM peut être perturbée par l'accumulation des porteurs photogénérés. Un champ électrique opposé au champ appliqué résulte de l'accumulation de ces porteurs ce qui influence le facteur de couplage phase-amplitude α_H, celui-ci pouvant devenir négatif [20]. La solution à ce problème est technologique et impose de concevoir des structures avec un temps d'évacuation de porteurs suffisamment faible.

1.5. Transmission sur fibre optique d'un signal modulé simultanément en intensité et en fréquence

1.5.1. La dispersion dans les fibres optiques

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons liés d'un diélectrique, la réponse au milieu dépend généralement de la fréquence de l'onde ω. Cette propriété connue sous le nom de dispersion chromatique se manifeste à travers la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction. L'origine de la dispersion chromatique est liée à la dépendance en fréquence de l'absorption du matériau formant la fibre optique [46]. La dispersion chromatique des fibres monomodes joue un rôle critique dans la propagation des signaux

optiques car les différentes composantes spectrales associées à ces signaux se déplacent avec des vitesses de groupe différentes.

Du point de vue mathématique, les effets de la dispersion de la fibre sont pris en compte en développant la constante de propagation β_f du mode se propageant dans le guide en série de *Taylor* autour de la fréquence porteuse du signal ω_0.

$$\beta_f(\omega) = \beta_{f0} + \beta_{f1}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}\beta_{f2}(\omega - \omega_0)^2 + \ldots \tag{1.80}$$

où $$\beta_{f\,n} = \left(\frac{d^n \beta_f}{d\omega^n} \right)\Bigg|_{\omega=\omega_0} \quad \text{avec } n = 0, 1, 2,\ldots \tag{1.81}$$

Les paramètres β_{f1} et β_{f2} sont des fonctions de l'indice de réfraction $n^{'}$ et sont exprimés par [47]:

$$\beta_{f1} = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g^{'}}{c} = \frac{1}{c}\left(n^{'} + \omega \frac{dn^{'}}{d\omega} \right) \tag{1.82}$$

$$\beta_{f2} = \frac{1}{c}\left(2\frac{dn^{'}}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n^{'}}{d\omega^2} \right) \tag{1.83}$$

$n_g^{'}, v_g$ sont respectivement l'indice et la vitesse de groupe. Physiquement, l'enveloppe du signal se déplace à la vitesse de groupe tandis que le paramètre β_{f2} qui représente la dispersion de groupe, est responsable de l'élargissement temporel du signal. Pour caractériser une transmission, le paramètre β_{f2} est souvent remplacé par le coefficient de dispersion D_λ toujours exprimé en (ps/nm/km) donné par [48]:

$$D_\lambda = \frac{d\beta_{f1}}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_{f2} \approx -\frac{\lambda}{c}\frac{d^2 n^{'}}{d\lambda^2} \tag{1.84}$$

Comme le montre la figure 1.25, les fibres monomodes dites standard (G652) ont une dispersion nulle pour des longueurs d'onde de l'ordre de 1,3 μm et une dispersion d'environ 17 ps/nm/km pour les longueurs d'onde de l'ordre de 1,55 μm.

Dans ce qui suit, nous nous intéressons à la longueur d'onde de 1,55 μm, la plus couramment utilisée dans les transmissions de signaux à haut débit sur de longues distances de fibre optique. A cette longueur d'onde, l'atténuation de la fibre est minimale et elle est de l'ordre de 0,18 dB/km [20] et donc le facteur majeur limitant de la transmission devient la dispersion chromatique.

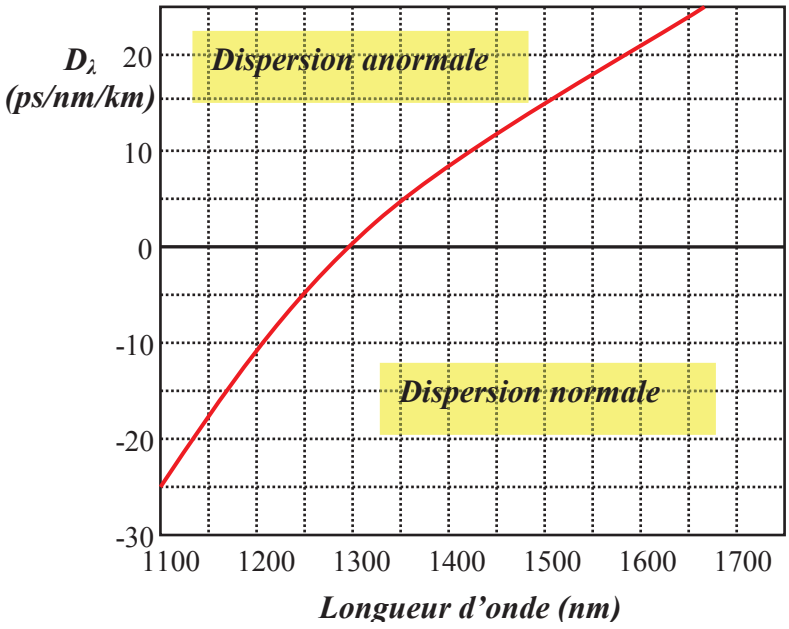


Figure 1.25: Variation du coefficient de dispersion en fonction de la longueur d'onde dans une fibre optique monomode standard (d'après [8])

Ainsi, lors d'une propagation de deux signaux de longueurs d'onde espacées de Δλ sur une distance de L_{fibre}, la dispersion de la fibre entraîne un retard relatif Δτ donné par [46]:

$$\Delta\tau = L_{fibre} \times D_\lambda \times \Delta\lambda \tag{1.85}$$

Considérons $E(0, f_m)$ et $E(L_{fibre}, f_m)$ les transformées de Fourier de l'enveloppe complexe d'un signal modulé avant et après une propagation sur une distance L_{fibre} de fibre. L'influence de la dispersion chromatique sur le spectre de l'enveloppe de ce signal est exprimée alors par la fonction de transfert de la fibre monomode en régime linéaire [20]:

$$\frac{E(L_{fibre}, f_m)}{E(0, f_m)} = \exp\left(\frac{-j\pi\lambda^2 D_\lambda f_m^2 L_{fibre}}{c}\right) \tag{1.86}$$

où λ est la longueur d'onde porteuse et f_m est la fréquence de modulation.

1.5.2. Les effets négatifs du chirp sur la transmission

Comme indiqué dans la partie précédente, la modulation d'intensité de la lumière est le plus souvent accompagnée d'une modulation de phase ou de fréquence.

Dans un système de communication, la bande passante des signaux optiques doit être aussi faible que possible dans le but de minimiser les effets d'élargissement reliés à la dispersion. D'une manière générale, la dispersion chromatique de la fibre optique distord la forme temporelle du signal et l'élargit - ou parfois le comprime - d'autant plus que celui-ci

possède un spectre large. Il est alors clair qu'un signal ayant subi un fort élargissement spectral du fait du phénomène de chirp au niveau de la source sera moins adapté à une transmission sur des distances importantes. Prenons l'exemple d'une impulsion optique à 10 Gb/s dont le module de l'enveloppe est de forme gaussienne et dont la fréquence est affectée par un chirp issu d'un couplage phase-amplitude α_H, la figure 1.27 montre la forme temporelle de cette impulsion en sortie d'une fibre monomode de dispersion D_λ =17 ps/nm/km après une distance de propagation de 80 km. La conjonction entre le chirp et la dispersion peut être déterminée en multipliant la transformée de Fourier du champ électrique modulé complexe à la sortie de la source (DFB, EAM ou EML), par la fonction de transfert de la fibre donnée en (1.86).

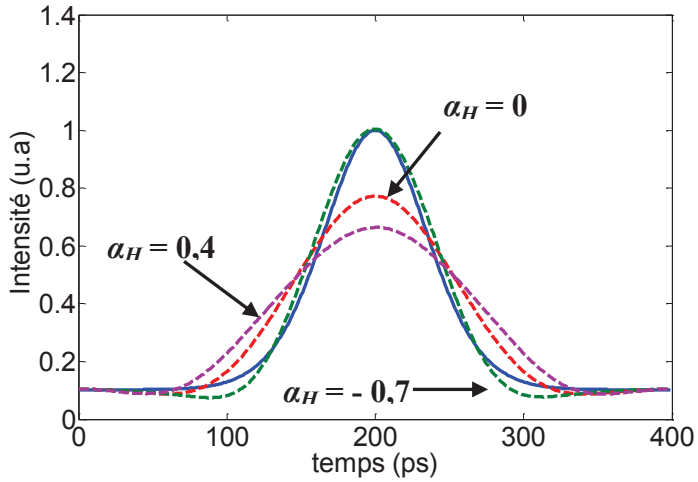


Figure 1.26: Distorsion temporelle d'une impulsion d'enveloppe gaussienne à 10 Gb/s avant (en continu) et après propagation (en pointillé) dans une fibre standard monomode en fonction du facteur de couplage phase-amplitude α_H, D_λ =17 ps/nm/km, L_{fibre} = 80 km

La figure 1.26 montre un étalement temporel du signal dans le cas d'un coefficient de couplage phase-amplitude positif ($\alpha_H > 0$). Lorsque l'impulsion provient d'une source de couplage phase-amplitude négatif ($\alpha_H < 0$), l'impulsion peut retrouver quasiment sa forme en sortie de fibre après avoir, en fait, subi une compression initiale.

Dans un système de transmission de données basée sur une modulation d'intensité, la déformation du signal, induite par la conjonction du chirp et de la dispersion dans la fibre optique monomode, entraîne une interférence inter-symbole (ISI) comme la montre la figure 1.27, dégradant ainsi les performances d'une transmission en termes de débit et de portée. Dans un système à détection directe, la valeur tolérable d'ISI est dépassée lorsque la valeur du bit ne peut plus être détectée autour d'une valeur seuil, ce qui aboutit à des fortes valeurs de taux d'erreur binaire (BER : Bit Error Rate) et correspond à la fermeture du diagramme de l'œil.

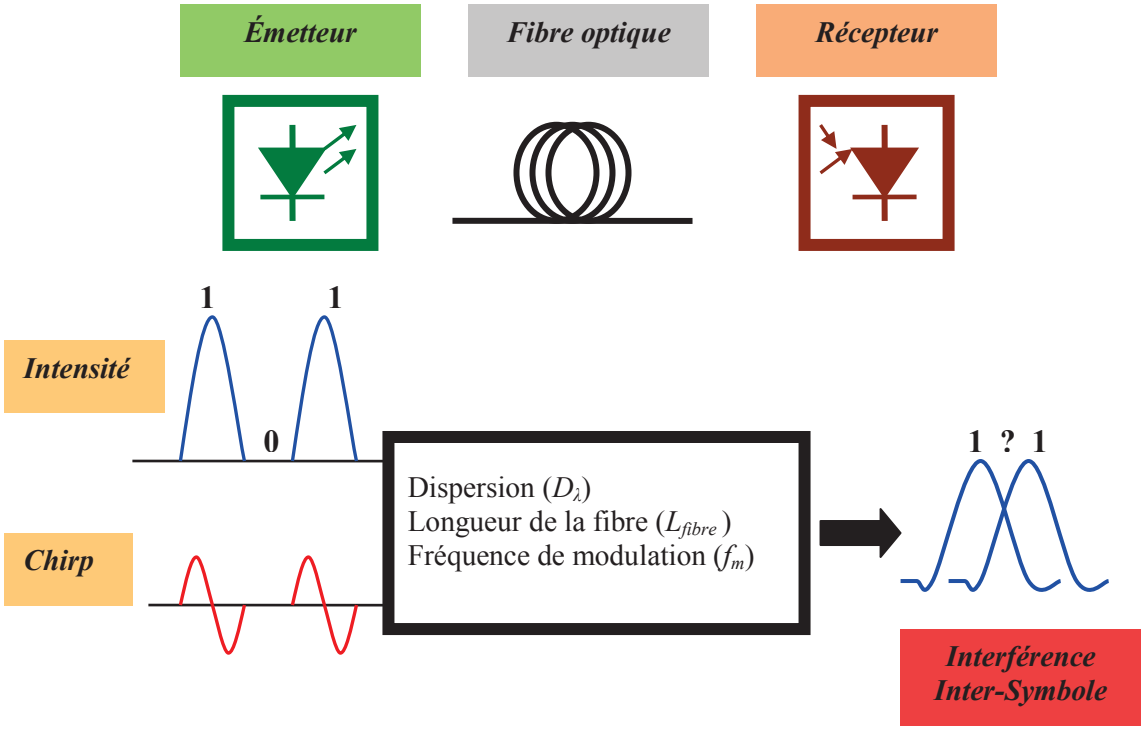


Figure 1.27: Schéma de l'interférence inter-symbole (ISI) issue de la conjonction du chirp de l'émetteur et la dispersion de la fibre

Dans les systèmes optiques de communication limités par la dispersion, la portée de transmission peut être améliorée par :

- La gestion de la dispersion de la liaison optique à travers le déploiement des dispositifs à compensation de dispersion placés à des positions spécifiques [46].
- Le contrôle du chirp via la manipulation du facteur de couplage phase-amplitude α_H [49].
- Les méthodes de pré-distorsion du signal en termes d'amplitude, de fréquence ou de phase. Un tel signal convenablement « pré-déformé » peut être obtenu à travers la conversion de la modulation FM d'un laser modulé directement par son courant d'injection en modulation AM en utilisant un filtre optique étroit [50] ou bien en se servant de la fibre optique elle-même puisqu'elle agit comme un convertisseur FM/AM [51].

Le travail de recherche dans le cadre de cette thèse fait suite à une innovation précédemment démontrée consistant à la génération des signaux pré-déformés par une modulation duale d'un laser et d'un modulateur respectivement en fréquence et en intensité [6,7]. Cette méthode permet en respectant une certaine condition concernant le rapport FM/AM, de réduire la bande passante du signal optique modulé ce qui mène à une

augmentation de la portée de transmission à haut débit au-delà de la limite imposée par la dispersion. Ces effets seront présentés dans le paragraphe suivant.

1.5.3. Méthodes tirant avantage du phénomène de chirp dans la conception d'une transmission sur fibre optique dispersive.

Un signal modulé purement en amplitude (AM) dont le spectre contient deux bandes latérales autour de la fréquence porteuse (DSB : Double Side Band) souffre de la dispersion chromatique des fibres optiques qui induit des interférences constructives ou destructives à la réception entre les signaux issus du battement entre chaque bande latérale et la porteuse. En effet, la dispersion chromatique fait évoluer avec la distance la relation de phase entre ces deux battements, pouvant amener une disparition totale de la modulation d'amplitude remplacée en fait par une modulation d'angle (phase/fréquence) non détectable dans un système à détection directe. La suppression d'une des deux bandes latérales permet aux signaux modulés d'obtenir une immunité contre la dispersion de la fibre permettant d'étendre la portée de la transmission de manière très conséquente. Ces signaux à bande latérale unique sont connus sous leur acronyme anglais SSB (Single Side Band).

1.5.3.a. La génération des signaux SSB

La suppression d'une bande latérale (SSB) est possible à partir de l'ajustement d'une modulation FM couplée à une modulation AM. Sous la condition d'un rapport AM/FM adéquat et défini dans l'équation (1.96), l'addition des deux modulations entraîne la suppression d'une bande latérale pour des signaux modulés en intensité et en fréquence (figure 1.28).

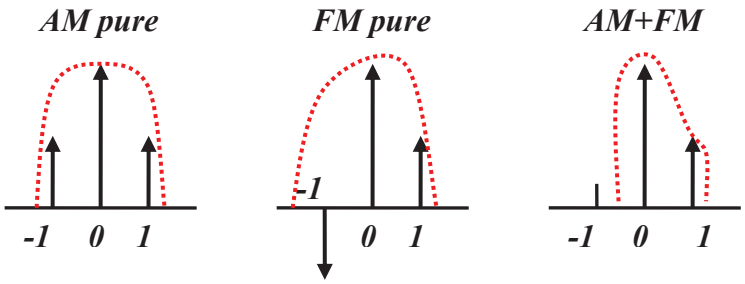


Figure 1.28: Représentation schématique des spectres de signaux modulés purement AM et FM des signaux SSB issues du mélange AM et FM (d'après [52])

Dans le paragraphe suivant nous présentons le calcul de la condition de génération des signaux SSB pour un cas général d'une modulation sinusoïdale en intensité et en fréquence simultanées.

i. Cas d'une modulation sinusoïdale

Nous modulons une porteuse optique en intensité et en angle par le même signal RF sinusoïdal en continu (CW: Continuous Wave), d'amplitude A et de fréquence $\omega_m = 2 \times \pi \times f_m$:

$$x(t) = A \times \cos(\omega_m t + \varphi) \tag{1.87}$$

où φ est la phase initiale du signal.

Le champ est modulé en régime petit-signal en fréquence est exprimée par :

$$E_{FM}(t) = E_0 \times \exp\left[j\left(\omega_c t + 2\pi\Delta\nu \int_t x(\tau) d\tau \right) \right] \tag{1.88}$$

avec E_0 est l'amplitude du champ, ω_c est la fréquence porteuse et $\Delta\nu$ est l'excursion en déviation en fréquence par rapport à la porteuse.

En admettant que la modulation d'amplitude et de phase soit très lente par rapport à la fréquence optique dont la valeur est de l'ordre de 200 THz, l'équation (1.88) peut être écrite sous la forme :

$$E_{FM}(t) = E_0 \times \exp[j(\omega_c t + \beta \sin(\omega_m t + \varphi))] \tag{1.89}$$

où β est l'indice de modulation FM défini par l'équation (1.74).

Le champ optique modulé en amplitude et en fréquence est donnée par :

$$E_{IM+FM}(t) = E_0 \left[1 + \frac{m_{IM}}{2} \cos(\omega_m t + \varphi + \theta) \right] \times \exp[j(\omega_c t + \beta \sin(\omega_m t + \varphi))] \tag{1.90}$$

avec m_{IM} et θ sont respectivement l'indice de modulation d'intensité (IM) et le déphasage entre la modulation IM et FM.

En supposant que $\varphi = 0$, l'équation (1.90) peut se récrire en décomposant sur la base des fonctions de Bessel $\left(\exp(jh\sin(u)) = \sum_n J_n(h) \exp(jnu) \right)$:

$$E_{IM+FM}(t) = E_0 \left[1 + \frac{1}{4} \tilde{m}_{IM} \exp(j\omega_m t) + \tilde{m}_{IM}^* \exp(-j\omega_m t) \right] \times \exp(j\omega_c t) \times \left[\sum_n J_n(m_{FM}) \exp(jn\omega_m t) \right] \tag{1.91}$$

avec $$\tilde{m}_{IM} = m_{IM} \exp(j\theta) \tag{1.92}$$

Pour un faible indice de modulation m_{IM}, l'équation (1.91) peut être étendue au premier ordre de l'approximation des fonctions de Bessel [53]:

$$\begin{aligned} E_{IM+FM}(t) = E_0 \times \Bigg[& \left(J_0(\beta) + \left(\frac{\tilde{m}_{IM}^*}{4} - \frac{\tilde{m}_{IM}}{4} \right) J_1(\beta) \right) \times \exp\ j\omega_c t \\ & + \left(-J_1(\beta) + \frac{\tilde{m}_{IM}^*}{4} J_0(\beta) \right) \times \exp\ j(\omega_c - \omega_m)t \\ & + \left(J_1(\beta) + \frac{\tilde{m}_{IM}}{4} J_0(\beta) \right) \times \exp(j(\omega_c + \omega_m)t) \\ & + \left(-\frac{\tilde{m}_{IM}^*}{4} J_1(\beta) \right) \times \exp(j(\omega_c - 2\omega_m)t) \\ & + \left(\frac{\tilde{m}_{IM}}{4} J_1(\beta) \right) \times \exp(j(\omega_c + 2\omega_m)t) \Bigg] \end{aligned} \tag{1.93}$$

Le premier terme de l'équation (1.93) correspond à la porteuse optique tandis que le deuxième et le troisième correspondent à la bande latérale inférieure (LSB: Lower Side Band) et supérieure (USB: Upper Side Band) respectivement. Le quatrième et le cinquième terme représentent les harmoniques du second ordre (figure 1.29(a)).

La génération des signaux SSB est issue de la suppression de l'une des bandes latérales pour :

$$\theta = 0 \text{ ou } \pi \text{ et } J_1(\beta) = \frac{1}{4} m_{IM} J_0(\beta) \tag{1.94}$$

La suppression de la bande latérale supérieure (USB) et inférieure (LSB) est obtenue lorsque $\theta = \pi$ et $\theta = 0$ respectivement (figure 1.29(b) et (c)).

Pour une faible modulation FM (β <<1), l'équation (1.94) devient:

$$\frac{m_{IM}}{2} = \frac{\Delta\nu}{f_m} = \frac{\Delta\nu_{pp}}{2f_m} = \beta \tag{1.95}$$

avec $\Delta\nu_{pp}$ est l'excursion en fréquence pic à pic.

L'équation (1.95) représente donc la condition de génération des signaux modulés à bande latérale unique à porteuse large (SSB-LC : Single SideBand-Large Carrier). Afin de montrer leurs capacités à s'affranchir des effets de la dispersion dans les fibres optiques monomodes, nous avons étudié alors la réponse de la fibre pour les signaux SSB-LC et DSB.

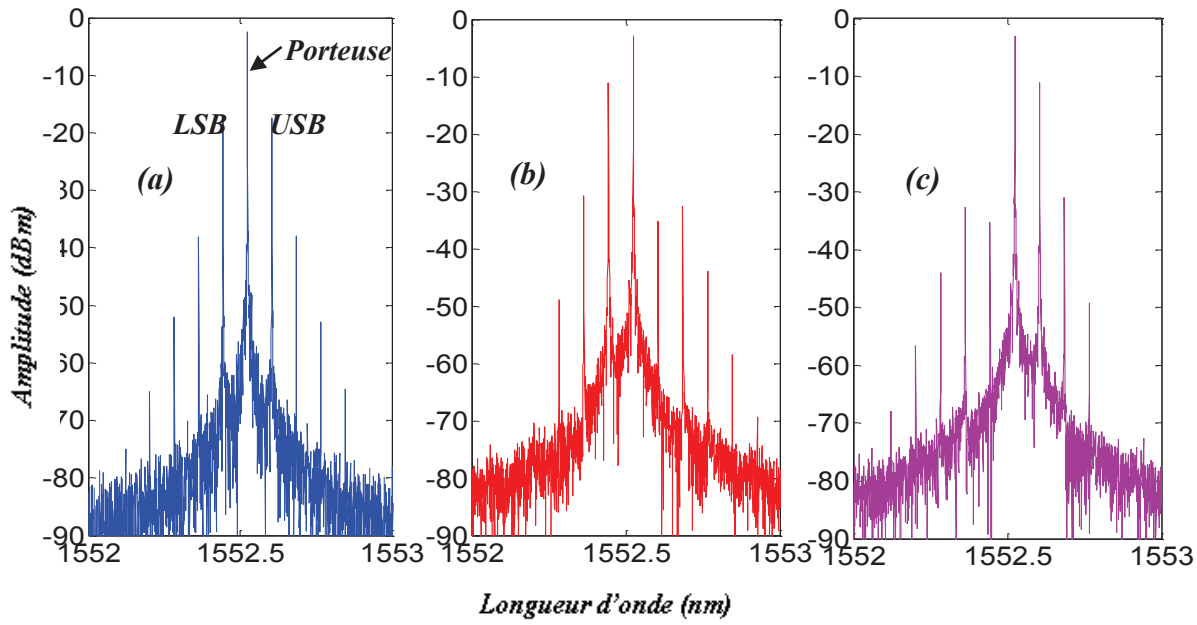


Figure 1.29: Spectre optique simulé à partir de l'équation (1.93) pour un cas idéal d'un modulateur de fréquence en cascade avec un modulateur d'intensité pour les signaux DSB (a) et SSB dans le cas de la suppression de USB (b) et LSB (c)

Le champ optique après la propagation dans une fibre optique monomode de longueur L_{fibre} et de constante de propagation β_f (équation (1.80)) est donné par:

$$E_{IM+FM}(t) = E_0 \times \exp(j\omega_c t) \times [1 + B_1 \exp(j\omega_m t) + B_2 \exp(-j\omega_m t)] \tag{1.96}$$

avec

$$B_1 = \left(\frac{\beta}{2} + \frac{\tilde{m}_{IM}}{4}\right) \exp(j(\delta_1 + \delta_2)) \tag{1.97}$$

$$B_2 = \left(-\frac{\beta}{2} + \frac{\tilde{m}^*_{IM}}{4}\right) \exp(j(-\delta_1 + \delta_2)) \tag{1.98}$$

$$\delta_1 = \beta_{f1}\omega_m L_{fibre} \quad \text{et} \quad \delta_2 = \frac{\beta_{f2}}{2}\omega_m^2 L_{fibre} \tag{1.99}$$

A la réception, le photocourant généré est proportionnel au carré du champ électrique reçu et peut être exprimé par cette équation:

$$I \propto m_{IM} \cos(\omega_m t + \delta_1 + \theta)\cos(\delta_2) - 2\beta \sin(\delta_2)\sin(\omega_m t + \delta_1) \tag{1.100}$$

Nous remarquons que la réponse de la fibre dépend du déphasage θ. En effet, pour $\theta = 0$ ou π et $m_{IM} = 2\beta$, la réponse de la fibre suite à la propagation des signaux SSB-LC est constante en fonction de la fréquence de modulation. Pour le cas où $\theta = \pm \pi/2$, la réponse de la fibre présente des fluctuations sous forme de maxima et de trous à cause de la dispersion chromatique (voir annexe B).

ii. Cas d'une modulation numérique

La condition de génération des signaux SSB-LC mentionnée dans l'équation (1.95) a été étendue par *J. Binder* et *U. Kohn* au cas d'une modulation directe d'un laser à semi-conducteur de type numérique d'intensité en format NRZ [52] (signaux OOK).

L'indice de modulation d'intensité est défini par :

$$m_{IM} = \frac{ER-1}{ER+1} \tag{1.101}$$

où *ER* est le taux d'extinction défini comme le rapport des puissances de sortie du composant relatives aux niveaux 0 et 1. La fréquence de modulation maximale ayant un contenu spectral significatif correspondant à :

$$f_m = \frac{B}{2} \tag{1.102}$$

avec *B* le débit binaire.

En utilisant les équations (1.95), (1.101) et (1.102), la réduction du spectre des signaux OOK à travers la suppression d'une bande latérale est obtenue en respectant la condition définie par:

$$\Delta\nu_{pp} = \frac{B}{2} \times \frac{ER-1}{ER+1} \tag{1.103}$$

Prenons le cas critique de deux bits 1 séparés par un bit 0, le déphasage $\Delta\phi$ entre les deux bits 1 est exprimé en utilisant l'équation (1.103) :

$$\Delta\phi = 2 \times \pi \times \Delta\nu_{pp} \times T_{bit} = \pi \times m_{IM} \tag{1.104}$$

avec T_{bit}=1/*B* est le temps bit

Pour un très fort taux d'extinction du modulateur ($m_{IM} \approx 1$), l'excursion en déviation en fréquence instantanée issue de la modulation petit-signal du laser $\Delta\nu_{pp}$ doit être égale à la moitié du débit binaire pour vérifier la condition de *Binder* et *Kohn* (1.103) et assurer la suppression de la bande latérale. En conséquence, un déphasage de π se produit entre deux bits « 1 » à chaque fois qu'ils sont séparés par un bit « 0 » ce qui correspond à une modulation duobinaire [54]. Les interférences inter-symboles qui résultent de la conjonction du chirp de l'émetteur et de la dispersion de la fibre après propagation sont de types destructifs et donc les bits 1 chevauchés dans les bits 0 se trouvent alors en opposition de phase ce qui permet de nettoyer le zéro optique, d'ouvrir le diagramme d'œil et de réduire le taux d'erreur binaire.

Les modulations AM et FM d'une même source sont mutuellement interdépendantes et l'obtention de telles conditions semble délicate à partir d'un composant unique.

Plusieurs techniques ont été développées afin de casser cette interdépendance et de séparer la modulation AM et FM pour pouvoir les gérer. Parmi ces techniques, nous citons l'utilisation d'un filtre optique passif qui joue le rôle d'un discriminateur FM/AM pour le cas des CML (Chirp Managed Laser) [4]. Une autre technique proposée par *Hoon Kim* et qui a l'avantage de s'affranchir des problèmes de coût, de volume et de complexité induits par l'insertion d'un filtre optique, consiste à la gestion de la modulation AM par un autre composant tel qu'un modulateur EAM [6]. Cette technique, assez simple, permet facilement la séparation des deux modulations AM et FM et donc le respect de la condition de génération des signaux SSB pour le cas d'une modulation sinusoïdale et numérique (*J. Binder* et *U. Kohn*).

1.5.3.b. Le chirp dans le cas de la modulation duale

La technique proposée par *Hoon Kim* permet de respecter la condition de *Binder* et *Kohn*. Elle constitue une méthode très efficace pour l'amélioration de la portée de transmission limitée par la dispersion pour un débit de 10 Gb/s par rapport au cas d'une modulation d'amplitude pure [6]. De même, dans le cas d'une modulation sinusoïdale, cette technique, initialement testée avec deux composants séparés, consiste à gérer une modulation FM du laser DFB en régime petit-signal et une modulation AM du modulateur EAM en régime grand-signal afin de séparer les contrôles respectifs des deux effets. Deux configurations peuvent ainsi être utilisées. La première correspond à une modulation identique du laser et du modulateur par la même séquence NRZ ($Data$) tandis que la deuxième consiste à moduler respectivement le laser et le modulateur par la séquence NRZ inversée ($\overline{Data}$) et non inversée ($Data$). Il s'agit dans les deux cas d'une modulation duale.

Récemment, *J. Petit et al* ainsi que *K. Hasebe et al* ont confirmé expérimentalement le concept de la modulation duale appliqué à un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML) à 10 Gb/s [7,55]. Le D-EML constitue un nouvel émetteur optique basé sur un laser DFB à puits quantiques et un modulateur EAM intégrés monolithiquement sur la même puce avec deux accès indépendants de modulation. Le D-EML permet ainsi d'ajuster l'équilibre des modulations d'intensité et de fréquence par un contrôle indépendant de la modulation d'amplitude, dans le but d'étendre la portée de transmission sans augmentation notable de consommation, coût et complexité.

Quelque soit le type de la modulation, duale, la modulation FM du D-EML est gouvernée par le chirp adiabatique du laser DFB car celui de l'EAM est quasiment nul, tandis

que la modulation AM est gouvernée par le modulateur EAM. L'effet du chirp transitoire du D-EML existant peut être réduit en jouant sur le retard temporel entre la modulation AM et FM. La modulation AM résultante de la modulation du laser est considérée comme une modulation parasite.

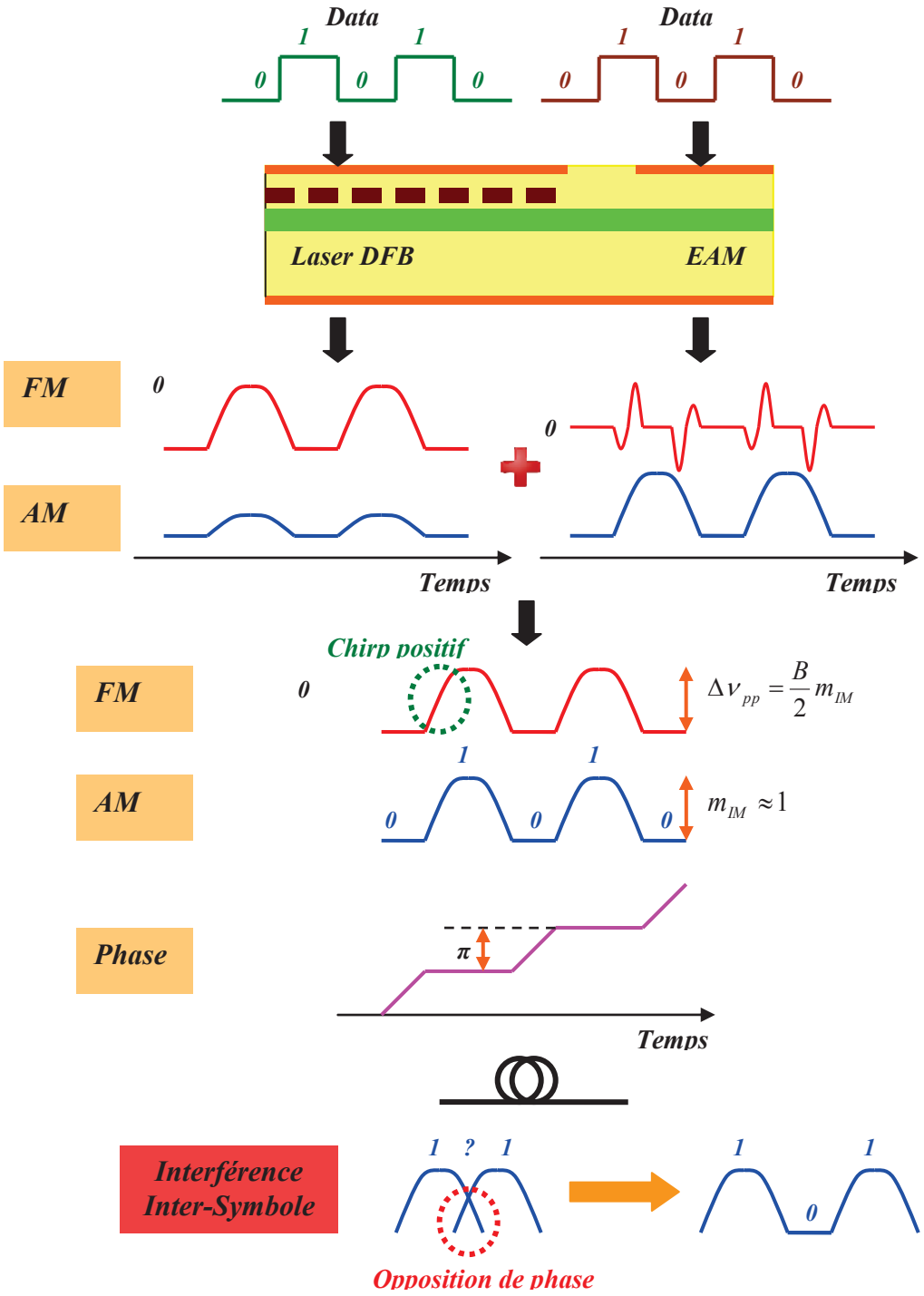


Figure 1.30: Représentation schématique du chirp des D-EML et sa contribution à l'augmentation de la portée de transmission dans le cas d'une modulation duale Data/Data

Le chirp d'un laser modulateur intégré résulte du chirp du laser affecté par celui du modulateur. La figure 1.30 présente une illustration schématique du chirp des D-EML en situation de modulation numérique ($Data/\overline{Data}$) et sa contribution à l'augmentation de la portée de transmission à travers le respect la condition de *Binder* et *Kohn* (1.93) dans le cas d'un fort indice de modulation d'intensité.

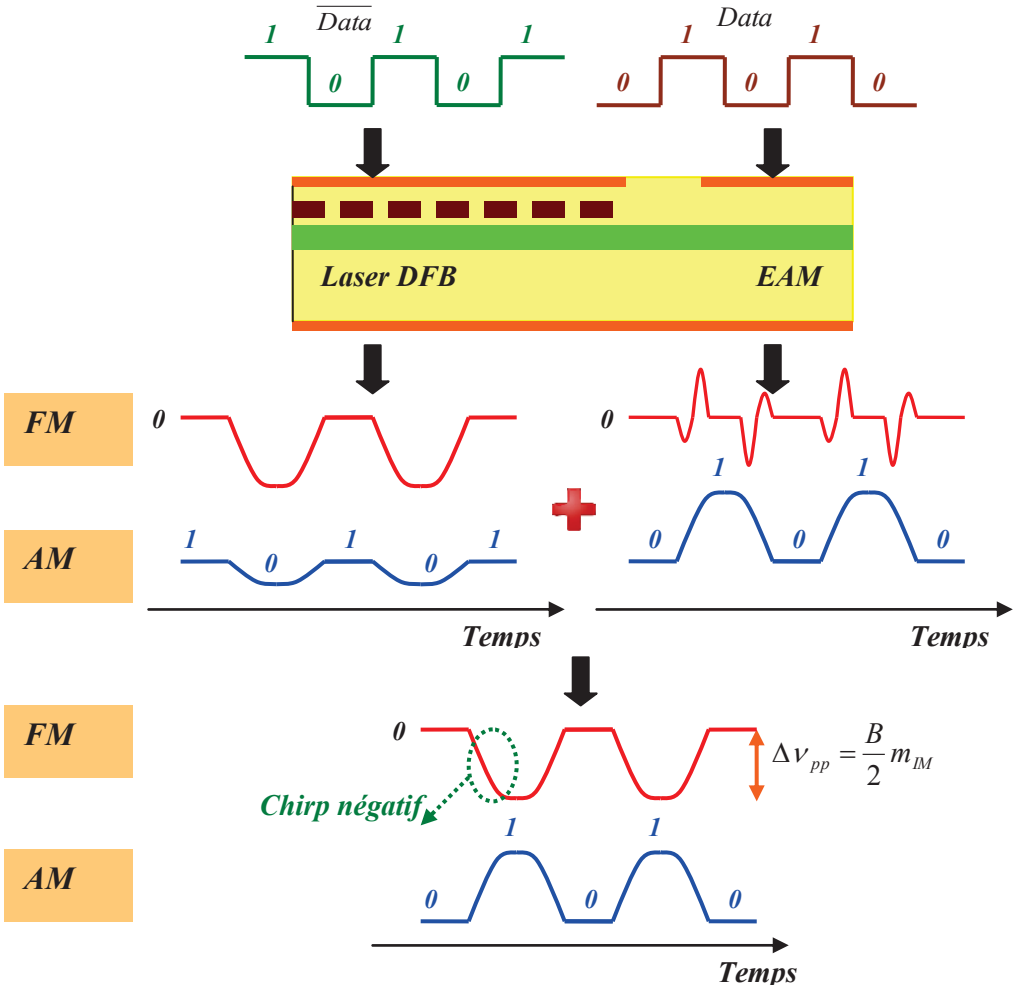


Figure 1.31: Représentation schématique du chirp des D-EML dans le cas d'une modulation duale (push-pull)

La condition de génération des signaux SSB ne prend pas en considération les effets du chirp transitoire connus comme nuisible pour les modulateurs EAM. Malheureusement, le laser DFB ainsi que le modulateur EAM dans le cas d'une modulation identique présentent un chirp positif néfaste lors de la montée en puissance et un chirp négatif lors de la descente plutôt favorable. Cependant, la modulation push-pull ($\overline{Data}/Data$) de la paire laser/modulateur, permet d'accéder à la condition de *Binder* et *Kohn* tout en fournissant un chirp négatif lors de la montée en puissance à travers l'ajustement du chirp transitoire

(figure 1.31). Ceci nous place donc dans des conditions favorables de pré-chirping qui mène à améliorer encore la portée de transmission.

1.6. Conclusion du chapitre

Ce chapitre nous a permis d'une part, d'analyser d'une façon détaillée le comportement du chirp des composants optoélectroniques notamment les lasers DFB, les modulateurs EAM et les EML et d'autre part, d'étudier ses effets sur la transmission. Nous avons montré que le chirp défini comme la variation instantanée de la fréquence de la porteuse optique lors de la modulation d'intensité et présenté, en première partie, comme un paramètre limitatif de la transmission, peut, toutefois au contraire, être aussi considéré comme un outil pour améliorer les performances, à condition de l'ajuster et le contrôler.

Pour comprendre l'origine physique du chirp, nous avons présenté brièvement le principe de fonctionnement des lasers DFB et des modulateurs EAM. Le comportement du chirp est déterminé par le signe et l'ampleur de la variation d'indice de réfraction du matériau. En partant des relations de *Kramers-Kronig* qui décrivent la relation intrinsèque entre le spectre d'indice et le spectre d'absorption (respectivement de gain) pour les modulateurs EAM (respectivement les lasers DFB), nous avons démontré la relation entre la modulation d'intensité et la modulation de fréquence à travers le couplage phase-amplitude gouverné par le facteur de Henry. En conséquence, cette relation a montré que le chirp est défini par la somme de deux composantes adiabatique et transitoire.

Le chirp transitoire est une conséquence de la modulation de l'indice de réfraction induite par le changement du spectre d'absorption pour les modulateurs EAM et par la modulation de la densité de porteurs qui accompagne tout changement du spectre de gain pour les lasers DFB.. Le chirp adiabatique des lasers DFB est fortement lié aux non linéarités spatiales dans la cavité (SHB), à la compression du gain et à la variation des pertes optiques internes de la cavité. Bien que pour les modulateurs EAM indépendants, le chirp adiabatique soit nul, lorsqu'ils sont intégrés avec la source, des rétroactions sur le laser peuvent induire une faible déviation de fréquence.

Concernant l'étude des effets du chirp sur la transmission, nous avons montré que le chirp lorsqu'il n'est pas contrôlé représente une source de limitation des performances de transmission. En effet, la dispersion chromatique des fibres optiques monomode entraîne une distorsion d'un signal « chirpé » qui est à l'origine d'interférences inter-symboles (ISI) aboutissant à des forts taux d'erreur binaires pour un système à détection directe.

Pour étendre la portée de transmission au-delà de la limite imposée par la dispersion, une technique de pré-distorsion du signal a été étudiée. Cette technique, proposée initialement par *Hoon Kim* pour les lasers DFB et les modulateurs EAM, se base sur la réduction du spectre du signal modulé en AM à travers la suppression d'une de ses bandes latérales (SSB). Elle consiste en une modulation FM en petit-signal d'un laser DFB avec des données inversées et une modulation AM en grand-signal d'un modulateur EAM avec des données non inversées. Elle permet de séparer la modulation AM et FM afin d'accéder facilement à la condition de génération des signaux SSB identifiée par *J. Binder* et *U. Kohn*. Cette technique, confirmée par *J. Petit et al* à 10 Gb/s a aboutit à la fabrication du laser modulateur à électro-absorption intégré à modulation duale (D-EML) caractérisé par un double accès de modulation permettant de gérer séparément la modulation AM et FM. La modulation duale sera l'objet d'évaluation à 20 Gb/s, 25 Gb/s et 40Gb/s dans le quatrième chapitre.

Bibliographie

[1]: K. Petermann, "Laser Diode Modulation and Noise", *Kuwer Academic Publisher*. (Cité)11, 48, 50, 51

[2]: S. Heismann, S.K Korotky, and J.J Veselka, "Lithium niobate integrated optics : Selected contemporary devices and system applications," *Optical Fiber Telecommunications III, 1997.* (Cité 11)

[3]: C. Kazmierski, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, F. Blache and A. Scavennec," High Speed AlGaInAs Electroabsorption Modulated Laser and its Optically Equalized Operation at 86 Gb/s", *ECOC 2008, We.3.C.2.* (Cité 12)

[4]: D. Mahgerefteh, Y. Matsui, X. Zheng, and K. McCallion, "Chirp Managed Laser and Applications", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.16, No.5, September/October (2010).* (Cité 12, 66)

[5]: M.N Ngo, H.T Nguyen, C. Gosset, D. Erasme, Q. Deniel, and N. Genay, "Transmission Performance of Chirp-Controlled Signal Emitted by Electroabsorption Modulator Laser Integrated with a Semiconductor Optical Amplifier", *OFC 2012, OW4F.6.* (Cité 12, 34)

[6]: H Kim, S.K Kim; H. Lee, S. Hwang, and Y. Oh, "A Novel Way to Improve the Dispersion-Limited Transmission Distance of Electroabsorption Modulated Lasers", *IEEE Photonics Technology Letters, Vol.18, No.8 (2006).* (Cité, 12, 60, 66)

[7]: J. Petit, D. Erasme, R. Gabet, C. Kazmierski, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, and N. Dupuis, "Enhanced 10-Gb/s NRZ Transmission Distance using Dual Modulation of an integrated Electro-absorption Modulated Laser Transmitter", *OFC'09 OThG2 (2009).* (Cité 12, 60, 66)

[8]: G.P Agrawal and N.K. Dutta, « Long-Wavelength Semiconductor Lasers », *Van Nostrand Reinhold, New York, 1986.* (Cité, 13,15,16,21,21,42,43,48)

[9]: M. Bernard and G. Duraffourg, « Laser conditions in semiconductors», *Phys. Stat. Sol., Vol. 1, pp. 699, 1961*. (Cité 14)

[10]: S. Peter, and Jr. Zory, "Quantum Well Lasers", *ED Academic Press, Inc, 1993.* (Cité 17, 18)

[11]: H. Ghafouri-Shiraz and B.S.K Lo, "Distributed Feedback Laser diodes Principle and physical modelling" *ED, John Wiley & sons, 1996.* (Cité 19, 20, 21, 22)

[12]: H. Kogelnik and C.V. Shank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers," *J. Appl. Phys.,vol 43,pp 2327-2335,1971.* (Cité 19, 20)
[13]: H. Kogelnik and C.V. Shank, "Stimulated emission in a periodic structure" *Applied. Physics Letters, vol 18(4), pp 152-154, 1971.* (Cité 19)

[14]: A.J Lowery and D. Novak, "Performance comparison of gain-coupled and index-coupled DFB semiconductor lasers*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol 30 No 9, pp 2051-2063, 1994.* (Cité 20)

[15]: G. bastard, "Wave mechanisms applied to semiconductor heterostructures", *Les editions de physique, 1990.* (Cité 28, 28)

[16]: L.V Keldysh, "The effect of a strong electric field on the optical properties of insulating crystals", *Soviet Phys, JETP, Vol. 7, No. 5, pp 788, 1958.* (Cité 28)

[17]: F. Devaux, "Fabrication, caractérisation et mise en œuvre des modulateurs électro-absorbants en onde guide à 1,55 μm pour les liaisons à très haut débit", *Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, 1993.* (Cité 29, 31)

[18] : J. Langanay, "lasers à semi-conducteurs à modulateurs électro-optiques intégrés pour systèmes de transmission optiques", *Thèse de doctorat, Université de Paris 7, 1994.* (Cité 30)

[19] : E. Bigan, "Etude des effets d'électro-absorption en onde guidée pour la modulation d'intensité lumineuse à 1.5 μm", *Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, 1991.* (Cité 30)

[20]: D. Delprat, "Etude des sources intégrées lasers-modulateurs pour transmission optique à haut débit*", Thèse de doctorat, Université Paris VI, France, 1997.* (Cité 30, 56, 57, 58)

[21]: D. Carrara, "Etude et réalisation des sources photoniques intégrées sur InP pour les applications Télécoms à hauts débits et à 1,55 *μ*m*", Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie- Paris VI, France, 2012.* (Cité 31, 32)

[22]: M. Chaciski, U. Westergren, B. Stoltz, and L. Thylen, "Monolithically Integrated DFB-EAT for Transmission beyond 50 Gb/s*", ICTON-MW 2008, Th2A.3.* (Cité 32, 35)

[23]: M. Chacinski, U. Westergren, B. Stoltz, L. Thylén, R. Schatz, and S. Hammerfeldt, "Monolithically Integrated 100 GHz DFB-TWEAM", *IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 27, No.16, pp 3410 - 3415, 2009.* (Cité 32)

[24]: T. Fujisawa, S. Kanazawa, H. Ishii, N. Nunoya, Y. Kawaguchi, A. Ohki, N. Fujiwara, K. Takahata, R. Iga, F. Kano, and H. Oohashi, "1.3- μm 4×25-Gb/s Monolithically Integrated Light Source for Metro Area 100-Gb/s Ethernet", *IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 23, No. 6, pp 356-358, 2011.* (Cité 32, 34)

[25]: H. Takahashi, T. Shimamura, T. Sugiyama, M. Kubota, and K. Nakamura, "High-Power 25-Gb/s Electroabsorption Modulator Integrated With a Laser Diode", *IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 21, No. 10, pp 633-635, 2009.* (Cité 34)

[26]: T. Fujisawa, M. Arai, N. Fujiwara, W. Kobayashi, T. Tadokoro, K. Tsuzuki, Y. Akage, R. Iga, T. Yamanaka, et F. Kano, "First 40-km SMF Transmission for 100-Gbit/s Ethernet System Based on 25-Gbit/s 1.3-μm Electroabsorption Modulator Integrated with a DFB Laser Module", *ECOC 2007, Paper 8.6.4.* (Cité 34)

[27]: W. Kobayashi, M. Arai, N. Fujiwara, T. Fujisawa, T. Tadokoro, K. Tsuzuki, T. Yamanaka, and F. Kano, "Wide Temperature Range Operation of 10-/40-Gbps 1.55-μm Electroabsorption Modulator Integrated DFB Laser", *OECC 2010, 9D3-1 (Invited)* (Cité 34)

[28]: Y. Cheng, J. Pan, Y. Wang, F. Zhou, B. Wang, L. Zhao, H. Zhu, and W. Wang, "40-Gb/s Low Chirp Electroabsorption Modulator Integrated With DFB Laser", *IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 21, No. 6, pp 356-358, 2009.* (Cité 34)

[29]: G. Aubin, J. Seoane, K. Merghem, M.S. Berger, C.F. Jespersen, A. Garreau, F. Blache, C. Jany, J.-G. Provost, C. Kazmierski, and P. Jeppesen, "Electroabsorption modulator laser for cost-effective 40 Gbit/s networks with low drive voltage, chirp and temperature dependence", *Electronic Letters, Vol. 45, No. 24, pp 1263 - 1264, 2009.* (Cité 34)

[30]: W. Kobayashi, K. Tsuzuki, T. Tadokoro, T. Fujisawa, N. Fujiwara, T. Yamanaka, and F. Kano, "40-Gb/s Operation of a 1.3-/1.55-μm InGaAlAs Electroabsorption Modulator Integrated With DFB Laser in Compact TO-CAN Package", *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, Vol. 17, No. 5, pp 1183 - 1190, 2011.* (Cité 34)

[31]: J. Kreissl, C. Bornholdt, T. Gaertner, L. Moerl, G. Przyrembel, and W. Rehbein, "Flip-Chip Compatible Electroabsorption Modulator for up to 40 Gb/s, Integrated with 1.55 µm Laser and Spot-Size Expander ", *IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 47, No. 7, pp 1036 - 1042, 2011.* (Cité 34)

[32]: M. Chacinski, U. Westergren, L. U.; Thylen, R. Schatz, J. Li, A. Djupsjobacka, and B. Stoltz, "Modulation and chirp evaluation of 100 GHz DFB-TWEAM", *ECOC 2010, Mo.1.F.2.* (Cité 35))

[33]: C. Kazmierski, A. Konczykowska, F. Jorge, F. Blache, M. Riet, C. Jany, and A. Scavennec, "100 Gb/s operation of an AlGaInAs semi-insulating buried heterojunction EML," *in Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC), Mar. 2009, pp. 1–3.* (Cité 35)

[34]: T. Suhara, "Semiconductor Laser Fundamentals" *ED, Marcel Dekker, 2004.* (Cité 36, 37, 37, 42)

[35]: C.H Henry, “Theory of the linewidth of semiconductor lasers”, *IEEE J. Quantum Electronics, Vol. 18, No. 2, pp 259-264, 1982.* (Cité 38, 38)

[36]: F. Koyama and K. Iga, “Frequency chirping in External Modulators”, *Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, No. 1, pp 87-93, 1988.* (Cité 41)

[37]: W.S Rabinovich and B.J Feldman, “Spatial Hole Burning Effects in Distributed Feedback Lasers”, *IEEE journal of Quantum electronics, vol. 25, No. 1, 1989.* (Cité 48)

[38]: K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, and Y. Matsushima, “Effect of mirror facets on lasing characteristics of distributed feedback InGaAsP/InP laser diodes at 1.5 μm range” *IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 20, pp. 236-245, 1984.* (Cité 48)
[39]: J.I. Kinoshita and K. Matsumoto, “Transient chirping in distributed feedback lasers: effect of spatial hole-burning along the laser axis”, *IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 24, pp. 2160-2169, 1988.* (Cité 48)

[40]: L.A Coldren, and S.W Corzine, “Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits”, *Wiley (1995).* (Cité 49)

[41]: R. Schimpe, J.E Bowers, and T.L Koch, “Characterisation of frequency response of 1.5 μm InGaAsP DFB laser diode and InGaAs PIN photodiode by heterodyne measurement technique ,” *Electron. Lett., Vol. 22, No. 9, 453–454 (1986).* (Cité 52)

[42]: L. Olofsson and T.G. Brown, “Frequency dependence of the chirp factor in 1.55 μm distributed feedback semiconductor lasers”, *IEEE Photon. Technol. Letts., Vol. 4, No. 7, pp. 688-691, 1992.* (Cité 52)

[43]: A. Lestra and P. Brosson, “Design rules for a low-chirp integrated DFB laser with an electroabsorption modulator”, *IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 8, No. 8, pp. 998–1000, 1996.* (Cité, 54)

[44]: J. Johnson, L.J.P. Ketelsen, D.A. Ackerman, L. Zhang, M.S. Hybertsen, K.G. Glogovsky, M.W. Focht, C.L. Reynolds, G.J. Przybylek, J.M. Freund, C.W. Lentz, K.K. Kamath, C.W. Ebert, M. Park, and D.P. Wilt “High frequency electrical crosstalk in monolithically integrated EA-modulated tunable DBR lasers” *Conference Paper, IFG2-1/283, IPR 2000.* (Cité, 54)

[45]: M. Peschke, P. Gerlach, B. K. Saravanan, and B. Stegmueller, “Thermal crosstalk in integrated laser-modulators,” *IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 16, No. 11, pp. 2508–2510, 2004.* (Cité 54)

[46]: G.P. Agrawal, “Fiber-optic Communication Systems”, *3rd edition. New York, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2002.* (Cité, 58, 60)

[47]: G.P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics*”. San Diego, CA, USA: Academic Press, 2001.* (Cité 57)

[48]: B.E.A. Saleh and M.C. Teich, “Fundamentals of Photonics”, *John Wiley & Sons Inc., 1991.* (Cité 57)

[49]: N.A Naderi, F. Grillot, V. Kovanis, and L.F Lester, "Simultaneous low linewidth enhancement factor and high bandwidth quantum-dash injection-locked laser," *International Photon. Conf. Arlington, USA (2011)*. (Cité 60)

[50]: Y. Sore, J.F. Kerdiles, C. Kazmierski, M. Blez, D. Mathoorasing and A. Ougazzaden,"10 Gbit/s transmission experiment over 165 km of dispersive fiber using ASK-FSK modulation and direct detection", *Electron. Lett, Vol. 29, No. 11, pp. 973-974, 1993.* (Cité 60)

[51]: B. Wedding, "New method for optical transmission beyond dispersion limit", *Electron. Lett, Vol. 28, No. 14, pp. 1298-1300, 1992.* (Cité 60)

[52]: J. Binder and U. Kohn, "10 Gbits/s-Dispersion Optimized Transmission at 1,55 μm Wavelength on Standard Single Mode Fiber", *IEEE photonics technology letters, Vol. 6, No. 4 (1994)*. (Cité 61, 65)

[53]: H. Kim, "EML-Based Optical Single Sideband Transmitter", *IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 20, No. 4 (2008)*. (Cité 63)

[54]: D. Penninckx, M. Chbat, L. Pierre, and J.P. Thiery,"The Phase-Shaped Binary Transmission (PSBT): A New Technique to Transmit Far Beyond the Chromatic Dispersion Limit", *IEEE photonics technology letters, Vol. 9, No. 2 (1997)*. (Cité 65)

[55]: K. Hasebe, S. Matsuo, H. Sanjoh, A. Ohki, T. Kakitsuka et Y. Shibata, "Directly Frequency Modulated DFB Laser Integrated with EA modulator for Extended Transmission Reach", *ECOC'10, Th.9. D.5*. (Cité 66)

Chapitre **2**

Modélisation des lasers DFB

2. Modélisation des lasers DFB

Ce chapitre est principalement destiné à présenter une méthode de modélisation complète et flexible d'un laser DFB à puits quantiques (QW) permettant de caractériser sa réponse temporelle en champ complexe lors d'une modulation ou d'une contre-réaction. L'atout majeur de cette méthode générale est sa capacité d'adaptation à des structures complexes variées et sa facilité d'intégration avec d'autres modèles de composants optoélectroniques tels que les modulateurs, les réflecteurs, les amplificateurs,… Celle-ci est construite à partir du formalisme des matrices de transfert (TMM) qui permet d'accéder aux inhomogénéités longitudinales de la distribution des porteurs et des photons dans la cavité et ainsi à l'effet de «*Spatial Hole Burning*». L'exemple traité sera un laser DFB droit traité en HR/AR. Ce modèle permettra de calculer les performances du laser au seuil et de prévoir son comportement pour les régimes statique et dynamique au dessus du seuil. Une extension du modèle de laser permet de simuler une rétroaction optique externe. Notre modélisation sera utilisée pour analyser le comportement des lasers HR/AR-DFB en fonction de la position de la facette par rapport au réseau de Bragg du DFB ainsi que les effets sur la déviation en fréquence d'un laser soumis à une contre-réaction externe en présence de modulation du courant.

Afin d'appliquer le modèle du laser à la modulation duale dans le cas des D-EML, celui-ci doit être complété par une numérisation du comportement du modulateur EAM lui-même. Du fait du comportement nettement plus prédictif de ce type de composant, nous nous contenterons ici d'une modélisation simple basée sur les mesures expérimentales. Son association avec le modèle du laser permettra d'obtenir un modèle de D-EML complet qui sera intégré dans un simulateur de systèmes destiné à optimiser les paramètres opérationnels du composant pour une application donnée en transmission (transmission numérique à un débit donné, transmission single-tone, voire transmission OFDM). Les simulations systèmes associant le modèle permettront ainsi d'identifier les conditions optimales de son utilisation.

2.1. Modèle d'un laser DFB: formalisme matriciel

Nous présentons dans cette partie un modèle numérique original d'un laser DFB basé sur un formalisme matriciel permettant de prendre en compte le SHB avec différents effets non-linéaires. Il s'agit de la mise en cohésion de plusieurs modèles tirés de la littérature [1–4]. L'originalité de cette méthode numérique de calcul vient d'une part, du fait que la couche

active du laser DFB est caractérisée par un modèle non linéaire de gain matériau basé sur une approximation logarithmique et par des pertes internes variables en fonction de la densité de porteurs et d'autre part d'une nouvelle méthode de calcul dynamique rapide de la réponse AM et FM du laser en régime grand-signal.

2.1.1. Le formalisme des matrices de transfert

2.1.1.a. Formulation des matrices de transfert

Il s'agit de la méthode proposée par *Bjork* et *Nilsson* [1], simple en termes de conception et applicable à n'importe quelle structure. Le concept de base de cette méthode est de décrire la cavité laser par un certain nombre de matrices élémentaires (2×2) figurant les propriétés de propagation du champ, de réflexion, et de transmission dans les régions de saut d'indices du réseau de Bragg.

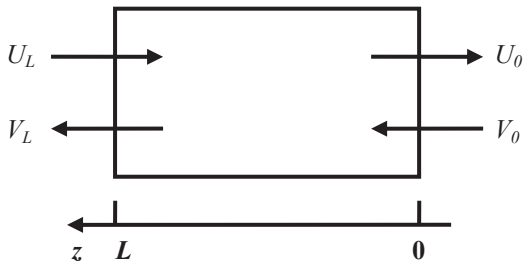


Figure 2.1: description de la méthode des matrices de transfert : schéma de la matrice totale d'un laser DFB à deux ports

La matrice totale de coefficients complexes ($M_{i,j}$) décrit la structure longitudinale du laser en considérant les réflectivités des facettes. Elle relie les champs complexes à l'entrée et à la sortie de la manière suivante (figure 2.1) :

$$\begin{pmatrix} U_L \\ V_L \end{pmatrix} = \overline{M} \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

où $U_{0,L}$ et $V_{0,L}$ sont les champs optiques en co- et contra-propagation respectivement.

L'influence de la structure transverse (selon l'axe des x et y) est prise en compte par l'indice effectif de la cavité n_{eff} et le facteur de confinement des photons Γ.

La matrice d'une zone active sans réseau de Bragg de longueur l et d'indice effectif n_{eff} peut s'écrire sous la forme :

$$\overline{M}_{n_{eff}} = \begin{pmatrix} e^{jkl} & 0 \\ 0 & e^{-jkl} \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

Dans l'équation (2.2), k représente le vecteur de propagation donné par :

$$k = n_{eff}\frac{2\pi}{\lambda} + j\alpha \tag{2.3}$$

où α représente le gain modal en amplitude (ou les pertes).

Le passage d'une zone d'indice n_1 à une zone d'indice n_2 s'écrit :

$$\overline{M}_{n_1 \to n_2} = \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} \times \begin{pmatrix} \frac{n_1 + n_2}{2n_2} & \frac{n_2 - n_1}{2n_2} \\ \frac{n_2 - n_1}{2n_2} & \frac{n_1 + n_2}{2n_2} \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

La structure du laser DFB est divisée en N_s sections contenant chacune un certain nombre de périodes du réseau de Bragg. Afin de tenir compte de la réaction du matériau, tous les paramètres restent constants à l'intérieur de chaque section. Il en va ainsi pour le courant injecté, le gain matériau, l'indice de réfraction, les densités de photons et de porteurs. Cette notion de découpage est cruciale car elle nous permet de trouver des résultats très proches de la réalité. La variation périodique d'indice varie selon une loi de type [5]:

$$n(z) = n_{eff} + \Delta n \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi\right) \tag{2.5}$$

où φ est la phase repérée par rapport au centre du laser. D'après l'équation (1.5), la variation périodique devient :

$$n(z) = n_{eff} + \frac{\kappa\lambda}{\pi} \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi\right) \tag{2.6}$$

Nous avons assimilé le réseau à un réseau idéal rectangulaire (figure 2.2) avec [2,3] :

$$\begin{cases} n_1 = n_{eff}\left(1 - \frac{\kappa\Lambda}{2}\right) \\ n_2 = n_{eff}\left(1 + \frac{\kappa\Lambda}{2}\right) \end{cases} \tag{2.7}$$

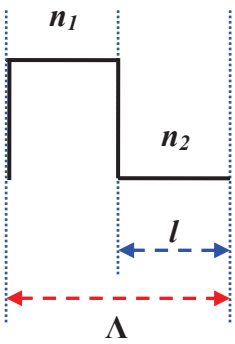


Figure 2.2: Schéma d'une période du réseau de Bragg

La matrice de transfert correspondant à une période du réseau complète s'écrit donc [1]:

$$\overline{M_{Periode}} = \overbrace{\begin{bmatrix} \frac{n_1+n_2}{2n_1} & \frac{n_1-n_2}{2n_1} \\ \frac{n_1-n_2}{2n_1} & \frac{n_1+n_2}{2n_1} \end{bmatrix}}^{\overline{M}_{n_2\to n_1}} \times \overbrace{\begin{bmatrix} e^{jk_2 l} & 0 \\ 0 & e^{-jk_2 l} \end{bmatrix}}^{\overline{M}_{n_2}} \times \underbrace{\begin{bmatrix} \frac{n_1+n_2}{2n_2} & \frac{n_2-n_1}{2n_2} \\ \frac{n_2-n_1}{2n_2} & \frac{n_1+n_2}{2n_2} \end{bmatrix}}_{\overline{M}_{n_1\to n_2}} \times \underbrace{\begin{bmatrix} e^{jk_1 l} & 0 \\ 0 & e^{-jk_1 l} \end{bmatrix}}_{\overline{M}_{n_1}} \tag{2.8}$$

avec l ($l = \Lambda/2$) est la demi-période du réseau, $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 + j\alpha$ et $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 + j\alpha$ sont les vecteurs de propagation dans les régions d'indices effectifs n_1 et n_2 et de gain net en amplitude α supposé constant le long du laser puisque nous traitons un réseau d'indice.

La matrice de transfert totale d'un laser DFB droit traité en HR/AR est donnée par :

$$\overline{M} = \overline{R_{HR}} \times \overline{\varphi_{HR}} \times \prod_{i=1}^{N_s} (\overline{M_{Periode}})^{m_i} \times \overline{\varphi_{AR}} \times \overline{R_{AR}} \tag{2.9}$$

où m_i est le nombre de périodes dans la section i, $\overline{R_{HR}}$ et $\overline{R_{AR}}$ sont les matrices de réflexion sur les facettes HR et AR situées à gauche et à droite du laser et définies par:

$$\overline{R_{HR}} = \frac{1}{\sqrt{1-R_{HR}^2}} \begin{bmatrix} 1 & -R_{HR} \\ -R_{HR} & 1 \end{bmatrix} \tag{2.10}$$

$$\overline{R_{AR}} = \frac{1}{\sqrt{1-R_{AR}^2}} \begin{bmatrix} 1 & R_{AR} \\ R_{AR} & 1 \end{bmatrix} \tag{2.11}$$

où R_{HR} et R_{AR} sont les réflectivités en amplitude des deux facettes. Dans l'équation (2.9), $\overline{\varphi_{HR}}$ et $\overline{\varphi_{AR}}$ représentent les matrices de déphasage des facettes HR et AR. Elles permettent d'étudier l'impact des phases aux facettes sur le comportement du chirp en régime statique et dynamique du laser.

De point de vue matriciel, selon les valeurs de φ_{HR} et φ_{AR} choisies, nous pouvons connaître la position du plan de clivage, que ce soit dans la zone de fort ou de faible indice. Les matrices $\overline{\varphi_{HR}}$ et $\overline{\varphi_{AR}}$ définies par les matrices partielles de propagation qui correspondent

aux périodes non complètes du réseau sur les facettes HR et AR sont notamment liées aux équations (1.14) et (1.15) et sont définies par:

$$\overline{\varphi_{HR,AR}} = \begin{bmatrix} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}n_i\ell_{HR,AR}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}n_i.\ell_{HR,AR}} \end{bmatrix} \tag{2.12}$$

avec n_i est l'indice de la zone où se trouve le plan de clivage. Le déphasage au niveau des deux facettes entraîne une longueur additionnelle à la cavité laser :

$$L = \sum_{i=1}^{N_s} m_i\Lambda + l_{HR} + l_{AR} = \sum_{i=1}^{N_s} m_i\Lambda + \frac{\Lambda}{2\pi}(|\varphi_{HR}| + |\varphi_{AR}|) \tag{2.13}$$

2.1.2. Description statique du laser

2.1.2.a. Analyse au seuil

i. La condition d'oscillation

Afin d'obtenir au seuil une oscillation dans la cavité, le gain modal net du milieu amplificateur à procurer au matériau par injection du courant doit compenser les pertes de la cavité appelées « pertes DFB » :

$$g_{net} = \Gamma g_{mat} - \alpha_{\text{int}} = 2\alpha_{DFB} \tag{2.14}$$

où Γ est le facteur de confinement, g_{mat} est le gain total du matériau amplificateur, α_{int} sont les pertes internes et α_{DFB} représentent les pertes de la cavité correspondant aux pertes (en amplitude) au seuil du mode laser.

Nous avons adopté un modèle logarithmique non linéaire du gain matériau d'un laser DFB à puits quantiques suivant la relation [6,7]:

$$g_{mat}(N,S) = \frac{g_0 \cdot \ell n\left(\frac{ed_{qw}B_{rad}N^2}{J_0}\right)}{1+\varepsilon S} \tag{2.15}$$

où g_0, e, d_{qw}, B_{rad}, J_0, ε, N et S sont respectivement le coefficient empirique du gain, la charge d'un électron, l'épaisseur d'un puits quantique, le coefficient de recombinaison radiative des porteurs, la densité de courant à la transparence, le coefficient de compression du gain et la densité de porteurs et de photons de la couche active. Ce modèle permet une bonne analyse du gain du matériau à forte densité de photons prenant en compte les effets de compression du gain au voisinage de la fréquence d'émission laser.

Le gain net représente le gain matériau compensé par les différentes pertes de l'onde optique dans la couche active (pertes internes : α_{int}). Les effets non linéaires de la dépendance du gain à la densité de photons (*spectral hole burning*) sont pris en compte par le modèle à travers la dépendance des pertes internes de la densité de porteurs *N*. L'inclusion de cette dépendance demeure très importante pour les lasers DFB opérants à fortes puissances afin de mettre en évidence la dérive en fréquence ainsi que les distorsions apportées à la réponse AM [3,8]. On adopte un nouveau modèle de pertes internes développé par notre partenaire industriel III-V lab [9]. En effet, il s'agit des pertes de propagation et d'absorption de la lumière dans les différentes régions incluant les pertes des couches *InP* (α_{InP}), des pertes différentielles dans les puits (α_{puits}), des fuites de porteur dans les couches *SCH* (α_{SCH}) et des pertes par diffraction sur inhomogénéités technologiques (α_{scatt}). Les pertes internes représentent la somme des pertes dans chacune des régions pondérées par le confinement optique:

$$\alpha_{\text{int}}(N) = \Gamma_{InP}\alpha_{InP} + \Gamma\alpha_{Puits}(N) + \Gamma_{SCH}\alpha_{SCH}(N) + \alpha_{scatt} \tag{2.16}$$

avec

$$\alpha_{Puits}(N) = k_0 N \tag{2.17}$$

$$\alpha_{SCH}(N) = k_0 C_{SCH} N^2 \tag{2.18}$$

où Γ_{InP}, Γ_{SCH}, k_0 et C_{SCH} sont respectivement les coefficients de confinement du mode dans les couches *InP* et dans les couches *SCH*, le coefficient des pertes différentielles et le coefficient des pertes dans les couches *SCH*.

Pour satisfaire la condition d'oscillation au seuil (2.14), il suffit de résoudre les conditions aux limites des champs optiques sur les facettes AR et HR:

$$\begin{cases} V_L = R_{HR} U_L \\ U_0 = R_{AR} V_0 \end{cases} \tag{2.19}$$

Du point de vue matriciel, la condition d'oscillation s'écrit simplement :

$$M_{11}(\alpha_i, \lambda_i) = 0 \tag{2.20}$$

Les solutions de l'équation (2.20) représentent les modes propres longitudinaux qui se propagent dans la cavité à une longueur d'onde λ_i et pour des pertes en amplitude α_i. Le mode laser correspond au mode qui présente les plus faibles pertes au seuil (α_{DFB}).

En écrivant la matrice totale $\overline{M}$ de la manière suivante :

$$\overline{M} = \overline{R_{HR}} \times \overline{A} \times \overline{R_{AR}} \tag{2.21}$$

avec $$\overline{A} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

La condition d'oscillation (2.20) s'écrit donc:

$$Erreur(\alpha_i, \beta_i) = [A_{11}(\alpha_i, \beta_i) + R_{AR} A_{12}(\alpha_i, \beta_i)] - [R_{HR} A_{21}(\alpha_i, \beta_i) + R_{AR} A_{22}(\alpha_i, \beta_i)] = 0 \quad (2.23)$$

avec $$\beta_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} \quad (2.24)$$

La résolution de l'équation (2.23) se fait à travers une méthode de prédiction-correction. En effet, après avoir défini tous les paramètres physiques concernant la structure du laser à courant nul tels que la longueur de la cavité, l'indice effectif, le facteur de couplage du réseau, le facteur de confinement, les phases et les réflectivités aux facettes, nous calculons initialement la fonction « *Erreur*(α_i, β_i) » pour les modes Fabry-Perot définis par [10]:

$$\begin{cases} \alpha_i = \frac{1}{2L} \ell n\left(\frac{1}{R_{AR} R_{HR}}\right) \\ \beta_i = \beta_{Bragg} + \frac{p\pi}{L n_{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda_B} + \frac{p\pi}{L n_{eff}} \end{cases} \quad (2.25)$$

avec L la longueur de la cavité laser, λ_B la longueur d'onde de Bragg et p un entier relatif.

Ensuite, nous essayons d'étudier l'impact des paramètres α_i et β_i sur l'évolution de la fonction *Erreur*(α_i, β_i) en calculant respectivement *Erreur*(α_i+ dα_i , β_i) et *Erreur*(α_i , β_i + dβ_i). Nous corrigeons, par la suite les valeurs de α_i et β_i à l'aide des erreurs différentielles «$\delta Erreur/\delta\alpha_i$» et « $\delta Erreur/\delta\beta_i$ » ce qui permet de recalculer de nouveau la fonction *Erreur*(α_i, β_i). Toutes ces étapes se répètent dans une boucle itérative jusqu'à ce que la valeur de la fonction « *Erreur* » soit inférieure à 10^{-12}.

ii. Le rendement externe

Le rendement quantique différentiel externe traduit l'efficacité de la conversion du courant d'injection en flux de photons. Il est donné par:

$$\eta = \frac{dP}{dI} \quad (2.26)$$

où P est la puissance d'émission et I est le courant d'injection. Le rendement externe total peut être aussi exprimé en fonction des pertes DFB et des pertes internes :

$$\eta = \eta_i \frac{h\upsilon}{e} \frac{2\alpha_{DFB}}{2\alpha_{DFB} + \alpha_{\text{int}}} \tag{2.27}$$

où υ est la fréquence d'émission, h est la constante de Planck, e est la charge d'un électron et η_i est le rendement quantique interne qui traduit le fait qu'au dessus du seuil certains porteurs injectés sont recombinés par des mécanismes non radiatifs et ne participent pas à l'émission stimulée de photons

iii. Exemples illustratifs

La résolution de l'équation (2.23) fournit la position des différents modes au seuil. Sur la figure 2.3 sont portés les premiers modes possibles au seuil d'un laser DFB HR/AR pour deux valeurs du coefficient de couplage κL. Les réflectivités (respectivement les phases) aux facettes HR et AR sont fixées à 95 % et 0,1 % (respectivement $\pi/2$ et 0). Tous les paramètres utilisés pour effectuer la simulation sont exprimés dans le tableau 3.

A cause du traitement HR/AR, le laser oscille sur un seul mode qui se trouve dans la bande interdite appelée stop-bande. Nous remarquons que plus κL est fort, plus les pertes DFB sont faibles et plus large est la bande interdite. La discrimination entre les modes $\Delta\alpha$ est souvent très sensible au facteur de couplage du réseau κL. En effet, les valeurs les plus fortes sont obtenues pour les plus faibles κL.

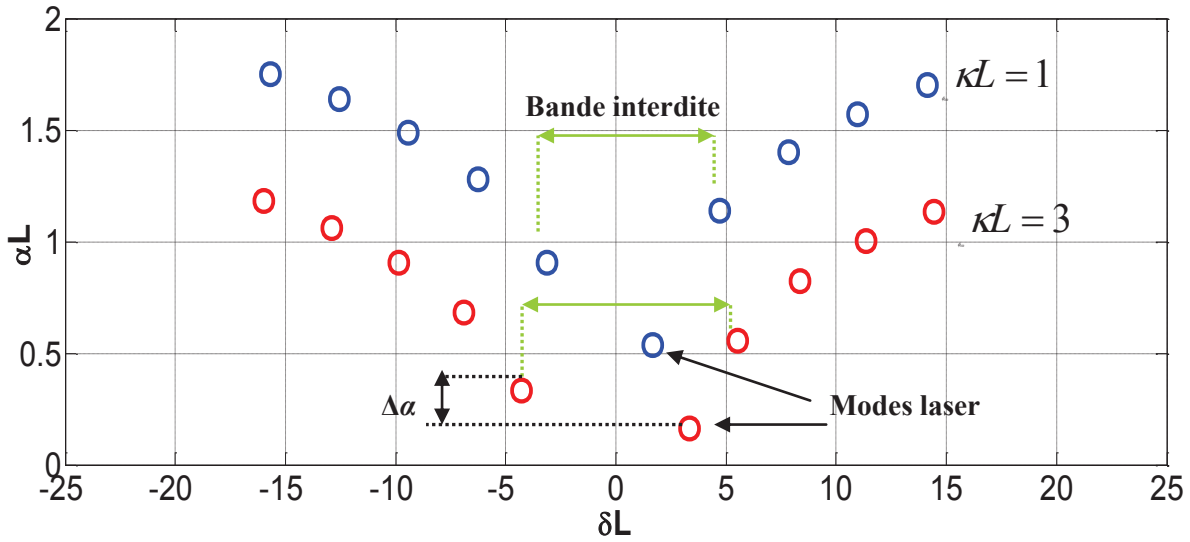


Figure 2.3: Position des modes au seuil d'un laser DFB HR/AR pour différentes valeurs de κL, L = 470 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, φ_{AR} = 0, φ_{HR} = π/2

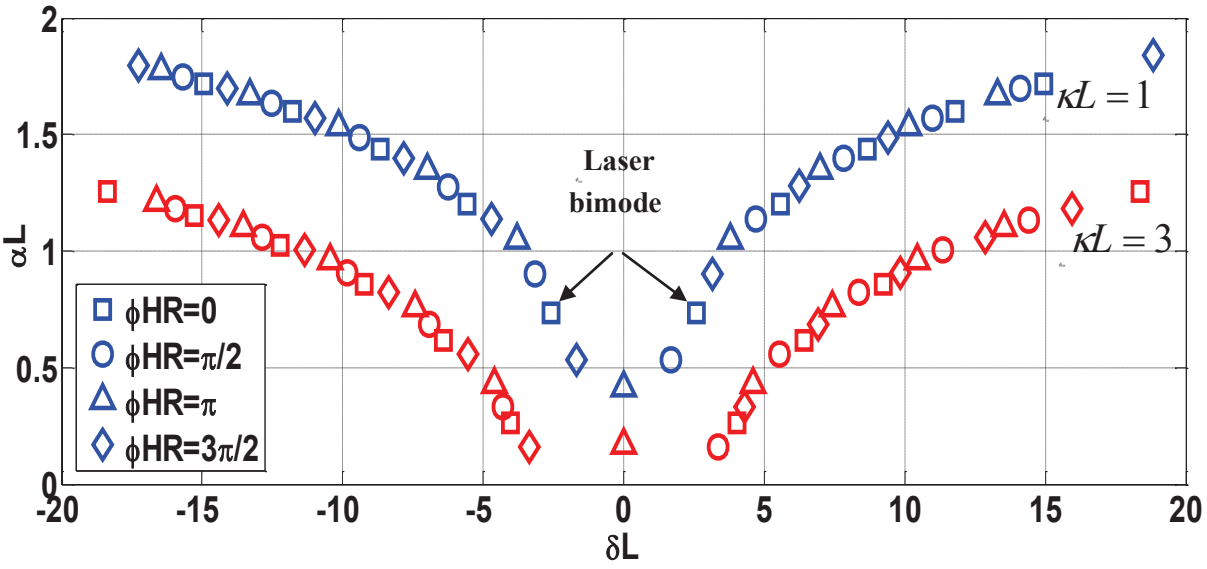


Figure 2.4: Position des modes au seuil d'un laser DFB HR/AR pour différentes valeurs de φ_{HR} et κL, $L = 470\ \mu m$, $R_{HR} = 95\%$, $R_{AR} = 0{,}1\%$, $\varphi_{AR} = 0$

La figure 2.4 montre la position des modes pour différentes valeurs de φ_{HR}, cela pour $\kappa L = 1$ et 3. Nous remarquons que le laser peut être monomode ou bimode. Ce dernier cas se produit pour $\varphi_{HR} = 0$. Une étude plus détaillée des effets de phase aux facettes sur le comportement statique et dynamique du laser sera abordée dans le troisième chapitre.

Paramètre	***Symbole***	***Valeur***	***Unité***
Longueur de la zone active	L	470	μm
Nombre de puits quantiques		10	
Epaisseur d'un puits quantiques	d_{qw}	0,008	μm
Epaisseur de la zone active	d	0,08	μm
Largeur de la zone active	w	1,3	μm
Indice effectif	n_{eff}	3,2	
Indice de groupe	n_g	3,8	
Pas du réseau	Λ	$2{,}42\ 10^{-7}$	m
Facteur de confinement dans la cavité	Γ	0,139	
Facteur de confinement dans les couches InP	Γ_{InP}	0,671	
Facteur de confinement dans les couches SCH	Γ_{SCH}	0,19	
Coefficient de pertes dans les couches SCH.	C_{SCH}	$0{,}8\ 10^{-19}$	cm^3
Coefficient des pertes différentielles	k_0	$4\ 10^{-17}$	cm^2

Pertes par diffraction sur inhomogénéités technologiques	α_{scatt}	2	cm^{-1}
Facteur de compression du gain	ε	$3\ 10^{-17}$	cm^3
Indice différentiel	$\partial n/\partial N$	$-2{,}2\ 10^{-20}$	cm^3
Coefficient empirique du gain	g_0	800	cm^{-1}
Densité de courant de transparence	J_0	50	A/cm^2
Taux de recombinaison non radiative	A_{nrad}	0	s^{-1}
Coefficient de recombinaison radiative	B_{rad}	$8\ 10^{-11}$	cm^3/s
Coefficient de recombinaison Auger	C_{aug}	$2\ 10^{-29}$	cm^6/s
Facteur d'émission spontanée	β_{sp}	10^{-4}	

Tableau 3: Paramètres de simulation du laser DFB HR/AR à 10 puits quantiques

2.1.2.b. Influence de la température

Le modèle du laser permet de prendre en compte les effets thermiques modifiant l'indice de réfraction du matériau. En effet, l'augmentation de la température induit une diminution de l'énergie de la bande interdite du matériau. Cette réduction mène à une diminution du gain matériau rendant plus difficile l'obtention de l'effet laser. C'est pour cela que le laser monté sur une embase est maintenu à une température constante à l'aide d'un contrôleur à effet *Peltier*. D'autre part, l'injection du courant dans la cavité laser entraîne un échauffement de la couche active et des couches de contact par effet Joule. L'élévation température de la couche active est définie alors par [2]:

$$T_{active} = T_a + R_{th} P_{th} \tag{2.28}$$

où T_a est la température ambiante, R_{th} est la résistance thermique définie par le rapport entre la puissance dissipée et l'élévation de la température et P_{th} est la puissance dissipée thermiquement dans le laser définie par:

$$P_{th} = R_s I^2 + V_d I \tag{2.29}$$

où R_s est la résistance série et V_d est la tension aux bornes du laser. La température du laser qui varie avec le courant mène à une limitation de la puissance de sortie et une modification des principaux paramètres du matériau tels que le coefficient empirique du gain g_0, la densité de courant à la transparence J_0 et le coefficient de recombinaison radiative des porteurs B_{rad} qui peuvent être exprimés par:

$$g_0 = g_{0T} \times \exp\left(-\frac{T_{active}}{T_{g_0}}\right) \tag{2.30}$$

$$J_0 = J_{0T} \times \exp\left(-\frac{T_{active}}{T_{J_0}}\right) \tag{2.31}$$

$$B_{rad} = B_{0T} \times \frac{T_{b0}}{T_{active}} \tag{2.32}$$

où g_{0T}, J_{0T} et B_{OT} sont les valeurs de g_0, J_0 et B_{rad} mesurées aux températures T_{g0}, T_{J0} et T_{b0}.

2.1.2.c. Analyse au dessus du seuil

i. Modèle mono-section : les équations d'évolution

Pour décrire le comportement statique du laser au dessus du seuil, nous avons commencé, par concevoir un modèle mono-section simple de laser DFB basé sur la théorie des ondes couplées [10]. Le laser est considéré comme une seule section de densité de porteurs moyenne N et de photons S.

Une fois la condition d'oscillation satisfaite, l'émission stimulée commence à dominer l'émission spontanée favorisant l'apparition des mécanismes de recombinaisons stimulés par les photons entre les porteurs injectés et les trous. L'équation décrivant la conservation de la densité de porteurs moyenne s'écrit alors [11]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{eV} - (A_{nrad}N + B_{rad}N^2 + C_{Aug}N^3) - v_g g_{mat} S \tag{2.33}$$

où I, e, V, A_{nrad}, B_{rad}, C_{Aug}, v_g, g_{mat} et S sont respectivement le courant injecté, la charge de l'électron, le volume de la cavité, le coefficient de recombinaison non-radiative et radiative, le coefficient de recombinaison Auger, la vitesse de groupe, le gain matériau et la densité de photons moyenne. Le premier terme dans l'équation représente les porteurs injectés dans le laser par le courant. Ces porteurs sont compensés par différents mécanismes :

- La recombinaison spontanée non-radiative des porteurs sur des défauts du cristal décrite par $A_{nrad}N$.
- La recombinaison radiative des porteurs associée à une émission spontanée de photons décrite par $B_{rad}N^2$

- La recombinaison Auger due à l'interaction électron-électron par l'intermédiaire d'un trou décrite par $C_{Aug}N^3$
- La recombinaison des porteurs associée à une émission stimulée de photons décrite par $v_g g_{mat} S$

L'augmentation du courant injecté permet une augmentation de la densité de porteurs N et donc du gain du matériau. Une fois le seuil atteint, tout courant supplémentaire favorise l'amplification optique du mode laser par la transformation des électrons en photons. L'équation de conservation de la densité de photons moyenne S du mode laser est définie par [11]:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = v_g \left(\Gamma g_{mat}(N,S) - \alpha_{\text{int}}(N) - 2\alpha_{DFB}\right)S + \beta_{sp} B_{rad} N^2 \tag{2.34}$$

où $\beta_{sp}B_{rad}N^2$ représente l'émission spontanée couplée au mode.

Au seuil, en considérant que $S = 0$, la densité de porteurs est uniforme le long de la cavité laser. La densité de porteurs moyenne au seuil N_{seuil} est calculée à travers la résolution numérique de l'équation (2.14). Le courant seuil est alors calculé à travers l'équation (2.34) en considérant ($\partial/\partial t = 0$):

$$I_{seuil} = eV\left(A_{nrad}N_{seuil} + B_{rad}N_{seuil}^{\ 2} + C_{aug}N_{seuil}^{\ 3}\right) \tag{2.35}$$

En régime stationnaire, l'évolution de la puissance de sortie ainsi que la densité de photons et de porteurs en fonction du courant de polarisation sont calculés à partir de la résolution du système d'équations (2.33) et (2.34) en considérant que :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = 0 \text{ et } \frac{\partial N}{\partial t} = 0 \tag{2.36}$$

La figure 2.5 montre un seuil laser à 8,2 mA. La puissance de sortie a dépassé 30 mW puisqu'il s'agit d'un laser DFB idéal qui ne présente pas des pertes de couplage ou des fuites.

Au dessus du seuil, une augmentation du courant d'injection induit une augmentation de la densité de photons moyenne, ce qui indique que le gain matériau est comprimé. Suite à cette réduction du gain, la densité de porteurs doit augmenter avec la puissance du laser pour maintenir le gain qui assure l'oscillation. D'autre part, toute augmentation de la densité de porteurs s'accompagne d'une augmentation des pertes internes du matériau conduisant de nouveau à une augmentation supplémentaire de la densité de porteurs nécessaire pour assurer la compensation des pertes par le gain (figure 2.5(a) et (c)).

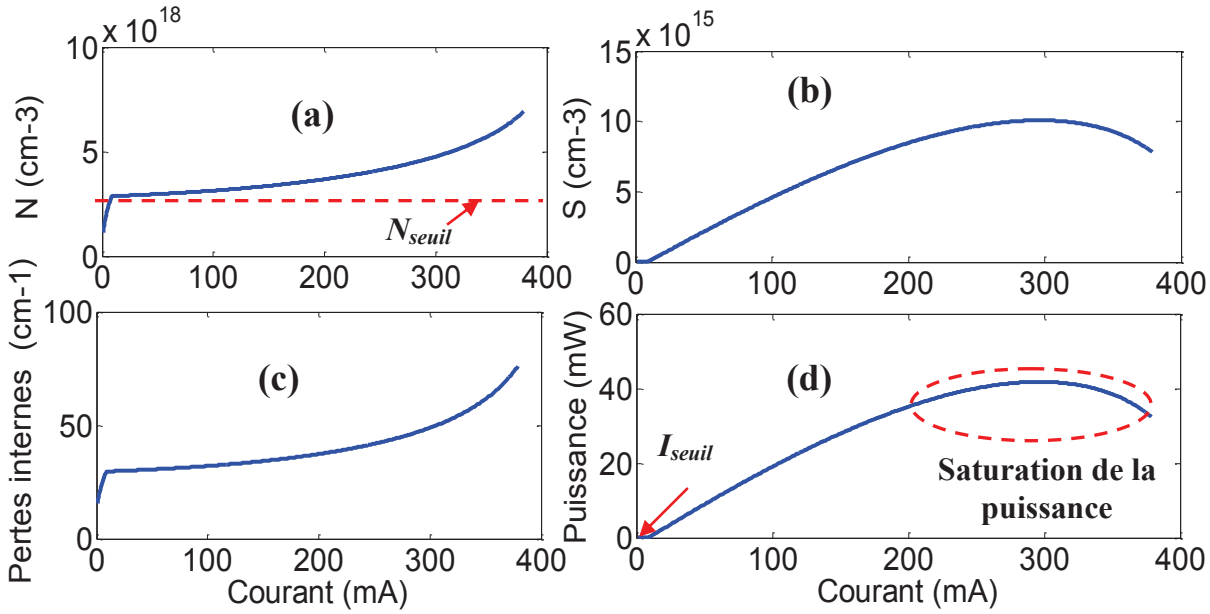


Figure 2.5: Variation de la densité de porteurs (a), de photons (b), des pertes internes (c) et de la puissance de sortie (d) en fonction du courant de polarisation

A forts courants (environ 300 mA), la puissance de sortie du laser sature puisque qu'une partie du courant injecté est convertie en porteurs additionnels qui servent à maintenir la condition au seuil en compensant l'augmentation brutale des pertes internes (figure 2.5(d)). Les effets thermiques contribuent aussi à la saturation car l'augmentation du courant entraîne une augmentation de la température du composant et donc à une perturbation des paramètres du laser aboutissant à une limitation en puissance de sortie.

ii. Le modèle multi-section : résolution matricielle

Au dessus du seuil, la prédominance de l'émission stimulée renforce le couplage électron-photon dans la cavité. Par ailleurs, lorsque le courant augmente, la densité de photons devient non uniforme le long de la cavité entraînant des non-linéarités spatiales (SHB). En conséquence, la distribution longitudinale de la densité des porteurs $N(z)$ adopte un profil inverse de la densité des photons $S(z)$ induisant une distribution non uniforme de l'indice de réfraction $n(z)$ le long du réseau de Bragg. Les effets du SHB ne peuvent pas être visualisés par le modèle mono-section décrit précédemment. Le modèle multi-section basé sur les matrices de transfert permet donc de prendre en compte la variation significative de la distribution longitudinale de l'indice de réfraction en fonction du courant de polarisation au dessus du seuil. Notons que le choix optimal du nombre de section est un compromis entre la rapidité et la précision du calcul. Généralement, nous découpons la cavité laser en 32 sections.

La matrice de transfert $[M^i]$ de la fin de la section i est définie par :

$$\begin{pmatrix} U_i \\ V_i \end{pmatrix} = M^i \cdot \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S^i{}_{11} & S^i{}_{12} \\ S^i{}_{21} & S^i{}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \tag{2.37}$$

avec $$M^i = \prod_{k=1}^{i} \left(\overline{M_{Period}}\right)^{n_k} \times \overline{\phi_{AR}} \times \overline{R_{AR}} \tag{2.38}$$

En considérant que $V_0 = 0$, nous obtenons :

$$\begin{cases} U_i = S^i{}_{11} U_0 \\ V_i = S^i{}_{21} U_0 \end{cases} \tag{2.39}$$

La densité de photons à la fin de la section i ($z = z_i$) s'écrit donc [3]:

$$S_i = S(z_i) = \frac{S_L}{|U_0|^2}\left(|U_i|^2 + |V_i|^2\right) = S_L f_i \tag{2.40}$$

avec $$f_i = \left|S^i{}_{11}\right|^2 + \left|S^i{}_{21}\right|^2 \tag{2.41}$$

f_i représente la fonction de distribution de $S(z_i)$ et S_L est une constante de normalisation à déterminer.

La distribution longitudinale de l'indice de réfraction en fonction de la densité de porteurs est donnée par [12–14]:

$$n_i = n(z_i) = n_{Seuil} + \Gamma \frac{dn}{dN}\left(N(z_i) - N_{Seuil}\right) \tag{2.42}$$

où n_{Seuil} est l'indice de réfraction au seuil, Γ est le facteur de confinement et dn/dN est la pente de l'indice de réfraction par rapport à la densité des porteurs $N(z)$.

Au dessus du seuil, la densité de porteurs dans chaque section doit satisfaire l'équation de conservation des porteurs (2.33) à l'équilibre thermodynamique ($\partial/\partial t = 0$) :

$$\begin{aligned} \frac{I}{eV} &= N(z_i)\left(A_{nrad} + B_{rad} N(z_i) + C_{aug} N(z_i)^2\right) + v_g g_{mat}(N(z_i), S(z_i)) S(z_i) \\ &= \frac{N_i}{\tau_e} + v_g g_{mat}(N_i, S_i) S_i \end{aligned} \tag{2.43}$$

où τ_e est la durée de vie effective des porteurs. Dans un but de simplification de calcul, nous considérons que τ_e est constante le long de la cavité [3]:

$$\tau_e = \frac{1}{\left(A_{nrad} + B_{rad}\langle N\rangle + C_{aug}\langle N\rangle^2\right)} \tag{2.44}$$

où $\langle N\rangle$ est la densité moyenne de porteurs dans la cavité définie par :

$$\langle N \rangle = \int_0^L N(z)dz = \frac{\Lambda}{L}\sum_i N_i m_i \tag{2.45}$$

En utilisant l'équation (2.44) et en remplaçant $N(z_i)$ par $\langle N \rangle$ pour les termes $B_{rad}N(z_i)$ et $C_{aug}N(z_i)^2$ de l'équation (2.33), nous obtenons:

$$N_i = \frac{1}{a}\left(-b\times\left(-2\times f_{LW}\left(\frac{a}{2b\sqrt{c}}e^{\frac{d}{2b}}\right)+\frac{d}{b}\right)-d\right) \tag{2.46}$$

avec f_{LW} la fonction W de Lambert, $a=\frac{1}{\tau_e}$, $b=\frac{v_g g_0 \cdot S_i}{1+\varepsilon S_i}$, $c=\frac{ed_{qw}B_{rad}}{J_0}$ et $d=\frac{I}{eV}$.

En utilisant l'équation (2.46), la constante de normalisation S_L est ainsi déterminée à travers la résolution de la condition d'oscillation (2.14) après une intégration le long de la cavité:

$$\Lambda\Gamma\sum_i g_{mat}(N_i, S_L f_i)m_i = (2\alpha_{DFB}+\alpha_{\text{int}}(\langle N \rangle))L \tag{2.47}$$

Les effets des non-linéarités spatiales sont pris en compte en considérant un gain non uniforme le long de la cavité $g_{mat}(N_i, S_L f_i)$ dans l'équation (2.33) dans laquelle la distribution longitudinale de la densité de porteurs est obtenue par l'équation (2.46). La distribution non uniforme de l'indice de réfraction est donc calculée en utilisant la distribution de la densité de porteurs à travers l'équation (2.42).

La méthode numérique permettant la prédiction du comportement statique du laser pour des courants de polarisation au dessus du seuil est celle développée par *Orfanos et al* [3]. L'algorithme de calcul est décrit dans la figure 2.6.

Nous avons vu dans le premier chapitre que le couplage de l'émission spontanée au mode laser au dessus du seuil entraîne des fluctuations de phase de l'onde émise induisant des fluctuations additionnelles d'amplitude. Ceci est dû au couplage de gain et de l'indice de réfraction optique à travers la densité de porteurs.

Pour le cas des lasers DFB, le calcul du facteur de couplage phase-amplitude effectif est effectué en admettant le modèle développé dans [15] qui exploite le formalisme de la théorie du circuit électrique à conductance négative. Ce facteur est exprimé en fonction de la distribution longitudinale de la densité de photons S_i et de porteurs N_i par [2,3] :

$$\alpha_{eff} = -\frac{\sum_i \left\{ \alpha_H^i 1 + \varepsilon\Gamma S_i \Im m\left\{ \frac{\partial M_{11}/M_{12}}{\partial n_i} \right\} + \Re e\left\{ \frac{\partial M_{11}/M_{12}}{\partial n_i} \right\} \right\} \partial N_i / \partial V_0}{\sum_i \left\{ \alpha_H^i (1+\varepsilon\Gamma S_i) \Re e\left\{ \frac{\partial M_{11}/M_{12}}{\partial n_i} \right\} - \Im m\left\{ \frac{\partial M_{11}/M_{12}}{\partial n_i} \right\} \right\} \partial N_i / \partial V_0} \tag{2.48}$$

avec

$$\frac{\partial N_i}{\partial V_0} = -\frac{v_g \Gamma g_{mat}(N_i, S_i) S_i \sqrt{\frac{2G_c}{P_{sortie}}}}{(1+\varepsilon\Gamma S_i)^2 (A_{nrad} + 2B_{rad}\langle N\rangle + 3C_{Aug}\langle N\rangle^2) + v_g \Gamma \frac{\partial g_{mat}}{\partial N} S_i (1+\varepsilon\Gamma S_i)} \tag{2.49}$$

$$\alpha_H^i = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\partial n_i}{\partial N_i}}{\frac{\partial g_{mat}(N_i, S_i)}{\partial N_i}} \tag{2.50}$$

$$\frac{\partial g_{mat}(N_i, S_i)}{\partial N_i} = \frac{2g_0}{N_i} \tag{2.51}$$

où M est la matrice de transfert totale du laser DFB, P_{sortie} est la puissance optique de sortie, V_0, G_c sont respectivement la tension optique appliquée et la conductance de charge du laser dans le modèle du circuit électrique et α_H^i est le facteur de couplage phase-amplitude pour la section i défini au premier chapitre.

La dérive en fréquence, induit par la fluctuation de la puissance du champ optique, se traduit par un élargissement de la raie du laser $\Delta\nu$ donné par [2]:

$$\Delta\nu = \frac{h\nu\beta_{SP} v_g}{4\pi \cdot P_{sortie}} \frac{(1+|M_{21}|^{-2})(1+\alpha^2{}_{eff})}{\alpha_{DFB} \left| \Im m\left\{ \frac{dM_{11}}{dw} \middle/ M_{21} \right\} v_g \right|^2 (1+\rho\alpha_{eff})^2} \tag{2.52}$$

où β_{SP}, ρ sont respectivement le taux d'émission spontanée couplé au mode laser et le taux de filtrage fréquentiel dans la cavité et α_{eff} représente le coefficient d'élargissement spectral analogue au facteur de Henry α_H pour une structure qui ne présentait aucune inhomogénéités spatiales. Ces paramètres sont définis dans [2].

La puissance de sortie du laser est calculée en fonction de la densité de photons dans la première section du coté de la facette AR et est définie par :

$$P_{sortie} = \frac{V \cdot h\nu \cdot v_g}{L\Gamma} S_0 \tag{2.53}$$

où h est la constante de Planck, ν est la fréquence d'émission, V est le volume de la cavité et S_0 est la densité de photons du coté de la facette AR.

En régime statique, nous étudions le comportement du chirp adiabatique des lasers DFB en calculant pour chaque courant injecté le CCR et le CPR définis dans les équations (1.75) et (1.76).

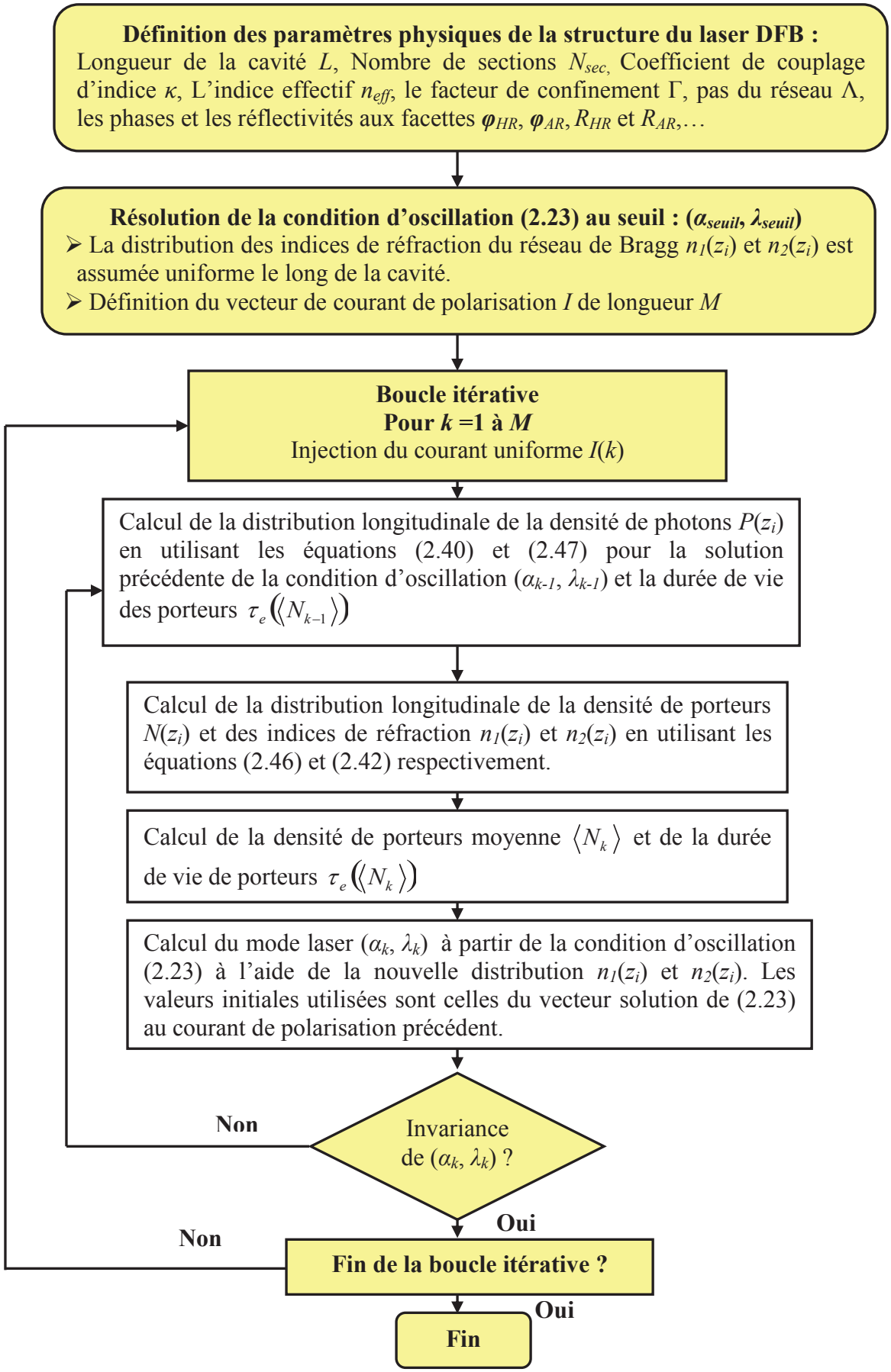


Figure 2.6: Algorithme de calcul des modes au dessus du seuil du laser DFB (d'après [3])

iii. Le spectre d'émission

Les modes secondaires en compétition dans la cavité ayant un gain inférieur aux pertes DFB (α_{DFB}) n'arrivent jamais à osciller et seul un mode émet de la lumière cohérente. Nous considérons pour le calcul du spectre d'émission que le laser est toujours monomode et que le gain au seuil des modes secondaires n'est plus modifié même en présence de nouvelles distributions d'indice de réfraction ou de gain. La valeur de l'amplitude des modes secondaires est un peu sous estimée puisque nous supposons que tous ces modes sont uniquement constitués d'émission spontanée générée au centre de chaque section [2]. Ensuite, le modèle prend en compte l'émission spontanée amplifiée et/ou réfléchie par les sections adjacentes à la section considérée (figure 2.7).

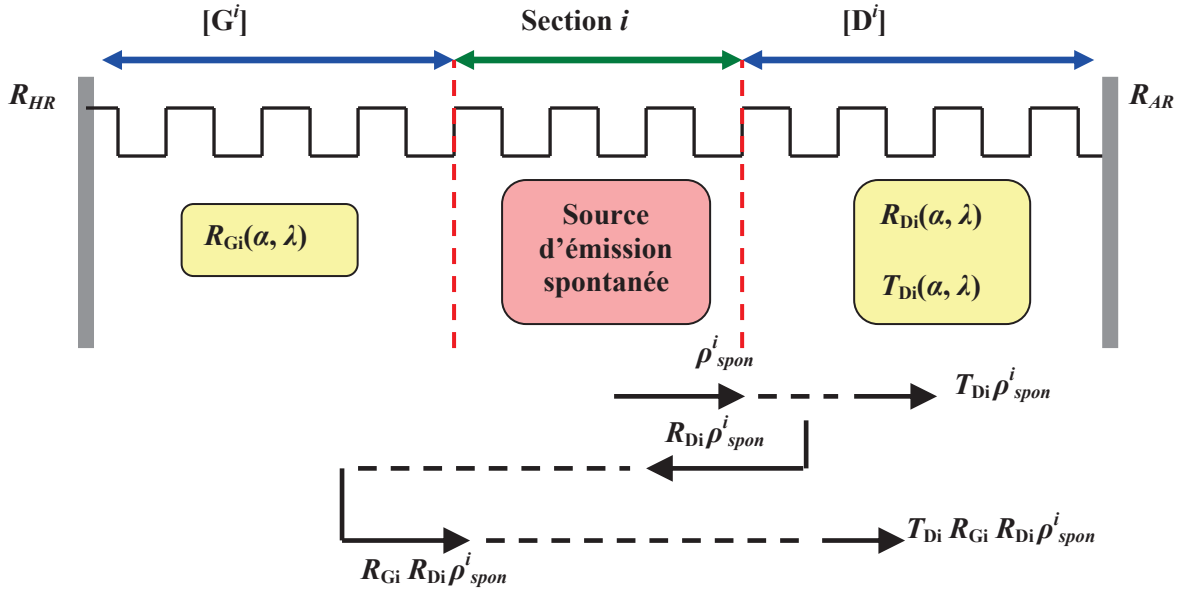


Figure 2.7: Processus de transmission et de réflexion de l'émission spontanée produite au centre de la section i par les différentes sections adjacentes représentées par des coefficients de transmission et de réflexion équivalents.

L'émission spontanée totale à la sortie de la cavité laser est égale à la somme de la contribution de chacune des sections i ($P^i_{spont}(\lambda)$) :

$$P_{spont} = \sum_i P^i_{spont}(\lambda) \tag{2.54}$$

$$P^i_{spont}(\lambda) = \left| T_{D^i}(\lambda) \frac{1 + R_{G^i}(\lambda)}{1 - R_{G^i}(\lambda) R_{D^i}(\lambda)} \rho^i_{spont} \right|^2 \tag{2.55}$$

où $R_{G^i}(\lambda), R_{D^i}(\lambda), T_{D^i}(\lambda)$ et ρ^i_{spont} sont respectivement les réflectivités équivalentes à gauche et à droite de la section *i*, la transmission équivalente à droite de la section *i* et l'émission spontanée générée par la section *i*. Ils sont données par :

$$R_{G^i}(\lambda) = \frac{G^i_{12} - R_{HR} G^i_{22}}{R_{HR} G^i_{21} - G^i_{11}} \tag{2.56}$$

$$R_{D^i}(\lambda) = \frac{D^i_{21} + R_{AR} D^i_{22}}{R_{AR} G^i_{12} + D^i_{11}} \tag{2.57}$$

$$T_{D^i}(\lambda) = \frac{\sqrt{1 - R^2_{AR}}}{D^i_{11} + R_{AR} D^i_{12}} \tag{2.58}$$

$$\rho^i_{spont} = \beta_{SP} V_i B_{rad} N_i^2 \tag{2.59}$$

où $D^i_{k,j}$ $G^i_{k,j}$ $((k,j) \in [1,2]^2)$ sont les coefficients des matrices de transfert partielles à droite et à gauche du centre de la section *i* et V_i est le volume de la section *i*.

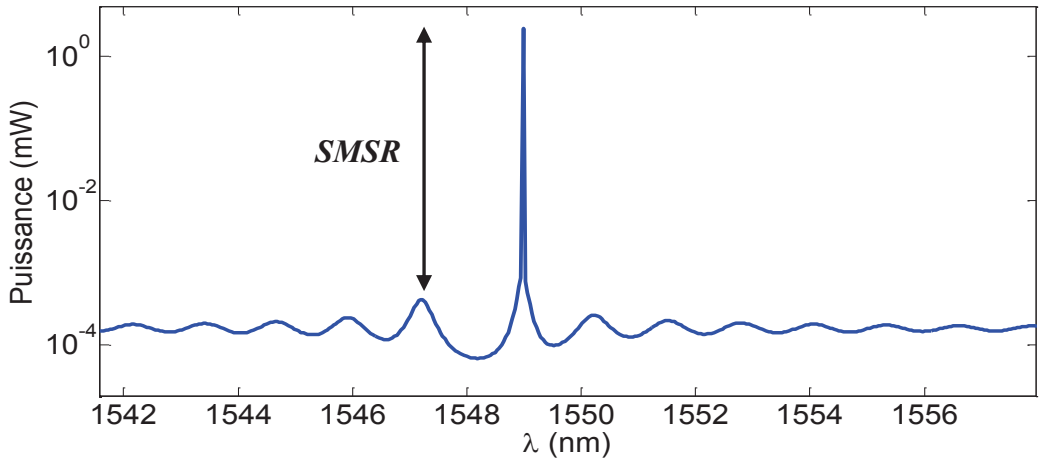


Figure 2.8: Spectre calculé d'un laser DFB traité HR/AR à la puissance de sortie de 2,4 mW , L = 470 μm, κL = 1, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, φ_{AR} = 0, φ_{HR} = 1,1π

La figure 2.8 représente le spectre calculé d'un laser DFB traité en HR/AR à la puissance de sortie 2,4 mW. Le taux de rejection des modes secondaires (SMSR : Single Mode Suppression Ratio) caractérise la monochromaticité du laser. Il est ainsi obtenu approximativement à partir du spectre de l'émission spontanée en calculant la différence entre la densité de puissance du mode laser P_{laser} et du mode secondaire principal ayant les pertes les plus faibles P_{sec}.

Il est donné par :

$$SMSR = 10Log_{10}\left(\frac{P_{laser}}{P_{\sec}}\right) \tag{2.60}$$

2.1.2.d. Description dynamique du laser

Une transmission de l'information peut être obtenue en modulant directement le courant de polarisation du laser amenant, une modulation d'amplitude (AM) et de fréquence (FM). Dans cette partie, nous étudions le comportement dynamique du laser DFB HR/AR en régime petit et grand-signal.

i. Modulation petit signal

En régime petit-signal, les réponses AM et FM du laser peuvent être calculées en utilisant une technique de linéarisation des équations d'évolution de densité de porteurs (2.33) et de photons (2.34) [16]. Une modulation du courant de polarisation engendre une modulation simultanée de la densité de porteurs et de photons :

$$\begin{cases} I(t) = I_0 + \delta I(t) \\ N(t) = N_0 + \delta N(t) \\ S(t) = S_0 + \delta S(t) \end{cases} \tag{2.61}$$

où N_0 et S_0 sont les valeurs de la densité de porteurs et de photons calculées à l'aide du modèle statique ($\delta I(t) = 0$) pour le courant de polarisation I_0:

Le gain matériau est linéarisé par le développement de Taylor autour de I_0:

$$g_{mat}(N,S) = g_{mat}N_0,S_0 + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N}\right]_0 \delta N + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S}\right]_0 \delta S \tag{2.62}$$

Les coefficients $\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N}\right]_0$ et $\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S}\right]_0$ sont respectivement le gain différentiel et la saturation du gain calculés pour I_0.

En injectant les équations (2.61) et (2.62) dans (2.33) et (2.34), nous obtenons :

$$\frac{\partial \delta N(t)}{\partial t} = \frac{\delta I(t)}{eV} - \Gamma_N \delta N(t) - (g_{mat}(N_0, S_0) + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S}\right]_0 S_0)\delta S(t) \tag{2.63}$$

$$\frac{\partial \delta S(t)}{\partial t} = -\Gamma_S \delta S(t) + (\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N}\right]_0 S_0 + \frac{\partial R_{sp}}{\partial N})\delta N(t) \tag{2.64}$$

avec

$$\Gamma_S = \frac{R_{sp}}{S_0} - \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S}\right]_0 S_0 \tag{2.65}$$

$$\Gamma_N = \gamma_e + N_0 \frac{\partial \gamma_e}{\partial N} + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N}\right]_0 S_0 \tag{2.66}$$

$$\gamma_e = (A_{nrad} + B_{rad} N_0 + C_{aug} {N_0}^2) \tag{2.67}$$

$$R_{sp} = \beta_{sp} B_{rad} N^2 \tag{2.68}$$

En éliminant δN des deux équations (2.63) et (2.64), l'équation de la modulation de la densité de photons s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \delta S(t)}{\partial t^2} + 2\Gamma_r \frac{\partial \delta S(t)}{\partial t} + f_r^2 \delta S = \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N}\right]_0 S_0 \frac{\delta I(t)}{eV} \tag{2.69}$$

où Γ_r et f_r sont respectivement le taux d'amortissement et la fréquence de l'oscillation de relaxation donnés par:

$$\Gamma_r = \frac{1}{2}(\Gamma_N + \Gamma_S) \tag{2.70}$$

$$f_r = \frac{\Omega_r}{2\pi} = \sqrt{\left[\left(g_{mat}(N_0, S_0) + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S}\right]_0 S_0\right) \cdot \left(\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N}\right]_0 S_0 + \frac{\partial R_{sp}}{\partial N}\right) + \Gamma_N \Gamma_S\right]} \tag{2.71}$$

La figure 2.9 montre un exemple de réponse transitoire d'un laser HR/AR-DFB lors d'un saut de courant de 3 mA à t =100 ps. La densité de porteurs et de photons s'approchent asymptotiquement d'une nouvelle valeur statique après une oscillation amortie à la fréquence de relaxation f_r avec un taux d'amortissement de Γ_r.

Dans le cadre d'une modulation sinusoïdale petit-signal de fréquence $f_m = \Omega_m/2\pi$ et de courant de modulation I_m ($\delta I(t) = \Re e I_m e^{-i\Omega_m t}$), la fonction de transfert complexe et normalisée qui décrit le transfert courant/intensité est donnée par:

$$H(\Omega_m) = \frac{\Omega_r^2}{\Omega_r^2 - \Omega_m^2 - 2i\Gamma_r \Omega_m} \tag{2.72}$$

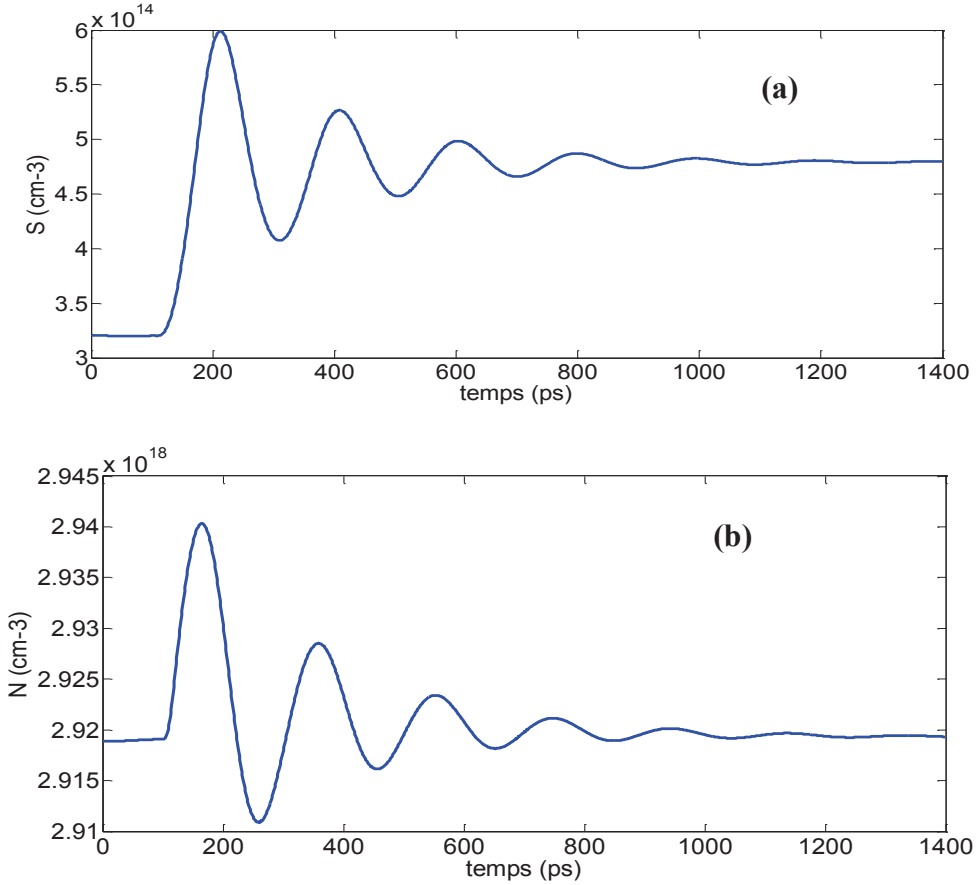


Figure 2.9: Réponse transitoire en densité de photons (a) et de porteurs (b) d'un laser HR/AR-DFB modulé directement en régime petit-signal , L = 470 μm, κL = 1,4, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, φ_{AR} = 0, φ_{HR} = 1,1π

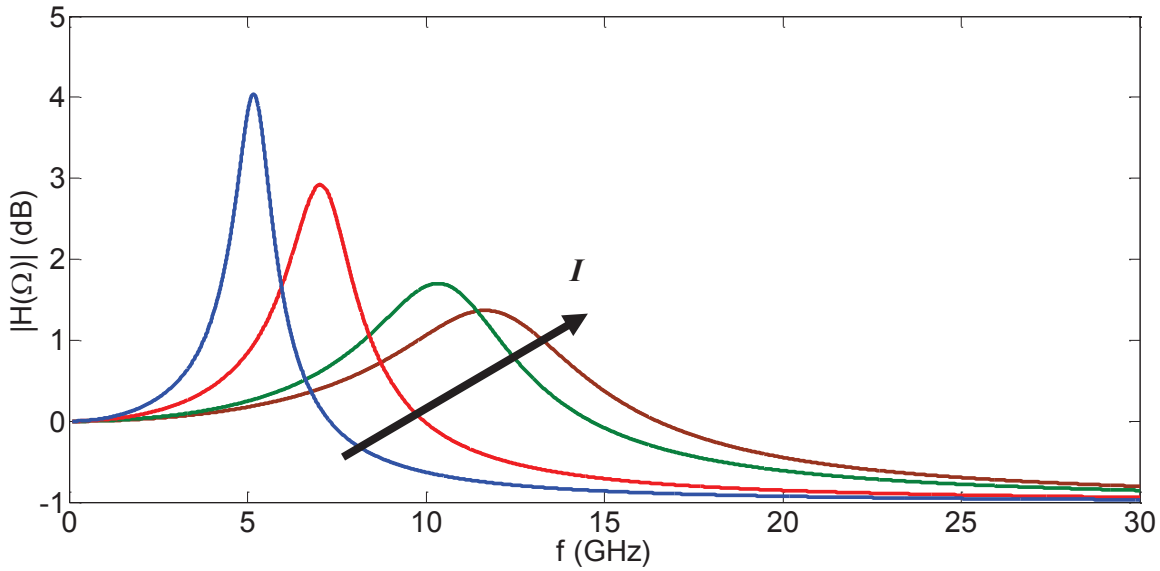


Figure 2.10: Réponse AM d'un laser d'un HR/AR-DFB en régime petit-signal pour différents courants de polarisation , L = 470 μm, κL = 1,4, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, φ_{AR} = 0, φ_{HR} = 1,1π

La figure 2.10 illustre la réponse en intensité d'un laser (module de l'équation (2.72)) pour plusieurs courants de polarisation. A basse fréquence, la réponse est presque plate et atteint son maximum à la fréquence de relaxation Ω_r. Lorsque $\Omega_m >> \Omega_r$, l'amplitude se dégrade rapidement avec la fréquence de modulation. La fréquence de relaxation est proportionnelle à la densité moyenne de photons dans la cavité. En effet, lorsque le courant de polarisation s'accroît, les résonances associées à la relaxation se déplacent vers les hautes fréquences et s'amortissent entraînant une augmentation de la bande passante du laser.

La phase ϕ de l'onde émise change lors du changement de l'indice de réfraction à travers la variation de la densité de porteurs causée par la modulation du courant. Ce changement peut s'écrire de la manière suivante :

$$\phi(t) = \phi_0 + \delta\phi(t) \tag{2.73}$$

Le premier terme ϕ_0 satisfait l'équation statique (1.54) [17]:

$$\frac{\partial\phi(t)}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{2}(\Gamma g_{mat}(N,S) - \alpha_{\text{int}}(N) - 2\alpha_{DFB}) \tag{2.74}$$

En remplaçant (2.73) dans (2.74) nous obtenons :

$$\frac{\partial\delta\phi((t))}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{2}\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N}\right]_0 \delta N(t) \tag{2.75}$$

La modulation en fréquence est déduite de l'équation (2.74) et est définie par :

$$\frac{\partial\delta\nu(t)}{\partial t} = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial\delta\phi(t)}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{4\pi}\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N}\right]_0 \delta N(t) \tag{2.76}$$

De point de vue matriciel, les réponses AM et FM du laser sont calculées par la méthode des fonctions enveloppes [2]. En effet, le champ optique qui se propage dans la cavité s'écrit:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi}\int E(\omega)e^{j(\omega-\omega_0)t}d\omega \tag{2.77}$$

où ω_s est la pulsation complexe en régime stationnaire. L'équation d'évolution temporelle du champ optique est définie par:

$$\frac{\partial}{\partial t}\ell og(E(t)) = j(\omega - \omega_s) \tag{2.78}$$

En décomposant le champ en module et en phase ($E(t) = \sqrt{P}e^{j\varphi(t)}$), les équations d'évolution temporelle de la puissance et de la phase de l'onde sont données par :

$$\begin{cases} \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\ell n(P(t)) = \Re e(j\omega - \omega_s) \\ \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} = \Im m(j(\omega - \omega_s)) \end{cases} \tag{2.79}$$

En différenciant la condition d'oscillation (2.20) de la manière suivante nous obtenons :

$$\frac{\partial M_{11}}{\partial \omega}\delta\omega + \sum_i \frac{\partial M_{11}}{\partial N_i}\delta N_i + \sum_i \frac{\partial M_{11}}{\partial S_i}\delta S_i = 0 \tag{2.80}$$

avec $\delta\omega = \omega\text{-}\omega_s$.

La modulation de puissance de sortie (AM) ainsi que la modulation en fréquence optique (FM) sont obtenues à partir du système d'équations (2.79) [2]:

$$AM = \frac{\delta P}{\delta I} = \frac{2P\sum_i \Im m\left(\frac{\partial M_{11}/\partial N_i}{\partial M_{11}/\partial \omega}\right)\delta_i}{j\omega_m - 2P\left(\sum_i \Im m\left(\frac{\partial M_{11}/\partial N_i}{\partial M_{11}/\partial \omega}\right)\gamma_i + \sum_i \Im m\left(\frac{\partial M_{11}/\partial S_i}{\partial M_{11}/\partial \omega}\right)\beta_i\right)} \tag{2.81}$$

$$FM = \frac{\delta f}{\delta I} = -\frac{1}{2\pi}\left(\begin{array}{l} \sum_i \Re e\left(\frac{\partial M_{11}/\partial N_i}{\partial M_{11}/\partial \omega}\right)\delta_i + \sum_i \Re e\left(\frac{\partial M_{11}/\partial N_i}{\partial M_{11}/\partial \omega}\right)\gamma_i \frac{\partial P}{\partial I} \\ + \sum_i \Re e\left(\frac{\partial M_{11}/\partial S_i}{\partial M_{11}/\partial \omega}\right)\beta_i \frac{\partial P}{\partial I} \end{array}\right) \tag{2.82}$$

avec
$$\delta_i = \frac{\frac{1}{eV}}{j\omega_m + (A_{nrad} + 2B_{rad}N_i + 3C_{aug}N_i^2) + \frac{\Gamma 2 g_0 v_g S_i}{N_i(1+\varepsilon S_i)}} \tag{2.83}$$

$$\delta_i = \frac{\frac{\Gamma v_g g_0 \cdot \ell n\left(\frac{e d_{qw} B_{rad} N_i^{\,2}}{J_0}\right)}{(1+\varepsilon S_i)^2}\beta_i}{j\omega_m + (A_{nrad} + 2B_{rad}N_i + 3C_{aug}N_i^2) + \frac{\Gamma 2 g_0 v_g S_i}{N_i(1+\varepsilon S_i)}} \tag{2.84}$$

$$\beta_i = \frac{S_i}{S_1}\left(\frac{V \cdot h\nu \cdot v_g \cdot 2\alpha_{DFB}}{\Gamma}\right) \tag{2.85}$$

où ω_m est la pulsation de modulation. A fréquence de modulation élevée, le facteur de couplage phase-amplitude du matériau peut être calculé à partir du rapport $2\tilde{\beta}/m$ (équation (1.77)) approximé par:

$$\left|\frac{2\tilde{\beta}}{m}\right| = \frac{2\beta}{m} = \frac{2P_0}{f_m}|CPR| = \frac{2P_0}{f_m}\left|\frac{FM}{AM}\right| \approx \alpha_H \tag{2.86}$$

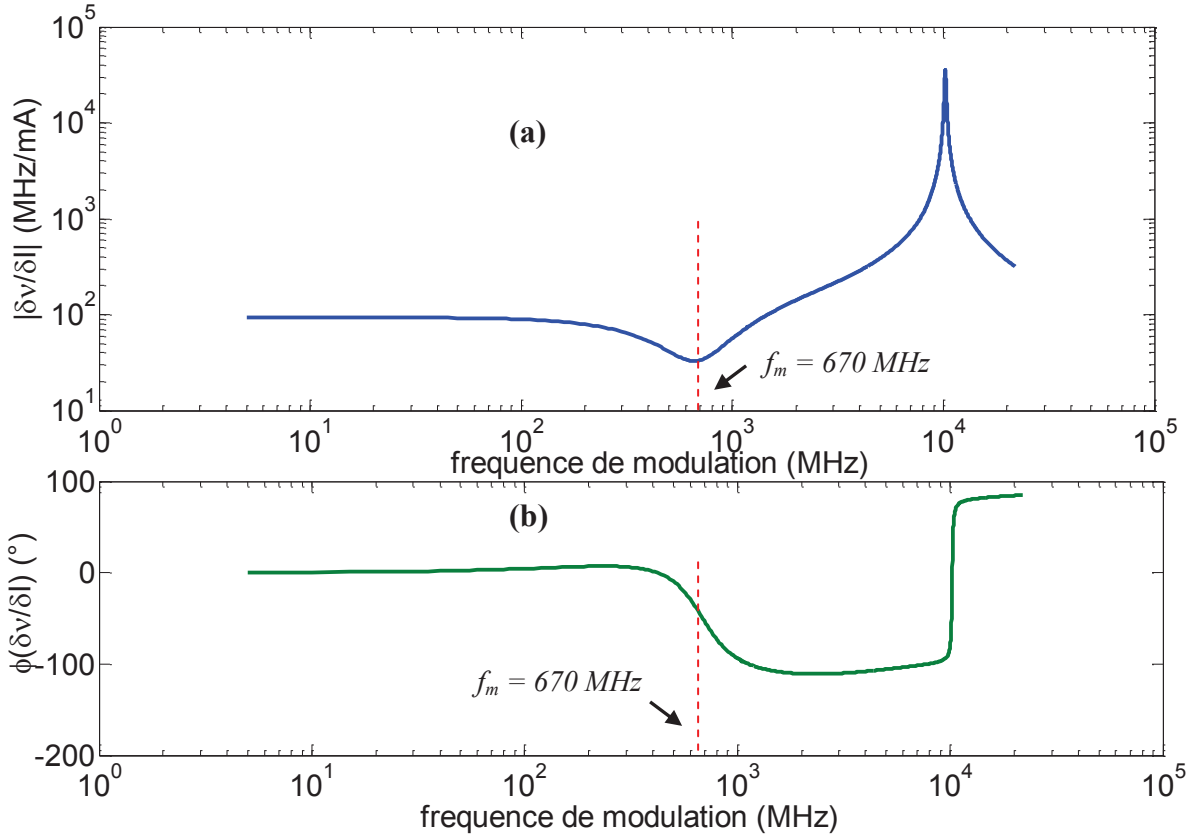


Figure 2.11: Réponse FM en amplitude (a) et en phase (b) d'un laser HR/AR-DFB en régime petit-signal pour un courant de polarisation de 4× I_{seuil}, L = 470 μm, κL = 1.4, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, φ_{AR} = 0, φ_{HR} = 1,1π,

La réponse FM en amplitude et en phase d'un laser HR/AR-DFB calculée pour un courant de polarisation $4\times I_{seuil}$ est portée sur la figure 2.11. De même que la réponse AM, l'efficacité de la modulation FM croît avec la fréquence de modulation et atteint son maximum à la fréquence de relaxation du laser. La modulation FM du laser n'est pas envisageable aux basses fréquences en raison des effets thermiques et non-linéaires. En effet, la réponse FM à une fréquence de l'ordre de 670 MHz présente un creux associé au SHB qui n'apparait pas à la réponse AM. Ce creux correspond à un changement de phase de la réponse FM (figure 2.11(b)). La figure 2.12 montre la variation du rapport $2\beta/m$ en fonction de la fréquence de modulation qui tend vers le facteur de couplage phase-amplitude matériau α_H à

fréquences élevées. La présence des non-linéarités spatiales dues au SHB dans la cavité permet d'affecter l'asymptote qui constitue une méthode efficace de mesure de α_H.

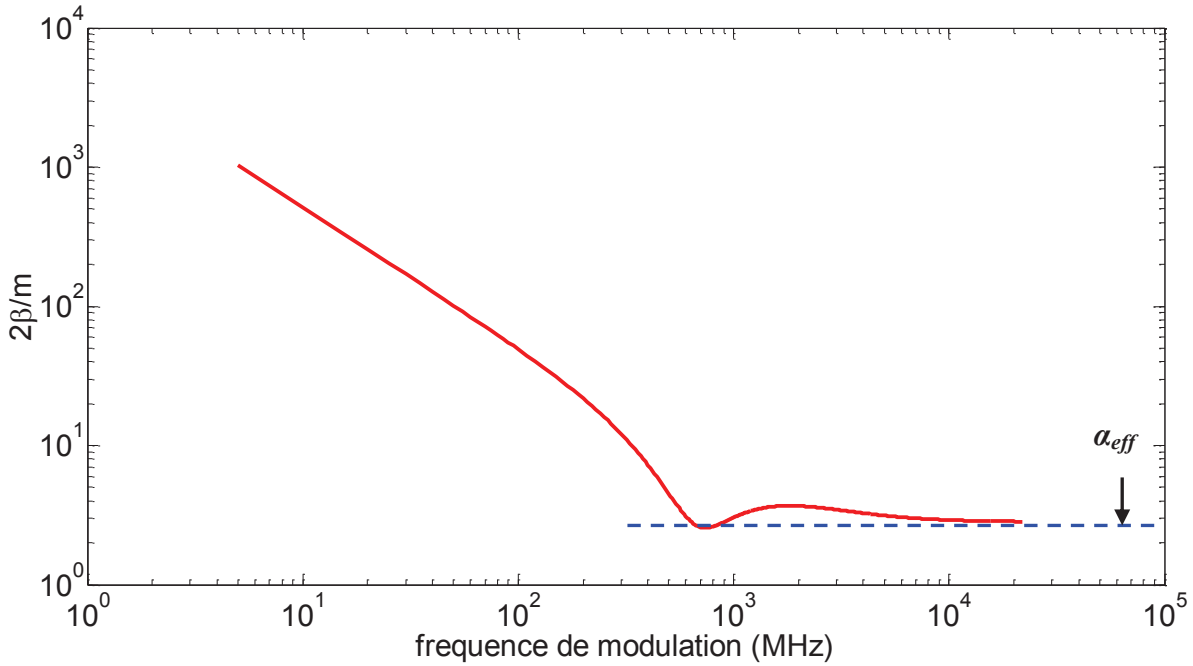


Figure 2.12: Variation du rapport ($2\beta/m$) en fonction de la fréquence de modulation

ii. Modulation grand signal

Dans un système de transmission, la connaissance du temps de montée et de descente de la réponse AM ainsi que la dérive de fréquence (« chirp ») est essentielle surtout lorsque le courant de modulation est élevé (modulation en grands signaux) vu que l'analyse petit-signal basée sur la linéarisation des équations de conservation de porteurs et de photons reste insuffisante pour décrire le comportement dynamique du laser. Pour pouvoir prendre en compte les effets du SHB, de la variation des pertes internes et de la compression du gain, nous avons utilisé les équations de conservation sans linéarisation dans une nouvelle méthode numérique inspirée de la méthode de calcul statique qui permet de calculer les effets transitoires dans le laser soumis à une modulation à priori quelconque de son courant de polarisation. L'équation de conservation des porteurs est calculée à chaque courant $I(t)$ et pour chaque section i alors que pour celle de conservation de l'ensemble des photons dans la cavité, nous négligeons la contribution de l'émission spontanée :

$$\frac{\partial N_i(t)}{\partial t} = \frac{I(t)}{eV} - N_i(t)(A_{nrad} + B_{rad}\langle N\rangle + C_{aug}\langle N\rangle^2) - v_g g_{mat}(N_i(t), S_i(t))S_i(t) \quad (2.87)$$

$$\sum_i \frac{\partial S_i(t)}{\partial t} m_i = \Lambda\left(\sum_i (\Gamma v_g g_{mat} N_i(t), S_i(t) - v_g \alpha_{\text{int}}(\langle N \rangle) - 2 v_g \alpha_{DFB}) m_i \sum_i S_i(t) m_i \right) \tag{2.88}$$

La résolution de ce système d'équation est faite à l'aide de la méthode de *Runge-Kutta* classique d'ordre 4 en remplaçant $S_i(t)$ par $S_L(t) f_i(t)$ et en considérant les mêmes approximations que celles utilisées dans le calcul du régime statique. L'équation de conservation des photons s'écrit alors :

$$\frac{\partial S_L(t)}{\partial t} = \frac{1}{\sum_i f_i m_i} \left[\begin{array}{l} \Lambda\left(S_L \sum_i f_i m_i \right)\left(\sum_i (\Gamma v_g g_{mat}(N_i(t), S_i(t)) - v_g \alpha_{\text{int}}(\langle N \rangle) - 2 v_g \alpha_{DFB}) m_i \right) \\ - \left(S_L \sum_i \frac{\partial f_i}{\partial t} m_i \right) \end{array} \right] \tag{2.89}$$

La figure 2.13 donne l'algorithme de calcul de la réponse temporelle en puissance et en fréquence en régime grand-signal.

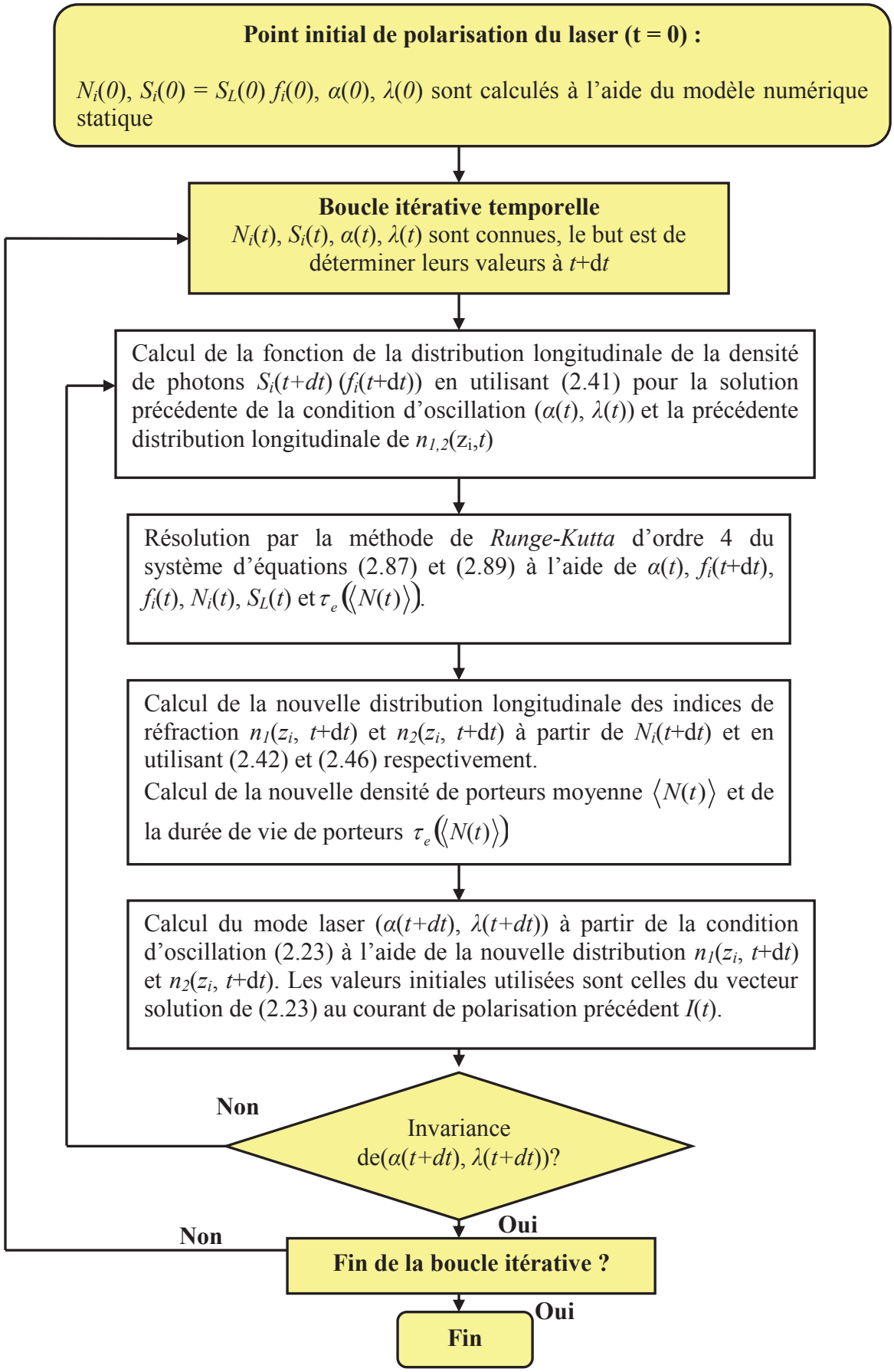


Figure 2.13: Algorithme de calcul de la réponse temporelle AM et FM en régime modulation grand signal

2.2. Modélisation d'un laser HR/AR-DFB soumis à une rétroaction optique

2.2.1. Théorie de la rétroaction optique

Le comportement des lasers DFB est fortement perturbé par la présence d'une rétroaction optique externe [18]. Il s'agit du retour de lumière émise par le laser dans sa cavité. Le taux de retour optique est alors défini par [19]:

$$\Gamma_r = \frac{P_r}{P_e} = \gamma^2 \tag{2.90}$$

où P_r et P_e sont respectivement les puissances optiques émises et réinjectés.

La rétroaction optique peut être générée en plaçant un réflecteur d'amplitude γ distant de L_r du coté de la facette AR du laser DFB formant une cavité externe d'indice optique n_r (figure 2.14).

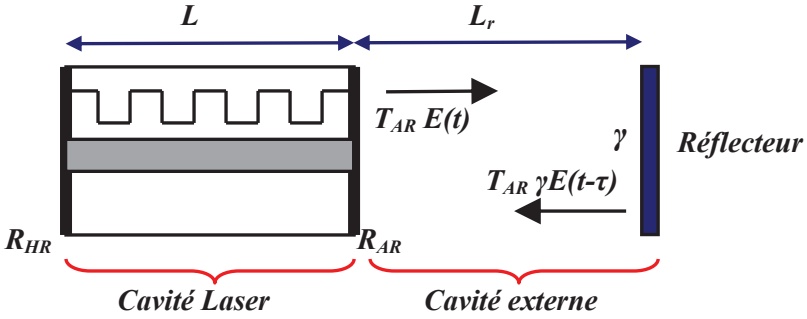


Figure 2.14: Cavité laser soumise à une rétroaction optique d'amplitude γ (d'après [19])

On appelle T_{AR} le coefficient de transmission en amplitude de la facette AR. Le champ optique en sortie de la cavité laser est $T_{AR}E(t)$. Après un aller-retour de durée $\tau = 2n_rL_r/c$ dans la cavité externe, le champ réinjecté arrivant dans la cavité laser vaut $\gamma T_{AR}E(t-\tau)$.

La réflectivité effective équivalente de la facette AR soumise à la rétroaction optique est donnée par:

$$\tilde{R}_{AR,eq} = R_{AR,eq}e^{j\varphi_{AR,eq}} \tag{2.91}$$

où $R_{AR,eq}$ $\varphi_{AR,eq}$ sont respectivement la réflectivité en amplitude et la phase du champ résultant de la superposition du champ réfléchi par la facette AR et réinjecté dans le laser.

L'équation (2.91) s'exprime alors par la relation :

$$\tilde{R}_{AR,eq}E(t) = R_{AR}e^{j\varphi_{AR}}E(t) + \gamma T_{AR}^2 E(t-\tau) \tag{2.92}$$

En assimilant le champ optique à une onde monochromatique d'amplitude E_0 ($E(t)=E_0\ e^{-i\omega t}$), la réflectivité effective équivalente $\widetilde{R}_{AR,eq}$ correspondant à une rétroaction optique de faible amplitude γ devient:

$$R_{AR,eq}e^{j\varphi_{AR,eq}} = R_{AR}e^{j\varphi_{AR}} + \gamma(1-\left|R_{AR}^2\right|)e^{j\omega\tau} \tag{2.93}$$

La rétroaction optique, caractérisée par le couple (γ,τ) entraîne une perturbation des comportements statique et dynamique des lasers DFB. En effet, elle s'accompagne d'une modification des pertes de la cavité, de la distribution longitudinale de la densité de porteurs et de photons, du gain optique et donc de la fréquence d'émission [19]. Expérimentalement, nous montrerons dans la deuxième partie du troisième chapitre que la déviation en fréquence (chirp) peut être stabilisée par une réalimentation optique contrôlée. Dans le but d'apporter une confirmation théorique ainsi qu'une validation quantitative à cette étude expérimentale, nous avons eu recours aux simulations numériques à travers un modèle d'un laser DFB soumis à une rétroaction optique que nous présenterons dans le paragraphe suivant.

2.2.2. Modification du modèle laser DFB

2.2.2.a. Modification de la condition d'oscillation

Lorsque le laser DFB est soumis à une réalimentation optique externe, toutes les caractéristiques statiques tels que la condition d'oscillation, les pertes de la cavité et le courant seuil, sont modifiées.

Pour un faible taux de rétroaction ($\gamma^2<<1$), les fluctuations sur les pertes totales peuvent s'écrire comme [20]:

$$\Delta\alpha = -\frac{1}{v_g}2K\cos(\omega\tau) = -\frac{1}{v_g}2K\cos(\phi_r) \tag{2.94}$$

avec

$$K = \frac{2C_r\gamma}{\tau_i} \tag{2.95}$$

où $\phi_r = \omega\tau$ est la phase de l'onde de retour, C_r est le coefficient de couplage entre la cavité laser la cavité externe, τ_i est le temps aller-retour dans la cavité interne du laser, ω est la fréquence angulaire d'émission et γ est l'amplitude de la réflexion.

La condition d'oscillation (2.14) devient donc:

$$g_{net} = \Gamma g_{mat} - \alpha_{\text{int}} = 2\alpha_{DFB} - \frac{1}{v_g} 2K\cos(\phi_r) \tag{2.96}$$

En utilisant l'équation (2.93), la matrice totale d'un laser DFB soumis à une rétroaction optique devient :

$$\overline{M} = \overline{R_{HR}} \times \overline{\varphi_{HR}} \times \prod_{i=1}^{N_s} (\overline{M_{Period}})^{m_i} \times \overline{\varphi_{AR,eq}} \times \overline{R_{AR,eq}} \tag{2.97}$$

avec

$$\overline{\varphi_{AR,eq}} = \begin{bmatrix} e^{j\varphi_{AR,eq}} & 0 \\ 0 & e^{-j\varphi_{AR,eq}} \end{bmatrix} \tag{2.98}$$

$$\overline{R_{AR,eq}} = \frac{1}{\sqrt{1-R_{AR,eq}^{\ 2}}} \begin{bmatrix} 1 & R_{AR,eq} \\ R_{AR,eq} & 1 \end{bmatrix} \tag{2.99}$$

La condition d'oscillation (2.23) est modifiée de la manière suivante :

$$Erreur(\alpha_i, \lambda_i) = [A_{11}\alpha_i, \lambda_i + R_{AR,eq} A_{12}(\alpha_i, \lambda_i)] - [R_{HR} A_{21}(\alpha_i, \lambda_i) + R_{AR,eq} A_{22}(\alpha_i, \lambda_i)] = 0 \tag{2.100}$$

avec

$$\overline{A} = \overline{\varphi_{HR}} \times \prod_{i=1}^{N_s} (\overline{M_{Period}})^{m_i} \times \overline{\varphi_{AR,eq}} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \tag{2.101}$$

2.2.2.b. Modification des caractéristiques statiques au dessus du seuil

Pour prendre en compte l'effet de la rétroaction optique externe sur la distribution longitudinale de densité de photons $S_i = S_L f_i$, nous considérons dans l'équation (2.1) que $V_0 \neq 0$. D'après (2.93), le champ réinjecté s'écrit donc:

$$V_0 = \gamma \times (1 - \left|R_{AR}^2\right|) \times e^{j\phi_r} U_0 \tag{2.102}$$

Ainsi nous obtenons :

$$\begin{cases} U_i = (S_{11}^i + \gamma \times (1 - \left|R_{AR}^2\right|) \times e^{j\phi_r} S_{12}^i) \cdot U_0 \\ V_i = (S_{21}^i + \gamma \times (1 - \left|R_{AR}^2\right|) \times e^{j\phi_r} S_{22}^i) \cdot U_0 \end{cases} \tag{2.103}$$

La fonction de distribution de la densité de photons à la fin de la section i ($z = z_i$) s'écrit donc :

$$f_i = \left| S_{11}^i + \gamma \times (1 - \left| R_{AR}^2 \right|) \times e^{j\phi_r} S_{12}^i \right|^2 + \left| S_{21}^i + \gamma \times (1 - \left| R_{AR}^2 \right|) \times e^{j\phi_r} S_{22}^i \right|^2 \tag{2.104}$$

De la même manière, la constante de normalisation S_L est ainsi déterminée par la résolution de la condition d'oscillation en incluant les fluctuations des pertes suite à la rétroaction optique représentées dans l'équation (2.94):

$$\Lambda\Gamma \sum_i g_{mat}(N_i, S_L f_i) m_i = \left(2\alpha_{DFB} + \alpha_{\text{int}}(\langle N \rangle) - \frac{1}{v_g} 2K \cos(\phi_r) \right) L \tag{2.105}$$

La distribution longitudinale de la densité de photons est calculée à partir de l'équation (2.104) et celle de porteurs est obtenue à l'aide de l'équation (2.46). Le comportement statique de chirp du laser est ainsi calculé en utilisant la méthode numérique décrite précédemment (figure 2.6).

2.2.2.c. Modification des caractéristiques dynamiques

Les équations d'évolution du laser DFB soumis à une rétroaction optique sont obtenues directement à partir de (2.33) et (2.34) en ajoutant les fluctuations des pertes totales du laser. La rétroaction optique externe est représentée par un champ retardé de τ et de phase ϕ_r. Il s'agit du modèle de *Lang* et *Kobayashi* [21] :

$$\frac{dE(t)}{dt} = \left[j\omega + \frac{1}{2}(1 + j\alpha_H)(\Gamma v_g g_{mat} - v_g \alpha_{\text{int}} - 2v_g \alpha_{DFB}) \right] E(t) + KE\ (t - \tau) \tag{2.106}$$

Dans cette équation, $E(t) = \sqrt{S(t)} e^{j(\varphi(t) + \omega_0 t)}$ représente le champ électrique complexe qui dépend de la densité de photons $S(t)$, de la phase $\varphi(t)$ et de la pulsation du laser en l'absence de retour optique ω_0. Dans l'équation (2.106), ω est la fréquence d'émission du laser soumis à la rétroaction optique, α_H est le facteur de couplage phase-amplitude. En séparant la partie réelle et imaginaire de la relation (2.106), les équations d'évolution dynamique de la densité de photons et de la phase s'écrivent:

$$\frac{\partial S(t)}{\partial t} = v_g (\Gamma g_{mat} - \alpha_{\text{int}} - 2\alpha_{DFB}) S(t) + 2K \sqrt{S(t) S(t - \tau)} \cos(\phi_r + \varphi(t) - \varphi(t - \tau)) \tag{2.107}$$

$$\frac{\partial\varphi(t)}{\partial t}=\left[(\omega-\omega_0)+\frac{1}{2}v_g(\Gamma g_{mat}-\alpha_{\text{int}}-2\alpha_{DFB})\alpha_H\right]-K\frac{\sqrt{S(t-\tau)}}{\sqrt{S(t)}}\sin(\phi_r+\varphi(t)-\varphi(t-\tau))$$

(2.108)

Pour simplifier le calcul, nous assimilons le champ électrique E à une onde monochromatique d'amplitude E_0 i.e. $E(t)=E_0e^{-i\omega t}$. En conséquence, l'équation d'évolution de densité de photons totale (2.107) dans la cavité laser devient:

$$\begin{aligned}\sum_i\frac{\partial S_i(t)}{\partial t}m_i&=\left(\Lambda\sum_i(\Gamma v_g g_{mat}N_i(t),S_i(t)-v_g\alpha_{\text{int}}(\langle N\rangle)-2v_g\alpha_{DFB})m_i\right)\left(\sum_i S_i(t)m_i\right)\\&+2K\cos(\phi_r)\sum_i\sqrt{S_i(t)S_i(t-\tau)}m_i\end{aligned}\qquad(2.109)$$

Le calcul dynamique décrit précédemment (figure 2.13) peut être réutilisé pour calculer la réponse AM et FM en régime petit et grand-signal.

2.3. Modélisation d'un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML)

Le modèle développé du laser peut être appliqué à la modulation duale dans le cas des D-EML en adoptant une modélisation simple du modulateur EAM basée sur les mesures expérimentales. L'étude expérimentale et l'analyse des applications du D-EML feront l'objet du quatrième chapitre.

2.3.1. Modélisation des modulateurs EAM

Le matériau semi-conducteur du modulateur EAM est caractérisé par deux grandeurs réelles : son indice *n'* et son coefficient d'absorption α. Nous plaçons en entrée du composant une onde monochromatique de champ électrique $E_{entrée}(t)$ et d'intensité $P_{entrée}(t)=\left|E_{entrée}(t)\right|^2$:

$$E_{entrée}(t)=\sqrt{P_{entrée}(t)}e^{i(\omega t+\phi_e)}\qquad(2.110)$$

où ω est la fréquence porteuse et ϕ_e est la phase du champ entrant dans le modulateur.

Le champ électrique en sortie du modulateur s'écrit donc:

$$E_{sortie}(t)=\sqrt{P_{entrée}(t)}\times e^{[-\alpha(V(t))\Gamma_{EAM}L_{EAM}]}\times e^{\left(-j\left(\frac{n'(V(t))\omega}{c}\right)L_{EAM}\right)}\times e^{j(\omega t+\phi)}\qquad(2.111)$$

où Γ_{EAM}, $V(t)$, L_{EAM} sont respectivement le facteur de confinement défini comme la fraction d'intensité lumineuse guidée contenue dans le matériau électro-absorbant, la tension inverse effectivement appliquée et la longueur du modulateur. La puissance de sortie du modulateur en fonction de la tension appliquée est exprimée par:

$$P_{sortie}(V(t)) = P_{entrée}(t) \times T(V(t)) \tag{2.112}$$

avec $T(V(t)) = e^{-\Gamma_{EAM}\alpha(V(t))L_{EAM}}$ est le coefficient de transmission. La figure 2.15 montre les mesures expérimentales du coefficient de transmission d'un modulateur EAM de longueur L_{EAM} = 75 μm et de facteur de confinement Γ_{EAM} = 0,139 fabriqué par notre partenaire industriel III-V lab. Ces mesures sont utilisées pour le calcul du profil temporel de la puissance de sortie des modulateurs

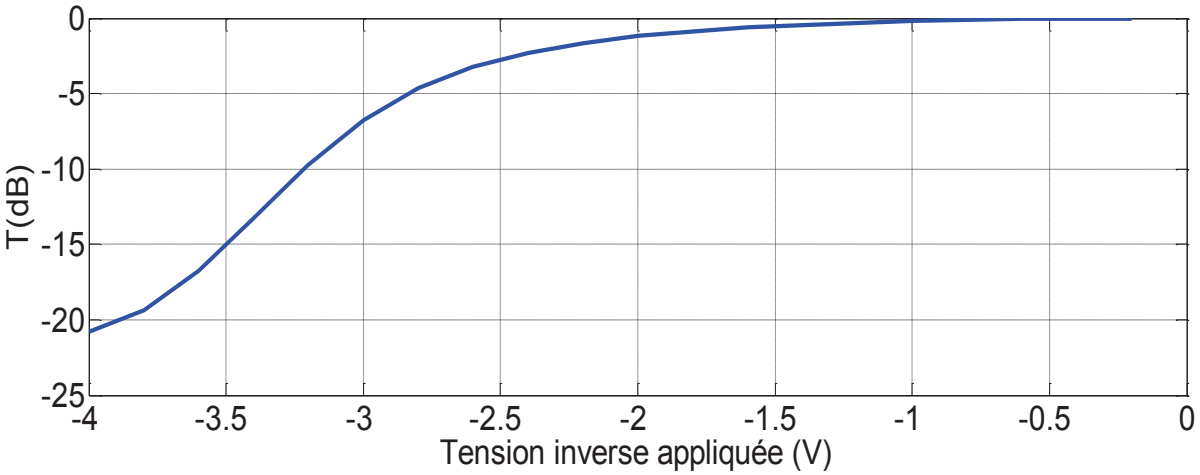


Figure 2.15: Coefficients de transmission T mesurés en fonction de la tension inverse appliquée au modulateur, L_{EAM} = 75 μm, Γ_{EAM} = 0,139

Si on désire effectuer une modulation d'amplitude, on doit moduler le coefficient d'absorption α. Il en résulte une modulation d'indice de réfraction du matériau du fait des relations universelles de *Kramer-Kronig* [22]. La conséquence est une modulation de phase liée à la modulation d'amplitude entraînant ainsi des fluctuations de fréquence instantanée à la sortie du composant.

Ce phénomène a été bien étudié dans le cas des lasers à semi-conducteurs dans le premier chapitre et a mené à la définition du facteur de couplage phase-amplitude (facteur de Henry) noté α_H et défini par l'équation (1.35). La déviation en fréquence des modulateurs EAM est aussi caractérisée par un coefficient de même nature décrit au premier chapitre par l'équation (1.39). Ce paramètre caractéristique est notamment variable en fonction du point de fonctionnement des modulateurs EAM. Ceci complique légèrement le calcul analytique de la

déformation que subit l'onde qui les traverse. Pour coller au plus près de notre situation expérimentale dans les simulations, nous avons eu recours à la caractéristique expérimentale donnant le coefficient α_H en fonction de la tension appliquée pour une longueur d'onde donnée [23].

Le phénomène de déplacement en longueur d'onde du bord de la bande d'absorption est très rapide de telle façon que son temps de réponse est assez petit par rapport à l'inverse de la fréquence de modulation utilisée. De ce fait, nous supposons que le comportement du modulateur vis-à-vis le chirp est quasi-statique. Le modulateur est ainsi caractérisé par son facteur de couplage phase-amplitude mesuré dans des conditions de modulation petit-signal dépendant de la tension inverse appliquée (équation (1.67)).

D'après (1.67), la modification du facteur de couplage phase-amplitude α_H en fonction de la tension inverse appliquée permet d'avoir plusieurs types de déformation du signal optique. La figure 2.16 montre que le paramètre de Henry α_H mesurée pour un modulateur EAM de longueur 75 μm, augmente avec la tension inverse appliquée. Il est d'abord négatif puis il passe au dessus de zéro.

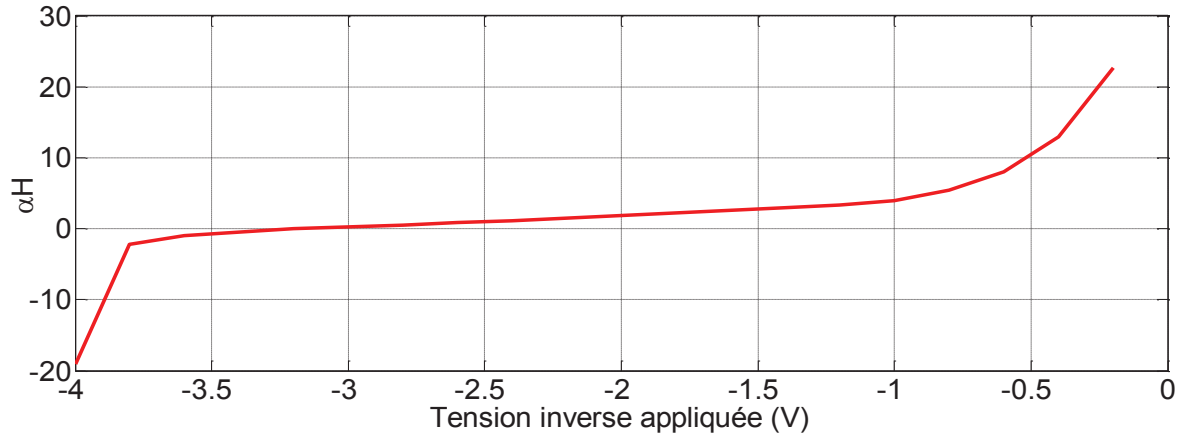


Figure 2.16: Le paramètre de Henry mesuré en fonction de la tension inverse appliquée au modulateur, L_{mod} = 75 μm, Γ_{mod} = 0,139

La phase instantanée est obtenue à partir de l'équation (1.65):

$$\phi_{sortie}(t) = \frac{\alpha_H(V(t))}{2} \ell og(P_{sortie}(V(t))) + \phi_e \tag{2.114}$$

D'après (2.111), la phase de sortie est donnée par :

$$\phi_{sortie}(t) = -\frac{\omega}{c} L_{EAM} n'(V(t)) + \phi_e \tag{2.115}$$

En remplaçant l'équation (2.115) par (2.114) dans (2.111), l'onde en sortie du modulateur est donc de la forme :

$$E_{sortie}(t) = (\sqrt{P_{sortie}(V(t))})^{1+j\alpha_H(V(t))} \times e^{i(\omega t+\phi_e)} \tag{2.116}$$

2.3.2. Intégration des modèles

La structure du laser-modulateur électro-absorbant intégré est donnée sur la figure 2.17. La facette arrière du laser DFB est traitée en haute réflexion (R_{HR} = 95%) alors que sa facette avant est supposée parfaitement transparente (R_{AR} = 0 %). Le laser est relié au modulateur EAM par l'intermédiaire d'un guide d'onde de longueur L_g et d'indice de réfraction effectif n_{eff}. La facette de sortie du modulateur est traitée en antireflet ($R_{AR,mod}$ = 0,1%).

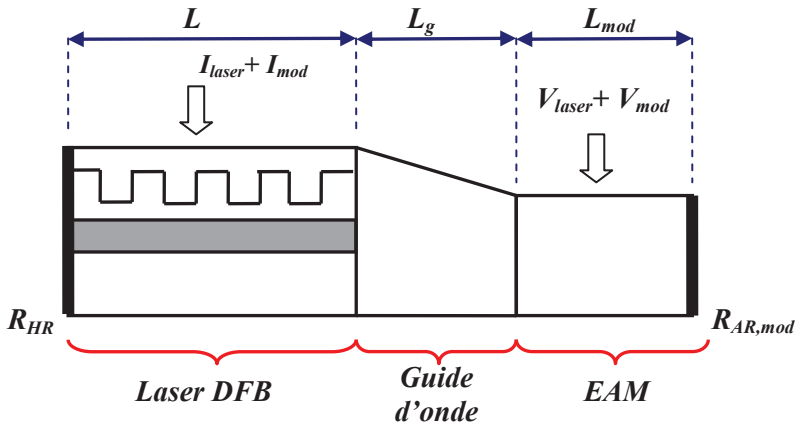


Figure 2.17: Structure d'un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML)

Le modèle du D-EML est issu de l'intégration des deux modèles décris précédemment en représentant le guide d'onde et le modulateur EAM par une section chacun. La matrice de transfert totale du composant est donc donnée par :

$$\overline{M}_{D-EML} = \overline{M}_{DFB} \times \overline{M}_{Guide} \times \overline{M}_{EAM} \tag{2.117}$$

où $\overline{M}_{DFB}$, $\overline{M}_{Guide}$ sont respectivement les matrices de transfert du laser DFB et du guide d'onde. Ils sont alors définies par :

$$\overline{M_{DFB}} = \overline{R_{HR}} \times \overline{\varphi_{HR}} \times \prod_{i=1}^{N_s} (\overline{M_{Period}})^{m_i} \times \overline{\varphi_{AR}} \tag{2.118}$$

$$\overline{M_{Guide}} = \underbrace{\sqrt{\frac{n_i}{n_{eff}}} \times \begin{pmatrix} \frac{n_{eff}+n_i}{2n_i} & \frac{n_i-n_{eff}}{2n_i} \\ \frac{n_i-n_{eff}}{2n_i} & \frac{n_{eff}+n_i}{2n_i} \end{pmatrix}}_{\overline{M}_{n_{eff}\to n_i}} \times \underbrace{\begin{pmatrix} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff}L_g} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff}L_g} \end{pmatrix}}_{\overline{M}_{n_{eff}}} \quad (2.119)$$

D'après les équations (2.112) et (2.113), la matrice de transfert de la section modulateur $\overline{M}_{EAM}$ est exprimée par :

$$\overline{M_{EAM}} = \begin{pmatrix} e^{j\left(\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff}+\frac{1}{2}\alpha_H(V)\Delta\alpha(V)+j\frac{1}{2}\Gamma_{mod}\alpha(V)\right)L_{mod}} & 0 \\ 0 & e^{-j\left(\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff}+\frac{1}{2}\alpha_H(V)\Delta\alpha(V)+j\frac{1}{2}\Gamma_{mod}\alpha(V)\right)L_{mod}} \end{pmatrix} \quad (2.120)$$

où $\alpha_H(V)$ et $\alpha(V)$ sont respectivement le facteur de Henry et le coefficient d'absorption du modulateur EAM mesurés en fonction de la tension inverse appliquée V.

La condition d'oscillation du laser ne change pas lorsque ce dernier est intégré avec le modulateur EAM. Elle est calculée comme précédemment en utilisant la matrice $\overline{M}_{DFB}$. Par contre, nous utilisons la matrice $\overline{M}_{D-EML}$ pour le calcul statique et dynamique au dessus du seuil.

2.3.3. Comment augmenter le chirp adiabatique des D-EML ?

Pour confirmer la compatibilité et l'adaptabilité du D-EML aux hauts débits, le laser DFB utilisé doit être rapide en modulation et avoir un chirp adiabatique assez élevé pour satisfaire la condition de *Binder* et *Kohn*.

Les lasers DFB intégrés dans les premiers D-EML fabriqués par notre partenaire industriel III-V lab et testés par *J. Petit et al* [24] sont de longueur 470 μm, de facteur de couplage du réseau κL de 1,41 ($\kappa \approx 30$ cm^{-1}) et de CCR de l'ordre de 460 MHz/mA.

Pour chercher à augmenter le chirp adiabatique de ces lasers et garder sa rapidité de modulation, nous avons procédé à l'étude de l'influence des paramètres du laser. Nous avons vu dans le premier chapitre que le chirp des lasers DFB est fortement lié aux effets du SHB et à celle de la compression du gain et notamment de la variation des pertes internes en fonction de la densité de porteurs. L'importance de ces effets est proportionnelle au facteur effectif de

couplage phase-amplitude α_{eff}. Le fonctionnement du D-EML à haut débit consiste en une modulation en petit-signal de la section laser autour d'un courant de polarisation assez élevé permettant d'avoir la bande passante nécessaire. A ce point de fonctionnement, les effets du SHB sont moins importants par rapport à la compression du gain et la variation des pertes internes vis-à-vis le chirp adiabatique qui présente alors une valeur positive (deuxième terme de l'équation (1.71)). Pour augmenter cette valeur, le moyen le plus immédiat est de faire varier les paramètres du matériau. En effet, une augmentation du facteur de couplage phase-amplitude local α_H par le biais d'une diminution du gain différentiel $\partial g_{mat}/\partial N$ (équation (2.51)) ou d'une augmentation de l'indice différentiel ($\partial n/\partial N$) entraîne, d'une part, un accroissement des inhomogénéités spatiales de la densité de porteurs aboutissant donc à une augmentation du chirp adiabatique et une diminution de la fréquence de relaxation (équation (2.71)) et donc une diminution de la rapidité de modulation. Nous nous intéressons donc aux paramètres géométriques de la cavité et au coefficient de couplage du réseau.

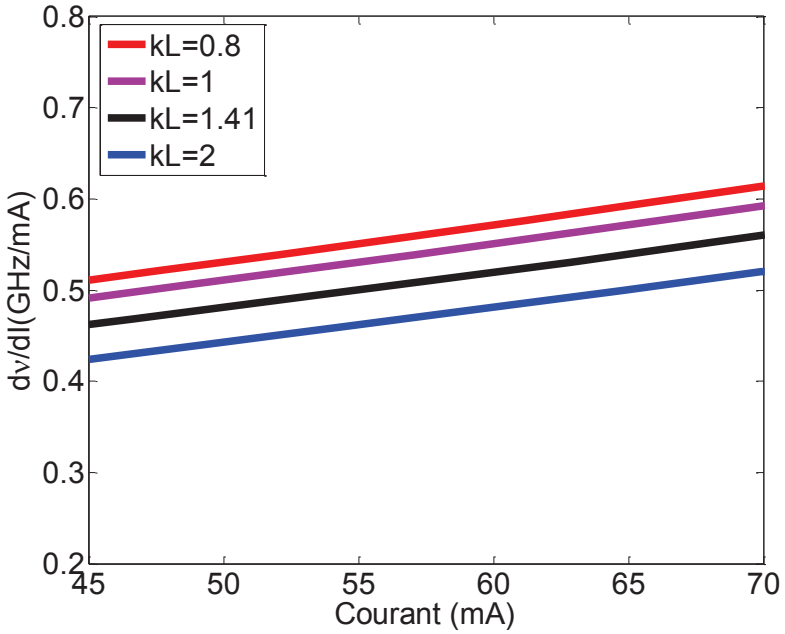


Figure 2.18: variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB traité en AR (0,1%) / HR (95%) pour plusieurs valeurs de κL, L = 470 μm, $\varphi_{AR} = 0$, $\varphi_{HR} = \pi$.

La figure 2.18 montre la variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant de polarisation pour différentes valeurs de κL dans la région où le chirp adiabatique est régi par les effets de variation des pertes internes et de la compression du gain (forts courants de polarisations). Les paramètres de simulation sont ceux décrits dans le tableau 3. Nous remarquons qu'une augmentation du facteur de couplage κL induit une légère

diminution du CCR de l'ordre de 100 MHz/mA. Ceci est dû au fait que le gain nécessaire à l'effet laser diminue avec κL (figure 2.3) ce qui induit un facteur de couplage phase-amplitude plus faible et un gain différentiel plus élevé. De plus, avec un κL élevé, le laser risque de perdre son caractère monomode à cause de l'augmentation de la réflectivité du réseau de Bragg qui entraîne une diminution du taux de rejection des modes secondaires (SMSR) et une limitation de la puissance de sortie. Par contre, une diminution trop importante de κL entraîne une augmentation de la sensibilité du laser à la rétroaction optique. Il en résulte que la moindre augmentation non contrôlée de la réflectivité des facettes en particulier la facette AR induit une perturbation du comportement du chirp. Tous ces effets seront analysés dans la deuxième partie du troisième chapitre.

Pour éviter le problème de retour optique et garder le caractère monomode du laser, le facteur de couplage du réseau κL est fixé à 1,41. La figure 2.19 montre que le raccourcissement de la cavité laser mène à une augmentation considérable du CCR de l'ordre de 1 GHz/mA pour un courant de polarisation de 80 mA. Ceci est dû à l'augmentation de la densité de porteurs dans la cavité qui entraîne une augmentation de α_H suite à une réduction du gain différentiel (équation (2.51)).

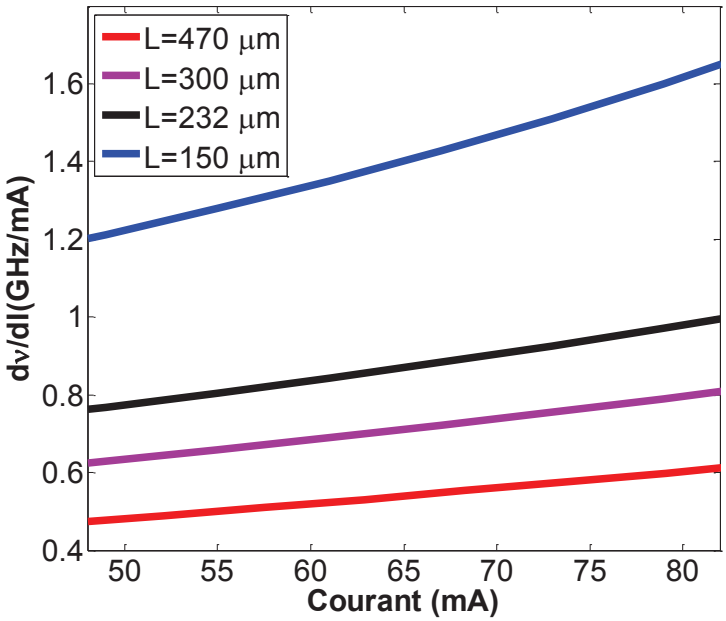


Figure 2.19: variation du CCR calculé en en régime adiabatique fonction du courant de polarisation d'un laser DFB traité en AR (0,1%) / HR (95%) pour plusieurs longueurs de cavité L, κL = 1,41, $\varphi_{AR} = 0$, $\varphi_{HR} = \pi$.

La figure 2.20 montre que la phase à la facette HR influence peu la valeur du CCR en régime adiabatique à forts courants de polarisation du fait de la prédominance de la compression du gain et les pertes internes permettant de stabiliser la répartition longitudinale

du champ au sein de la cavité laser. Nous rappelons que dans les situations pratiques la valeur de la phase à la facette est imprévisible pour un dispositif donné à cause de la faible précision de l'opération de clivage du composant en regard de la période du réseau de Bragg. Cela a pour conséquence une augmentation du risque d'avoir des lasers instables ou bi-mode. Définir un critère de sélection des lasers ayant le CCR le plus élevé demeure très difficile à cause du problème de maîtrise de déphasage lié à l'imprécision de l'opération de clivage au niveau des facettes. Nous étudierons dans la première partie du troisième chapitre les effets de phases aux facettes et leurs contributions à l'ingénierie du chirp comme un moyen très important pour l'amélioration de la qualité de transmission.

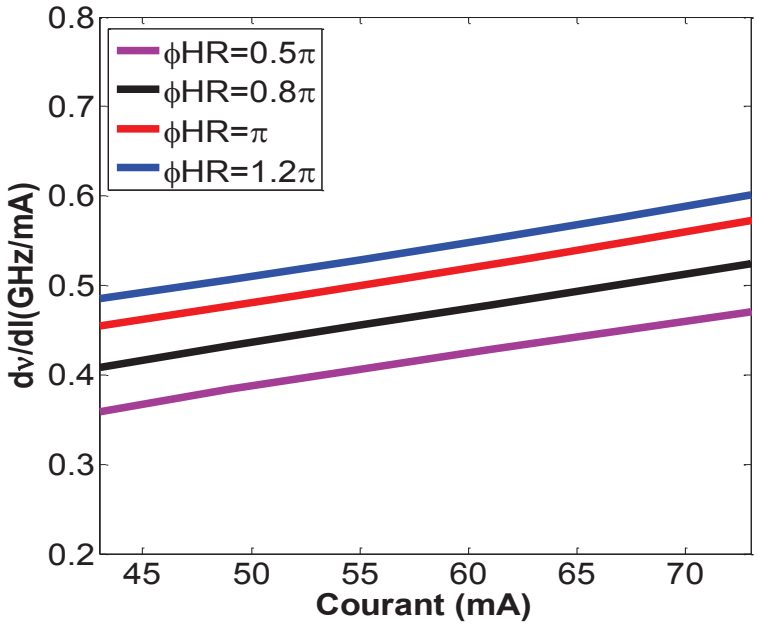


Figure 2.20: variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB traité en AR (0,1%)/HR (95%) pour plusieurs valeurs de phase à la facette HR, κL = 1,41, L = 470 μm, φ_{AR} = 0.

2.4. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, un modèle original complet d'un laser DFB a été présenté. Ce modèle simple en termes de conception est applicable à n'importe quelle structure permettant ainsi d'accéder au signal complexe et ainsi aux caractéristiques de la déviation en fréquence (chirp).

Le modèle montré est celui d'un laser HR/AR-DFB. En utilisant le formalisme des matrices de transfert, le modèle permet de prendre en compte tous les effets thermiques ainsi que les phénomènes à l'origine de la déviation en fréquence (chirp) tels que les non-linéarités spatiales (SHB), la variation des pertes internes du matériau et la compression du gain. Il permet, d'une part, de calculer les caractéristiques du laser au seuil tels que les pertes DFB, la

longueur d'onde d'émission et le courant seuil. D'autre part, le modèle prévoit le comportement du laser pour le régime statique à travers le calcul de la variation de la puissance de sortie, la longueur d'onde, le CCR, le CPR, la distribution longitudinale de l'indice de réfraction, les pertes totales, le facteur de couplage phase-amplitude et le spectre d'émission pour chaque courant injecté. En régime dynamique, le modèle permet de calculer les réponses en amplitude et en fréquence en régime petits et grands signaux.

Ensuite, le modèle du laser HR/AR-DFB a été étendu à la modélisation du comportement du chirp en présence de la rétroaction optique externe. La théorie de la rétroaction optique a été introduite au lecteur en vue de comprendre les modifications apportées au modèle du laser.

Enfin, nous avons procédé à l'intégration du modèle du laser avec celui d'un modulateur EAM afin de caractériser le chirp dans le cas des D-EML. Le comportement du modulateur EAM est numérisé à travers un modèle basé sur les mesures expérimentales du coefficient de transmission et du facteur de couplage phase-amplitude en fonction de la tension inverse appliquée. Pour satisfaire la condition de génération des signaux SSB (condition de *Binder* et *Kohn*) et assurer l'adaptabilité du D-EML aux hauts débits, nous avons étudié l'influence des différents paramètres du laser sur le comportement du chirp adiabatique à forts courants de polarisation. En effet, pour augmenter le CCR, nous devons, d'une part, raccourcir la cavité laser en gardant un fort facteur de couplage du réseau de Bragg κL et d'une autre part, effectuer un traitement anti-reflet aussi bon que possible pour éviter les problèmes de retour optique et pour avoir un fort rendement externe.

Bibliographie

[1]: K. Bjork and O. Nilsson, "A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures: properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers", *IEEE J. Lightwave Technol., LT-5, 140-146(1987).* (Cité 77, 76)

[2]: H. Bissessur " Etude des non-linéarités dans les lasers à contre-réaction distribuée", *Thèse de doctorat, Télécom Paris, France, N° 94 ENST 0015, 1994* (Cité 76, 78, 85, 90, 91, 94)

[3]: H. Bissessur, "Effect of hole burning, carrier induced losses and the carrier dependent differential gain in the static characteristics of DFB lasers", *Journal of Lightwave Technology, Vol. 10, No. 11, pp 1617-1631, 1992*. (Cité 76, 78, 81, 89, 90)

[4]: I. Orfanos and T. Sphicopoulos, "A tractable above-threshold model for the design of DFB and phase-shifted DFB lasers", *IEEE Quantum electronics, Vol. 27, No. 4, 1991* (Cité 76)

[5]: W. Streifer, R.D Burnham, and D.R Scifres, “Effect of external reflectors on longitudinal modes of distributed feedback laser” *IEEE J. Quantum Electron, Vol. 11, No. 4, pp 154-161, 1975* (Cité 78)

[6]: C. Kazmierski, A. Ougazzaden, M. Blez, D. Robein, J. Landreau, B. Sermage, J. Bouley and A. Mircea, “High static performance GaInAs-GaInAsP SCH MQW 1.5 µm wavelength buried ridge stripe lasers” *IEEE J. Quantum Electron, Vol. 27, No. 6, pp pp 1794-1797, 1991*. (Cité 80)

[7]: W.A Paul, M.C Ilroy, A. Kurobe and Y. Uematsu, “Analysis and application of theoretical gain curves to the design of multi-quantum-well lasers” *IEEE J. Quantum Electron, Vol. 21, No. 12, pp 1958-1963, 1985*. (Cité 80)

[8]: G. Morthier, “Influence of the Carrier Density Dependence of the Absorption on the Harmonic Distortion in Semiconductor Lasers”, *Journal of Lightwave Technology, Vol. 11, No. 1, pp 16-19, 1993*. (Cité 81)

[9]: C. Kazmierski, III-V lab, Alcatel-Lucent Bell labs France, Route de Nozay 91460 Marcoussis – France, *email* : christophe.kazmierski@3-5lab.fr 81
[10]: H. Ghafouri-Shiraz and B.S.K Lo, “Distributed Feedback Laser diodes Principle and physical modelling” *ED, John Wiley & sons, 1996* (Cité 82, 86)

[11]: G.P. Agrawal and N.K. Dutta, « Long-Wavelength Semiconductor Lasers », *Van Nostrand Reinhold, New York, 1986* (Cité 86, 87)

[12]: J. Manning, R. Olshansky and C.B Su, “The carrier-induced index change in AlGaAs and 1.30 µm InGaAs diodes lasers”, *IEEE J. Quantum electronics, Vol. 19, No. 10, pp 1525-1530, 1983*. (Cité 89)

[13]: B.R Bennet, R.A Soref and A.D Alamo, “Carrier-induced change in refractive index in InP, GaAs and InGaAsP”, *IEEE J. Quantum Electronics, Vol. 26, No. 1, pp 113-122, 1990*. 89

[14]: J. Jacquet, P. Brosson, A. Olivier, A. Perales, A. Bodere, and D. Leclerc, “Carrier-induced differential refractive index in InP, GaInAsP-GaInAs separate confinement multiquantum well lasers”, *IEEE Photonic Technology Letters, Vol. 2, No. 9, pp 620-622, 1990*. (Cité 89)

[15]:G. Bjork and O. Nilsson, “A tool to calculate the linewidth of complicated semiconductor lasers,” *IEEE J. Quantum Electron, Vol. 23, pp. 1303-1313, Aug. 1987*. (Cité 990)

[16]: T. Suhara, “Semiconductor Laser Fundamentals” *ED, Marcel Dekker, 2004* (Cité 96)

[17]: K. Petermann, “Laser Diode Modulation and Noise”, *Kuwer Academic Publisher (1991)*. (Cité 105)

[18]: R.W Tkach and A.R Chraplyvy, “Regimes of feedback effects in 1.5 μm distributed feedback lasers”, *Journal of Lightwave Technology, Vol. 4, No. 11, pp 1655-1661, 1986*. (Cité 105)

[19]: F. Grillot, “Lasers monomodes à faible sensibilité à la rétroaction optique pour les transmissions à 2,5 Gbit/s sans isolateur”, *Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, France, 2003*. (Cité 105, 106)

[20]: C.H Henry and R.F Kazarinov, “Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distante reflectors”, IEEE *Journal of Quantum Electronics, Vol. 22, No. 2, pp 294-301, 1986.* (Cité 106)

[21]: R. Lang and K. Kobayashi, “External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties”, IEEE *Journal of Quantum Electronics, Vol. 16, No. 3, pp 347-355, 1980.* (Cité 108)

[22]: A. Yariv, “Quantum Electronics*”, Third edition, New York: Wiley, 1989*. (Cité 110)

[23]: N. Cheng and J.C. Cartledge, “Measurement-Based Model for MQW Electroabsorption Modulators”, *Journal of Lightwave Technology, Vol. 23, No. 12, 2005.* (Cité 111)

[24]: J. Petit, D. Erasme, R. Gabet, C. Kazmierski, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, and N. Dupuis, “Enhanced 10-Gb/s NRZ Transmission Distance using Dual Modulation of an integrated Electro-absorption Modulated Laser Transmitter”, *OFC’09 OThG2 (2009).* (Cité 113)

Chapitre 3

Ingénierie et contrôle du chirp des lasers DFB

3. Ingénierie et contrôle du chirp des lasers DFB

Les lasers DFB sont de bons candidats pour les applications télécoms grâce à leur compacité, leur faible consommation et leur bon rendement monomode. Malgré leur simplicité d'utilisation, leur application, lorsqu'ils sont modulés directement, est réduite aux communications à courte portée à cause du chirp induit par la modulation d'indice. En effet, le chirp en présence de la dispersion chromatique de la fibre engendre en général un élargissement temporel du signal transmis qui limite les performances du système de transmission sur fibre optique en termes de débit et de portée. Pour cette raison, de grands efforts sont consacrés à l'ingénierie du chirp des lasers DFB en termes de compréhension, de prédiction et de contrôle.

Dans une première partie de ce chapitre, nous présentons des moyens originaux de prévision et de contrôle du chirp des lasers DFB. Nous commençons par procéder à une analyse théorique détaillée des non-linéarités spatiales (ou *spatial hole burning)* et de leur influence sur le chirp. L'impact des phases du réseau aux facettes est mis en avant. Cette analyse confirmée par les mesures expérimentales permet de définir des règles de conception pour l'obtention de chirp adiabatique positif (bleu) ou négatif (rouge) en modulation. Des mesures en transmission confirment l'influence considérable du comportement de chirp sur la pénalité.

Un autre moyen efficace de stabiliser le chirp des lasers DFB consiste à introduire une rétroaction optique externe bien contrôlée. Il a été récemment montré que le chirp adiabatique des lasers DFB peut être réduit en annulant les effets du facteur de couplage phase amplitude α_H par un fort taux d'injection optique [1]. Par conséquent, une nouvelle approche pour améliorer la portée de transmission consiste à piloter le chirp adiabatique des lasers DFB grâce à des techniques de contrôle externes.

Dans la deuxième partie du présent chapitre, nous démontrons expérimentalement et par la simulation, la stabilisation du chirp sur une large bande de modulation à travers une rétroaction optique externe adéquate et bien contrôlée. L'investigation est réalisée sur des DML à puits quantiques à travers une analyse du comportement du CPR où la rétroaction

optique est implémentée à travers une longue cavité externe. La rétroaction optique peut être facilement introduite dans un laser modulateur intégré (EML) regroupant un DML et un EAM ayant une facette de sortie sans traitement antireflet. La génération et le contrôle du retour optique sur la section laser sont réalisés respectivement par la section du modulateur EAM et l'ajustement de l'absorption par la tension de polarisation.

3.1. Influence des phases aux facettes sur le comportement du chirp des lasers HR/AR-DFB

3.1.1. Comportement statique des lasers HR/AR-DFB : Etude théorique

3.1.1.a. Effet de la phase à la facette HR

i. Analyse au seuil

Dans le but d'augmenter l'efficacité quantique externe des lasers DFB, la conception optimale consiste à appliquer un traitement AR sur la facette avant et un traitement HR sur la facette arrière. Dans ce cas, la facette avant n'a aucun effet sur le mécanisme du laser. Cependant, l'interférence entre la facette arrière et le réseau de Bragg rend la sélection de la longueur d'onde d'émission sensible à la position du plan de clivage (figure 1.9).

Prenons le cas d'un laser DFB de longueur L où la facette HR (respectivement AR) est située à $z = L$ (respectivement $z = 0$). D'après les équations (1.14) et (1.15), la position l du plan de clivage par rapport au réseau de Bragg peut être située dans une zone de forte ou de faible indice (n_1 ou n_2 pour le cas d'un réseau rectangulaire) et est caractérisée par le déphasage φ_{HR}:

$$\varphi_{HR} = \frac{2\pi}{\lambda_B} \times n(z = L) \times l \tag{3.1}$$

λ_B est la longueur d'onde de Bragg et $n(z = L)$ est l'indice de réfraction de la demi-période non complète du réseau au voisinage de la face arrière (facette HR).

Nous avons vu dans le premier chapitre que la variation longitudinale d'indice $n(z)$ induite par la variation longitudinale de la densité de porteurs $N(z)$ (SHB) entraîne une modification de la longueur d'onde d'émission induisant ainsi le chirp adiabatique. Le phénomène du SHB est dépendant de la phase de la facette HR (φ_{HR}) qui contrôle les interférences entre le réseau et les facettes clivées.

La valeur de φ_{HR}, conditionne fortement le seuil et la sélection des modes DFB. D'après les conventions présentées au premier chapitre (paragraphe 1.1.3.d), la dépendance du mode DFB lasant avec la phase de la facette HR, est illustrée par une distribution quasi-parabolique des pertes DFB normalisées au seuil ($\alpha_{DFB} \times L$) portées en fonction de l'écart de Bragg normalisé (δL) défini par l'équation (1.8). Cette distribution obtenue par la résolution de la condition au seuil (2.23) est illustrée par la figure 3.1, dans le cas où R_{AR} = 0,1%.

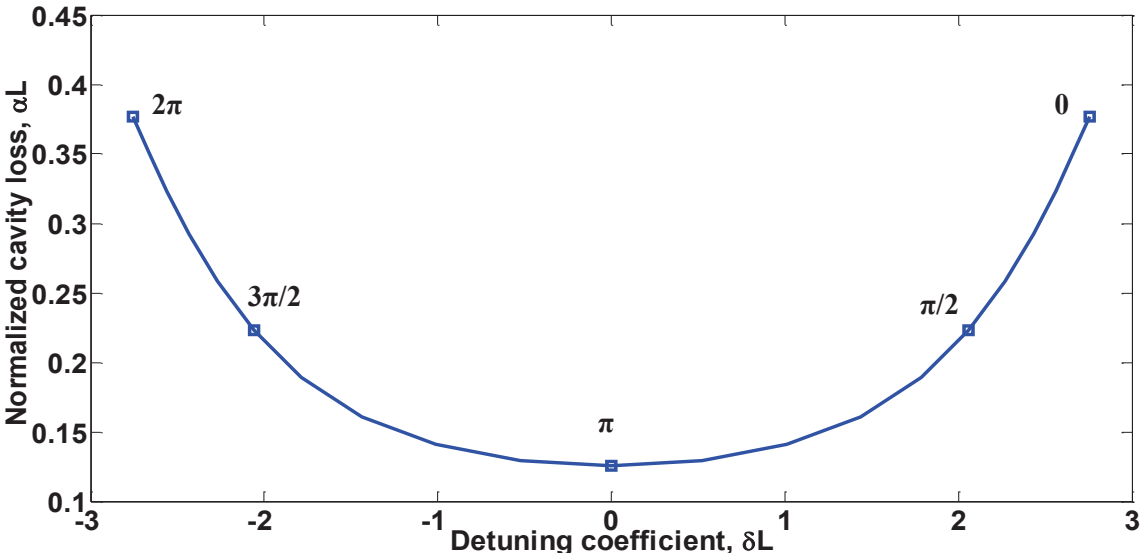


Figure 3.1: Variation au seuil des pertes normalisées de la cavité (pertes DFB) calculées en fonction de l'écart de Bragg normalisée (coefficient du detuning) pour un laser HR/AR-DFB pour plusieurs cas de phase φ_{HR} de 0 à 2π, L = 300 μm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0.1%, κL=1,6

La perte DFB minimale est obtenue à la longueur d'onde de Bragg (δL = 0) pour $\varphi_{HR} = \pi$. Ce cas optimal, facilement explicable, a été étudié dans le premier chapitre (paragraphe 1.1.3.d). Dans ce cas, le laser se comporte de façon similaire à une cavité λ_B /2 entourée de deux réseaux de Bragg parfaitement accordés. Dans cette configuration résonante, la longueur d'onde d'émission est égale à λ_B et la densité de photons présente un maximum au niveau de la facette HR. Le mode laser atteint ses plus faibles pertes DFB. Dans ce cas, le laser DFB est équivalent à un laser DFB phase-shift $\lambda/4$ traité AR/AR (figure 1.11(a)).

Lorsque la phase de la facette HR subit une déviation de $\pm\Delta\varphi$ par rapport à π, nous obtenons une solution pour $\varphi_{HR} = \Delta\varphi$ et une autre pour $\varphi_{HR} = -\Delta\varphi$ qui sont dégénérées en perte et positionnées à des longueurs d'onde symétriques par rapport à la longueur d'onde de Bragg. La figure 3.1 montre que lorsque la phase φ_{HR} varie de 0 à 2π, la longueur d'onde d'émission se déplace progressivement vers les grandes longueurs d'ondes. Elle est inférieure à λ_B pour $\varphi_{HR} < \pi$ (figure 3.2(a)), tandis que lorsque la phase φ_{HR} varie de π à 2π, la longueur d'onde d'émission est supérieure à λ_B (figure 3.2(b)).

Notons que la situation $\varphi_{HR} = 0\ [2\pi]$ peut être approchée à partir de la situation centrale ($\varphi_{HR} = \pi$, $\lambda = \lambda_B$) soit en faisant diminuer la phase φ_{HR} de π à 0 (évolution vers les courtes longueurs d'onde), soit en faisant augmenter la phase φ_{HR} de π à 2π (évolution vers les grandes longueurs d'onde). Il existe donc deux solutions de même pertes de cavité pour $\varphi_{HR} = 0\ [2\pi]$: le laser devient bimode.

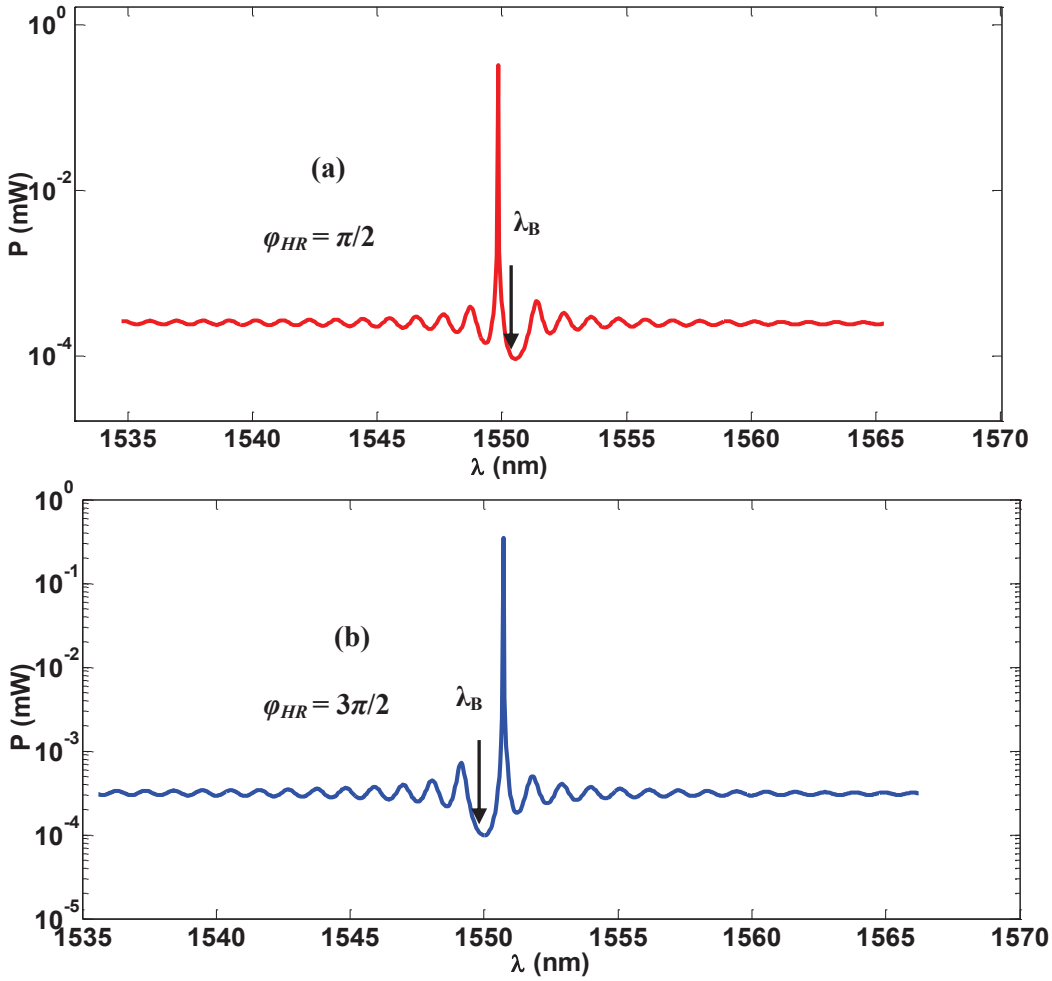


Figure 3.2: Spectre du laser simulé pour $\varphi_{HR} = \pi/2$ (a) et $\varphi_{HR} = 3\pi/2$ (b), L=300 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,6

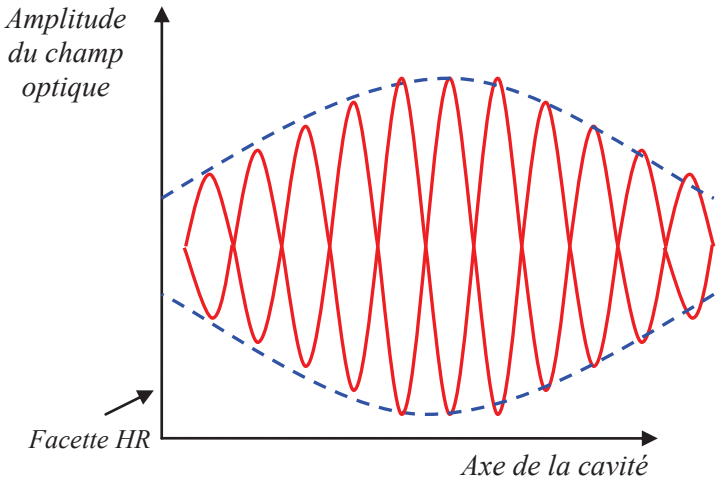


Figure 3.3: Variation de l'enveloppe du champ optique le long de la cavité laser Spectre du laser simulé pour φ_{HR} = 0 [2π], R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%

Il a été vu au premier chapitre que lorsque φ_{HR} s'approche de 0 [2π], un système d'interférences destructives se crée entre la facette HR et le réflecteur de Bragg Pour ce cas, le laser devient donc bimode puisque les deux modes lasers situés de part et d'autre de la bande interdite atteignent simultanément les plus faibles pertes DFB.

ii. Analyse au dessus du seuil : le SHB

Au dessus du seuil, le couplage électron-photon crée une interdépendance entre la densité de photons $S(z)$, la densité de porteurs $N(z)$ et l'indice de réfraction $n(z)$. Toute variation locale de $S(z)$ agit sur $n(z)$ et entraîne une distorsion de la périodicité du réseau de Bragg. En contrepartie, ces distorsions modifient la sélectivité du laser et la distribution longitudinale de la puissance [2]. En raison de la sensibilité des effets non linéaires à la position des deux facettes par rapport au réseau, il n'est pas simple de trouver un moyen de classification des lasers DFB en familles homogènes. Pour le cas des lasers HR/AR-DFB avec très faible R_{AR} (de l'ordre de 0,1%), la symétrie de la figure 3.1 suggère, cependant, que la population entière des lasers DFB peut être divisée en deux classes différentes dont les propriétés seront analysées ci-dessous.

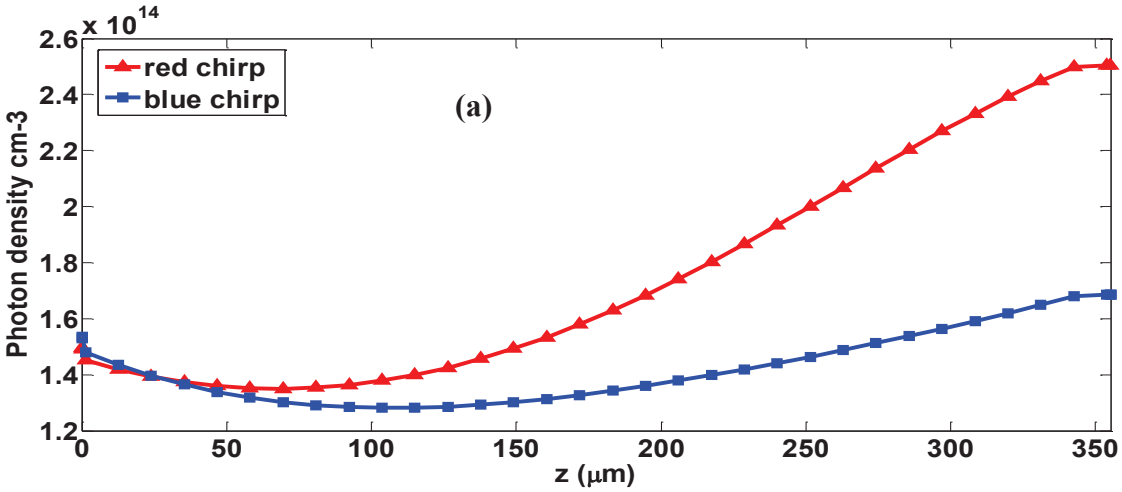
Au dessus du seuil, la figure 3.4(a) montre que la distribution longitudinale de la densité de photons présente un maximum au voisinage de la facette HR. Cet effet est facile à anticiper dans le cas où $\varphi_{HR} = \pi$, en raison de la résonance sur la facette HR. Cette non-uniformité spatiale diminue lorsque la phase s'éloigne de π. Cependant, même lorsque la phase de la facette HR s'éloigne significativement de π (dans la figure 3.4(a), $\varphi_{HR} = 0{,}4\pi$ et $\varphi_{HR} = 1{,}4\pi$), la

cavité désaccordée formée entre la facette HR et le réseau de Bragg conserve une résonance qui maintient le maximum d'amplitude du champ au niveau la facette HR.

Deux effets principaux appelés ci-dessous « *local* » et « *distribué* » permettent d'expliquer les variations de fréquence de la longueur d'onde d'oscillation avec la puissance émise (figure 3.6).

Effet local: pour $\varphi_{HR} = \pi$, il se forme autour de la facette HR une cavité Fabry-Perot résonante λ/2 parfaitement accordée au seuil à la longueur d'onde de Bragg (λ_B) et le laser émet à λ_B. Lorsque le courant augmente, la puissance présente un maximum au niveau la facette HR. La densité de porteurs est *localement* réduite et l'indice $n(z = L)$ augmente puisque *dn/dN* est négatif. En conséquence la longueur optique de la cavité Fabry-Perot augmente légèrement, la longueur d'onde d'émission reste accordée à la cavité, et le laser présente un chirp rouge (CCR adiabatique négatif) de quelques dizaines de MHz. Cet effet se conserve même lorsque la phase s'éloigne du cas résonant $\varphi_{HR} = \pi$ et l'on observe un chirp rouge au seuil pour toutes les phases.

Effet distribué: l'équation (3.1) montre que la phase à la facette augmente avec $n(z = L)$. Cette variation locale induit une modification des pertes DFB normalisées orientées des grandes longueurs d'onde (petit δL) vers les grandes longueurs d'onde (fort δL) en tout point de la figure 3.1. Pour $\varphi_{HR} < \pi$, les pertes diminuent alors que pour $\varphi_{HR} > \pi$, les pertes augmentent. La variation des pertes DFB se traduit par un changement de la densité de porteurs moyenne avec une variation inverse de l'indice effectif moyen dans la cavité. Ainsi, la densité moyenne des porteurs diminue pour $\varphi_{HR} < \pi$, et augmente pour $\varphi_{HR} > \pi$.



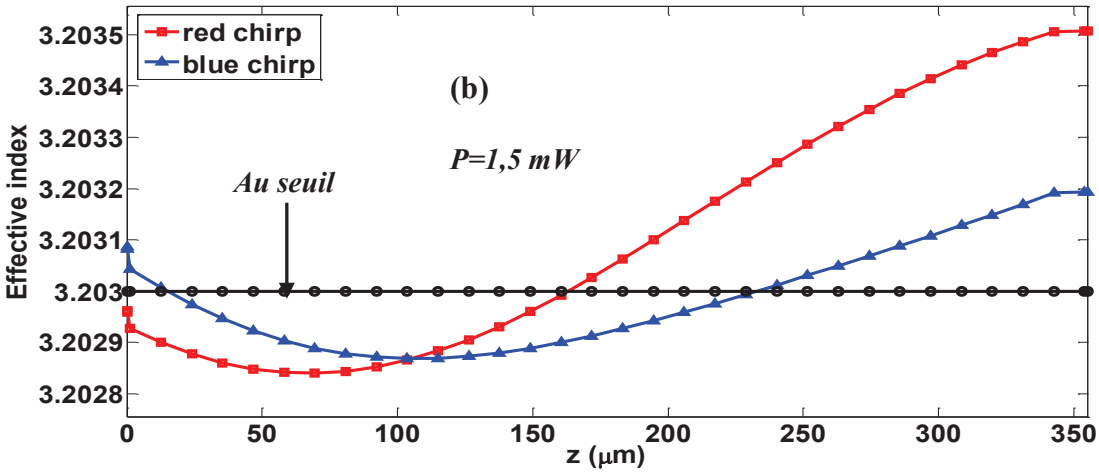


Figure 3.4: Distribution longitudinale de la densité de photon (a) et de l'indice effectif de la cavité (b) pour un laser AR/HR-DFB pour φ_{HR} = 0,4π (chirp rouge) et φ_{HR} = 1,4π (chirp bleu), L= 350 μm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,6, P =1,5 mW, la facette AR est située à z = 0

Pour $\varphi_{HR} < \pi$ (figure 3.4(b), φ_{HR} = 0,4π), l'augmentation de l'indice effectif moyen dans la cavité entraîne une augmentation de la longueur d'onde de Bragg donnée par l'équation (1.4) et donc une augmentation de la longueur d'onde d'émission (chirp rouge : CCR adiabatique négatif) tandis que pour $\varphi_{HR} > \pi$ (figure 3.4(b), φ_{HR} = 1,4π), la diminution de l'indice effectif moyen dans la cavité entraîne une réduction de la longueur d'onde de Bragg et donc une diminution de la longueur d'onde d'émission (chirp bleu : CCR adiabatique positif). Cet effet est clairement illustré dans la figure 3.5 qui montre l'évolution de la parabole (figure 3.1) en fonction du courant de polarisation.

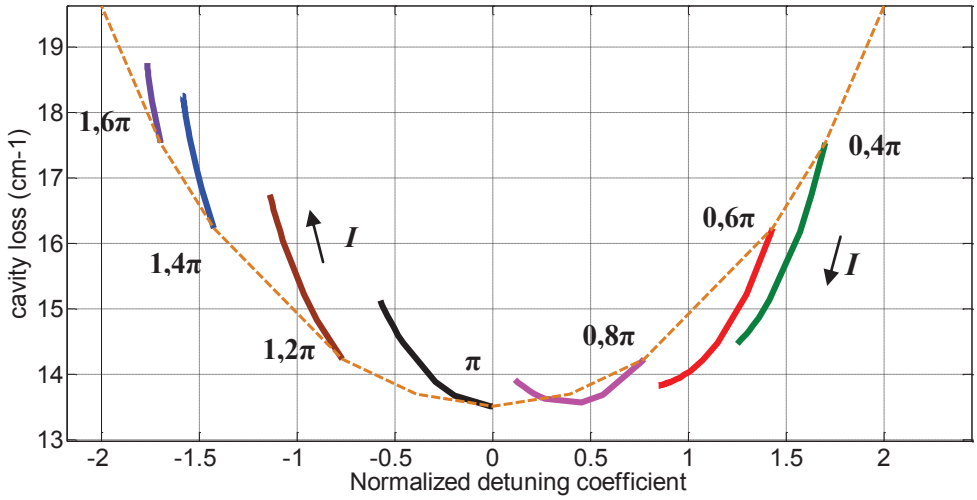


Figure 3.5: Variation au dessus du seuil des pertes normalisées de la cavité (pertes DFB) calculées en fonction de l'écart de Bragg normalisée (coefficient du detuning) pour un laser AR/HR-DFB et pour plusieurs cas de phase φ_{HR} de 0 à 2π, L=350 μm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,4

L'impact de ces deux effets sur la longueur d'onde est présenté dans la figure 3.6 où le CCR calculé en régime adiabatique est tracé en fonction de la puissance de sortie. Pour les

puissances extrêmement faibles, la densité moyenne de porteurs ne varie pas trop et donc l'effet « *local* » de la cavité devient le mécanisme prédominant. En conséquence, le laser présente un chirp rouge quelle que soit la valeur de phase à la facette. Cependant, le deuxième mécanisme (l'effet *« distribué »*) prend la relève rapidement et les deux familles des lasers DFB apparaissent. Le laser DFB qui émet à courte longueur d'onde présente un chirp rouge tandis que le laser émettant à grande longueur d'onde présente un chirp bleu.

Afin de comprendre le comportement asymptotique dans la figure 3.6, l'évolution de la distribution longitudinale de l'indice effectif de la cavité en fonction du courant d'injection est présentée dans la figure 3.7. Au seuil, l'indice est uniforme puisqu'il n'y a pas de SHB. Rapidement au dessus du seuil, la distribution de la densité de porteurs devient inhomogène avec un changement des pertes DFB et de la longueur d'onde d'émission. Pour les fortes puissances, le profil longitudinal d'indice ne change plus en fonction de la puissance de sortie. Le profil d'indice étant stabilisé, les pertes DFB ne varient plus et le SHB cesse d'induire une variation de la longueur d'onde. Notons que pour les fortes puissances, le CCR n'est pas nul à cause de la compression du gain et de la variation des pertes internes qui nécessitent une augmentation uniforme de la densité de porteurs afin de maintenir la condition d'oscillation laser (gain égal aux pertes). L'indice effectif moyen décroit engendrant un chirp bleu. Cet effet est bien connu pour les lasers de type FP. Il est décrit par le deuxième terme de l'équation (1.71).

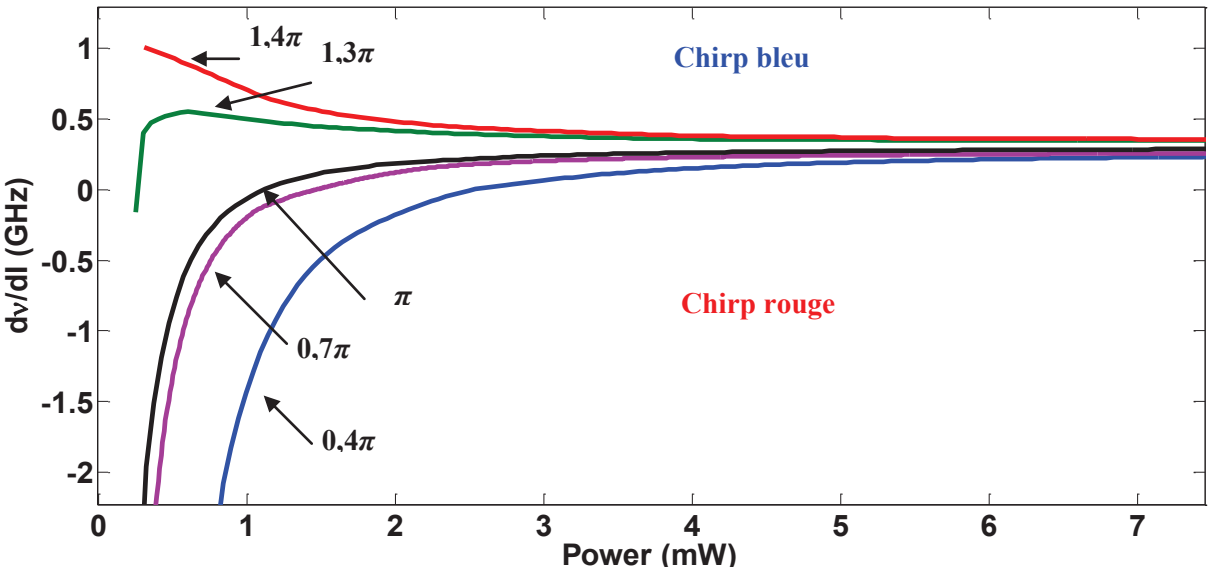


Figure 3.6: Variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction de la puissance de sortie pour plusieurs cas de phase φ_{HR} pour un HR/AR-DFB, L=300 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,6

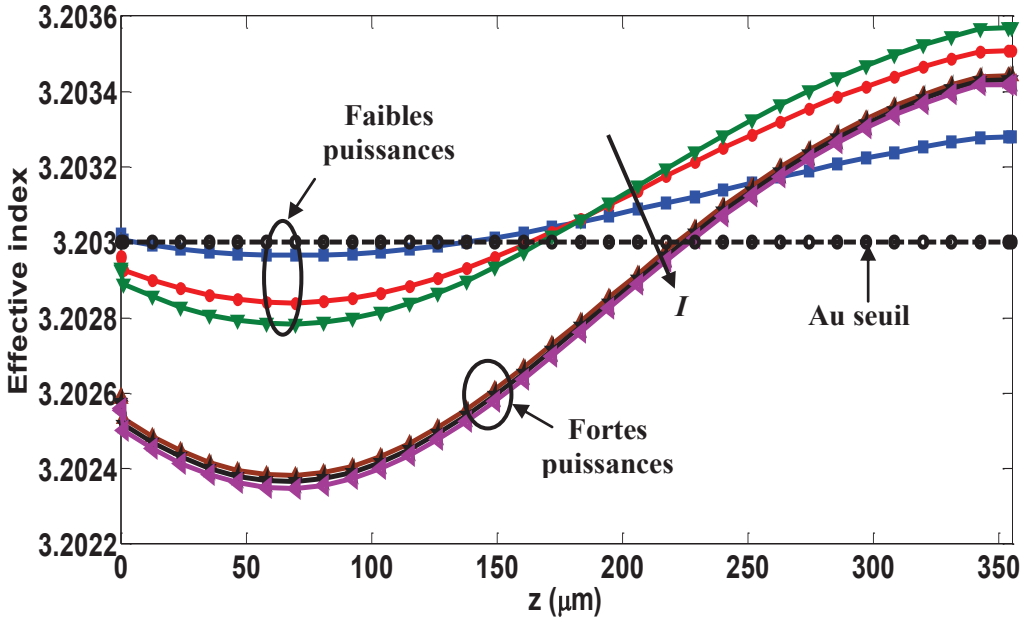


Figure 3.7: Evolution de la distribution longitudinale de l'indice effectif de la cavité en fonction du courant d'injection pour un laser AR/HR-DFB pour φ_{HR} = 0,4π, L = 350 μm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,6, P=1,5 mW, la facette AR est située à z = 0

La figure 3.8 montre la variation des pertes DFB en fonction du courant d'injection pour deux valeurs de $\varphi_{HR} = 0{,}6\pi$ et $\varphi_{HR} = 1{,}4\pi$. Cette figure montre bien l'impact du SHB sur les pertes de la cavité. Pour $\varphi_{HR} < \pi$, les pertes DFB diminuent avec la puissance tandis que pour $\varphi_{HR} > \pi$, les pertes DFB augmentent. En conséquence, la modulation du courant entraînera une modulation des pertes de la cavité. Pour les lasers émettant à courtes longueurs d'ondes, l'augmentation du courant d'injection mène à une augmentation de la puissance qui induit, en raison du SHB, une réduction des pertes DFB, et par voie de conséquence, une nouvelle augmentation de la puissance. Ce mécanisme est favorable aux situations d'instabilité. Ce point n'a cependant pas été approfondi dans le cadre de cette thèse. Les lasers émettant à grandes longueurs d'ondes ne présentent pas de tels risques lorsque le courant augmente les pertes de la cavité augmentant au lieu de diminuer.

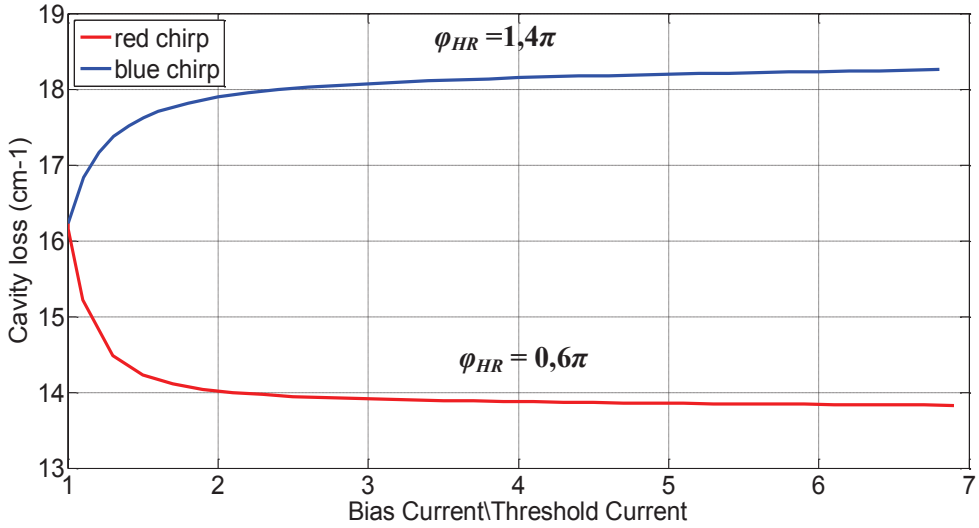


Figure 3.8: Evolution des pertes de la cavité (perte DFB) en fonction du rapport entre le courant d'injection (Bias Current) et le courant seuil (Threshold Current) pour φ_{HR} = 0,4π (red chirp) et 1,6π (blue chirp) pour un laser HR/AR-DFB, L= 300 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,4

3.1.1.b. Effet de la phase à la facette AR

i. Analyse au seuil

Pour mettre en évidence l'effet de la facette AR, nous augmentons la réflectivité au niveau de la facette AR (R_{AR}) de 0,1% à 5% ainsi que le coefficient de couplage du réseau de Bragg (κL = 2,4) afin de réduire la sensibilité du laser à la réflectivité de la facette AR. La figure 3.9 montre que la variation des pertes DFB ($\alpha_{DFB} \times L$) au seuil en fonction de l'écart de Bragg normalisé δL (équation (1.8)) présente une distribution quasi-elliptique lorsque la phase de la facette AR varie pour une valeur de φ_{HR} fixée. Les ellipses sont plus ou moins étirées dans la direction de l'axe des ordonnées. Cette figure montre que lorsque le traitement de la facette AR n'est pas parfait, la variation de la φ_{AR} peut entrainer le basculement des grandes longueurs d'onde d'émission (écart de Bragg négatif : $\delta L < 0$ ou λ- $\lambda_B > 0$) vers des courtes longueurs d'onde (écart de Bragg positif : $\delta L > 0$ ou λ- $\lambda_B < 0$) ou bien l'inverse. Pour un φ_{HR} au voisinage de π, φ_{AR} n'a aucun effet sur la longueur d'onde d'émission tandis qu'en s'éloignant de π, les ellipses commencent à s'ouvrir permettant de passer d'un coté à l'autre de λ_B lorsque φ_{AR} varie, induisant ainsi la possibilité de saut de mode au dessus du seuil.

Pour φ_{HR} proche de 0 (respectivement 2π), le changement de la position du mode laser par rapport à la longueur d'onde de Bragg s'effectue pour des valeurs de φ_{AR} comprises entre π et 2π (respectivement 0 et π). L'exemple dans la figure 3.9(b) montre un changement de couleur à 0,1π et 0,6π pour φ_{HR} = 1,6π (respectivement à 1,2π et 1,9π pour φ_{HR} = 0,4π).

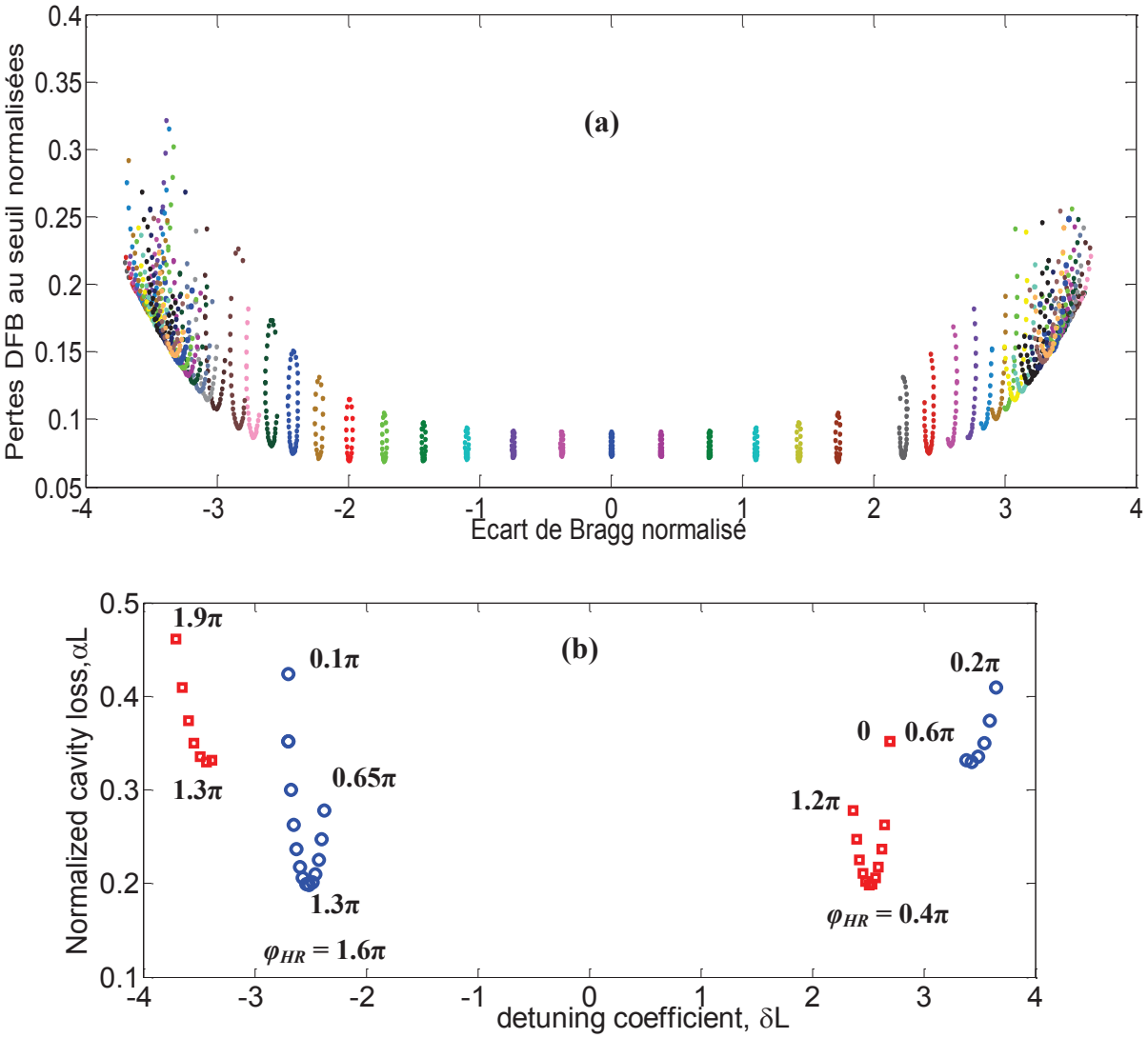


Figure 3.9: Variation au seuil des pertes normalisées de la cavité (pertes DFB) calculées en fonction de l'écart de Bragg normalisée (coefficient du detuning) pour un laser HR/AR-DFB pour plusieurs cas de phase φ_{AR} et φ_{HR} entre 0 à 2π, L= 300 μm (a) L= 470 μm (b), R_{HR} = 95%, R_{AR} = 5%, κL = 2,4

ii. Analyse au dessus du seuil

La figure 3.10 montre le CCR adiabatique calculé en fonction de la puissance de sortie pour plusieurs valeurs de φ_{AR} à φ_{HR} fixé à 1,6π. Le signe du chirp n'est plus prédictible à ce stade à partir de la seule connaissance de la longueur d'onde d'émission. D'après la figure 3.9, on observe que pour φ_{HR} = 1,6π et φ_{AR} = 0,4π, le laser émet vers les courtes longueurs d'onde (λ-λ_B < 0). Ce laser présente un chirp rouge confirmant le critère de sélection des lasers DFB avec un traitement AR parfait (figure 3.11). Un contre exemple, illustré par la figure 3.11 montre que le chirp d'un laser DFB émettant vers les grandes longueurs d'onde (λ-λ_B > 0) peut changer de couleur à φ_{HR} fixé. En effet, la couleur du chirp bascule du bleu (φ_{AR} = 0,65π, 0,74π et π) vers le rouge (φ_{AR} = 1,7π). On, remarque que lorsque R_{AR} n'est pas

nul, la seule connaissance de la position du mode laser par rapport à λ_B ne permet pas de caractériser le chirp à faibles puissances. L'évaluation du spectre peut donc constituer une solution pour clarifier une telle situation.

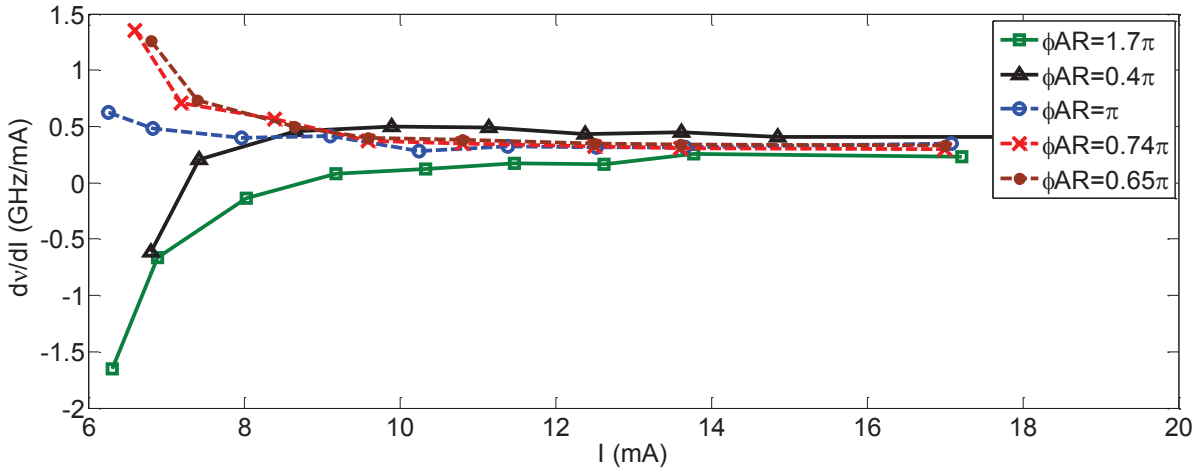


Figure 3.10: Variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant d'injection pour plusieurs cas de phase φ_{AR} avec φ_{HR} fixé à 1,6π pour un HR/AR-DFB, L= 470 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 5%, κL = 2,4

Nous rappelons que la particularité des lasers HR/AR-DFB provient de l'interaction du réseau de Bragg et des réflexions des deux facettes AR et HR. Les différents cas de figure sont illustrés dans les spectres calculés à φ_{HR} fixé à 1,6π (figure 3.11).

La figure 3.11(a) montre le spectre d'un laser émettant vers les courtes longueurs d'onde et tendant à induire un chirp rouge (CCR<0). La figure du spectre montre que les modes secondaires de fortes amplitudes sont situés du même coté que le mode laser par rapport à la longueur d'onde de Bragg. Les deux phases aux facettes HR et AR induisent le même effet spectral favorisant le laser à émettre vers les courtes longueurs d'onde (λ- λ_B < 0).

La figure 3.11(b) montre le spectre du laser DFB pour une phase AR particulière qui correspond à la frontière de changement de position de la longueur d'onde d'émission par rapport à la longueur d'onde de Bragg (φ_{AR} = 0,65π). Le laser émet la lumière vers les grandes longueurs d'onde tandis que les modes secondaires de fortes amplitudes sont situés de l'autre coté de la bande interdite (c'est à dire vers les courtes longueurs d'onde).

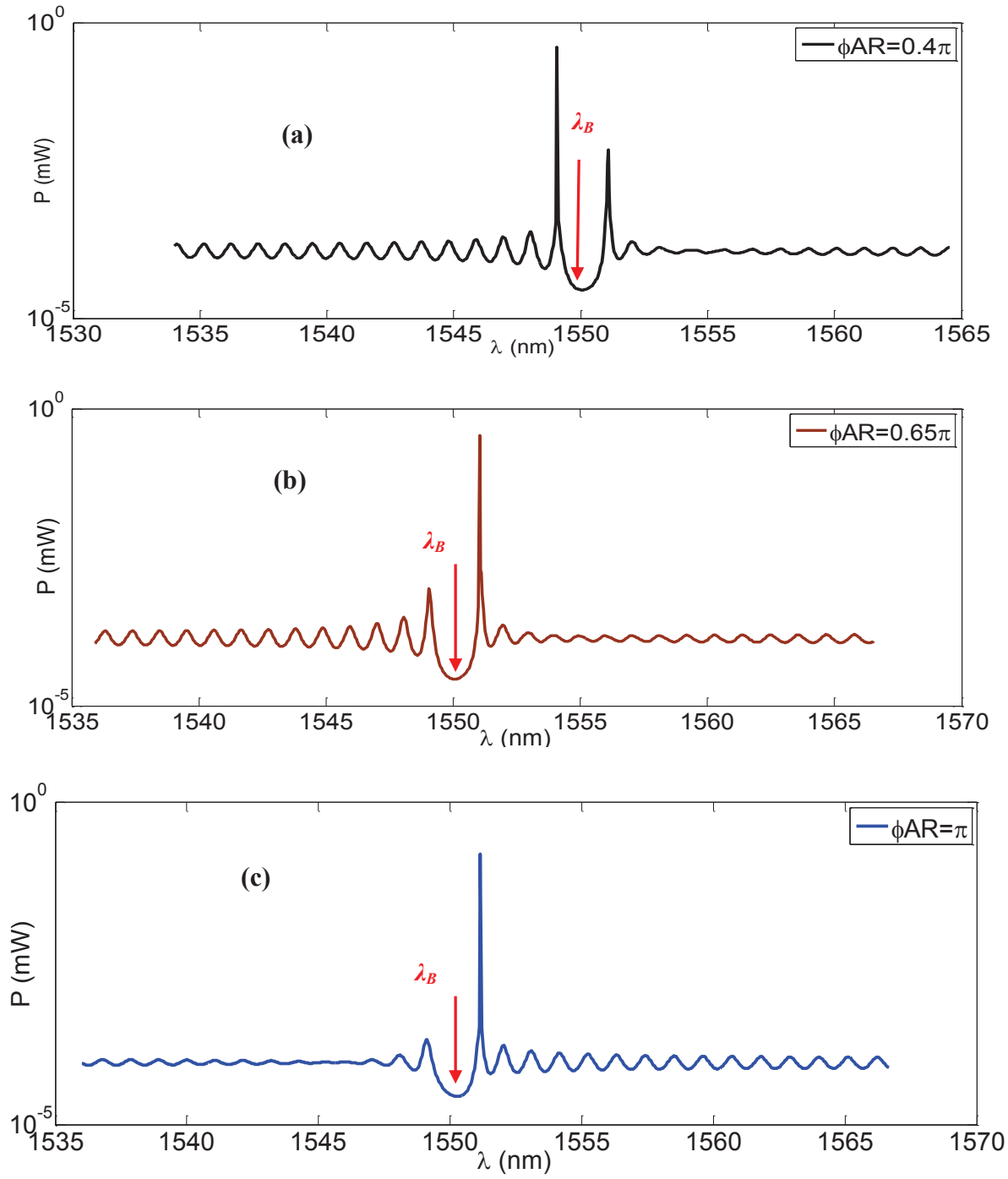


Figure 3.11: Spectre calculé proche du seuil pour φ_{AR} = 0,4π (a), φ_{AR} = 0,65π (b) et φ_{AR} = π (c), φ_{HR} est fixé à 1,6π pour un HR/AR-DFB, L=470 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 5%, κL = 2,4

Les deux phases aux facettes HR et AR sont en situation de conflit en termes d'effet spectral. Dans ce cas, le chirp reste bleu. Le comportement de ce type de lasers DFB est très sensible à la valeur des phases puisque dans les zones de changement de position de la longueur d'onde d'émission (saut de mode), la compétition entre le mode laser et les modes secondaires est assez grande permettant d'avoir des instabilités caractérisées souvent par un saut de mode ou un comportement bimode.

La figure 3.11(c) montre le spectre du laser DFB pour $\varphi_{AR} = \pi$. Ce cas représente l'inverse de celui du premier cas (figure 3.11(a)) où les deux phases aux facettes HR et AR induisent le même effet spectral. Le laser présente un chirp bleu.

La figure 3.12 montre le CCR adiabatique calculé en fonction du courant d'injection pour plusieurs valeurs de φ_{AR} avec φ_{HR} fixé à $0{,}4\pi$. On observe pour cet exemple que le signe du chirp du laser reste inchangé quelle que soit la valeur de φ_{AR} malgré le changement du mode laser du rouge vers le bleu. Bien que la phase de la facette AR puisse fortement changer la couleur du mode d'émission laser, son influence sur le comportement du chirp peut être forte ou faible selon la valeur de φ_{HR}.

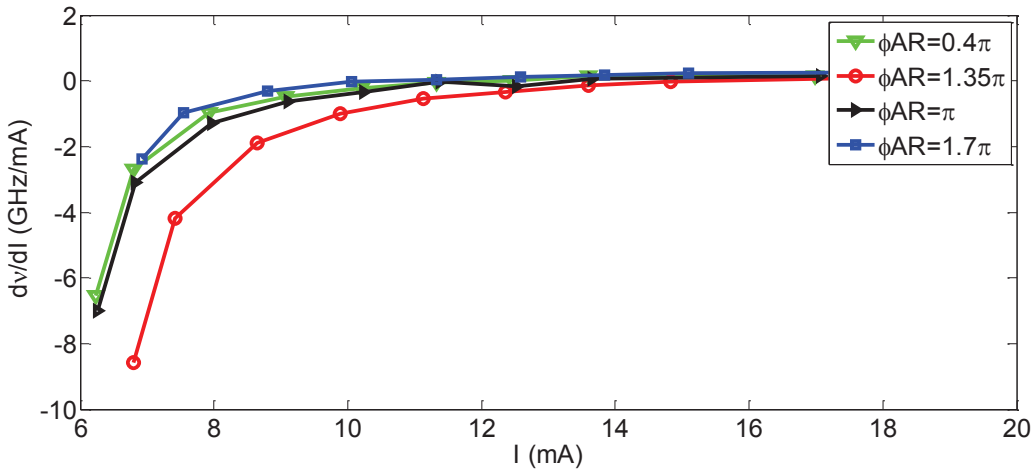


Figure 3.12: Variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant d'injection pour plusieurs cas de phase φ_{AR} à φ_{HR} fixé à $0{,}4\pi$ pour un HR/AR-DFB, L= 470 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 5%, κL = 2,4

En conséquence, il est nécessaire de garder un traitement AR parfait (faible R_{AR}) pour assurer la prédiction du comportement du chirp à travers la position de la longueur d'onde d'émission par rapport à la longueur d'onde de Bragg qui peut être obtenue d'une observation directe du spectre.

3.1.2. Comportement dynamique des lasers HR/AR-DFB : régime grand-signal

L'étude statique des deux familles de lasers HR/AR-DFB présentant respectivement un chirp bleu et un chirp rouge a montré que les pertes DFB augmentent ou diminuent au dessus du seuil selon la famille considérée (figure 3.8). Cette variation de pertes DFB impacte le rendement externe des lasers et induit des réponses temporelles différentes en modulation grand-signal.

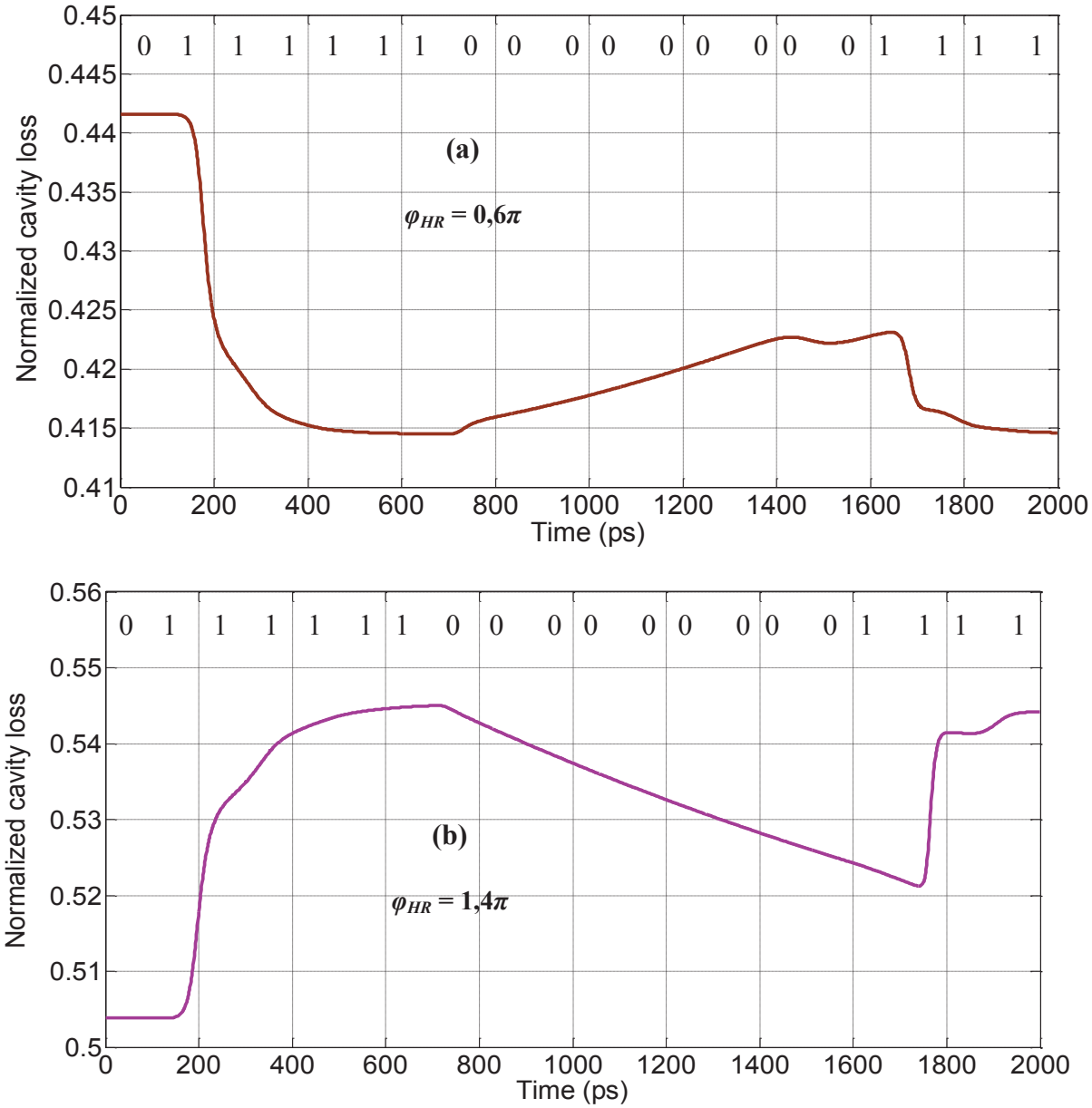


Figure 3.13: Comparaison des réponses temporelles grands-signaux en pertes normalisées de la cavité (pertes DFB) d'une séquence NRZ (0111111000000001111) appliquée à deux lasers HR/AR-DFB ayant un chirp rouge pour φ_{HR} = 0,6π, I_{laser} = 3,85×I_{seuil}, I_{pp} = 5,3×I_{seuil} (a) et bleu pour φ_{HR} = 1,4π, I_{laser} = 2,95×I_{seuil}, I_{pp} = 3,7×I_{seuil} (b) à 10 Gb/s, L=300 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,4, I_{seuil} = 6,65 mA

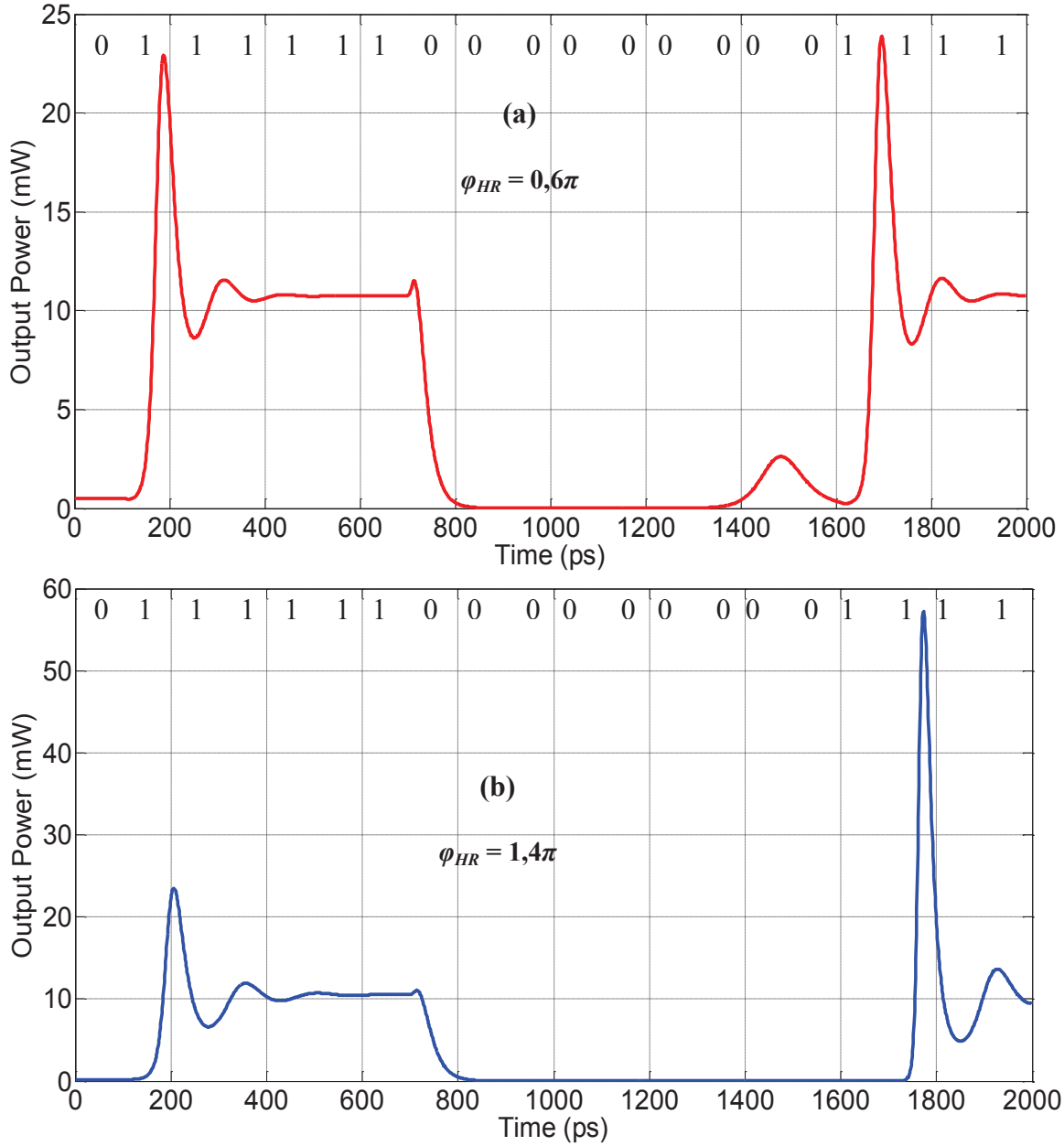


Figure 3.14: Comparaison des réponses temporelles grands-signaux en puissance de sortie d'une séquence NRZ (01111110000000001111) appliquée à deux lasers HR/AR-DFB ayant un chirp rouge pour φ_{HR} = 0,6π, I_{laser} = 3,85×I_{seuil}, I_{pp} = 5,3×I_{seuil} (a) et bleu pour φ_{HR} = 1,4π, I_{laser} = 2,95×I_{seuil}, I_{pp} = 3,7×I_{seuil} (b) à 10 Gb/s, L=300 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,4, I_{seuil} = 6,65 mA

Ce paragraphe présente une comparaison des réponses temporelles grands-signaux de deux lasers HR/AR-DFB de même longueur (L = 300 μm) ayant un traitement AR presque parfait (R_{AR} = 0,1%), un facteur de couplage du réseau de Bragg κL = 1,4 et présentant respectivement un chirp rouge (φ_{HR} = 0,6π) et bleu (φ_{HR} = 1,4π). Les valeurs de phases à la facette HR sont choisies de telle façon que les deux lasers présentent les mêmes pertes DFB au seuil (il s'agit du seuil caractéristique du laser) et donc le même courant de seuil I_{seuil}. Le courant de polarisation I_{laser} et de modulation pic-à-pic I_{pp} des deux lasers sont optimisés afin d'avoir un niveau de puissance de l'ordre de 0,2 mW pour l'état 0 et de 11 mW pour l'état 1.

Les résultats de simulation sont obtenus en exploitant la nouvelle méthode de calcul dynamique de la réponse temporelle en régime grand-signal (figure 2.14). Pour mettre en évidence l'effet de la variation des pertes DFB en modulation, on ne considère que des pertes internes fixes et indépendantes de la densité de porteurs (équation (2.16)). Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'évolution temporelle des pertes DFB, de la puissance émise, de la densité moyenne de porteurs et du chirp. Pour faciliter l'analyse et montrer des effets remarquables induits par la variation des pertes, nous avons choisi une séquence de modulation NRZ (01111110000000001111) à 10 Gb/s qui alterne le régime de relaxation (transition 10 et 01) et le régime adiabatique (longue suite de 1 ou de 0).

La figure 3.13 montre la variation temporelle induite sur les pertes DFB qui méne à un seuil (le gain net est égal aux pertes DFB) qui varie en fonction du temps. Comme attendu, en passant de l'état 0 à l'état 1 à t = 100 ps, la variation des pertes DFB est marquée par une diminution pour le cas φ_{HR} = 0,6π et une augmentation pour le cas φ_{HR} = 1,4π. Plusieurs phénomènes inattendus sont à tirer de cette variation des pertes, expliquant notamment pourquoi il est très difficile de moduler les lasers DFB près du seuil caractéristique.

3.1.2.a. Passage sous le seuil

i. Cas des lasers ayant un chirp rouge : φ_{HR} = 0,6π

Lorsque le laser passe de l'état 0 à l'état 1, les pertes de cavité diminuent et le gain se stabilise à une valeur inférieure à celle du seuil. Lorsque le laser commute de l'état 1 à l'état 0, le courant de pompage diminue. La puissance optique chute ce qui réduit le SHB et fait remonter les pertes (figure 3.13(a)). La densité de porteurs devient inférieure à la densité de porteur nécessaire pour que le gain égale les pertes (figure 3.15(a)). Le composant cesse de laser, alors que le courant injecté est à tout instant supérieur au courant de seuil caractéristique (I_{seuil}).

ii. Cas des lasers ayant un chirp bleu : φ_{HR} = 1,4π

Lorsque le laser commute de l'état 0 à l'état 1, les pertes de cavité augmentent (figure 3.13(b)) et sont au dessus des pertes au seuil. Lorsque le laser change d'état et passe à 0, la densité de porteurs croise la valeur du seuil statique de l'état 0 (figure 3.15(b)). A cet instant, le gain net dynamique n'est pas égal aux pertes DFB dynamiques (voir figure 3.13(b)). En conséquence, l'effet laser ne peut se maintenir, et le composant cesse d'émettre. Là aussi cependant, le courant injecté est toujours supérieur au courant de seuil. Ainsi, la variation des

pertes avec la puissance optique peut induire dans certaines situations l'extinction de l'effet laser sans que ce phénomène soit lié aux oscillations de relaxation et alors que le courant injecté est toujours au dessus de la valeur de courant au seuil. Ce phénomène rend très difficile de moduler un laser DFB avec un fort taux d'extinction.

3.1.2.b. Dynamique de porteurs lente

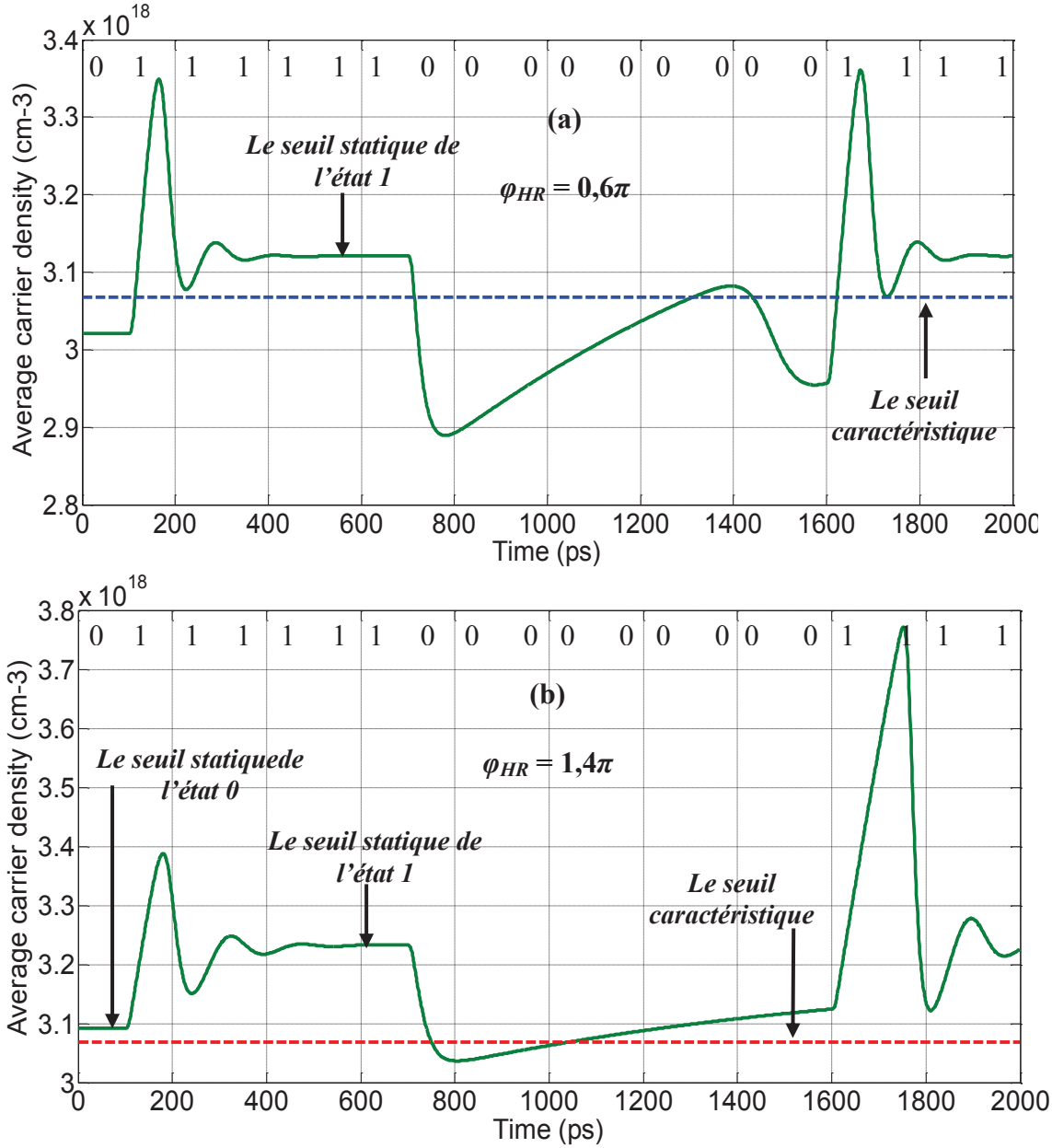


Figure 3.15: Comparaison des réponses temporelles grands-signaux en densité moyenne de porteurs d'une séquence NRZ (01111110000000001111) appliquée à deux lasers HR/AR-DFB ayant un chirp rouge pour φ_{HR} = 0,6π, I_{laser} = 3,85×I_{seuil}, I_{pp} = 5,3×I_{seuil} (a) et bleu pour φ_{HR} = 1,4π, I_{laser} = 2,95×I_{seuil}, I_{pp} = 3,7×I_{seuil} (b) à 10 Gb/s, L=300 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,4, I_{seuil} = 6,65 mA

Un résultat inattendu de la simulation se révele lorsque la densité de porteurs diminue au dessous de la valeur du seuil statique relatif à l'état 0 (entre t = 700 ps et t = 800 ps) : le

laser cesse d'émettre et la dynamique du composant est uniquement portée par l'équation d'évolution des porteurs (équation 2.33) puisque la densité de photons est nulle. Cette équation est réduite à deux termes, le terme de pompage, et le terme de recombinaison spontanée, le terme de recombinaison stimulé étant nul lorsque le laser n'émet pas. De façon à simplifier l'analyse, considérons que le temps de recombinaison spontanée est une constante τ_e indépendante de la densité de porteurs (hypothèse non retenue pour les simulations). Soit I_p le courant injecté et définissons N_p comme $N_p/\tau_e = I_p$. La densité de porteurs obéit alors à une équation très simple :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{N_p}{\tau_e} - \frac{N}{\tau_e} \tag{3.2}$$

dont la résolution est immédiate :

$$N(t) = [N_0 - N_p]\exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) + N_p \tag{3.3}$$

La dynamique est pilotée par le temps de vie des porteurs (équation (3.3)) et est indépendante du taux de pompage électrique. Il faut une durée typique de l'ordre de τ_e pour que la population de porteurs redevienne uniforme lorsque le laser s'éteint et pour que le SHB s'annule. Pendant cette durée (τ_e), la distribution longitudinale de l'indice dans la cavité est encore non uniforme et le SHB continue d'affecter le comportement du laser malgré l'absence des photons. Cette dynamique de recouvrement très lente, de l'ordre de la nanoseconde, est facilement observable sur les figures 3.13 et 3.15.

3.1.2.c. La commutation de gain (impulsion faibles, impulsion géantes)

En raison de ce passage sous le seuil et cette dynamique lente, des effets de commutation de gain (gain-switching) peuvent survenir:

i. Cas des lasers ayant un chirp rouge : $\varphi_{HR} = 0{,}6\pi$

Lors de la longue suite de zéro entre 700 et 1600 ps, il n'est pas attendu que le laser émette d'impulsion (figure 3.14(a)). Cependant, les porteurs augmentent en raison du pompage électrique qui est polarisé au dessus du seuil (figure 3.15(a)). Elle atteint progressivement une valeur suffisante pour que la valeur du gain égale aux pertes de la cavité puis devienne supérieure à celle des pertes de cavité qui ne sont pas revenues à leur valeur stationnaire. Le laser émet alors une impulsion (gain-switching) de faible amplitude à t = 1400 ps (courant à l'état 0) lors de la longue suite de 0, mais insuffisante pour dépléter le gain (figure 3.13(a)).

ii. Cas des lasers ayant un chirp bleu : $\varphi_{HR} = 1{,}4\pi$

Les pertes de cavité augmentent lors de l'émission du 1 (figure 3.13(b)). Lors de la suite de 0 qui suit, entre 700 et 1600 ps, les pertes de cavité restent élevées en raison du temps de recouvrement lent du SHB. La figure 3.15(b) montre que lorsque le laser passe à l'état 1 (à t = 1600 ps), le laser est encore sous le seuil (gain ne dépense pas les pertes de la cavité). L'arrivée d'un courant élevé (état 1) induit un effet de commutation de gain (gain-switching) et une impulsion « géante » est émise (figure 3.14(b)).

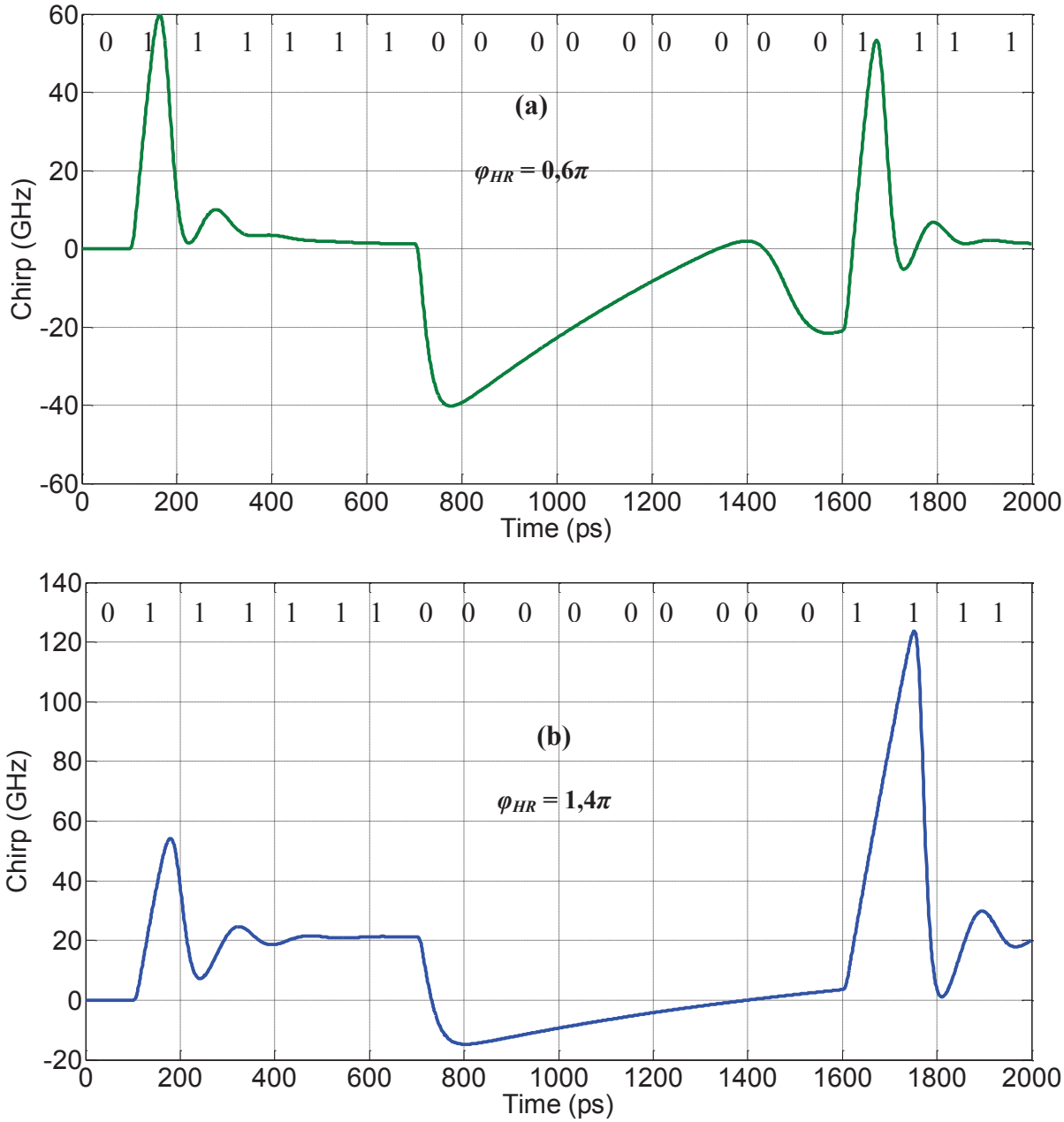


Figure 3.16: Comparaison des réponses temporelles grands-signaux en chirp d'une séquence NRZ (01111110000000001111) appliquée à deux lasers HR/AR-DFB ayant un chirp rouge pour $\varphi_{HR} = 0{,}6\pi$, $I_{laser} = 3{,}85 \times I_{seuil}$, $I_{pp} = 5{,}3 \times I_{seuil}$ (a) et bleu pour $\varphi_{HR} = 1{,}4\pi$, $I_{laser} = 2{,}95 \times I_{seuil}$, $I_{pp} = 3{,}7 \times I_{seuil}$ (b) à 10 Gb/s, L=300 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0,1%, κL = 1,4

La comparaison précédente montre donc un comportement dynamique différent entre les deux familles de laser. L'arrivée d'impulsions géantes peut être temporellement filtrée en aval du récepteur, mais induit un chirp important (lasers ayant un chirp bleu). La survenue d'impulsion faible lors d'une suite de zéros ferme l'œil et rend la décision moins facile (lasers ayant un chirp rouge).

A noter également la possibilité d'annuler le chirp adiabatique (équation (1.71)) dans le cas $\varphi_{HR} = 0{,}6\pi$ (figure 3.16(a)), en équilibrant le chirp induit par le SHB (rouge) et le chirp induit par la compression des porteurs (bleu). Le chirp adiabatique (équation (1.71)) est positif pour le cas $\varphi_{HR} = 1{,}4\pi$ à cause du chirp bleu induit par le SHB et la compression du gain.

3.1.3. Résultats expérimentaux

L'évaluation du comportement dynamique des DML est effectuée via des mesures en régime petit et grand signal. Ces mesures permettent d'évaluer le comportement en puissance (réponse AM) et en fréquence (réponse FM).

3.1.3.a. Etude expérimentale en régime petit-signal

L'étude expérimentale du comportement du chirp adiabatique des DML s'effectue à partir de l'analyse de la réponse FM en régime petit-signal. La caractérisation du comportement dynamique du DML en termes de fréquence se base sur une méthode de double mesure utilisant la fonction de transfert d'un interféromètre Mach-Zehnder (MZM) constitué de deux coupleurs fibrés [3]. Le montage expérimental de mesure du chirp petit-signal est illustré dans la figure 3.17. Ce montage est le même pour toutes les mesures de chirp effectuées dans la cadre de la thèse.

La réponse du laser à la modulation de son courant d'alimentation engendre à la fois une modulation d'amplitude (AM) et une modulation de fréquence (FM). Ainsi, la détermination des caractéristiques de la composante FM induite par la modulation du courant d'injection dans la cavité laser permet de remonter à la dérive de fréquence (« chirp »). La séparation de ces deux modulations inconnues ainsi que leur déphasage relatif est réalisée à l'aide de deux mesures successives aux points A et B de la fonction de transfert du MZM (figure 3.17). L'intervalle spectral libre de l'interféromètre (FSR : Free Spectral Range) est égal à l'inverse du retard temporel entre les deux bras du MZM. Afin de contrôler finement la différence de chemin optique, un transducteur piézo-électrique cylindrique est utilisé. Ce transducteur est connecté à un seul bras du MZM et contrôlé par circuit externe. Le point de

fonctionnement du MZM peut être réglé de manière à atteindre toutes les valeurs comprises dans une période de la réponse sinusoïdale en fréquence. Par exemple, les points A et B qui sont en opposition, correspondent à deux signaux s'interférant en quadrature l'un avec l'autre. Aux alentours de ces deux points, la caractéristique de l'interféromètre demeure linéaire. Dans cette région, la variation du photo-courant au niveau la photodiode est directement proportionnelle à la variation de la fréquence du signal optique. Cette variation doit être analysée pour une puissance optique constante. L'extraction du CPR ou du CCR complexes reliés au rapport FM/AM peut être effectuée en phase et en amplitude [3].

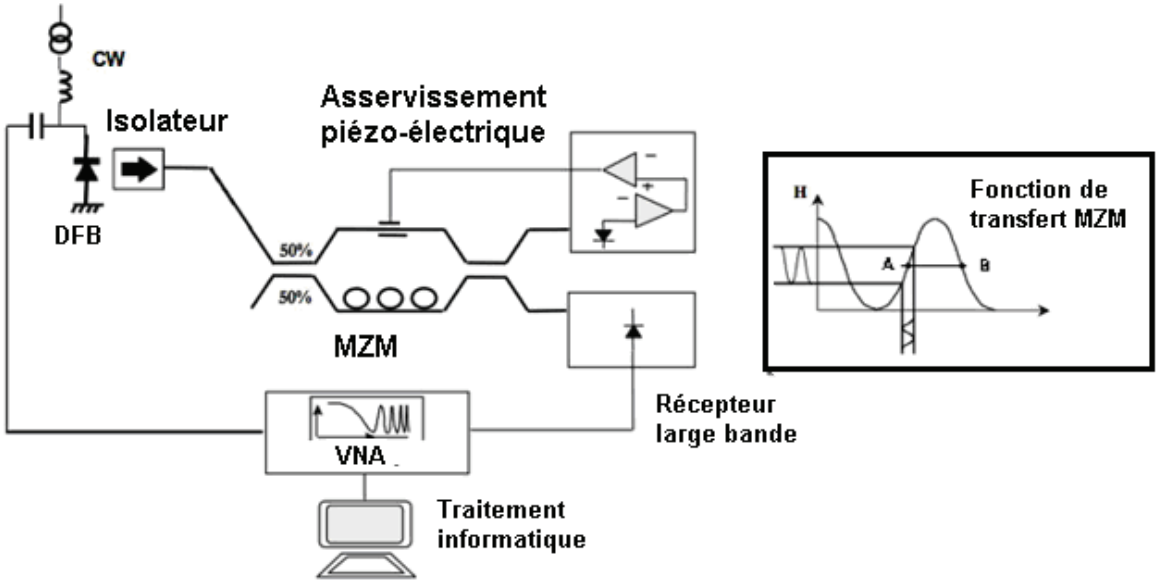


Figure 3.17: Synoptique du banc de mesure de la réponse AM et FM en petit-signal (d'après [3])

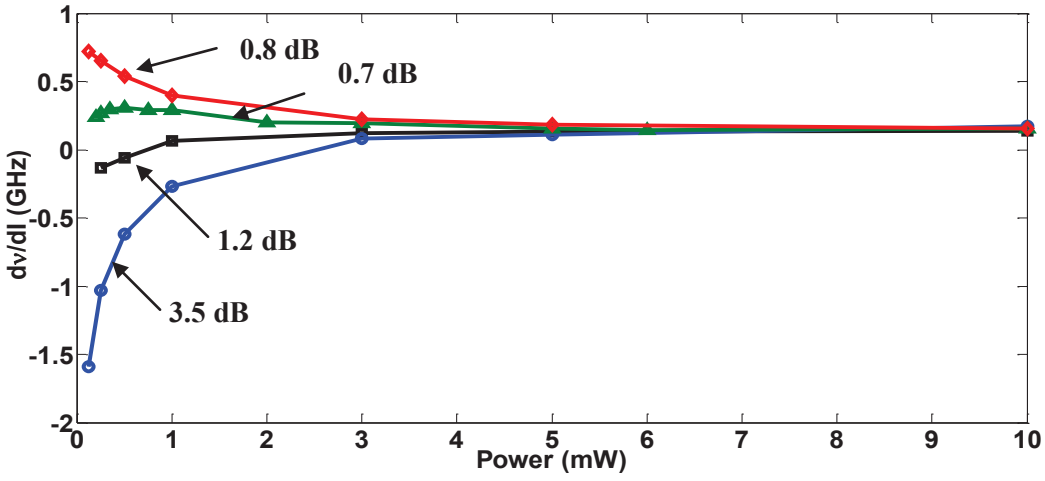


Figure 3.18: Variation du CCR mesuré en régime adiabatique en fonction de la puissance de sortie pour les lasers HR/AR-DFB relatifs à différentes phases aux facettes, L=300 µm, R_{HR} = 95%, R_{AR} = 0.1%, κL = 1,6. Valeurs de pénalité de transmission par rapport au BtoB mesurées à un BER de 10^{-9} aprés 300 km de fibre SMF à 2,5 Gb/s [4]

Le CCR mesuré en régime adiabatique des lasers HR/AR-DFB à travers une modulation

petit-signal de son courant de polarisation et illustré dans la figure 3.18, confirme clairement les prédictions théoriques. Les lasers testés sont différenciés par la position du plan de clivage au niveau des facettes. La fréquence de modulation est largement supérieure à 30 MHz afin d'éviter les effets thermiques et est largement inférieure à la fréquence de résonance.

Les lasers avec un chirp rouge et bleu conduisent à des pénalités de transmission différentes par rapport au BtoB après 300 km de propagation sur une fibre SMF (Single Mode Fiber) à 2,5 Gb/s (figure 3.18). Les lasers présentant un chirp rouge ont montré une forte pénalité de transmission.

3.1.3.b. Etude expérimentale en régime grand-signal

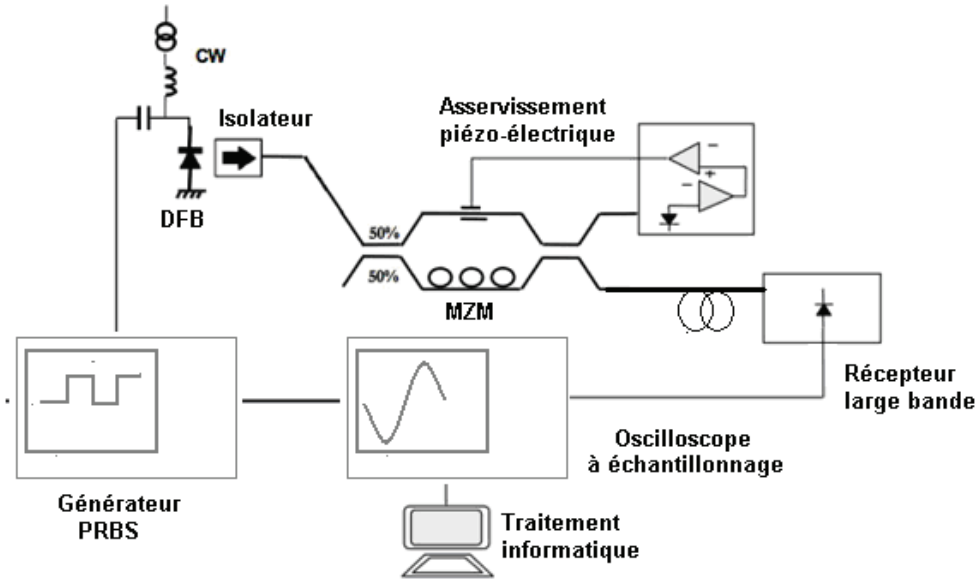


Figure 3.19: Synoptique du banc de mesure de la réponse AM et FM en grand-signal [3]

Prenons deux lasers DFB ayant un comportement de chirp différents (bleu et rouge). Les lasers sont directement modulés entre 0 et 10 mW à 2,5Gb/s avec le format NRZ en utilisant une séquence simple 010 pour faciliter l'interprétation.

Le montage expérimental de mesure de chirp grand-signal utilisé est semblable à celui utilisé en régime petit-signal (figure 3.19). Le block réception est constitué d'un détecteur rapide et d'un oscilloscope à échantillonnage possédant une bande passante d'environ 18 GHz. Le profil temporel de la puissance et du chirp est obtenu par un traitement informatique externe.

La figure 3.20(a) et 3.20(b) montrent que les lasers DFB présentant un chirp rouge ($\Delta\nu \sim 0$) et bleu ($\Delta\nu > 0$) n'ont pas le même profil temporel d'amplitude après transmission

(figures 3.20(c) et 3.20(d)). En effet, le laser DFB ayant un chirp rouge engendre une impulsion plus large avec un temps de montée plus important. Ceci confirme le fait que ces deux familles de lasers DFB n'ont pas les mêmes performances en transmission.

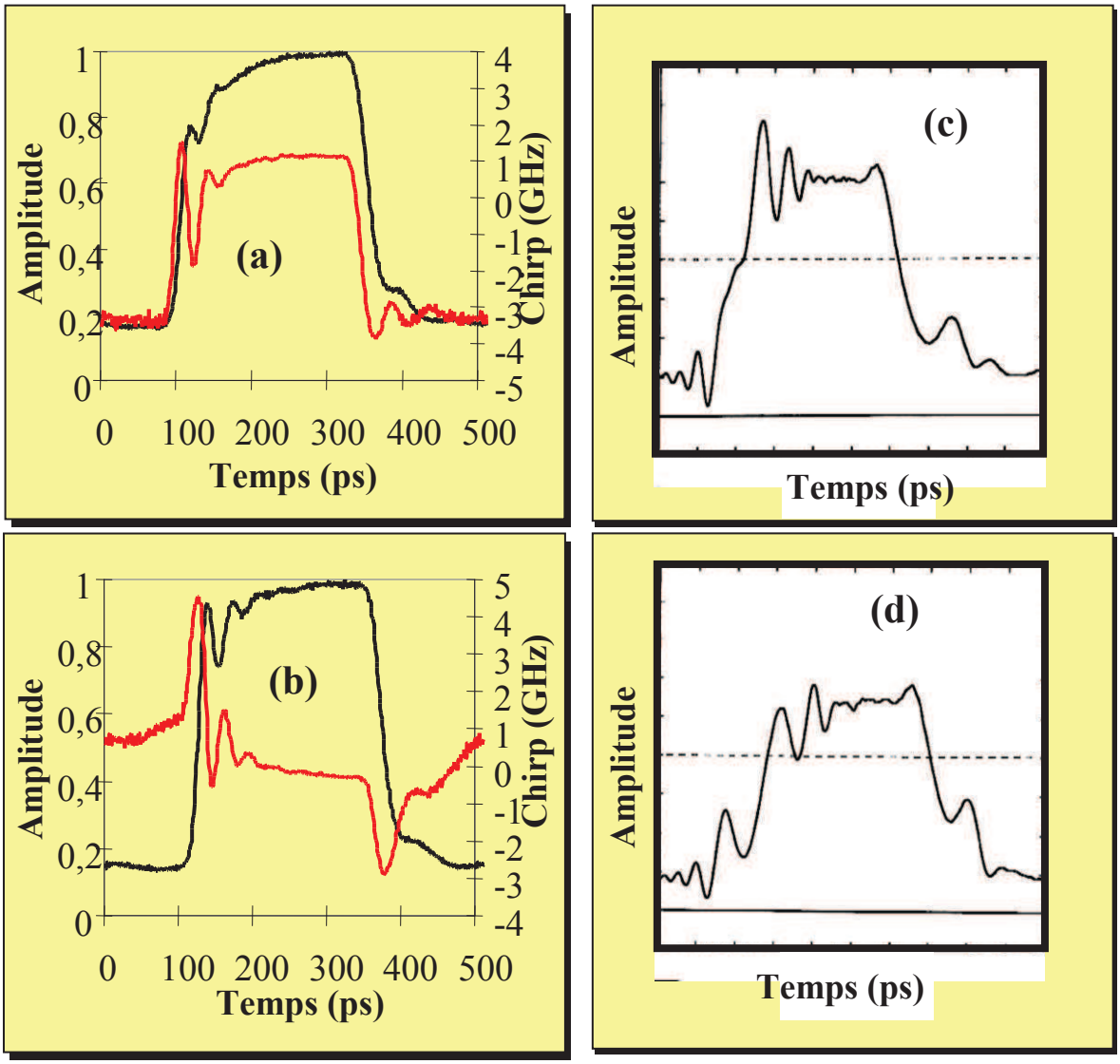


Figure 3.20: Profil temporal du chirp et de l'amplitude du signal en régime grand-signal pour modulation entre 0 et 10 mW pour les lasers DFB présentant un chirp bleu (a) et rouge (b), Profil temporel de l'amplitude calculé après 200 km de propagation à 2,5 Gb/s pour les lasers avec un chirp bleu (c) et rouge (d)

3.2. Contrôle du chirp des lasers DFB soumis à une rétroaction optique externe

Dans cette partie, nous essayons de montrer comment l'utilisation d'une rétroaction optique cohérente permet le contrôle de la dérive de fréquence (chirp) des lasers DFB à puits quantiques et ce dans le but d'améliorer les performances des futurs systèmes de télécommunications optiques.

3.2.1. Etat de l'art

La rétroaction optique externe sur une diode laser semi-conductrice est un phénomène physique bien étudié conduisant dans la plupart des cas à une forte altération des performances des lasers à semi-conducteurs [5–10]. En effet, pour de faibles réflexions (même de l'ordre de quelques pourcents) provenant de la réinjection de la lumière émise peuvent affecter considérablement la stabilité du laser [11]. La rétroaction optique externe est souvent considérée comme une source d'instabilité conduisant à une dégradation des performances du laser. Dans certains cas, cette dernière permet cependant une réduction de la largeur de raie du laser. Des applications aux cryptages basés sur le chaos utilisant cette instabilité ont aussi été démontrées [11,12].

L'observation spectrale des lasers DFB rétroactionnés optiquement et émettant à 1,55 μm a permis l'identification de cinq régimes distincts (figure 3.21) [13].

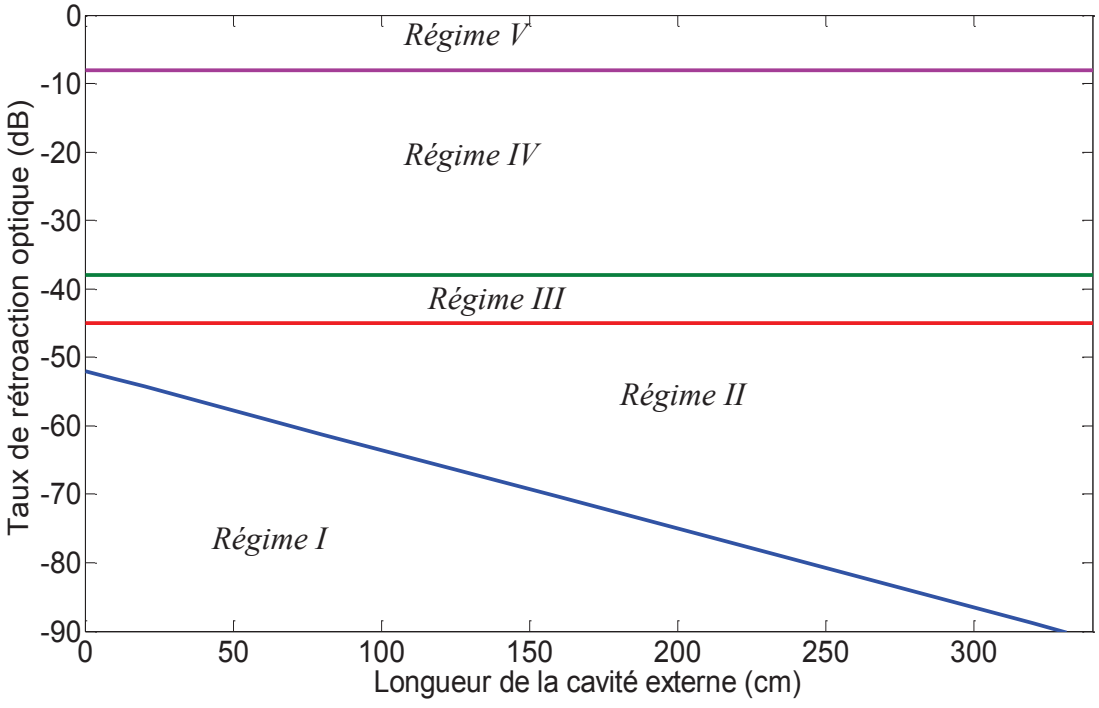


Figure 3.21: Schéma des différents régimes de rétroaction optique en fonction de la longueur de la cavité externe (d'après [13])

Le premier régime apparaît pour des taux de rétroaction optique extrêmement faibles en utilisant des courtes cavités externes. Dans ce cas, la rétroaction à travers la phase du champ retardé permet de contrôler la largeur de raie du mode laser [14]. En augmentant le

taux de rétroaction optique jusqu'à un certain niveau, le laser DFB commence à émettre aléatoirement sur l'un des modes de la cavité externe en restant toujours monomode. Ce deuxième régime visible pour les longues cavités externes, se traduit par des sauts de mode [15].

Au voisinage de ce niveau, les instabilités causées par les sauts de modes (mode hops) conduisent progressivement vers un régime stable (régime III) pour lequel le laser se verrouille sur le mode ayant la plus faible largeur de raie [16].

L'augmentation du taux de rétroaction optique externe conduit à l'occurrence d'un quatrième prénommé régime d'effondrement de cohérence (coherence collapse) [17]. Dans ce cas le laser devient instable et la cohérence de la lumière émise est considérablement réduite. En pratique, la rétroaction optique dans la cavité laser à travers la facette de sortie entraîne une modification de la densité de photons. Cette perturbation conduit à une fluctuation de la densité de porteurs affectant ainsi le gain optique. Comme les fluctuations de l'indice de réfraction sont directement liées à la densité de porteurs [18], la rétroaction optique externe introduit aussi des fluctuations de phase. L'interaction entre les fluctuations de phase et d'intensité complexifie la dynamique des lasers DFB rétroactionnés conduisant à des instabilités du système et même au chaos. Le régime d'effondrement de cohérence a été décrit comme un attracteur chaotique et comme une source de bruit importante [19,20]. Pour les lasers utilisés comme des émetteurs optiques, le régime d'effondrement de cohérence cause une dégradation intolérable du BER [5].

Pour des niveaux de rétroaction optique très élevés, le cinquième régime insensible à la rétroaction correspond au régime de cavité étendue [21,22].

Bien que l'impact des différents régimes de rétroaction sur la dynamique non-linéaire des lasers à semi-conducteurs ait conduit à une large gamme d'études théoriques et expérimentales, aucun d'entre elles n'a traité réellement de son impact sur le CPR. Citons pour exemple un travail théorique [23,24] dans lequel le contrôle du CPR à travers la rétroaction optique a été explicitement signalé. Cependant, les résultats publiés dans le cadre de cette étude sont théoriques et limités au régime de cavité externe courte.

Dans ce cadre, le travail présenté dans le paragraphe suivant consiste à montrer que dans le cas d'une longue cavité externe, le CPR demeure constant sur une large bande de fréquences de modulation. En optimisant les conditions de rétroaction, le CPR exhibe une valeur moyenne de 100 MHz/mW pour des fréquences comprises entre 10 KHz et 10 GHz ce soit une réduction d'un facteur de 6,3 par rapport au cas du laser solitaire. Les résultats numériques issus du modèle de simulation décrit dans le deuxième chapitre fournissent un

accord qualitatif avec les résultats expérimentaux et confirme la stabilisation du chirp. L'analyse numérique montre que la sensibilité des lasers HR/AR-DFB à la rétroaction optique dépend fortement du coefficient de couplage du réseau de Bragg κL qui contrôle l'amplitude du SHB. En outre, il est montré que des comportements différents de chirp sont observés en fonction du taux de rétroaction optique, et que le coefficient κL ainsi que la réflectivité des facettes permettent d'influencer l'amplitude du CPR.

3.2.2. Démonstrations expérimentales

Les effets de rétroaction optique externe sur le comportement du chirp sont étudiés expérimentalement pour le cas des DML et des EML.

Pour les DML, la rétroaction externe est implémentée séparément par une cavité externe longue formée par une fibre traitée haute réflectivité tandis que pour le cas des EML présentant un accès de modulation sur la section laser, le retour optique vers la cavité est crée par un traitement imparfait de la facette de sortie de la section EAM qui joue le rôle d'un contrôleur du taux de rétroaction. Dans cette section, nous présentons les résultats expérimentaux relatifs à ces deux composants.

3.2.2.a. Cas des DML

Le laser DFB testé est une structure à ruban enterré (BRS : Buried Ridge Stripe) dont la cavité Fabry-Perot est définie par deux facettes traités AR (faible réflectivité) et HR (forte réflectivité). La longueur de la cavité est d'environ 350 μm. La couche active est formée de six puits quantiques en *InGaAsP* séparés par des barrières de largeur 10 nm. La largeur d'un puits est de l'ordre de 8 nm. Le réseau de Bragg est défini dans une couche passive du matériau quaternaire localisée sur la région active ; le facteur de couplage est quant à lui d'environ 30 cm^{-1} ($\kappa L \sim 0{,}8$). A température ambiante, le courant seuil est de 8 mA et le rendement externe de 0,26W/A. L'objectif des expériences est de déterminer les caractéristiques de la modulation de fréquence (FM) induite par la modulation du courant en présence de la rétroaction optique externe. L'extraction du CPR pour une modulation sinusoïdale a été effectuée via la mesure du rapport $2\tilde{\beta}/m$ (équation (1.77)) à partir du montage expérimental représenté sur la figure 3.22.

L'implémentation de la boucle de rétroaction optique externe est fondée sur un coupleur optique à quatre ports. La lumière émise est injectée sur le port 1 par l'intermédiaire d'une fibre lentillée.

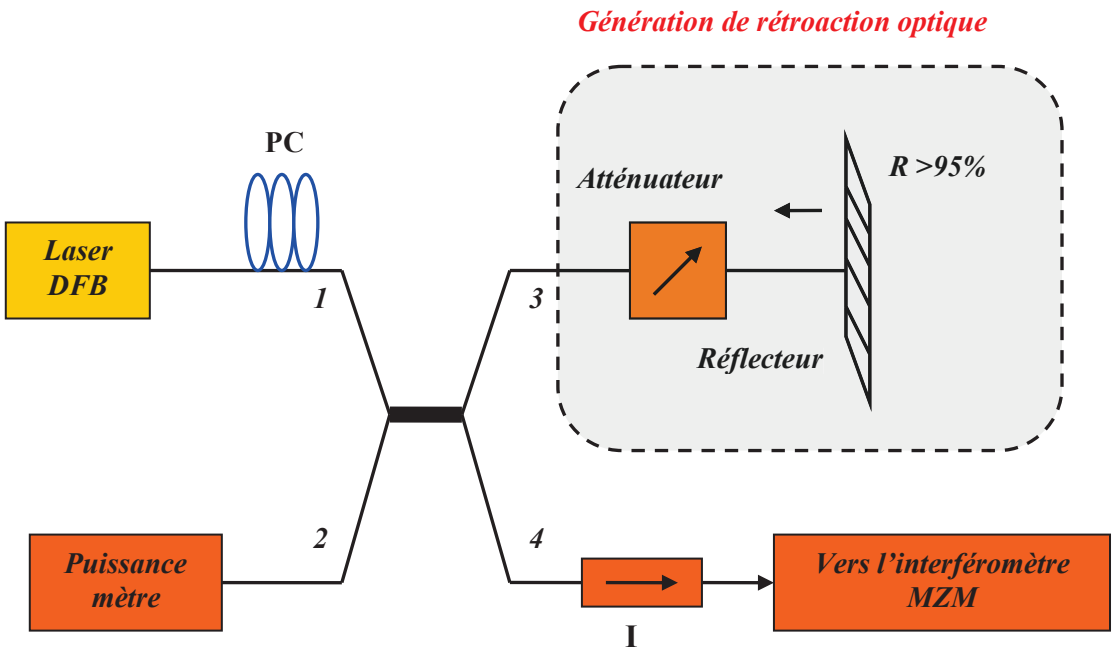


Figure 3.22: Schéma de la boucle de rétroaction optique externe

La rétroaction optique est crée à l'aide d'une fibre traitée haute réflectivité dans le port 3. Le taux de retour optique est contrôlé par un atténuateur variable (VOA : Variable Optical Attenuator) et son amplitude est contrôlée via la lecture de la puissance sur le port 2. Le contrôleur de polarisation est ajusté de sorte que la polarisation de l'onde réinjectée soit identique à celle de l'onde émise (TE), afin de maximiser l'effet de la rétroaction sur le laser [25]. Le signal de sortie sur le port 4 est directement envoyé sur un interféromètre déséquilibré accordable de Mach-Zehnder (MZM).

Les conditions de rétroaction sont celles du régime de cavité longue [11] de sorte que $\omega_r\tau >>1$ où ω_r et τ sont respectivement la fréquence de relaxation (quelques GHz) et le temps d'aller-retour dans la cavité externe (de l'ordre de la centaine de nanosecondes). Les mesures sont effectuées à 25°C pour une puissance d'émission P_0 = 3 mW correspondant à un courant de pompe $I = 2{,}4 \times I_{seuil}$. Les pertes de couplage entre la sortie du laser et la fibre optique sont maintenues constantes à 3dB durant les expériences. La cavité externe étant longue, tous les régimes de la rétroaction ne peuvent plus être observés. Le spectre optique est contrôlé via un analyseur de spectre optique de haute résolution (10 pm).

La figure 3.23 montre la variation d'amplitude (courbe bleu) et de la phase (courbe rouge) du CPR en fonction de la fréquence de modulation pour le laser DFB émettant à 1550 nm dans le cas d'absence de rétroaction optique externe. Pour les faibles fréquences

($\omega/2\pi < 10$ MHz), les effets thermiques priment. Par exemple, à 30 kHz, l'amplitude et la phase du CPR est respectivement ~1.0 GHz/mW et ~140°.

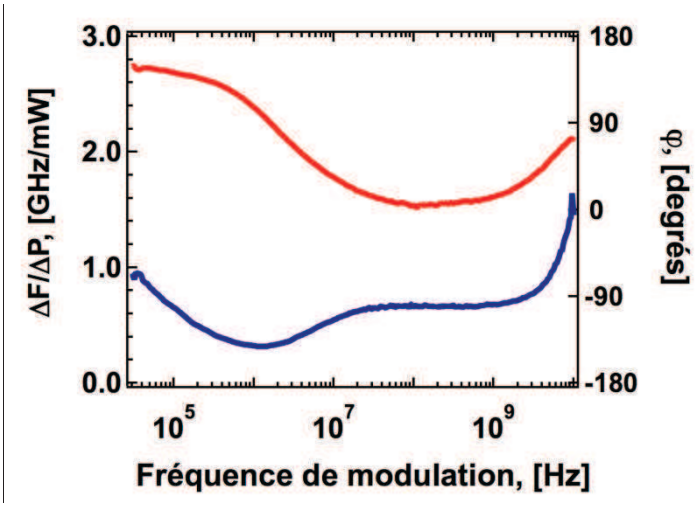


Figure 3.23 : Variation de l'amplitude (bleu) et de la phase (rouge) du CPR en fonction de la fréquence de modulation pour le laser DFB sans rétroaction optique

À moyenne fréquence (10 MHz < $\omega/2\pi$ < 1 GHz), les phénomènes thermiques ne sont plus significatifs. Les modulations AM et FM sont en phase. C'est le régime appelé adiabatique pour lequel le rapport FM/AM est de l'ordre de 0,65 GHz/mW à 500 MHz. Dans ce cas, les effets thermiques ne sont plus significatifs par rapport aux effets d'indice de réfraction induits par la modulation de densité de porteurs. Lorsque $\omega/2\pi > 1$GHz, les oscillations de relaxation entre les porteurs et les photons conduisent à un chirp transitoire avec un CPR plus large dont la valeur est de l'ordre de 1,5 GHz/mW à 10 GHz et une phase proche de 90°.

La figure 3.24 montre l'amplitude et la phase du CPR pour plusieurs taux de rétroaction optique Γ_γ (voir équation (2.90)) tels que (a) $\Gamma_\gamma = 1{,}4.10^{-6}$, (b) $\Gamma_\gamma = 1{,}5.10^{-5}$ (c) $\Gamma_\gamma = 1{,}6.10^{-4}$ et (d) $\Gamma_\gamma = 5{,}5.10^{-3}$. Les résultats démontrent que la rétroaction optique contrôlée peut modifier le chirp adiabatique et thermique. D'abord, la valeur moyenne du CPR mesurée en régime thermique est considérablement réduite d'environ 565 MHz/mW dans le cas sans rétroaction (cas du laser solitaire) jusqu'à 33 MHz/mW pour le niveau le plus élevé de rétroaction optique. Ensuite, le CPR mesuré dans le régime adiabatique à $\omega/2\pi$ = 500 MHz diminue d'environ 650 MHz/mW pour le cas du laser solitaire à environ 65 MHz/mW pour le taux le plus élevé de rétroaction. Sous la condition de rétroaction optique sélectionné ($\Gamma_\gamma = 5{,}5.10^{-3}$), le CPR ne peut pas excéder au moyenne ~100 MHz/mW pour des fréquences de modulation comprises entre 10 kHz et 100 GHz ce qui correspond à une réduction d'un facteur de 6,3 par rapport au cas sans rétroaction optique.

°.

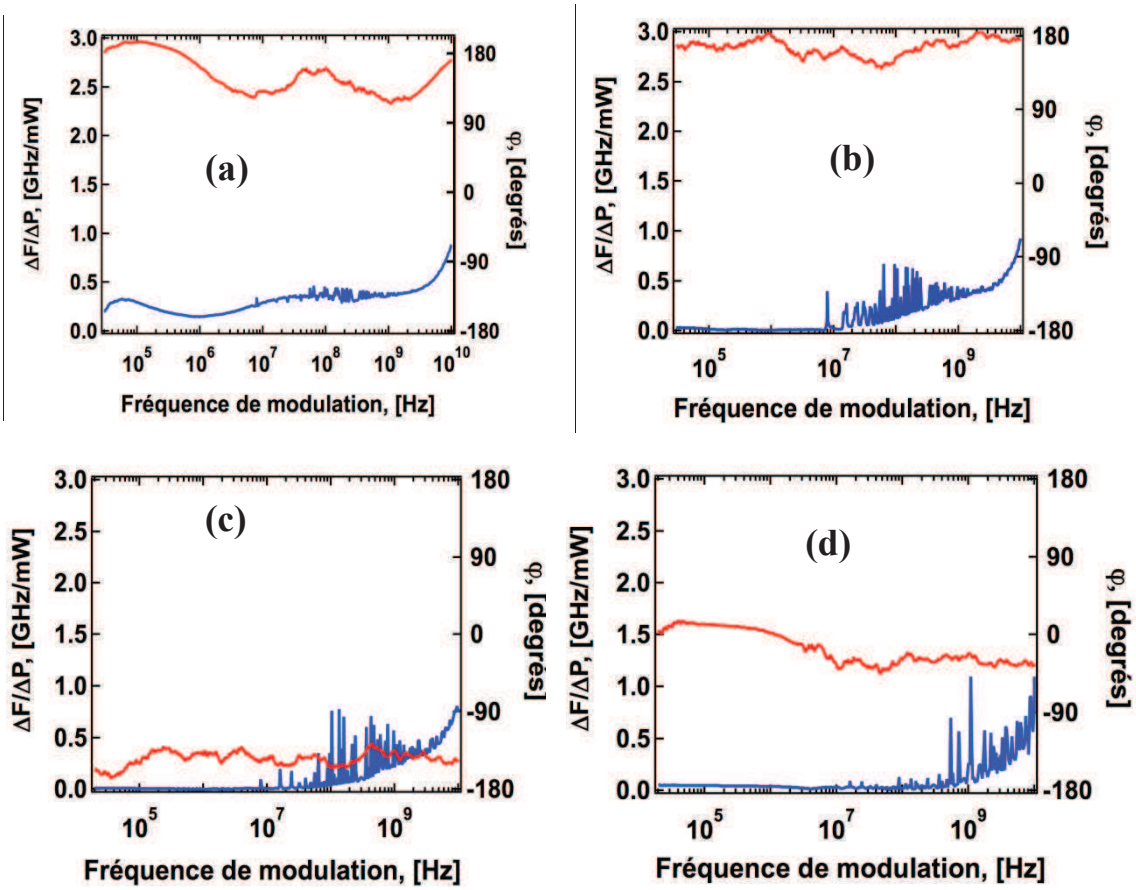


Figure 3.24: Variation de l'amplitude (bleu) et de la phase (rouge) du CPR en fonction de la fréquence de modulation pour plusieurs taux de rétroaction optique Γ_γ ,(a) Γ_γ =1,4×10^{-6}, (b) Γ_γ =1,5×10^{-5}, (c) Γ_γ =1,6×10^{-4}, et (d) Γ_γ =5,5×10^{-3}.

La figure 3.25 illustre la stabilisation du CPR mesuré en régime adiabatique à 500 MHz en fonction du taux de rétroaction optique.

La figure 3.24 illustre aussi les modifications du chirp transitoire qui résultent du champ de retour optique sur la cavité laser. Par exemple, pour $\omega/2\pi$ = 10 GHz, le chirp transitoire est abaissé d'un facteur 2 par rapport au cas de plus faible taux de rétroaction. Cependant, l'amplitude du champ de retour optique doit être contrôlée attentivement dans le but d'éviter les pics parasites visibles sur la figure 3.24 lorsque la fréquence de modulation se rapproche de la fréquence de relaxation. Ceux-ci sont reliés aux modes de cavité externe. Notons que le laser conserve un comportement monomode tout au long des mesures. Des régimes périodiques tels que l'exaltation des oscillations de relaxation ou celui du régime chaotique n'ont pas été observés sauf pour le dernier point de mesure présenté sur la figure 3.25 (Γ_γ = 1,5 10^{-2}).

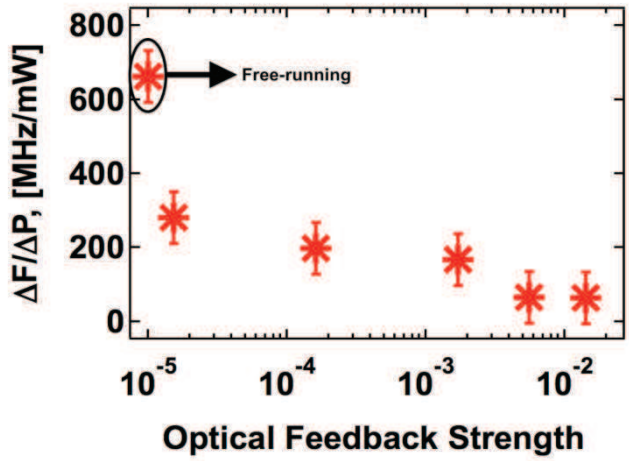


Figure 3.25: Variation du CPR mesuré en régime adiabatique à 500 MHz en fonction du taux de rétroaction optique externe

Dans le but d'expliquer les variations d'amplitude du CPR observés, les variations du facteur de couplage phase-amplitude induites par la rétroaction optique externe ont également été étudiées. La figure 3.26 montre le module du rapport $2\tilde{\beta}/m$ mesuré en fonction de la fréquence de modulation f_m. Le facteur de couplage effectif est extrait de la relation figurante dans l'équation (1.77).

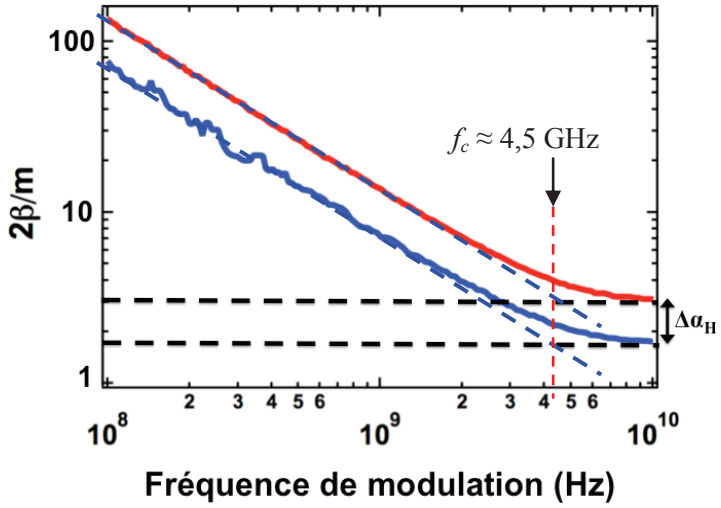


Figure 3.26: Variation du rapport $2\beta/m$ mesuré en fonction de la fréquence de modulation pour le cas solitaire (courbe rouge) et et pour un taux de rétroaction d'environ Γ_γ =1,5×10^{-5} (courbe bleu)

Pour les composants typiques, la fréquence de coude f_c définie dans l'équation (1.78) varie de quelques centaines de MHz à quelques GHz en fonction de la puissance de sortie. Ainsi, pour les hautes fréquences de modulation telles que $f_m >> f_c$ (la fréquence de modulation maximale est de l'ordre de 20 GHz), le rapport $2\beta/m$ est directement égale au facteur de

couplage phase-amplitude du laser (α_H). Pour les faibles fréquences de modulation, le rapport $2\beta/m$ devient inversement proportionnel à la fréquence de modulation.

Dans la figure 3.26, le rapport $2\beta/m$ est tracé pour des fréquences de modulation supérieures à 50 MHz (au-delà des effets thermiques) pour le cas du laser solitaire (courbe rouge) et pour un niveau de rétroaction optique d'environ $\Gamma_\gamma = 1{,}5\times10^{-5}$. Comme prédit par l'équation (1.77), le rapport $2\beta/m$ tend asymptotiquement vers α_{eff} lequel est estimé à environ 3,2 en absence de perturbation externe. La modification du facteur de couplage phase-amplitude du matériau à travers la rétroaction optique externe peut être expliquée par la variation de la densité de porteurs au seuil induit par le champ retardé. La diminution du facteur de Henry de 3,2 à 1,8 permet d'expliquer partiellement la réduction de l'amplitude du CPR. Indépendamment de la rétroaction, la fréquence de coude f_c est déterminée graphiquement à environ 4,5 GHz de la figure 3.26. Les variations de $2\beta/m$ en fonction de la puissance de sortie peuvent être aussi utilisées pour évaluer le facteur de compression du gain ε. En se basant sur la référence [26], la compression du gain est estimée pour le laser en cas solitaire à environ 0,15 mW^{-1} ce qui est en bon accord avec les valeurs précédemment publiées sur des structures similaires [27].

La figure 3.24 montre que le contrôle du taux de retour optique sur la cavité induit une modification non seulement sur du module du CPR mais aussi de sa phase. Ce dernier point est très important parce que le champ de retour optique peut être correctement utilisé pour contrôler la phase du CPR. Les modulations AM et FM peuvent être approximativement déphasées (figure 3.24(b)) ou en phase (figure 3.24(d)). En conséquence, dans la situation où elles sont en phase, le signe du CPR mesuré en régime adiabatique peut être positif ou négatif. Le changement de signe du chirp adiabatique a été étudié dans la première partie de ce chapitre.

Enfin, la figure 3.24 démontre que l'efficacité de la rétroaction optique externe peut nettoyer le chirp thermique. L'équation (1.70) décrivant le chirp thermique peut être simplifiée :

$$\left(\frac{\partial \nu}{\partial I}\right)_{température} = \frac{A}{1 + jw\tau_T} \tag{3.4}$$

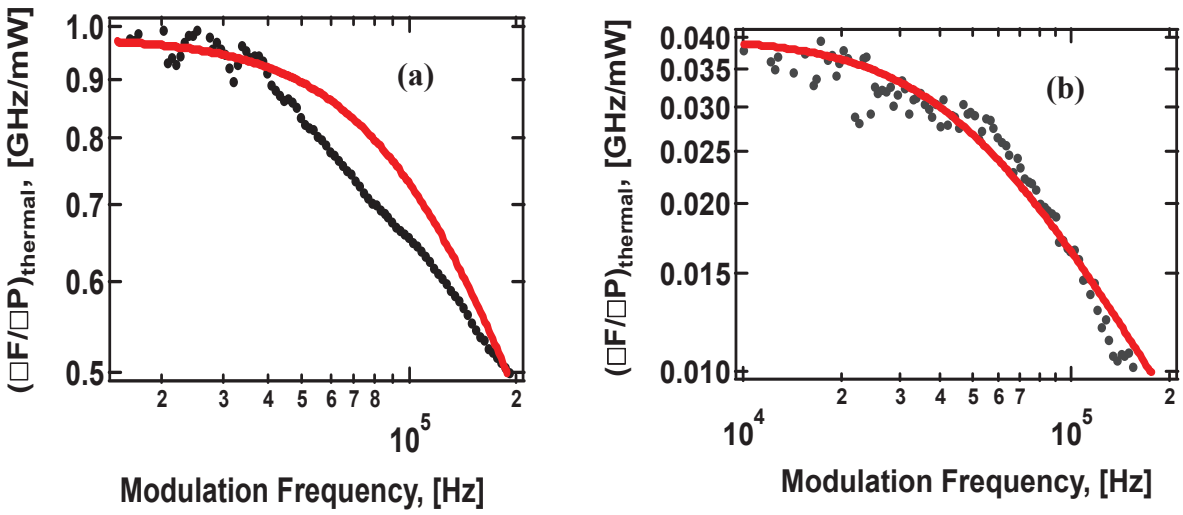


Figure 3.27: Variation du CPR thermique mesuré en fonction de la fréquence de modulation pour le cas solitaire (a) et en présence de rétroaction optique (b). La courbe rouge représente la tendance des mesures basée sur l'équation (3.4)

Le CPR a été mesuré en régime thermique à partir d'une fréquence de modulation de l'ordre de 200 kHz pour le cas solitaire (figure 3.27(a)) et en présence de la rétroaction ayant un taux de l'ordre de $\Gamma_\gamma = 1{,}5\times10^{-5}$ (figure 3.27(b)). Les lignes rouges pleines correspondent à la tendance des mesures via l'exploitation de l'équation (3.4). A travers ces courbes le coefficient A décroit considérablement de 0,93 GHz/mW pour le cas du laser solitaire à 0,04 GHz/mW en présence de retour optique. La figure 3.27 montre que la rétroaction optique permet de réduire efficacement l'amplitude du CPR thermique ainsi que la fréquence de coupure.

3.2.2.b. Cas des EML

Nous avons étudié dans le paragraphe précédent les effets de la rétroaction optique externe sur le comportement du chirp des DML. Les résultats montrent que pour certaines conditions de rétroaction optique, les composantes thermique et adiabatique du chirp sont fortement atténuées. Ainsi, l'utilisation des lasers DFB rétroactionnés optiquement permet d'optimiser le chirp en vue d'améliorer les performances de futurs systèmes de télécommunications. D'un point de vue industriel, l'implémentation de la rétroaction à travers une cavité externe de quelques mètres comme dans l'exemple étudié pose des problèmes de taille et de stabilité.

Une solution simple consiste à concevoir une cavité intégrée si tant est que les résultats soient conservés pour une courte cavité. Une telle intégration a déjà été étudiée pour une autre application [28]. Nous proposons une étude expérimentale fondée sur des

composants existants. Les D-EML développés dans le cadre du projet ANR-MODULE[1] sont caractérisés par la présence d'un accès de modulation sur la section laser en plus de celle sur le modulateur. A l'origine, les D-EML ont été conçus pour produire des sources pour de transmissions à haut débit et distance moyenne. L'utilisation des D-EML fait l'objet d'une étude poussée dont les aspects théoriques ont été exposés à la fin du premier chapitre et les résultats expérimentaux le seront au quatrième chapitre. Le laser DFB présente une cavité courte (environ 200 μm à 300 μm) afin d'augmenter le chirp adiabatique. Une série de ces composants nous a permis de prolonger l'étude du comportement des DFB modulés en présence de contre-réaction optique. En effet, la présence d'un traitement imparfait sur la facette de sortie du coté de l'EAM ainsi qu'un faible facteur de couplage du réseau de Bragg (κL) font que ces dispositifs sont affectés par le retour optique significatif issu de la facette du modulateur EAM (ce qui a, par ailleurs, interdit leur utilisation pour la modulation duale).

Le contrôle de la rétroaction optique sur la section du laser DFB est assuré par la variation du point de polarisation du modulateur.

Les EML testés sont constitués d'un laser DFB à puits quantiques (environ dix puits) et d'un modulateur EAM intégrés monolithiquement dans la même puce. Le facteur de couplage linéique du réseau de Bragg (κ) est de l'ordre de 30 cm^{-1}. Le courant seuil est de 10 mA ainsi que la longueur d'onde d'émission de 1534 nm. La section du modulateur EAM est de longueur 75 μm ayant une large bande passante supérieure à 30 GHz.

Les mesures de chirp grand-signal sont effectuées à 1 Gb/s en modulant que le laser DFB autour de deux courants de polarisation I_{laser} = 40 mA et I_{laser} = 80 mA (figures 3.28 et 3.29). Le courant de modulation pic-à-pic (I_{pp}) est fixé à 10 mA_{pp}. Le taux de rétroaction optique est contrôlé en modifiant la tension de polarisation du modulateur EAM (typiquement V_{mod} = 0V et -2V).

Les mesures concernent deux composants EML nommées A2 et J1 ayant une cavité laser de longueur 300 μm et un autre dispositif nommé C2 dont la cavité laser est de longueur 200 μm. Pour un faible courant de polarisation (40 mA), une diminution de la tension de polarisation du modulateur de 0V à -2V engendre une décroissance du chirp adiabatique de 5 GHz (figure 3.28(a)) à environ 1 GHz (figure 3.28(b)). Pour d'autres composants, le contrôle du champ retardé permet non seulement de changer l'amplitude du chirp mais aussi sa couleur laquelle peut transiter du rouge vers le bleu.

[1] Projet de l'ANR : MODULE (Source optique intégrée à MOdulation DUaLE), http://www.systematic-paris-region.org/fr/projets/verso-module

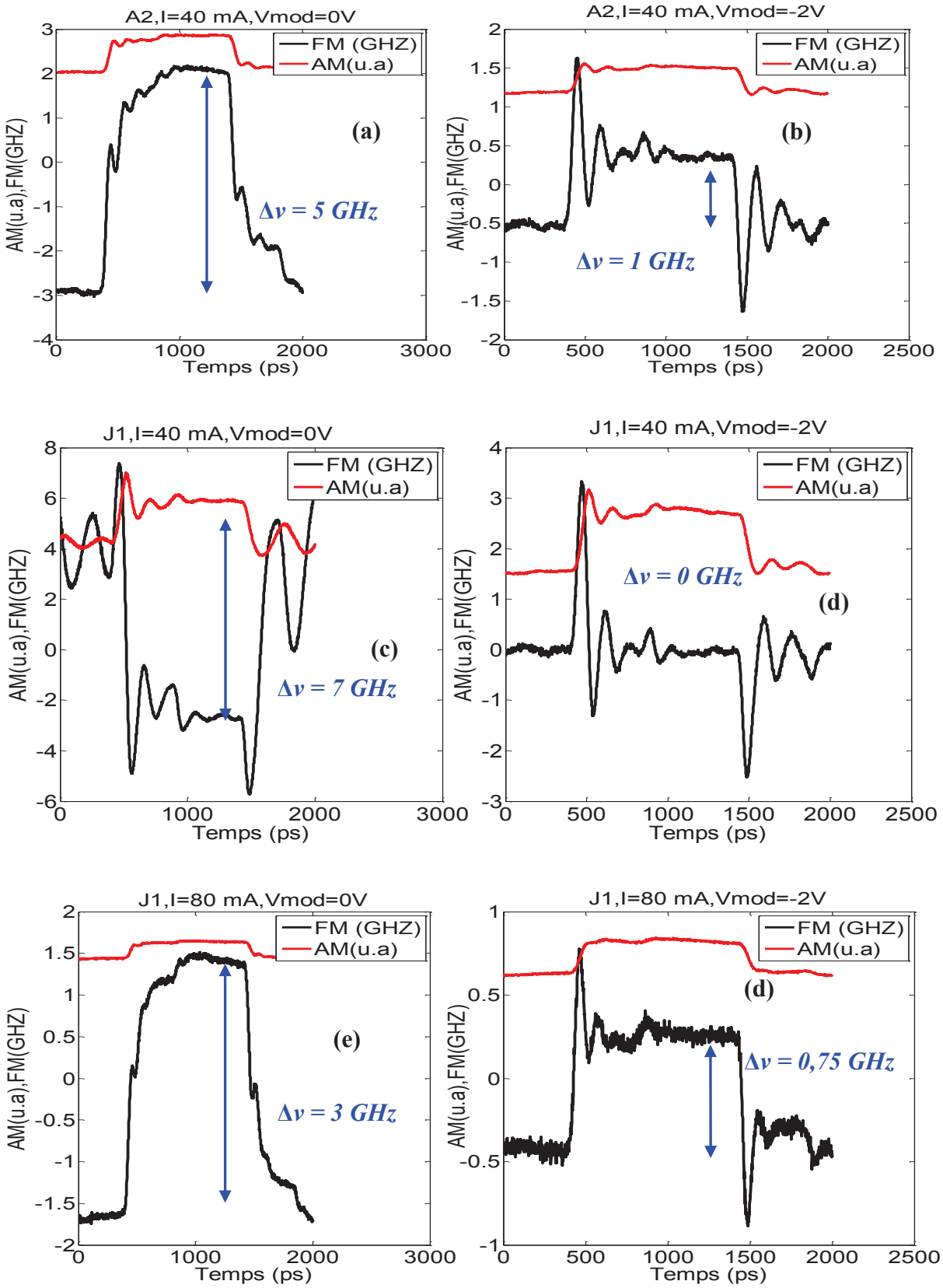


Figure 3.28: Réduction du chirp des lasers par la rétroaction optique externe contrôlée (puce A2): réponses AM et FM mesurés en régime grand-signal à 1Gb/s du laser DFB relatif de la puce A2 (a) I_{laser} = 40 mA, V_{mod} = 0V (b) I_{laser} = 40 mA, V_{mod} = -2V et la puce J1 (c) I_{laser} = 40 mA, V_{mod} = 0V (d) I_{laser} = 40 mA, V_{mod} = -2V, (e) I_{laser} = 80 mA, V_{mod} = 0V et (f) I_{laser} = 80 mA, V_{mod} = -2V

L'exemple illustrée dans les figures 3.28(c) et 3.28(d) montre que l'ajustement du retour optique permet d'avoir un chirp négatif et quasiment nul. Comme déjà mentionné précédemment, le spectre optique est toujours contrôlé afin de s'assurer que le laser DFB reste monomode pour différentes valeurs de la tension de l'EAM (figure 3.30).

En augmentant le courant de polarisation du laser (80 mA), on observe que le chirp adiabatique diminue jusqu'à 3 GHz (figure 3.28(e)) par rapport à I_{laser} = 40mA (figure 3.28(c)). Ceci est dû au fait que nous s'approchons de la zone de prédominance de la compression du gain où le chirp est toujours bleu.

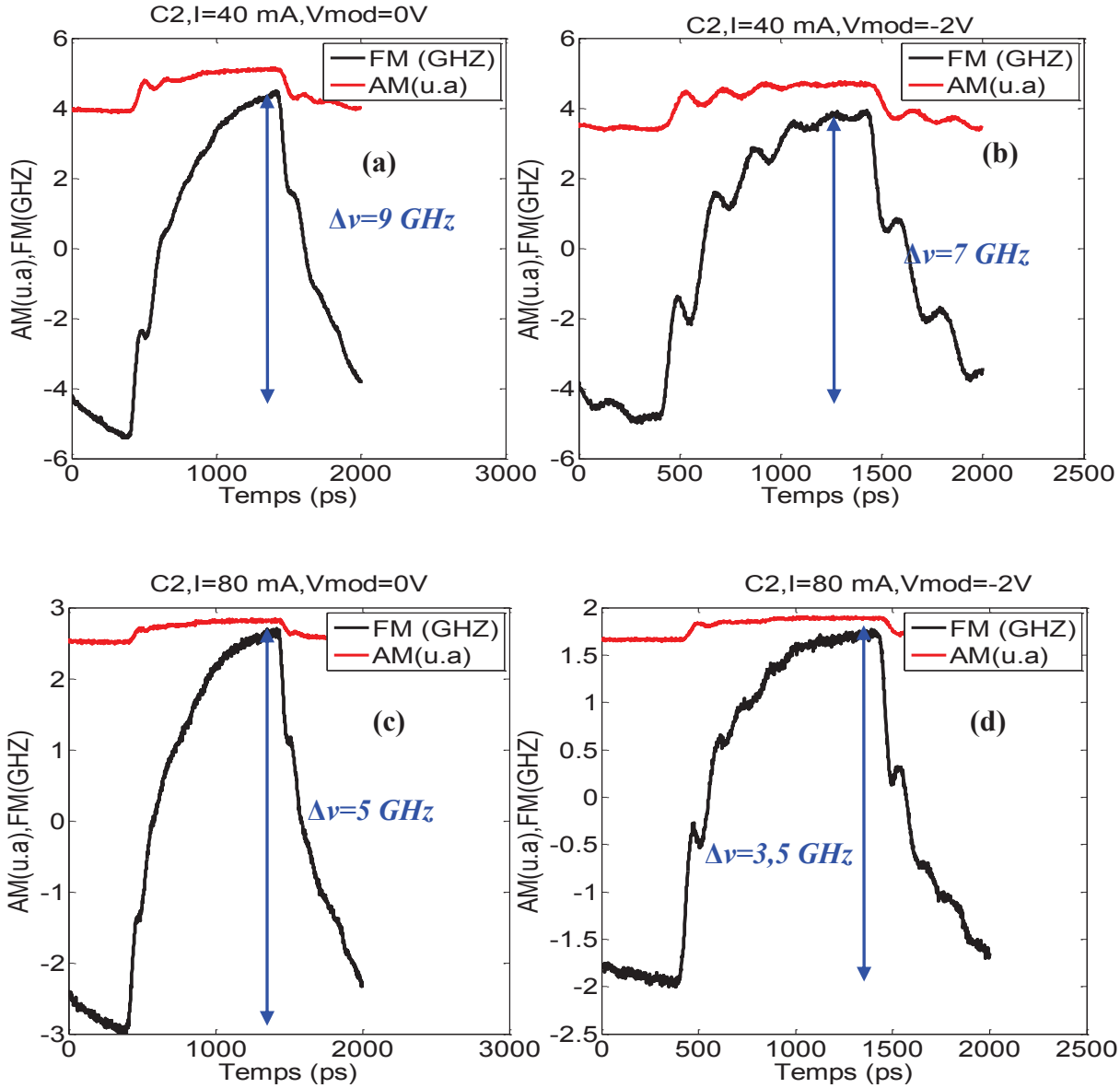


Figure 3.29: Réduction du chirp des lasers par la rétroaction optique externe contrôlée (puce C2) : Réponses AM et FM mesurés en régime grand-signal à 1Gb/s du laser DFB relatif de la puce C2 (a) I_{laser} = 40 mA, V_{mod} = 0V (b) I_{laser} = 40 mA, V_{mod} = -2V et la puce J1 (c) I_{laser} = 40 mA, V_{mod} = 0V (d) I_{laser} = 40 mA, V_{mod} = -2V, (e) I_{laser} = 80 mA, V_{mod} = 0V et (f) I_{laser} = 80 mA, V_{mod} = -2V

L'EML ayant la cavité laser la plus courte (C2) présente donc un chirp adiabatique plus élevée d'environ 9 GHz pour un courant de polarisation de 40 mA (figure 3.29(a)). L'ajustement du point de fonctionnement du modulateur, qui se traduit par une diminution ou une augmentation selon le taux de rétroaction optique, permet effectivement le contrôle du chirp du laser DFB.

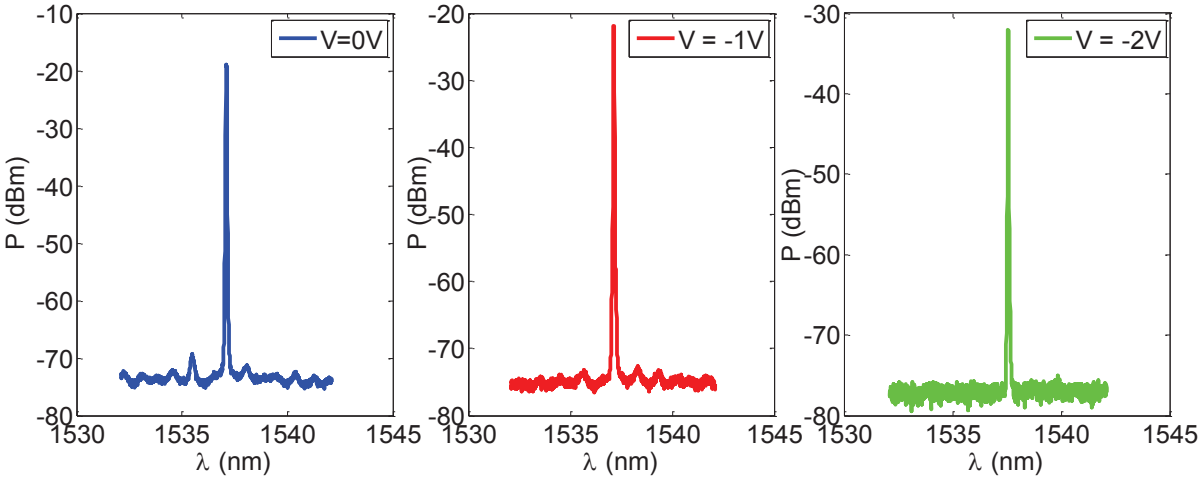


Figure 3.30: Spectre optique mesuré à la sortie de l'EML (puce A2) pour I_{laser} = 60 mA (a) V_{mod} = 0V, (b) V_{mod} = -1V, (c) V_{mod} = -2V

La variation du chirp adiabatique en fonction du taux de retour optique peut être expliquée par une variation du facteur de couplage phase-amplitude α_H mesuré à partir du rapport $2\beta/m$ (figure 3.31). Une augmentation du niveau de rétroaction engendre une décroissance de α_H de 6,25 à 4,6.

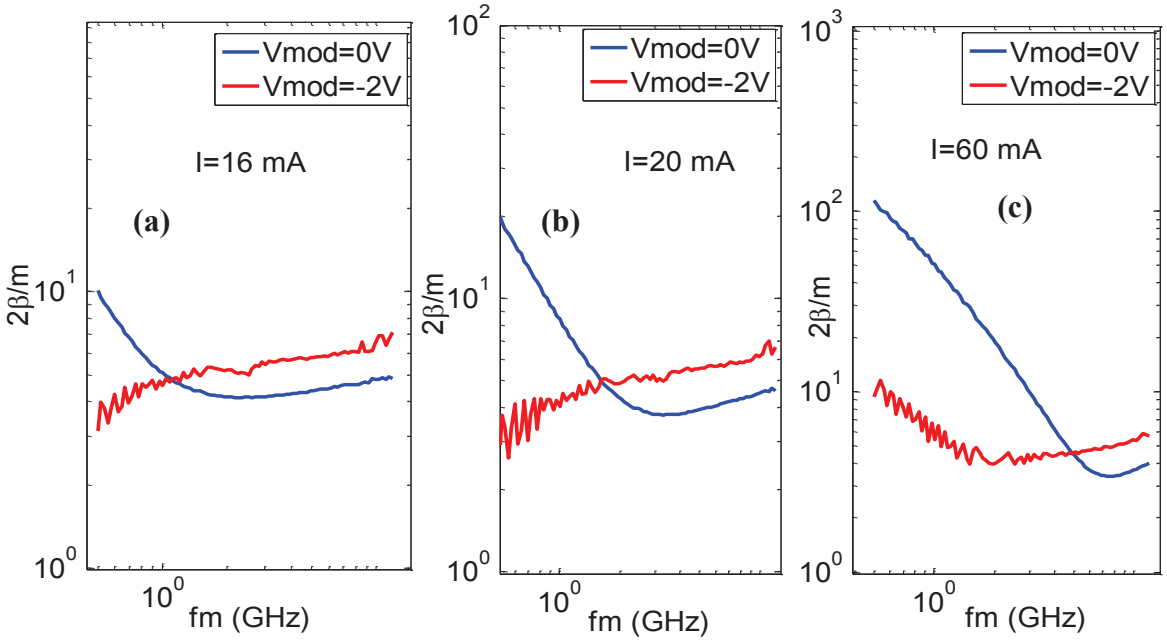


Figure 3.31: Variation du rapport $2\beta/m$ mesuré en fonction de la fréquence de modulation pour différents taux de rétroaction optique, (a) I_{laser} = 16 mA, (b) I_{laser} = 20 mA, (c) I_{laser} = 60 mA.

Nous nous sommes aussi intéressés à l'effet du retour optique sur la bande passante AM du laser DFB. Les mesures illustrées dans la figure 3.32 montrent que la variation du niveau de rétroaction optique peut être un moyen efficace pour bien contrôler la fréquence de relaxation et la bande passante AM. D'après l'exemple de la figure 3.32(a), l'augmentation du taux de rétroaction optique entraîne une augmentation de la fréquence de relaxation d'environ 6 GHz à 10 GHz pour I_{laser} = 60 mA et donc une amélioration de la bande passante à -3dB qui peut atteindre 12 GHz. L'augmentation du courant de polarisation (I_{laser} = 110 mA) permet d'améliorer l'effet du retour optique engendrant une augmentation de la bande passante jusqu'à environ 13 GHz (figure 3.32(d)).

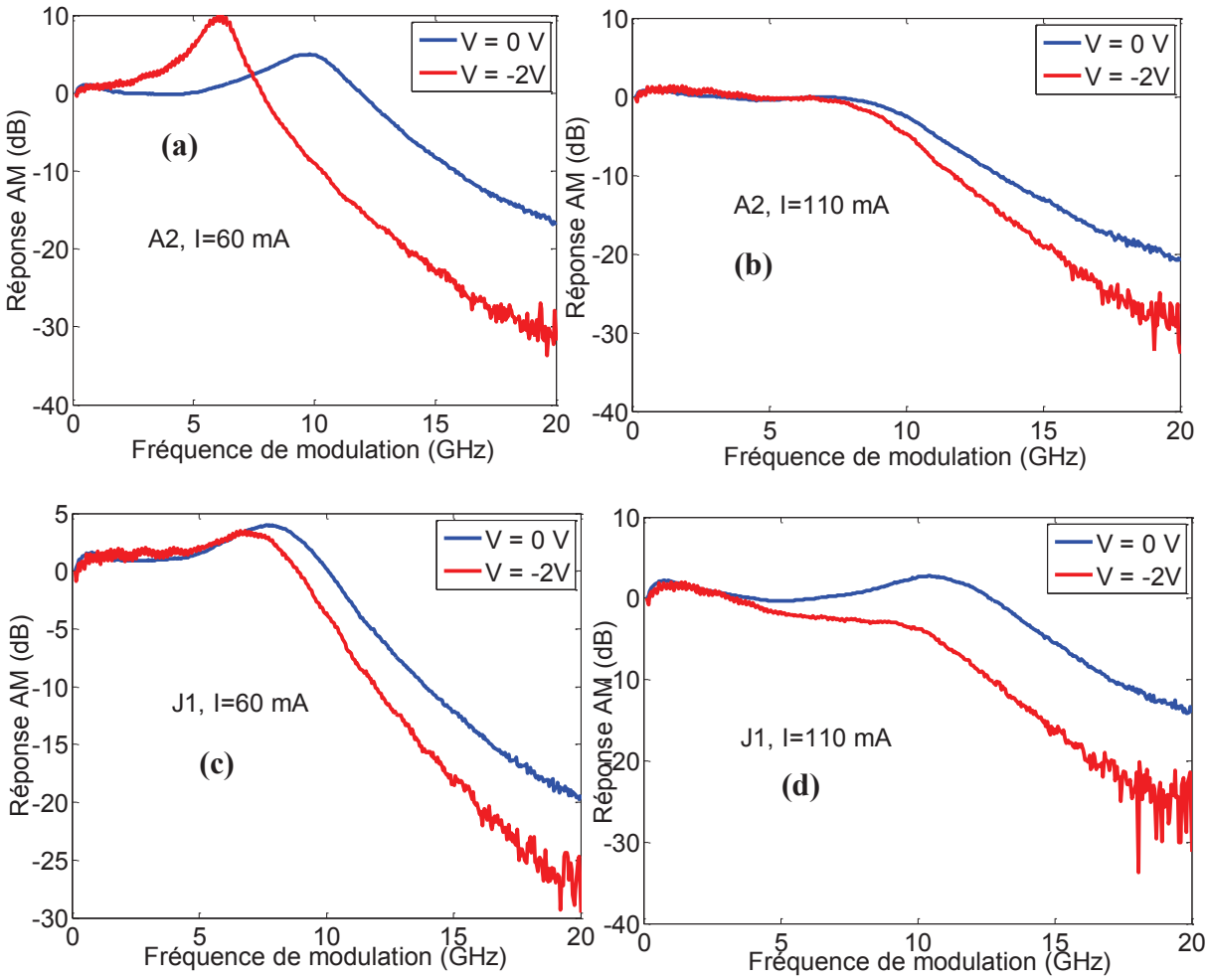


Figure 3.32: Effet de la rétroaction optique sur la bande passante AM des lasers DFB: Bande passante AM des lasers DFB pour plusieurs points de fonctionnement de l'EML (a) puce A2, I_{laser} = 60 mA (b) puce A2, I_{laser} =110 mA (c) puce J1, I_{laser} = 60 mA (d) puce J1, I_{laser} =110 mA

L'impact de la rétroaction optique externe sur la bande passante AM a été démonté théoriquement dans le passé par *J. Helms* et *K. Peterman* [32]. Dans cette référence, on peut trouver la fonction de transfert des lasers soumis à une rétroaction optique externe en utilisant

une analogie électronique (oscillateur de rétroaction). Physiquement deux cas se présentent :

- La fréquence d'oscillation de la cavité externe est plus faible que la fréquence de relaxation du laser. Dans cette situation, la rétroaction optique externe n'affecte pas la réponse intrinséque du laser. Dans les équations, le terme d'oscillation prédominant est $\exp(-\omega*\tau_{ext})$ qui augmente en régime de longue cavité externe (avec τ_{ext} = 2nL/c, L est la longueur de la cavité externe). Pour cette raison, on observe des oscillations superposées à la réponse AM. L'amplitude de l'oscillation a un maximum proche de la fréquence de relaxation du laser.

- La fréquence d'oscillation de la cavité externe est plus grande que la fréquence de relaxation du laser. Dans ce cas, l'impact de la cavité externe est prédominant et donc la rétroaction optique externe peut modifier la réponse AM du laser. La bande passante AM du laser peut augmenter en fonction de la phase du champ ré-injecté dans la cavité.

3.2.3. Démonstrations par la simulation

Dans ce paragraphe, nous présentons grâce à des résultats de simulation numérique, l'influence de la rétroaction optique externe sur l'amplitude et le signe du chirp adiabatique dans le but d'apporter une confirmation théorique ainsi qu'une explication quantitative à l'étude expérimentale précédente. Le comportement du chirp est évalué à travers la détermination du CPR. Les résultats numériques obtenus sur des structures (DFB) à puits quantiques montrent que la sensibilité du laser à la rétroaction optique dépend fortement du coefficient du couplage du réseau de Bragg κL qui contrôle l'amplitude du SHB. Par ailleurs, les résultats montrent que l'amplitude du retour, le coefficient du couplage du réseau de Bragg ainsi que la réflectivité des facettes possède un effet prépondérant sur l'augmentation ou la diminution du CPR.

Un laser DFB traité antireflet (AR) sur la face avant et haute-réfléchissant (HR) sur la face arrière est soumis à une rétroaction optique du coté AR. La longueur de la cavité optique est de 350 μm. Le coefficient du couplage de l'onde au réseau de Bragg est κL = 0,8. La phase à la facette HR (φ_{HR}) est choisie de façon à s'accorder aux résultats expérimentaux. Le modèle utilisé ainsi que les paramètres de simulations ont déjà été présentés au deuxième chapitre. L'objectif de cette étude est de calculer les performances laser au seuil et de prédire son comportement statique au dessus du seuil en présence de rétroaction optique. Dans l'hypothèse d'une rétroaction optique de faible amplitude, l'amplitude complexe équivalente de la réflectivité de la facette AR soumise au champ retardé est décrite par l'équation (2.93).

Dans la suite, on suppose R_{AR} = 0 de sorte que la réflectivité équivalente (équation (2.93)) ne dépende uniquement de l'amplitude de la rétroaction optique externe :

$$\widetilde{R}_{AR,eq} = R_{AR,eq} e^{j\phi_{AR,eq}} = \gamma e^{jw\tau} \tag{3.5}$$

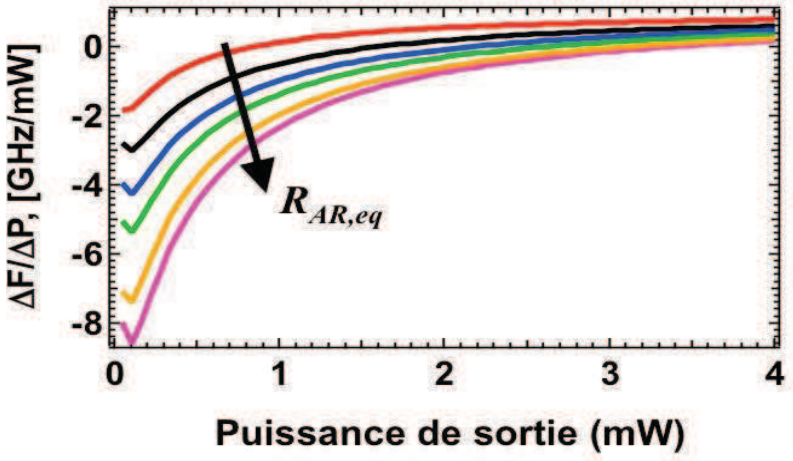


Figure 3.33: CPR calculé dans le régime adiabatique en fonction de la puissance de sortie pour plusieurs conditions de rétroactions, κL= 0.8, φ_{HR} =0,9π

En effet, les résultats de simulation numérique concernant l'influence de la rétroaction optique externe qui sont présentés dans le manuscrit ne prennent pas les effets de la phase du champ ré-injecté dans la cavité. Comme le montre la figure 3.9, l'effet de la phase n'est important que dans des cas spécifiques où il conduit à des sauts de modes. Pour les modes stables (detuning normalisé entre -2 et 2 dans la figure 3.9), l'effet de la phase de la réflexion (coté AR) est moins important que la phase à la facette HR. Bien que le champ retardé E (t-τ) ne soit pas explicitement pris en compte dans le manuscrit, cette notre approche basée sur l'utilisation de la réfléctivité effective complexe a été testée dans le passé pour l'évaluation des propriétés des lasers DFB soumis à une rétroaction optique externe [30,31].

Le CPR du laser DFB calculé dans le régime adiabatique est représenté sur la figure 3.33 en fonction de la puissance de sortie pour φ_{HR} = 0,9π et pour plusieurs conditions de rétroaction optique (0% <$R_{AR,eq} = |r_{AR,eq}|^2 = \gamma^2$ < 4%). La variation de la puissance de sortie est due à une variation du courant d'injection du laser DFB.

A faible puissance, le CPR est fortement perturbé par les effets du SHB. En effet, la distribution longitudinale du champ optique n'est pas uniforme et dépend des phases aux facettes. La non-uniformité de la densité des porteurs se répercute sur l'indice de réfraction

entraînant une déviation en fréquence. Pour le présent cas ($\varphi_{HR} < \pi$), le laser présente un chirp rouge. A cause d'un fort coefficient de couplage du réseau, l'introduction du retour optique du coté de la facette AR n'affecte pas la forme de la dépendance du CPR de la puissance de sortie mais elle peut cependant modifier son amplitude pour une puissance fixée.

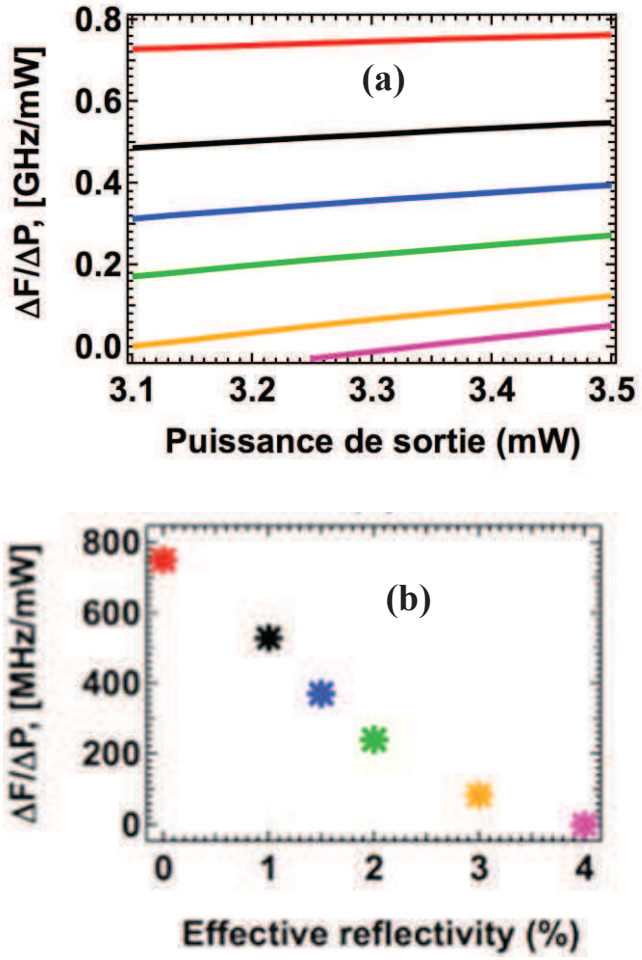


Figure 3.34: (a) Zoom sur la figure 3.33 montrant le CPR calculé dans le régime adiabatique en fonction de la puissance de sortie pour plusieurs conditions de rétroactions (κL= 0,8, φ_{HR} = 0,9π), (b) CPR calculé dans le régime adiabatique en fonction de la réflectivité effective du coté de la facette AR pour une puissance de sortie fixée à 3,4 mW à comparer avec les mesures expérimentales figurées dans la figure 3.25, (κL= 0,8, φ_{HR} = 0,9π).

Selon les conditions de rétroaction optique, la répartition longitudinale de la puissance optique au sein de la cavité est fortement modifiée ce qui conduit à une modification substantielle du CPR. Suivant les valeurs des phases aux facettes, cette perturbation est marquée, soit par une chute, soit par une forte augmentation. Par exemple, autour de 1 mW la valeur absolue du CPR augmente de 0 à 2 GHz tandis qu'aux fortes puissances, ce dernier converge indépendamment des phases aux facettes et des conditions de rétroaction vers une valeur positive (730 MHz/mW). Cette faible variation du CPR est due à la prédominance de la compression du gain par rapport au SHB. En effet, aux fortes

puissances, le profil longitudinal de l'indice dans la cavité se stabilise et les non-linéarités spatiales (SHB) induisant le chirp commencent à disparaître progressivement.

La figure 3.34(a) représente un zoom sur la figure 3.33 pour des puissances de sortie comprises entre 3,1 mW et 3,5 mW explicitant clairement l'impact de la rétroaction optique externe sur le comportement du CPR adiabatique. La figure 3.34(b) expose les valeurs calculés du CPR adiabatique pour une puissance de sortie de l'ordre de 3,4mW en fonction de la réflectivité effective qui est dans notre cas reliée au taux de rétroaction optique externe Γ_γ (équation (2.90)) à travers l'équation (3.5).

La rétroaction optique permet de stabiliser le CPR dans le régime adiabatique, ce dernier chutant de 750 MHz/mW pour $R_{AR,eq}$ = 0% (sans rétroaction optique) à 65 MHz/mW pour $R_{AR,eq} \approx 3\%$. Les figures 3.34(b) et 25 démontrent un bon accord qualitatif entre les simulations et les résultats expérimentaux. D'un point de vue qualitatif, il convient de noter que la plage de taux de rétroaction optique explorée dans les expérimentations (figure 3.21) est différente de celle explorée en simulation (figure 3.34(b)). Un tel désaccord peut être attribué principalement au fait que les simulations numériques prennent en considération la rétroaction optique externe uniquement en terme d'amplitude et non pas la dynamique d'interaction entre les champs optique et retardé dans la cavité optique. Des travaux complémentaires devront examiner cette interaction à travers la résolution de l'équation (2.106) en amplitude et en phase.

D'après la figure 3.34(a), nous remarquons que le signe du chirp adiabatique peut être modifié lorsque la réflectivité équivalente augmente. Cet effet est même plus radical lors de la présence d'un facteur très faible de couplage du réseau de Bragg.

La figure 3.35 montre le CPR calculé en régime adiabatique pour un coefficient du couplage du réseau de Bragg κL = 0,5 avec L = 350 μm. La réflectivité équivalente de la facette AR est respectivement égale à 0,1% (courbe verte), 0,5% (courbe noire), 1% (courbe rouge) et 2% (courbe bleue).

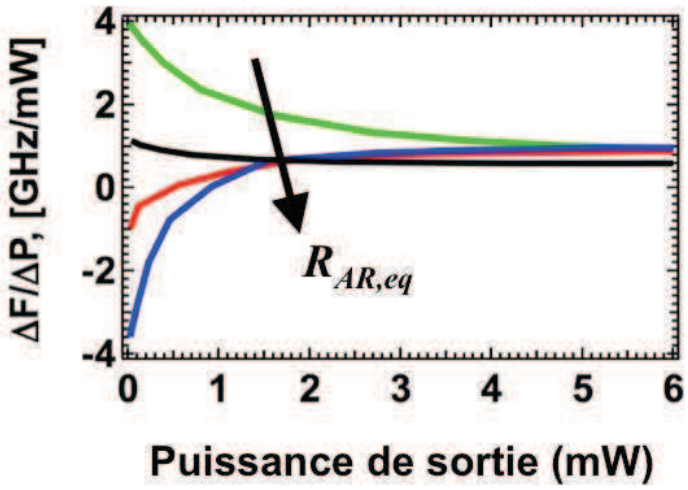


Figure3.35: CPR calculé dans le régime adiabatique en fonction de la puissance de sortie pour plusieurs conditions de rétroactions, κL= 0,5, φ_{HR} = 0,9π. La réflectivité équivalente de la facette AR est respectivement égale à 0,1% (courbe verte), 0,5% (courbe noire), 1% (courbe rouge) et 2% (courbe bleue).

En comparant avec la figure 3.33, nous observons que la diminution de κL entraîne une diminution de la réflectivité du réseau de Bragg ce qui provoque une augmentation de la sensibilité du laser à la rétroaction optique.

La figure 3.35 montre le CPR calculé en régime adiabatique pour κL = 0,5 et φ_{HR} = 0,9π. Ainsi, à faible puissance, des réflexions optiques même de quelques pourcents exaltent les effets du SHB sur le CPR. Par exemple, pour une puissance de 1 mW, l'augmentation de R_{AR} provoque une chute du CPR de 2 GHz/mW à 45 MHz/mW.

Notons enfin que, suivant l'amplitude du retour et la valeur de κL, la couleur du CPR peut transiter du bleu vers le rouge et impacter le comportement en transmission. Ces résultats montrent que la rétroaction optique peut être ajustée de manière à minimiser voire à annuler le CPR dans le régime adiabatique. Nous observons deux formes de dépendance du CPR de la puissance de sortie similaires aux mesures et aux simulations présentées dans la première partie du présent paragraphe et qui incluent un changement de courbure. La figure 3.35 montre que suivant l'amplitude du retour et la valeur de κL, la couleur du CPR peut transiter du bleu vers le rouge et impacter le comportement en transmission. Ces résultats montrent que la rétroaction optique peut être ajustée de manière à minimiser voire à annuler le CPR dans le régime adiabatique. Cette situation résulte d'une conception adéquate de la cavité laser associée à un champ de retour bien accordé ayant les propriétés nécessaires en termes d'amplitude et de phase.

En ce qui concerne l'effet de la rétroaction optique sur la bande passante du laser

DFB, d'autres études théoriques sur les lasers à boites quantiques confirment notre étude expérimentale [29]. La figure 3.36 montre que l'augmentation du taux de rétroaction optique engendre l'augmentation de la fréquence de relaxation du laser et donc l'amélioration de la bande passante AM.

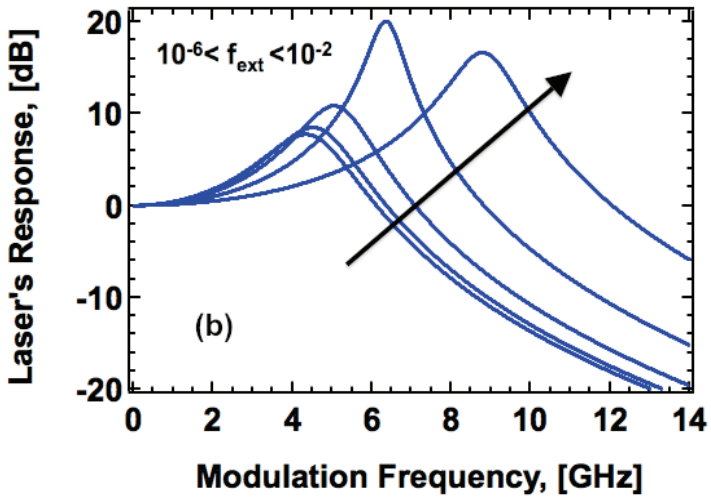


Figure 3.36: Réponse AM calculée d'un laser à boite quantique en présence d'une rétroaction optique externe contrôlée, le taux de rétroaction f_{ext} varie entre 10^{-6} et 10^{-2}, $\alpha_H = 14$ (d'après [29])

3.3. Conclusion du chapitre

De par leur caractère monomode spectral et leur compacité, les lasers à contre-réaction distribuée (DFB) offrent des caractéristiques bien adaptées aux télécommunications optiques fibrées. En revanche, leurs performances en régime de modulation directe (cas des DML) sont souvent altérées par une déviation de fréquence (« chirp ») qui limite la portée de transmission en présence de la dispersion de la fibre.

Afin d'améliorer les performances des futurs systèmes de télécommunications optiques, l'ingénierie du chirp en termes d'ajustement et de contrôle est très importante pour contrecarrer les effets de la dispersion chromatique des fibres optiques.

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons étudié théoriquement et expérimentalement les effets des phases aux facettes ainsi que leur rôle critique de prédiction du comportement du chirp adiabatique des lasers AR/HR-DFB. En effet, la phase de la facette HR est suffisamment critique pour modifier le chirp adiabatique et le faire passer du bleu au rouge. Nous avons démontré que l'observation du spectre du laser joue un rôle très important dans la prédiction du comportement du chirp adiabatique pour une réflectivité très faible du coté de la facette AR (R_{AR}) en fonction de la couleur du mode d'émission. Bien que la phase

de la facette AR (fort R_{AR}) permette de changer l'emplacement du mode laser par rapport à la longueur d'onde de Bragg, son influence sur le chirp reste non maitrisable et parfois très faible puisqu'elle dépend fortement de la valeur de la phase de facette HR. De plus, nous avons étudié les effets des phases aux facettes sur la transmission à travers les mesures de la pénalité. Les résultats expérimentaux montrent que les lasers ayant un chirp bleu présentent la plus faible pénalité et donc ils sont plus performants en transmission que les lasers ayant un chirp rouge.

Dans une deuxième partie, nous avons montré expérimentalement et par la simulation que le chirp des lasers DFB occasionnée par la modulation du courant d'alimentation peut être stabilisé et contrôlé via une rétroaction optique externe. Le chirp est évalué via la mesure de l'amplitude et de la phase du rapport FM/AM (CPR) en présence de rétroaction optique externe.

Pour le cas des DML où la rétroaction optique est implémentée à travers une longue cavité externe formée principalement par une fibre traitée HR de longueur dix mètres, les mesures montrent que l'optimisation du taux de retour optique permet réduire considérablement le CPR adiabatique de 650 MHz/mW pour le cas solitaire à environ 65 MHz/mW. Cette diminution peut être expliquée par la décroissance du facteur de couplage phase-amplitude de 3,2 à 1,8.

Les effets de la rétroaction optique ont été observés aussi pour le cas des EML présentant un accès de modulation sur la section du laser DFB où la génération et l'ajustement de la rétroaction optique sont assurés par la section du modulateur EAM ayant un traitement imparfait au niveau de sa facette de sortie. L'utilisation des EML présentant un retour optique du coté du modulateur représente une solution pratique, simple et originale pour le contrôle du chirp des DML.

Nous avons confirmé qualitativement à travers les simulations numériques les mêmes effets de la rétroaction optique externe sur le comportement du chirp observés expérimentalement. Nous avons prouvé, par la simulation que la sensibilité du laser à la rétroaction optique dépend fortement du coefficient du couplage du réseau de Bragg. En effet, les résultats montrent que la variation de l'amplitude de la rétroaction optique peut permettre de sélectionner judicieusement différents comportements de chirp. Selon le coefficient du couplage du réseau de Bragg ainsi que de la réflectivité des facettes, la déviation de fréquence peut alors augmenter, diminuer voire s'annuler.

Bibliographie

[1]: N.A Naderi, F. Grillot, V. Kovanis, and L. F Lester, “Simultaneous low linewidth enhancement factor and high bandwidth quantum-dash injection-locked laser,” *International Photon. Conf. Arlington, USA (2011).*
(Cité 121, 145, 145, 148)

[2]: W.S Rabinovich et B.J Feldman, “Spatial Hole Burning Effects in Distributed Feedback Lasers”, *IEEE journal of Quantum electronics, vol. 25, No.1, 1989* (Cité 125)

[3]: J. G Provost, and F. Grillot, “Measuring the chirp and the linewidth enhancement factor of optoelectronic devices with a mach-zehnder interferometer,” *IEEE Photon. Journal. 3(3), 476–488 (2011).* (Cité 141, 142, 142, 143)

[4]: B. Thedrez, J.M Rainsant, N. Aberkane, B. André, H. Bissessur, J.G Provost and B. Fernier, “Power and facet dependence of chirp for index and gain-coupled DFB lasers, ” *International Semi-conductor Laser Conference (ISLC), TuE41, pp. 175-176, 1998* (Cité 142)

[5]: F. Grillot, B. Thedrez, J. Py, O. Gauthier-Lafaye, V. Voiriot, and J. L Lafragette, “2.5-Gb/s transmission characteristics of 1.3-μm DFB lasers with external optical feedback, ” *IEEE Photon. Technol. Lett. 14(1), 101–103 (2002)*. 146, (Cité 145)

[6]: L. Goldberg, H.F Taylor, A. Dandridge, J.F Weller, and R.O Miles, “Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 30(4), 401-410 (1982).* (Cité 145)

[7]: R. Lang and K. Kobayashi, “External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties”, *IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 16, No. 3, pp 347-355, 1980.* (Cité 145)

[8]: F. Favre "Theoretical analysis of external optical feedback on DFB semiconductor lasers" *IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 23, No. 1, pp 81-88, 1987* (Cité 145)

[9]: J.L Beylat, G. Balland, and J. Jacquet "External optical feedback effects on DEB semiconductor lasers-theoretical analysis and experimental results" *ECOC 1988, Vol. 1, No. 292, pp 392-395*. (Cité 145)

[10]: J.L Beylat, and J. Jacquet "Analysis of DFB semiconductor lasers with external optical feedback " *Electronic Letters, Vol. 24, No. 9, pp 509-510, 1988*. (Cité 145)

[11]: D. M Kane, and K. A Shore, *Unlocking dynamical diversity (Wiley, 23-54, 2005).* (Cité 145)

[12]: N. Shunk, and K. Petermann, “Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback,” *IEEE J. Quantum Electron, 24(7), 1242–1247, (1988).* (Cité 145)

[13]: R.W. Tkach and, A. R. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5-μm distributed feedback lasers," *J. Lightwave Tech., 4(11), 1655-1661, (1986).* (Cité 145)

[14]: K. Kikuchi and T. Okoschi, "Simple formula giving spectrum narrowing ratio of a semiconductor laser output obtained by optical feedback," *Electronic Letters., 18(1), 10-11 (1982).* (Cité 145)

[15]: J. Biesterbos, A.J. Den Boef, W. Linders and G.A. Acket, "Low frequency mode hopping optical noise in AlGaAs channeled substrate lasers produced by optical feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics., 19(6), 986-990 (1983).* (Cité 146)

[16]: J.O. Binder and G.D. Cormarck, "Mode selection and stability of a semiconductor laser with external feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics.,25(11), 2255-2259 (1989).* (Cité 146)

[17]: D. Lenstra, B. H. Verbeek, and A.J. Den Boef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback", *IEEE J. Quantum Electron. 21(6), 674- 679 (1985).* (Cité 146)

[18]: C. Henry, and R. F Kazarinov, "Instabilities of semiconductor lasers due to optical feedback from distant reflectors," *IEEE J. Quantum Electron. 22(2), 294–301(1986).* (Cité 146)

[19]: J. Mork, B. Tromborg, and J. Mark, "Chaos in semiconductor lasers with optical feedback: theory and experiment," *IEEE J. Quantum Electron. 28(11), 93-108(1992).* (Cité 146)

[20]: J. Mork, B. Tromborg, and P. L. Christiansen, "Bistability and low-frequency fluctuations in semiconductor lasers with optical feedback: a theoretical analysis, *" IEEE J. Quantum Electron. 24(2), 123-133(1988).* (Cité 146)

[21]: M.W. Fleming and A. Mooradian, "Spectral characteristics of external cavity controlled semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron. 17(1), 44-59(1983).* 146
[22]: R. Wyatt and W.J. Devlin, "10kHz linewidth 1.5 μm InGaAsP external cavity laser with 55nm tuning range,*" Electronic Letters. 19(3), 110-112(1983).* (Cité 146)

[23]: G. Duan, P. Gallion and, G. Debarge, "Analysis of frequency chirping of semiconductor lasers in the presence of optical feedback," *Optics Letters 12(10), 800-802 (1987).* (Cité 146)

[24]: G. Morthier, "Feedback Sensitivity of Distributed-Feedback Laser Diodes in Terms of Longitudinal Field Integrals," *IEEE J. Quantum Electron. 38(10), 1395-1397(2002).* (Cité 146)

[25]: F. Grillot, N. A. Naderi, M. Pochet, C.-Y. Lin, and L. F. Lester, "Optical feedback instabilities in a monolithic InAs/GaAs quantum dot passively mode-locked laser," *Appl. Phys. Lett.,* 94(15), 153503 (2009). (Cité 148)
[26]: G. P. Agrawal, "Effect of gain nonlinearities on the dynamic response of single-mode semiconductor lasers,"*IEEE Photon. Technol. Lett. 1(8), 212–214 (1989).* (Cité 152)

[27]: G. P. Agrawal, *Semiconductor Lasers* (Van Nostrand Reinhold, 1993) (Cité 152)

[28]: A. Argyris, M. Hamacher, K. E. Chlouverakis, A. Bogris, and D. Syvridis, “Photonic Integrated Device for Chaos Applications in Communications,” *Physical Review Letters. 100(19), 194101(4) (2008).* (Cité 153)

[29]: F. Grillot and N. Dubey, “Influence of the Linewidth Enhancement Factor on the Modulation Response of a Nanostructure based Semiconductor Laser Operating under External Optical Feedback,”*, Photonics West, San Francisco, USA, (2011).* (Cité 164)

[30]: B. Tromborg, H. Olesen, P. Xing and SF. Saito, “Transmission Line Description of Optical Feedback and Injection Locking for Fabry-Perot and DFB Laser”*, IEEE J. Quantum Electron. 23(11), 1875-1889 (1987)*

[31]: A. Lestra and P. Brosson, “Design Rules for a Low-Chirp Integrated DFR Laser with an Electroabsorption Modulator,”*, Photonic Technology Letters, 8(8), 998-1000 (1996)*

[32]: J. Helms and K. Peterman, “Microwave Modulations characteristics of semiconductor lasers with optical feedback”, *Electronic Letters, 25(20), 1369 – 1371, 1989*

Chapitre 4

La modulation duale à haut débit

4. La modulation duale à haut débit

Le déploiement actuel des services FTTH pour les usages personnels associé au développement de nouvelles applications professionnelles comme les échanges massifs de données, le stockage massif et le calcul distribué ont engendré de nouveaux challenges sur tous les segments du réseau optique de communication. Parmi eux, on trouve les contraintes pour la conception des sources optiques destinées aux réseaux métropolitains et d'accès, qui doivent être à la fois, compactes, polyvalentes, compatibles à haut débit, de bas coût et de consommation réduite. Les EML ont été développés dans ce contexte [1,2]. Ils sont vus couramment comme des dispositifs standards pour les liaisons d'accès à 10Gb/s (future génération du FTTH). Dans le cadre de la thèse, nous avons considéré des nouvelles applications avancées pour les EML dans la perspective d'une augmentation du débit au delà de 10Gb/s et de la portée des transmissions, ainsi que pour leur utilisation dans les applications de radio-sur-fibre et de modulation fréquentielle orthogonale (OFDM).

Le travail de la thèse fait suite à une innovation, précédemment démontré, consistant à concevoir un double accès de modulation sur l'EML. En conséquence, le nouveau composant dénommé D-EML permet d'appliquer une modulation duale sur le laser et le modulateur [3]. Nous avons exposé théoriquement dans le premier chapitre le principe de la modulation duale et sa contribution à l'augmentation du débit et de la portée de transmission à travers l'ajustement du chirp du laser et du modulateur, nécessaire pour le respect de la condition de la génération des signaux SSB. Ce chapitre présente des démonstrations expérimentales de plusieurs applications en transmission à haut débit du D-EML dont certaines sont confrontées aux résultats de simulation système utilisant le modèle complet du deuxième chapitre.

Nous commençons par décrire la structure d'un D-EML, ses caractéristiques statiques et dynamiques. Nous présentons, par la suite, les résultats de simulation du comportement du chirp du D-EML issus du modèle présenté précédemment. Ces résultats permettent de montrer la capacité des D-EML à étendre la portée de transmission ainsi que leur efficacité par rapport à d'autres composants tels que les DML et les EAM. Ensuite, nous exposons les résultats théoriques et expérimentaux permettant d'évaluer les performances de la modulation duale, de prouver son adaptabilité aux hauts débits (20, 25 et de 40 Gb/s) et de quantifier sa contribution à l'amélioration de la portée de transmission.

Enfin, nous montrons expérimentalement l'utilisation des D-EML pour la génération des signaux SSB pour les applications radio-sur-fibre ainsi que la possibilité de l'application d'une modulation OFDM dans un contexte SSB.

4.1. Caractérisation expérimentale des D-EML

4.1.1. Structure d'un D-EML

Le D-EML (Dual-Electroabsorption Modulated Laser) est une source optique composée d'un laser DFB et d'un modulateur EAM intégrés monolithiquement sur la même puce (EML) possédant deux accès indépendants de modulation (figure 4.1). Le D-EML, spécifiquement conçu pour appliquer la technique de la modulation duale, est basé sur des matériaux à puits quantiques en *AlGaInAs* et fabriqué par notre partenaire industriel « III-V lab ». Le laser est conçu pour avoir un fort indice de modulation FM et un faible indice de modulation AM tandis que le modulateur est conçu contrairement. De cette façon, il est possible de moduler électriquement par deux signaux séparés le laser et le modulateur afin d'ajuster par un contrôle des amplitudes de modulation, les dérives en fréquence du laser (chirp) et du modulateur et permettre ainsi d'augmenter la portée de la transmission par fibre optique.

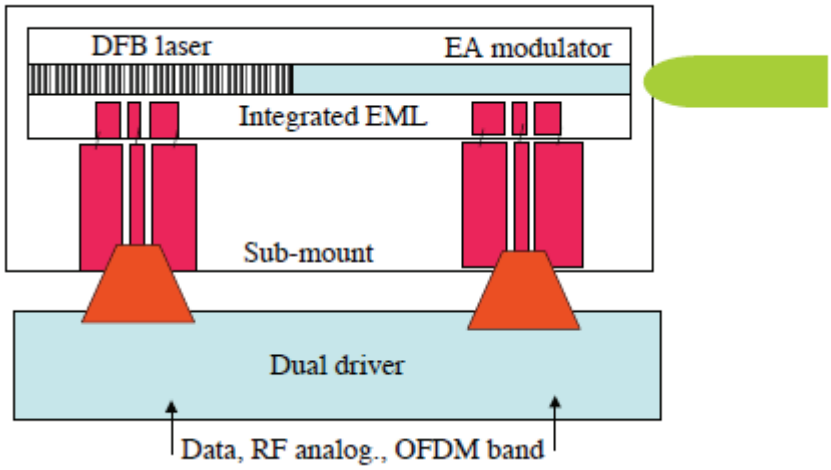


Figure 4.1: schéma de la structure d'un D-EML spécifiquement conçu pour la modulation duale

La conception et l'intégration d'une structure flexible d'un « dual driver » électrique permettant l'équilibrage et le retard relatif des deux modulations est un élément clé pour faire fonctionner le D-EML dans une configuration de modulation duale en $\overline{Data}/Data$. Le « driver » se compose d'une architecture modifiée par rapport à un « driver » standard pour fournir le réglage en phase et en amplitude des données nécessaires pour l'optimisation expérimentale et déterminer les conditions précises d'utilisation du composant.

Dans une première étape, le « dual driver » est considéré comme un élément distinct par rapport à l'EML destiné à fonctionner dans un package séparé. L'intégration de ce driver sera faite dans une deuxième étape après une phase de test et d'optimisation. Pour commencer les expérimentations, nous avons utilisé notre propre circuit de commande décrit dans le paragraphe 4.2.3 de ce chapitre.

La puce D-EML testée est similaire à celle utilisée précédemment dans d'autres travaux (*J. Petit et al*) pour évaluer les performances de la modulation duale à 10 Gb/s. La longueur de la section laser est environ de 470 μm (10 puits quantiques) alors que celle du modulateur est de 75 μm. Le modulateur EAM intégré possède une large bande passante supérieure à 30 GHz. Le facteur de couplage du réseau de Bragg κL est de l'ordre de 1,4 ($\kappa \sim 30$ cm^{-1}) minimisant l'effet de la rétroaction optique au niveau de la facette du modulateur. L'image des puces D-EML fournies par notre partenaire industriel (III-V lab) est représentée dans la figure 4.2.

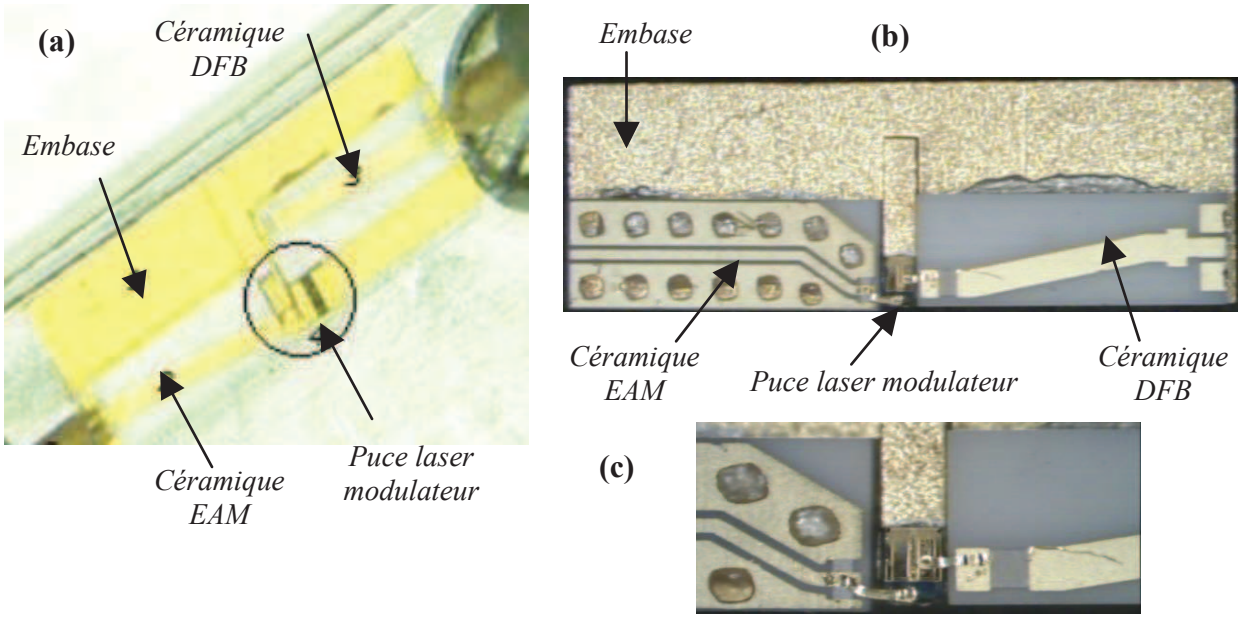


Figure 4.2: Vue sur embase des puces D-EML ayant différents longueurs de section laser, (a) $L_{laser} \sim 470$ µm, (b) $L_{laser} \sim 300$ µm. (c) Zoom de la puce D-EML : le guide d'onde coplanaire est terminé par une charge 50Ω à gauche

Le modulateur EAM est connecté à travers un guide d'onde coplanaire terminé par une charge de 50 Ω. Un ruban d'or de largeur 50 μm est utilisé pour connecter le guide d'onde et le modulateur EAM. Le laser DFB est connecté à travers une ligne microstrip se terminant par une résistance en série de 47 Ω. La connexion entre la ligne microstrip et le laser DFB est

aussi assurée par un ruban d'or de 50 μm de large. Les deux lignes d'accès RF ont une entrée coplanaire qui permet la connexion avec des sondes coplanaires.

Le caractère critique du travail tient dans la détermination des conditions précises et optimales d'utilisation du D-EML pour chaque application visée et dans la maîtrise des structures matérielles permettant de les mettre en œuvre. Ceci impose une connaissance très fine du comportement en modulation du composant afin de développer les stratégies de modulation équilibrées. Le D-EML a prouvé sa grande utilité pour la transmission à 10 Gb/s [3,4] et peut être encore compatible à haut débit pour les systèmes radio-sur-fibre et même pour la modulation de type OFDM.

L'optimisation du schéma de la modulation duale ($\overline{Data}/Data$) est un véritable défi qui peut être obtenu sur la base des caractérisations théoriques et expérimentales qui représentent un aspect important de la procédure. Avant d'évaluer les performances de la modulation duale, nous avons effectué des mesures expérimentales préliminaires des caractéristiques statiques et dynamiques du D-EML dans le but de déterminer le débit limite que nous pouvons envisager.

4.1.2. Mise en œuvre de la platine d'accueil des D-EML

La caractérisation des puces D-EML nécessite une platine d'accueil différente de celle des simples EML. Cette platine doit permettre d'acheminer les signaux électriques RF qui vont attaquer le laser et le modulateur à travers deux circuits de commande différents (figure 4.3). Pour ce faire, nous amenons deux accès électriques haute-fréquence pour le laser et le modulateur à l'aide de deux sondes coplanaires constituées chacune d'une pointe « signal » entre deux pointes « masse » (G-S-G : Ground-Signal-Ground).

La lumière émise par le D-EML est collectée à l'aide d'une fibre micro-lentillée placée dans un système de couplage XYZ qui assure la stabilité mécanique de la plateforme de test. Par la suite, la fibre est liée directement à un isolateur pour empêcher le retour de lumière dans la puce.

La régulation de la température est assurée à l'aide d'un module *Peltier* placé entre le support de la puce et le radiateur. Ce module sert à évacuer la chaleur engendrée par le passage du courant dans le laser. Une thermistance permet de capter la température du composant. Le contrôleur de température qui gère le module *Peltier* et la thermistance permet donc de maintenir une température constante du D-EML et donc d'éviter le problème des effets thermiques lors de la caractérisation.

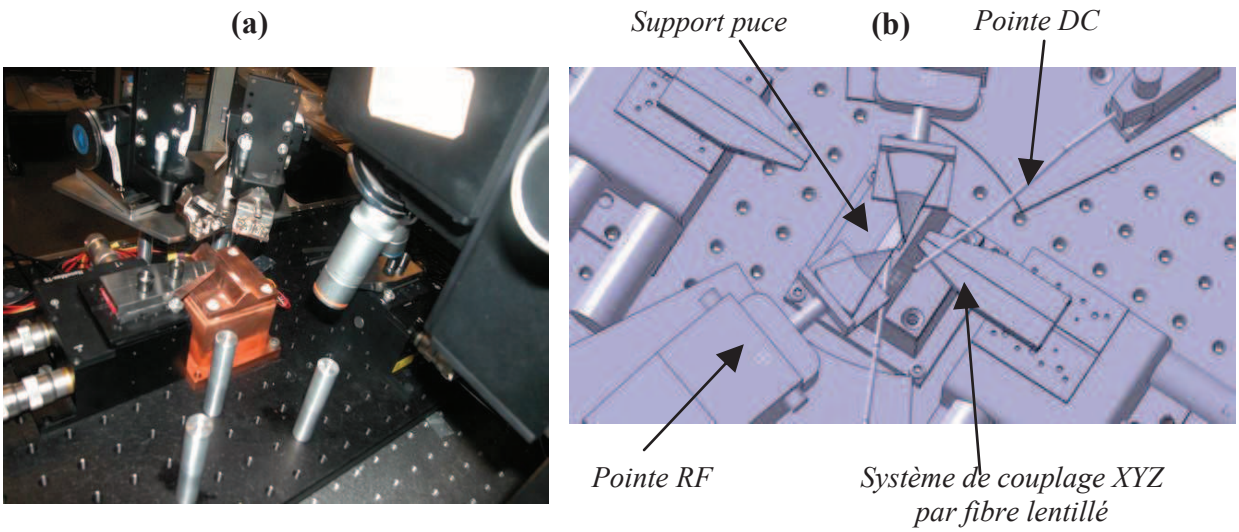


Figure 0.39: La platine d'accueil des D-EML: (a) en image réelle, (b) en vue schématique

Après avoir mis en œuvre la platine d'accueil des D-EML, nous avons commencé par mesurer les caractéristiques statiques telles que la variation de la puissance de sortie et de la longueur d'onde d'émission en fonction du point de polarisation du laser et du modulateur. Enfin, nous avons procédé à la mesure des caractéristiques dynamiques telles que la mesure de la bande passante et du chirp grand signal. Ces mesures préliminaires sont de grande importance puisqu'elles nous aideront à rechercher les conditions optimales d'utilisation des D-EML en cas de modulation duale.

4.1.3. Mesure des caractéristiques statiques des D-EML

4.1.3.a. La puissance de sortie en fonction de courant

Nous avons appliqué une tension positive sur le modulateur (+0,8V) pour obtenir un maximum de puissance à la sortie du composant. Par la suite, nous avons varié le courant d'injection du laser entre 0,1 mA et 200 mA. La figure 4.4 montre la variation de la puissance émise par le D-EML en fonction du courant d'injection pour plusieurs températures. Le courant seuil du D-EML est environ 10 mA pour T = 20°C. Nous remarquons que la valeur de ce courant augmente avec la température de 10 mA à 25 mA. Ceci est dû au fait qu'un accroissement de la température entraîne la diminution de l'énergie de la bande interdite de la couche active du laser et donc une diminution du gain matériau au seuil. En conséquence, le courant de seuil doit augmenter pour obtenir l'effet laser. La figure 4.4 montre l'effet de saturation qui se produit à fort courant (environ à partir de 150 mA) suite à l'augmentation

des pertes internes en fonction du courant de polarisation ainsi que les effets thermiques qui modifient les paramètres du matériau du laser.

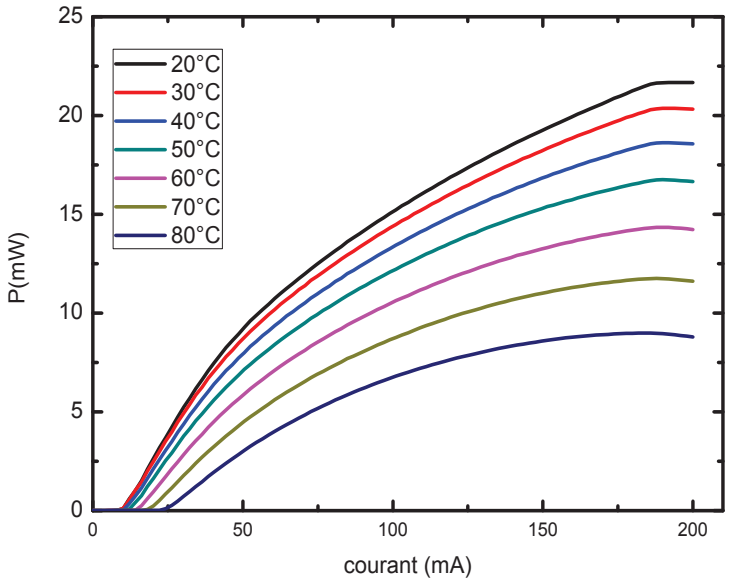


Figure 4.4 : La puissance de sortie mesurée en fonction du courant d'injection du D-EML (L_{laser} = 470 μm) pour une tension de polarisation V_{mod} = +0.8V

Cette courbe est utile pour l'analyse de la bande passante du laser. En outre, elle nous aidera à trouver le point de fonctionnement optimal du laser et à prendre des précautions pour ne pas endommager les appareils de mesure et surtout pour les tests à 40 Gb/s.

4.1.3.b. La longueur d'onde d'émission en fonction de courant

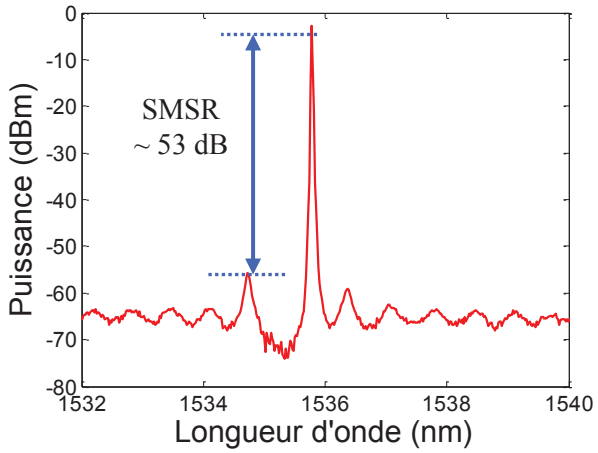


Figure 4.5 : Spectre optique du D-EML pour I_{laser} = 60 mA et V_{mod} = 0V

La figure 4.5 montre le spectre optique du D-EML pour un courant de polarisation du laser de l'ordre de 60 mA et une tension de polarisation du modulateur de 0V. La longueur d'onde d'émission du D-EML est aux alentours de 1535,7 nm tandis que le SMSR est de l'ordre de 53 dB à 20°C. La figure 4.6 montre l'évolution de la longueur d'onde d'émission

en fonction du courant d'injection appliqué. Nous remarquons une augmentation de la longueur d'onde d'environ 5 nm sur toute la plage de variation du courant pour chaque valeur de tension. Cette perturbation en longueur d'onde est fortement liée à un effet de température, lors de l'augmentation du courant, qui modifie les paramètres matériau du laser.

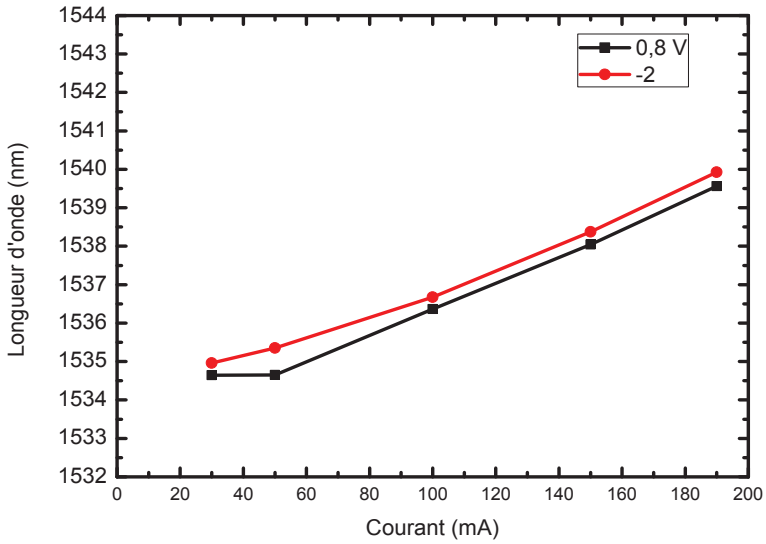


Figure 4.6: La longueur d'onde d'émission mesurée en fonction du courant d'injection pour deux valeurs de tensions appliquées pour le D-EML

Les conditions d'utilisation d'un filtre dans le module de réception d'un système de transmission, dans le but de réduire le bruit optique introduit par l'émission spontanée des amplificateurs en ligne, doivent prendre en considération la variation de la longueur d'onde d'émission (figure 4.6). Cependant, lors des expériences de transmission en NRZ qui seront présentées ultérieurement dans le paragraphe 4.2.3, même si la longueur d'onde d'opération est quasi-constante pour les courants de polarisation appliqués, compris entre 40 mA et 80 mA, aucun filtre n'a été introduit.

4.1.3.c. La longueur d'onde d'émission en fonction de la tension appliquée

Sur la figure 4.7 où nous avons représenté la longueur d'onde d'émission en fonction la tension appliquée sur le modulateur EAM de -4 V à 0,8 V, nous remarquons une légère évolution pour un courant de polarisation fixé. Ceci est dû à l'échauffement de la charge 50 Ω placée en parallèle avec le modulateur et soumise au passage du photocourant. Proche du laser, elle entraîne une variation de la température du composant qui perturbe les caractéristiques du laser. Cet effet ne sera pas sensible en régime dynamique lorsque la tension du modulateur variera rapidement autour d'un point de fonctionnement fixe.

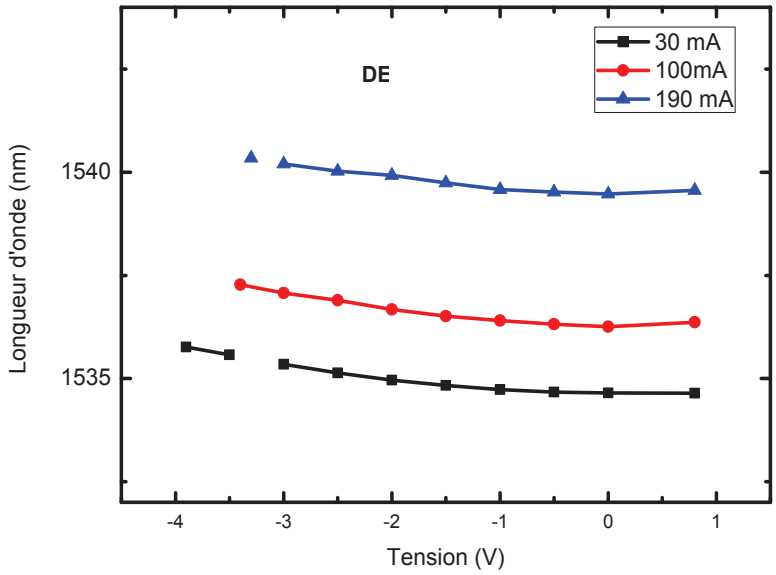


Figure 4.7: La longueur d'onde d'émission mesurée en fonction de la tension appliquée pour plusieurs courants de polarisation

4.1.3.d. La puissance de sortie en fonction de la tension appliquée

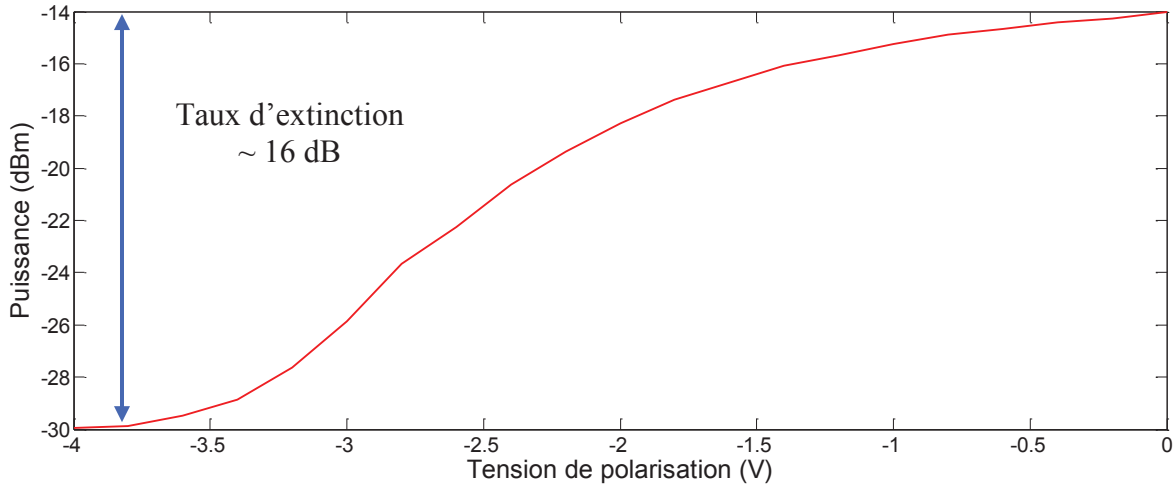


Figure 4.8: La puissance de sortie en fonction de la tension appliquée pour un courant de polarisation de 80 mA du D-EML, T=20°C

Pour connaître le point de fonctionnement optimal du modulateur EAM, nous avons procédé à l'évaluation de sa caractéristique statique d'absorption. La figure 4.8 montre l'évolution de la puissance de sortie des D-EML en fonction de la tension appliquée sur le modulateur à électro-absorption (EA) pour un courant de polarisation fixé à 80 mA. Au-delà de -3V, la puissance augmente avec la tension. Ceci est dû à l'effet Stark confiné quantiquement (QCSE) [5]. Nous remarquons un bon taux d'extinction de l'ordre de 16 dB défini par le rapport de puissances de la sortie sur l'entrée à V_{mod} = 0V et V_{mod} = -4V.

Le choix du point de polarisation de l'EAM ne dépend pas uniquement de sa situation dans la zone linéaire de la courbe de taux d'extinction mais aussi du signe du facteur de couplage phase-amplitude (facteur de Henry) responsable de la nature de la contribution du chirp du modulateur en cas de modulation duale.

4.1.4. Mesure des caractéristiques dynamiques des D-EML

La phase de la caractérisation statique du D-EML a permis d'analyser l'évolution de paramètres clés tels que le courant de seuil, la longueur d'onde d'émission et le taux d'extinction ainsi que les perturbations sur la longueur d'onde liées aux effets thermiques issus de la variation du point de polarisation du composant. La caractérisation statique est importante pour connaître la plage de variation envisageable des points de fonctionnement du laser et du modulateur mais elle est insuffisante pour confirmer la qualification du D-EML pour les hauts débits. Pour ce fait, des caractérisations en régime dynamique demeurent indispensables. Il s'agit de la mesure de la bande passante du laser et du modulateur indépendamment l'une de l'autre en régime petit-signal ainsi que la mesure du chirp du laser en régime petit et grand-signal.

4.1.4.a. Mesure de la bande passante

La figure 4.9 montre le schéma expérimental de la mesure de la bande passante du laser et du modulateur intégrés dans le D-EML. Nous utilisons un analyseur de réseau vectoriel, VNA (Vector Network Analyser) possédant une entrée et une sortie RF. La section laser et la section du modulateur du composant sont chacune reliées à un té de polarisation. Le principe de mesure de la bande passante du laser consiste à considérer le modulateur comme une photodiode (position (1) des commutateurs). Ceci permet d'éviter les problèmes de couplage de la lumière dans la fibre micro-lentillée dans le cas d'utilisation d'une photodiode externe.

La plage de fréquences envisagée est de 130 MHz jusqu'à 20 GHz. Pour cette plage, la réponse AM du modulateur est supposée uniforme car sa large bande passante est très supérieure à la fréquence de modulation maximum du laser (>30GHz).

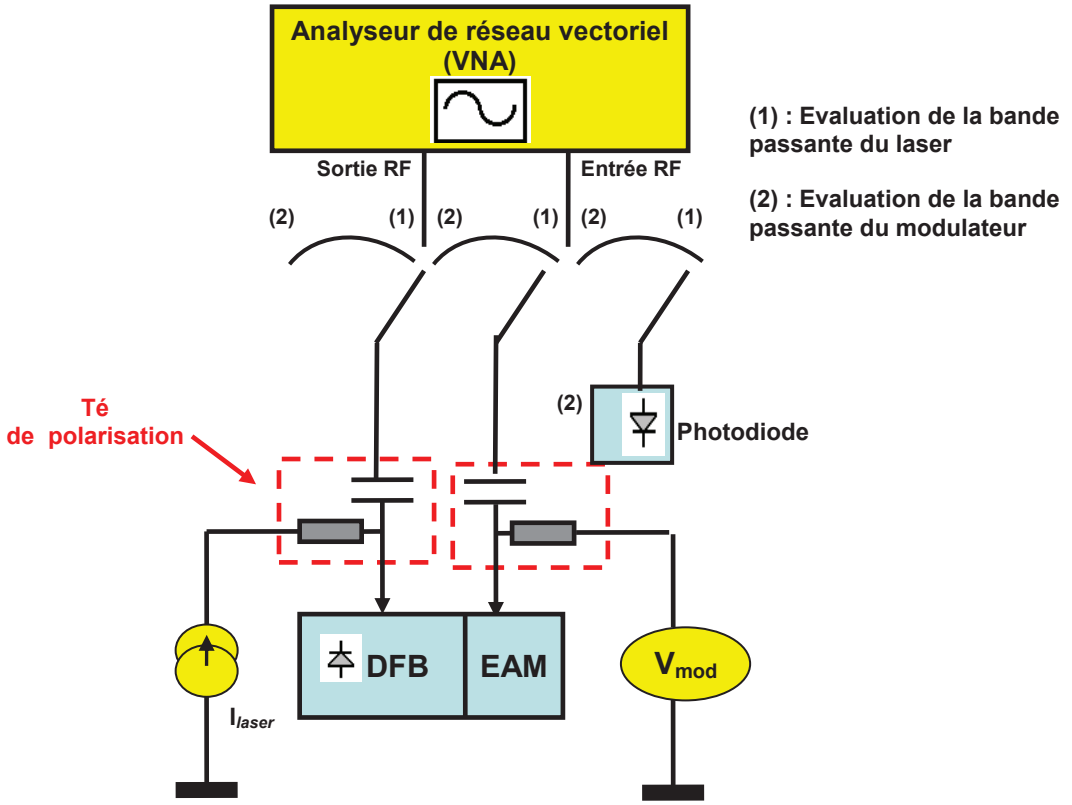


Figure 4.9: schéma du dispositif de mesure de bande passante du laser DFB et du modulateur EAM

La figure 4.10 montre l'évolution de la réponse AM du laser DFB en fonction du courant de polarisation et pour différentes tensions de polarisation appliquées sur le modulateur EAM. Le D-EML testé est peu sensible au retour optique du fait du traitement antireflet très bon de la facette externe du modulateur et d'un facteur de couplage du réseau important. Cependant, pour analyser l'effet de la rétroaction optique sur le laser, nous avons mesuré sa bande passante AM en faisant varier la tension de polarisation du modulateur.

Pour introduire un faible niveau de retour optique, nous avons appliqué une tension de polarisation sur le modulateur de l'ordre de -2V afin de profiter de l'atténuation de celui-ci sur l'onde réfléchie. La figure 4.10(b) montre une courbe typique de la réponse AM d'un laser DFB. La fréquence de relaxation s'accroît avec le courant de polarisation d'environ 7 GHz pour I_{laser} = 60 mA à environ 8,5 GHz pour I_{laser} = 110 mA. Cette augmentation de la bande passante à -3dB peut atteindre 11 GHz pour des courants de polarisation supérieurs à 60 mA sur certaines puces. Un plus fort niveau de retour optique sur la section laser est obtenu pour V_{mod} = 0V (figure 4.10(a)). Cet impact du retour optique sur la bande passante du laser est illustré dans la figure 4.11 présentant l'évolution de la réponse AM du laser en fonction de la tension de polarisation du modulateur pour un courant d'injection fixé.

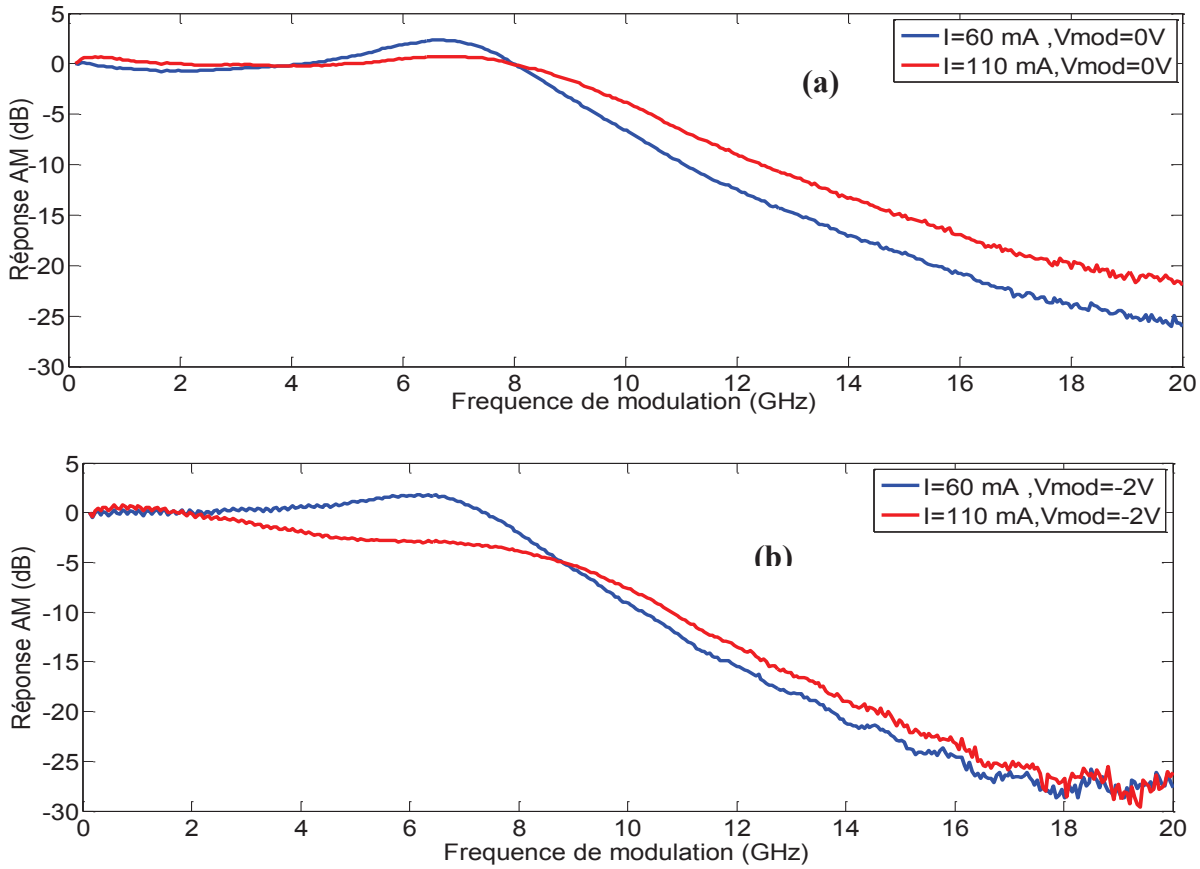


Figure 4.10: Réponse AM du laser DFB en fonction du courant de polarisation pour une tension appliquée de 0V (a), et -2V (b)

Une légère amélioration de la bande passante du laser fait suite à la hausse du niveau de retour optique par la tension de polarisation du modulateur. Ainsi, elle passe de 8,3 GHz à 9 GHz pour I_{laser} = 60 mA et de 9,7 GHz à environ 11GHz pour I_{laser} = 110 mA.

La bande passante AM du laser DFB est directement compatible avec le débit de 25Gb/s pour le D-EML testé. La modulation duale pourra toutefois aussi être évaluée à 40 Gb/s puisque la bande passante en FM est plus large que celle en AM (figure 4.14). Une mesure du chirp grand et petit-signal demeure nécessaire à ce stade pour confirmer la compatibilité du D-EML à ces débits.

La mesure de la bande passante du modulateur EAM est réalisée sur le même montage expérimental présenté dans la figure 4.9 mais en introduisant une photodiode sur l'entrée RF du VNA (position (2) des commutateurs). Cette photodiode de large bande passante est calibrée pour éviter tout impact sur la réponse de l'EAM. La figure 4.12 montre la réponse AM du modulateur EAM en fonction de courant de polarisation du laser DFB pour une tension de polarisation de -2V.

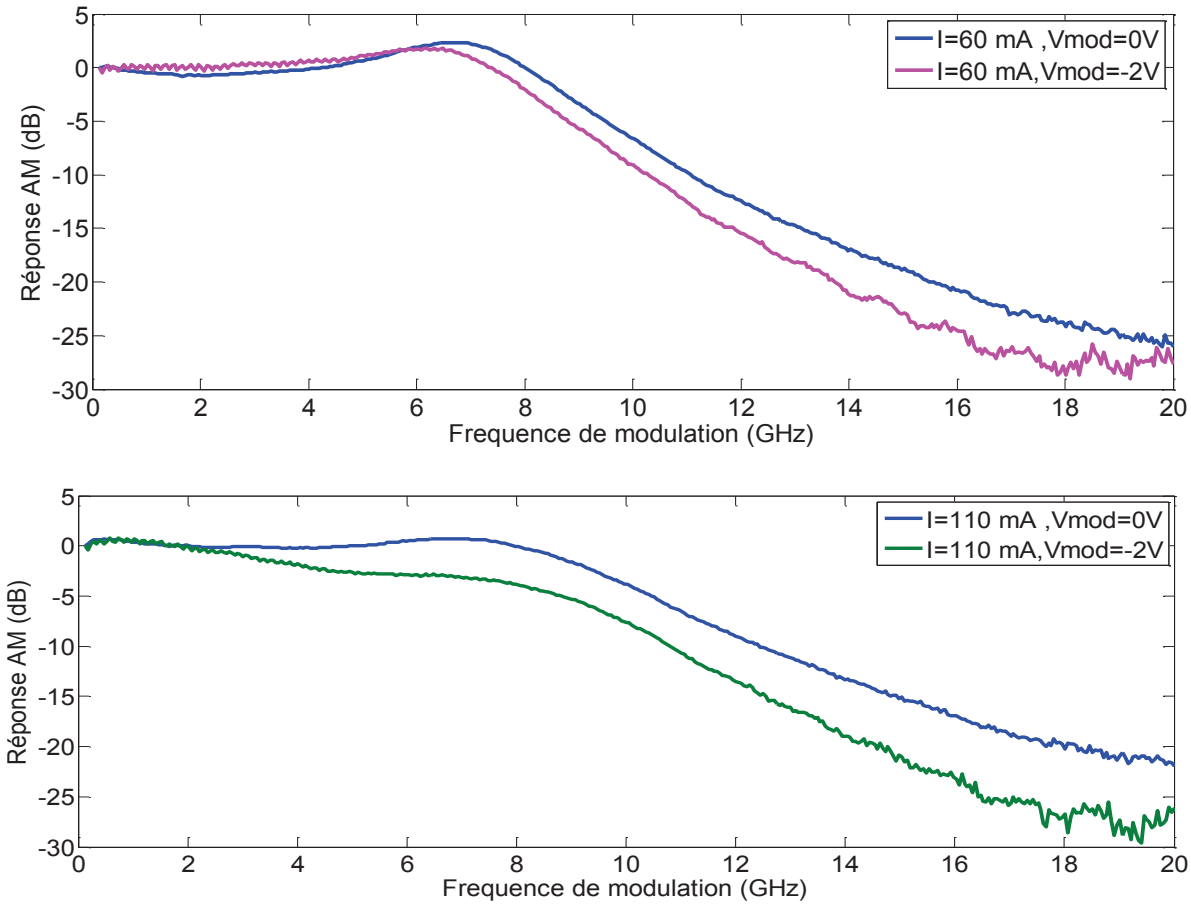


Figure 4.11: Réponse AM du laser DFB en fonction de la tension de polarisation de l'EAM pour un courant de 60 mA (a) et de 110 mA (b)

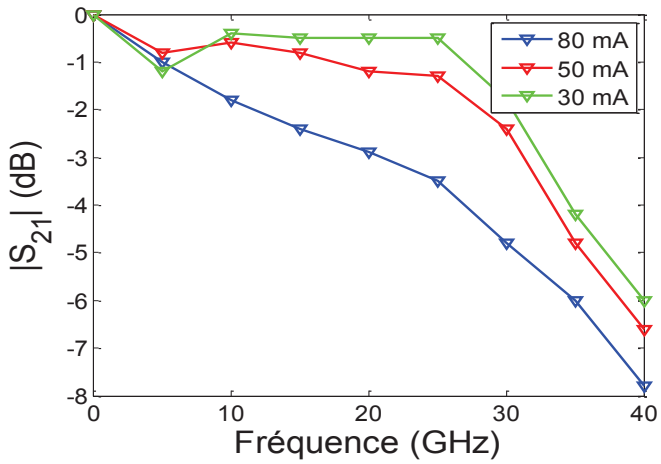


Figure 4.12: Réponse AM du modulateur EAM en fonction du courant de polarisation du laser DFB pour une tension appliquée de -2V

La bande passante du modulateur EAM présente une variation corrélée au courant de polarisation du laser DFB. Elle peut atteindre environ 35 GHz pour un courant de 30 mA.

4.1.4.b. Mesure du chirp petit-signal

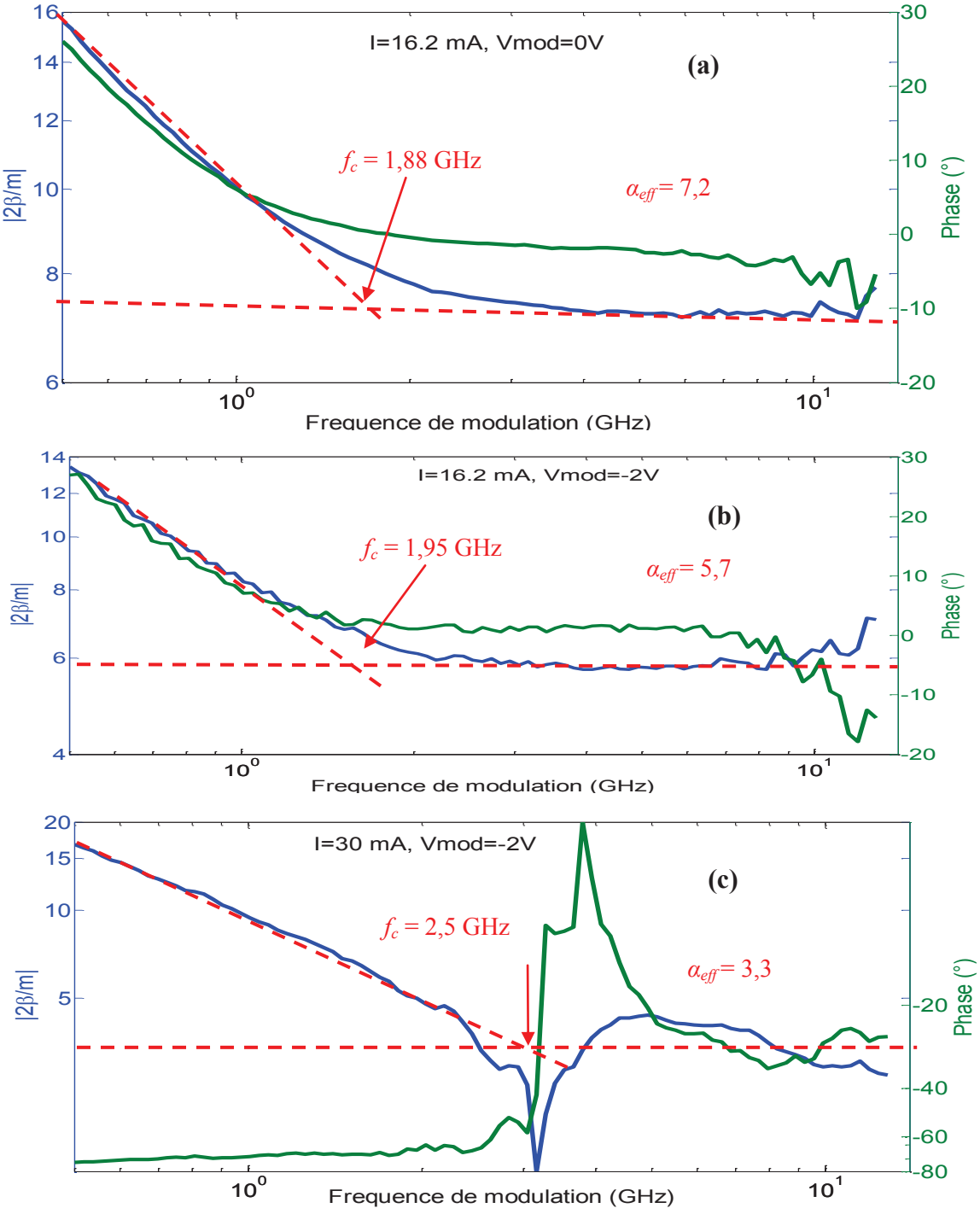


Figure 4.13: Evolution du rapport $2\tilde{\beta}/m$ (en module et en phase) mesuré par le VNA en fonction de la fréquence de modulation pour le laser DFB, (a) I_{laser} =16,2 mA et V_{mod} = 0V, (b) I_{laser} =16,2 mA et V_{mod} = -2V, (c) I_{laser} =30 mA et V_{mod} = -2V, Les figures sont représentées en échelle log-log

L'accès à la condition de génération des signaux SSB pour l'amélioration de la portée de transmission à haut débit est assez aisé avec le D-EML en comparaison aux CML utilisant un filtre optique passif. Il nécessite un indice de modulation FM élevé. Une étape préliminaire est consacrée à la caractérisation expérimentale de la réponse FM du laser DFB et de l'EAM

en régime petit-signal. Le montage expérimental a déjà été décrit dans le troisième chapitre (paragraphe 3.1.3).

La figure 4.13 montre l'évolution du rapport $2\tilde{\beta}/m$ (voir équation (1.75)) en module et phase du laser DFB en fonction de la fréquence de modulation pour deux courants et deux tensions de polarisation (I_{laser} =16,2 mA et 30 mA ; V_{mod} = 0V et -2V). Les figures 4.13(a) et 4.13(b) montrent que les modulations AM et FM sont en phase pour les fréquences supérieures à 1 GHz. Pour des hautes fréquences (f_m > 6 GHz), le module de $2\tilde{\beta}/m$ (courbe bleue) tend asymptotiquement vers la valeur du facteur de couplage phase-amplitude α_H estimé à 5,7 pour V_{mod} = -2V et à 7,2 pour V_{mod} = 0V. Ces valeurs sont élevées puisque le laser est polarisé très proche du seuil. La légère perturbation de α_H en fonction de V_{mod} est due à l'effet de la température qui engendre le déplacement de la longueur d'onde d'émission.

En augmentant le courant de polarisation du laser (I_{laser} = 30 mA), l'effet du retour optique même minimal engendre des problèmes de mesures de chirp. La figure 4.13(c) montre que les modulations AM et FM ne sont plus en phase tandis que le facteur de couplage phase amplitude matériau diminue jusqu'à 3,3. La figure 4.14 montre la décroissance moins rapide de la réponse FM par rapport à la réponse AM du laser DFB pour I_{laser} =16,2 mA et V_{mod} = 0V.

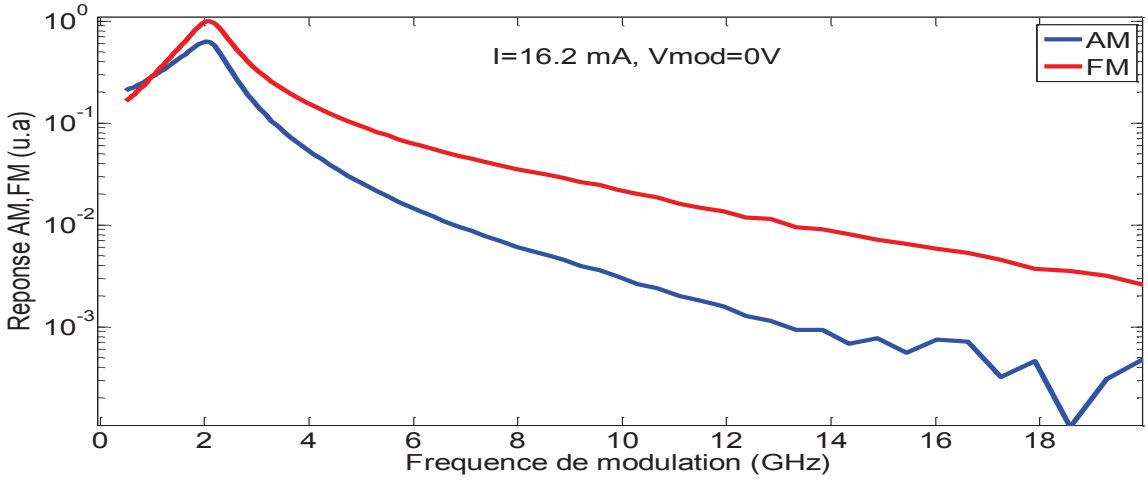


Figure 4.14: Réponse AM et FM du laser DFB mesurées par le VNA pour I_{laser} =16,2mA et V_{mod} = 0V

La figure 4.15 montre l'évolution du coefficient de couplage phase-amplitude en régime petit-signal de l'EAM (paramètre de Henry α_H) en fonction de la tension appliquée comprise entre -3V et 0V. Les valeurs de α_H pour des tensions inférieures à -3V sont difficilement accessibles à cause de la faible puissance du signal en sortie du D-EML.

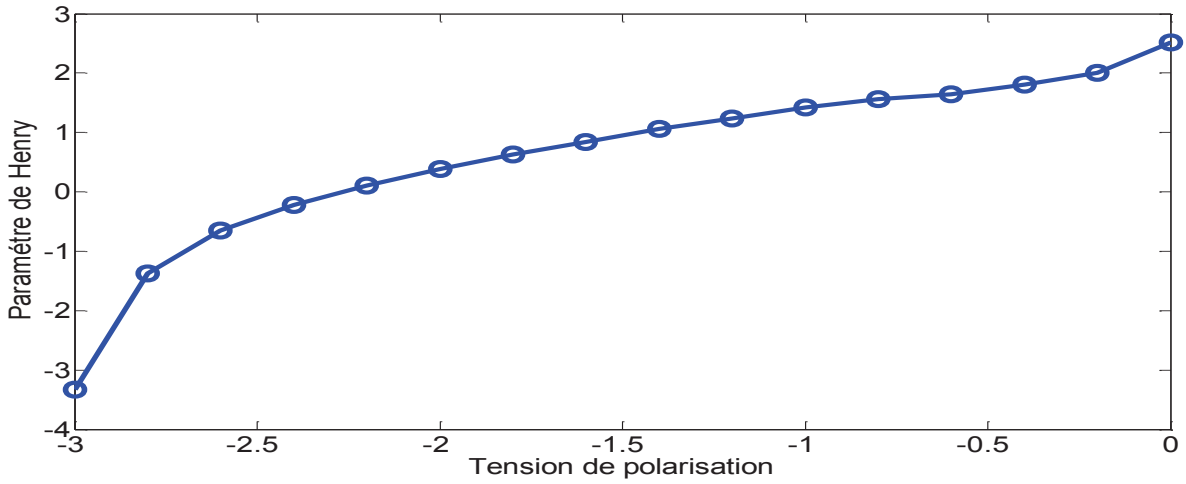


Figure 4.15: Evolution du coefficient de couplage phase-amplitude (paramètre de Henry α_H) en fonction de la tension appliquée au modulateur EAM

La figure 4.15 est en accord avec la théorie et montre un chirp nul pour une tension de l'ordre de -2,2V.

Ainsi, le point de fonctionnement du modulateur EAM placé sur une tension basse permet de bénéficier, d'une part, du chirp négatif et de minimiser, d'autre part, le taux de retour optique sur la section laser. Par ailleurs, diminuer le courant de polarisation du laser DFB permet d'augmenter son efficacité de modulation FM.

4.1.4.c. Mesure du chirp grand-signal

La caractérisation du chirp du laser DFB a aussi été effectuée en régime grand-signal à débit faible (1 Gb/s) pour un courant de modulation (pic à pic) I_{pp} de l'ordre de 10 mA_{pp} autour d'un point de fonctionnement variable et une tension appliquée sur l'EAM de l'ordre de 0V pour obtenir un maximum de puissance et visualiser ses composantes adiabatique et transitoire (figure 4.16).

Les mesures montrent la diminution du chirp adiabatique engendrée par l'augmentation du courant de polarisation du laser. Le chirp passe de 2,25 GHz pour un courant de 50 mA à 1 GHz pour un courant de 110 mA. Compte tenu du fait que les oscillations de relaxation permettent d'avoir un chirp transitoire élevé, on peut penser que le chirp du laser pour un débit plus élevé est plus grand. La figure 4.16(a), le chirp présente un maximum d'excursion de l'ordre de 3,1 GHz sur le front montant de l'intensité.

Les mesures du chirp du D-EML permettront de déterminer les conditions d'optimisation de son point de fonctionnement. Bien que le chirp du D-EML soit élevé pour un faible courant de polarisation, sa valeur reste toujours faible si on la compare aux valeurs

requises par la condition de *Binder* et *Kohn* à haut débit qui nécessite par exemple un chirp de 20 GHz pour une modulation à 40 Gb/s lorsque le taux d'extinction AM entre les symboles est grand. Ceci nous amène à tester la modulation duale à des extinctions incomplètes pour lesquelles la condition de *Binder* et *Kohn* impose une plus faible modulation FM.

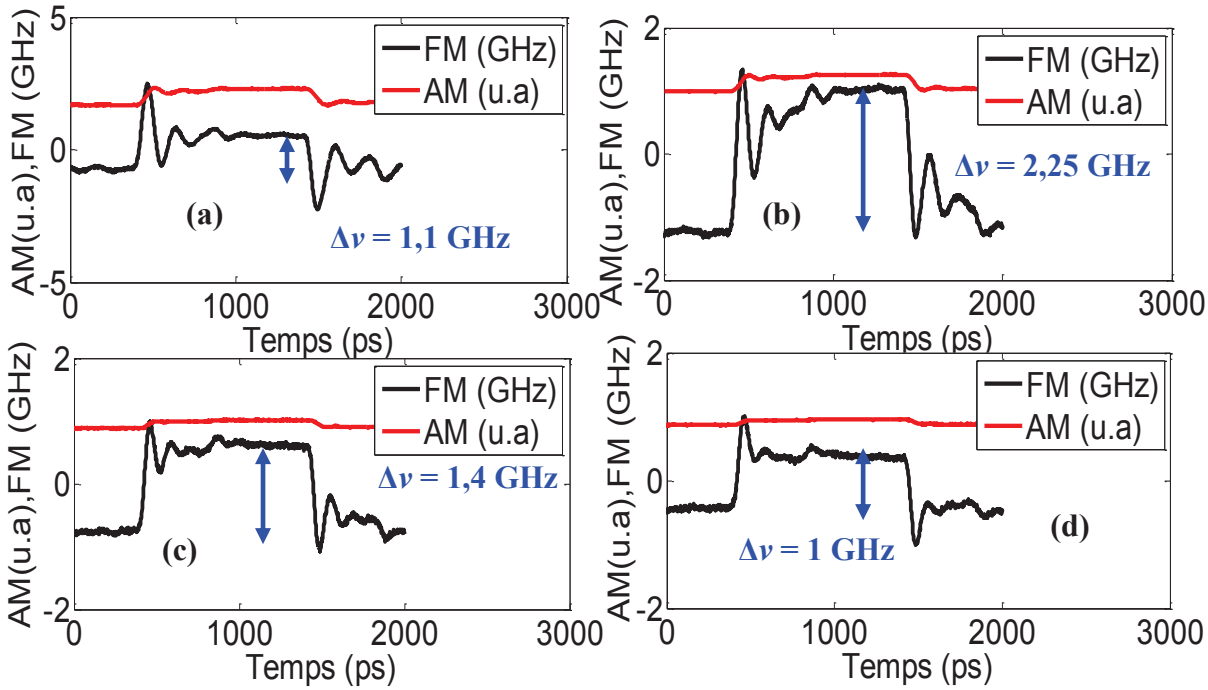


Figure 4.16: Réponses AM et FM du laser DFB mesurées en régime grand-signal à 1Gb/s, I_{pp} = 10 mA_{pp}, V_{mod} = 0V, (a) I_{laser} = 40 mA, (b) I_{laser} = 50 mA, (c) I_{laser} = 80 mA et (d) I_{laser} = 110 mA.

4.2. Evaluation théorique et expérimentale des performances de la modulation duale à haut débit

4.2.1. Augmentation de la portée à 10 Gb/s : Etat de l'art

Pour les longueurs d'onde porteuse autour de 1,5 μm, la limite de la portée d'une transmission sur fibre monomode standard dont le coefficient de dispersion est de l'ordre de 17 ps/nm.km est, pour des signaux NRZ non chirpés à 10Gb/s, estimée à 100 km par simulation d'un modèle idéal de transmission, sans pertes, ni bruit, ni effets non linéaires ; elle est ramenée à environ 80 km dans un modèle plus réaliste [6]. En pratique, pour le cas des DML à 10 Gb/s, cette distance est fortement réduite (jusqu'à 10 km) à cause du chirp adiabatique et transitoire [7].

Dans le cas des modulateurs électro-optiques ou électro-absorbants (EAM), le chirp adiabatique est plus faible puisqu'il n'y a pas de modulation significative de la porteuse

optique. Ces composants permettent ainsi une portée de transmission plus longue par rapport aux DML.

Cependant, le chirp du signal peut avoir un impact positif sur la portée de transmission. Par exemple, si le chirp transitoire est bien ajusté, la dispersion peut aboutir à une compression des impulsions optiques dans la première partie de la transmission dans la fibre ce qui accroît la portée au-delà de 100 km (10 Gb/s NRZ). Cet effet a été l'objet des études sur l'amélioration de la distance de transmission avec les émetteurs à base d'*InP* dans les années 90.

Une autre façon intéressante d'exploiter le chirp des DML pour améliorer la distance de transmission est de tirer profit de leur capacité à moduler la fréquence (FM) de l'onde optique. L'objectif est d'obtenir une réduction de la largeur du spectre du signal transmis. Plusieurs démonstrations ont été faites en utilisant la conversion FM/AM à 10 Gb/s. Cette méthode repose sur un ajustement du chirp dans une situation de modulation simultanée d'amplitude et de fréquence. Une expérience publiée en 1993, a montré que la portée de transmission à 10 Gb/s peut atteindre 165 km en convertissant le signal FSK (Frequency Shift Keying) généré par un DML en un signal ASK (Amplitude Shift Keying) à l'aide d'un filtre passif [8].

Ce principe appliqué avec les CMLs (Chirp Managed Lasers) [9] est basé sur un laser modulé directement associé à un filtre optique externe fonctionnant comme un discriminateur FM/AM accordé précisément. Récemment, l'utilisation du CML a ainsi permis d'atteindre les portées de transmission impressionnantes de 300 km à 10Gb/s [10] et 20 km à 40Gb/s [11]. Cette technique utilise un filtre optique additionnel stabilisé et accordé précisément à la longueur d'onde de fonctionnement pour la conversion FM/AM (figure 4.17) et nécessite un contrôle précis de la température. Ce filtre additionnel rend donc complexe la technologie du CML.

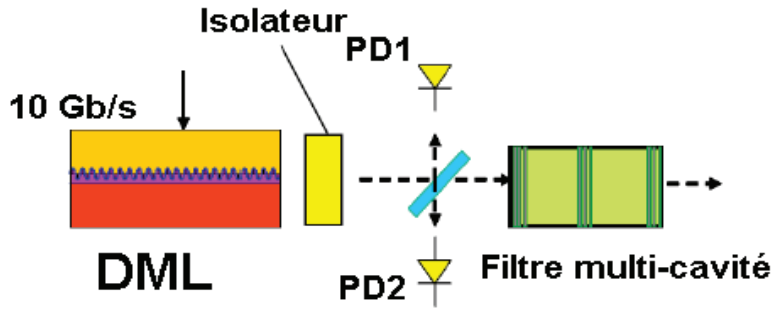


Figure 4.17: Schéma d'un CML rassemblant un laser DFB, deux photodiodes de contrôle de longueur d'onde, un isolateur et un filtre convertisseur FM/AM multi-cavité (Extrait de [10])

Les deux exemples ci-dessus illustrent qu'il n'y a pas une solution qui prédomine, aujourd'hui pour améliorer la distance de transmission au-delà de la limite imposée par la dispersion garantissant la simplicité, le coût réduit et l'évolution vers de plus hauts débits.

Ainsi, le simple contrôle du chirp d'un EML permet aussi d'atteindre une distance de transmission de 96 km à 10 Gb/s sans recours aux techniques de filtrage par l'ajustement adéquat du point de fonctionnement de l'EAM [12]. Les EAM/EML permettent d'accéder à une bande passante supérieure à 60GHz [13] qui les place comme de bons composants pour la modulation des signaux analogiques dans les applications de radio-sur-fibre. Les EML sont produits à faible coût en tant que dispositifs standard pour le 10 Gb/s EPON (Ethernet Passive Optical Network).

Par ailleurs, la modulation duale représente une solution très prometteuse par l'utilisation d'un laser et d'un modulateur intégrés dans le même boîtier (EML). Cette technique simple qui ne nécessite pas le filtre optique externe utilisé avec les CML, consiste en une modulation simultanée du laser et du modulateur dans le but de réduire la largeur spectrale du signal transmis (Principe de *Binder* et *Kohn*). L'amélioration des performances de la transmission a déjà été prouvée. La modulation duale à 10 Gb/s a été utilisée pour étendre la portée de transmission jusqu'à 113 km [3]. L'évaluation des performances de la modulation duale à 10 Gb/s a été confirmée récemment par NTT en obtenant une portée de l'ordre de 180 km [4].

Dans ce contexte, nous essayons de montrer expérimentalement et en nous appuyant sur des résultats de simulation, de la compatibilité et de l'adaptabilité de la modulation duale aux hauts débits ainsi que sa capacité à l'amélioration de la portée de transmission.

4.2.2. Modélisation de la modulation des D-EML et simulation de transmissions à haut débit sur fibre optique

Dans cette partie, nous rapportons les résultats de simulation démontrant que le D-EML associé avec la détection directe, permet d'améliorer le débit et la portée de transmission sur une fibre SMF sans compensation de la dispersion. Nous commençons d'abord par présenter les résultats de simulation du chirp du D-EML issus du modèle décrit dans le deuxième chapitre et qui montrent sa contribution à l'amélioration de la portée à 10 Gb/s. Par la suite, nous exposons des résultats de simulation de système de transmission. Ces simulations ont été réalisées sur un logiciel commercial d'analyse par notre partenaire dans le contrat ANR-MODULE « *Xlim* » en particulier par le doctorant « *Thomas Anfray* » à

partir des caractéristiques des composants provenant de notre modèle ou des modèles de composants internes au logiciel. Les simulations présentées concernent l'évaluation des performances du D-EML pour les débits 20 Gb/s, 25 Gb/s et 40 Gb/s.

4.2.2.a. Etude par modélisation de la contribution du chirp des D-EML à l'augmentation de la portée

Pour mettre en évidence les apports de la modulation duale à 10 Gb/s en termes d'augmentation de la portée tels que démontrés expérimentalement [3,4], nous avons mis l'accent sur la répartition des amplitudes respectives de modulations entre le laser (FM) et le modulateur (AM).

Binder and *Kohn* [12] ont défini, dans le cas d'une modulation appliquée au laser seul, une condition entre la modulation de fréquence (FM) et d'amplitude (AM) permettant la réduction de la largeur du spectre du signal modulé par suppression d'une bande latérale. Cette condition est définie par l'équation (1.102). A fort indice de modulation d'intensité (m_{IM} = 1), cette condition correspond à un déphasage de π entre deux bits 1 séparés par un bit 0 ce qui correspond à une modulation duobinaire. Une interférence destructive se produit alors entre les bits 1 se chevauchant dans les bits 0 et permet d'ouvrir le diagramme d'œil ainsi que de réduire le taux d'erreur binaire (BER). L'application du principe de *Binder* et *Kohn* est rendu plus souple dans le cas des D-EML, en attribuant la modulation FM au laser DFB, et la modulation AM au modulateur EAM pour rendre indépendant leur contrôle respectif.

De plus, la modulation duale appliquée dans une configuration de modulation du laser avec le signal de données inversées et celle du modulateur EAM avec le signal de données, introduit des conditions favorables de pré-chirping avec un chirp négatif lors de la montée en puissance contribuant aussi à une amélioration de la portée de transmission au-delà de la limite imposée par la dispersion chromatique. L'ajustement du chirp transitoire de l'onde modulée en sortie du D-EML, par le contrôle du retard temporel entre la modulation AM et FM conduit à un chirp effectif négatif sur les fronts montants.

Le modèle développé dans le cadre de cette thèse permet de mettre en évidence la contribution des effets de la modulation duobinaire et du pré-chirping des D-EML à l'augmentation de la portée [3,4].

Son utilisation est appliquée, dans un premier temps à une modulation de type NRZ par une même séquence de bits à 10 Gb/s (0100100) sur le laser DFB (figure 4.18) et sur l'EAM (figure 4.19) isolément. Le courant de polarisation du laser DFB choisi pour la

modélisation est de l'ordre de 37 mA et l'amplitude du courant de modulation I_{pp} est de 6 mA_{pp} (figure 4.18). La tension de polarisation du modulateur est de l'ordre de -2,7 V avec une excursion de 2 V_{pp} (figure 4.19).

Le point de fonctionnement du laser est optimisé de façon à ce que le chirp (figure 4.18) présente une excursion d'environ 5 GHz (i.e. chirp adiabatique de l'ordre de 0,83 GHz/mA), soit la fréquence horloge divisée par 2, pour satisfaire la « relation de *Binder* et *Kohn* », conduisant à la réduction du contenu spectral d'une bande latérale [14]. En conséquence, la phase du signal varie lentement pour atteindre un déphasage de $n \times \pi$ entre les deux bits 1 séparés par n bit 0. En conséquence, lorsqu'un seul 0 est intercalé entre deux 1, les parties montantes et descendantes des deux bit 1 qui se sont étendues sur le bit 0 du fait de la dispersion présentent un déphasage de π entre elles et interfèrent donc de façon destructive nettoyant ainsi le 0 de toute puissance optique non désirée. Cependant, l'existence du chirp positif lors de la montée en puissance conduit à une limitation de la portée de transmission à 10 Gb/s.

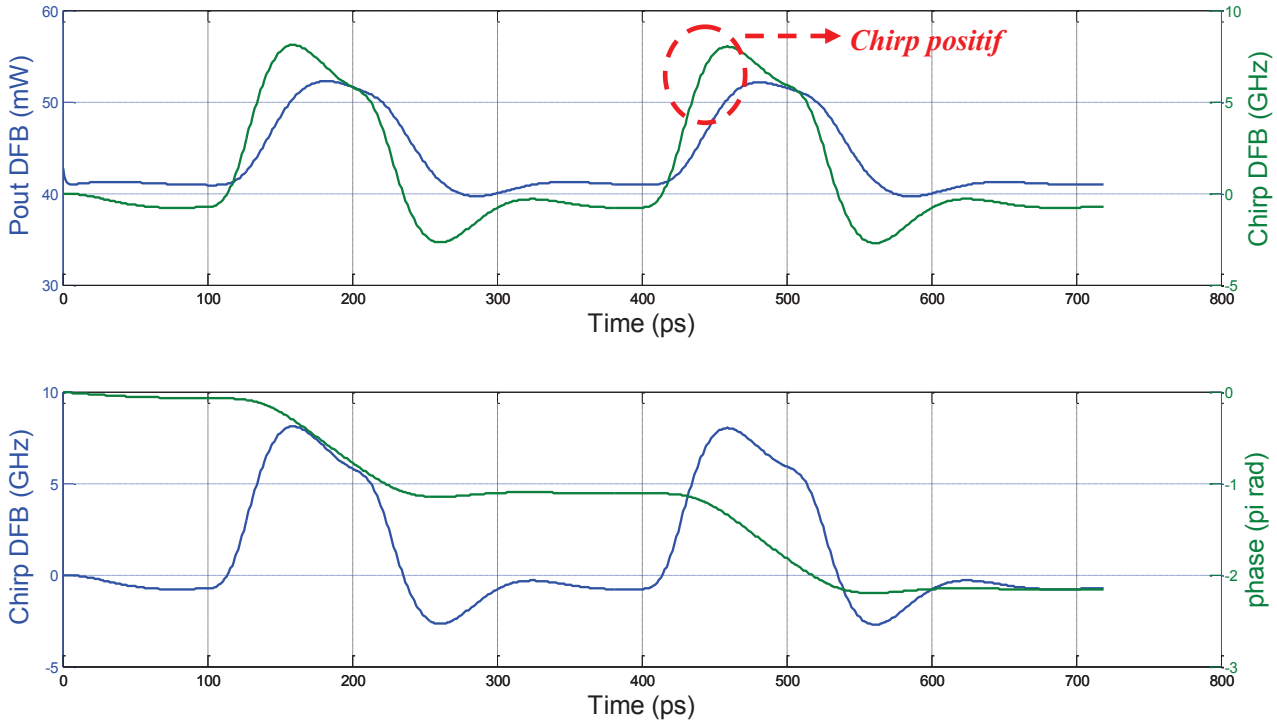


Figure 4.18: Réponse temporelle calculée en puissance de sortie, chirp et de phase d'un laser DFB modulé en fréquence à 10Gb/s, I_{laser} = 37 mA, I_{pp} = 6 mA_{pp}

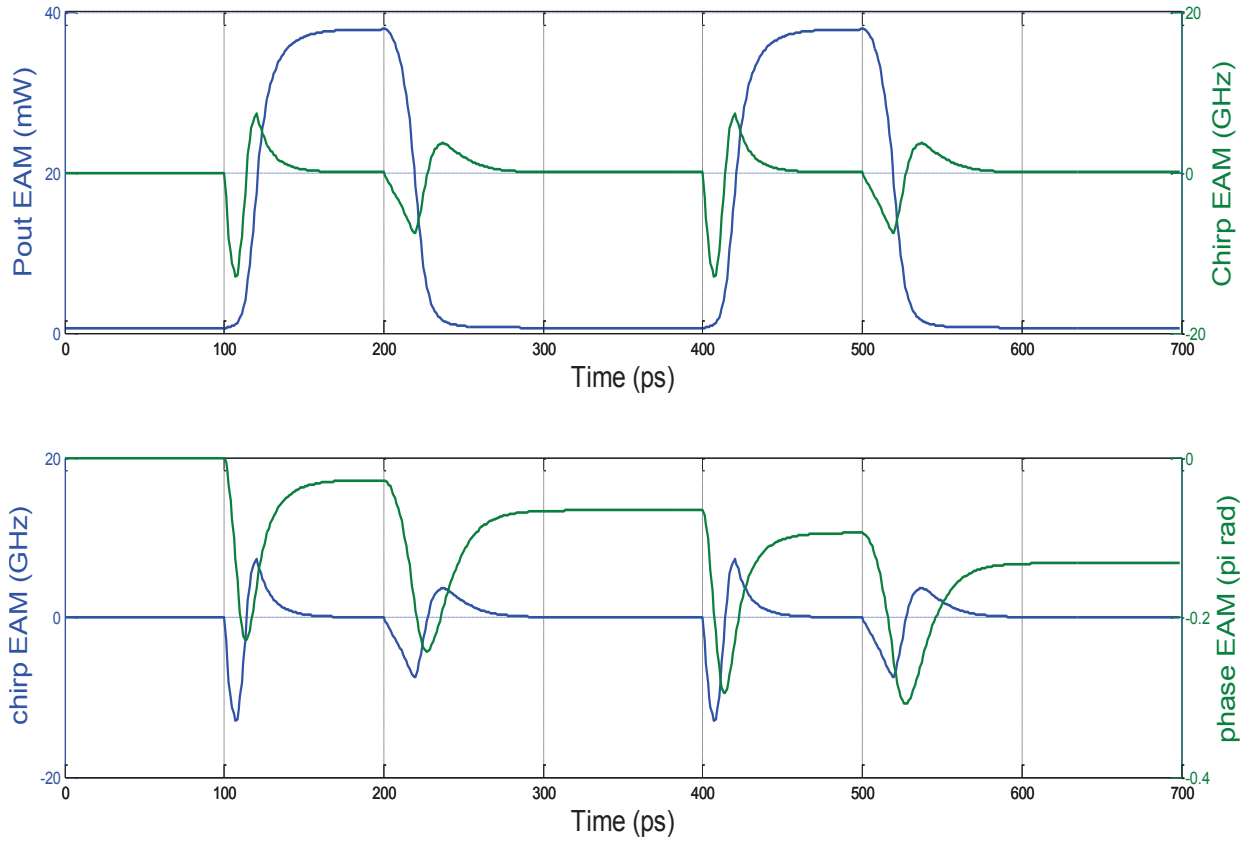


Figure 4.19: Réponse temporelle calculée en puissance de sortie, chirp et de phase d'un modulateur EAM à 10 Gb/s, V_{mod} = -2,7V, V_{pp} = 2V$_{pp}$

La figure 4.19 montre la réponse temporelle en puissance, en chirp et en phase de l'EAM. Cette situation correspond à un taux d'extinction de l'ordre de 18 dB ainsi qu'une variation très faible du déphasage de l'ordre de $0{,}03\pi$ entre les deux bits 1 séparés par un bit 0. L'absence de chirp adiabatique dans le fonctionnement de l'EAM permet de ne pas porter préjudice à la portée à 10 Gb/s.

Cependant, cette amélioration reste quand même limitée à cause de l'effet perturbateur du chirp transitoire en conjonction avec la dispersion chromatique. Pour mieux illustrer l'effet de la dispersion après propagation d'une distance de 80 km de fibre SMF, nous nous sommes intéressés à une séquence NRZ (00101000000101001000) à 10 Gb/s appliquée au modulateur EAM (figure 4.20). Nous assimilons la réponse de la fibre à celle d'un filtre passe-bas (équation (1.84)) qui prend en compte que la dispersion chromatique sans atténuation ni effets non linéaires. La figure 4.20(a) montre la réponse temporelle en intensité et en chirp du signal à la sortie de l'EAM pour un α_H positif. Sur la figure 4.20(b), le niveau d'intensité des bits 0 entourés par deux bits 1 situés à t =300 ps et t =1100 ps est augmenté après propagation. En effet, l'élargissement temporel des bits 1 induit par la dispersion conduit à l'addition de leurs

intensités puisqu'ils présentent un très faible déphasage crée par le chirp transitoire. Ceci engendre une perturbation de la courbure de l'intensité en favorisant l'ISI, dégrade les performances de transmission et donc limite la portée à 10 Gb/s.

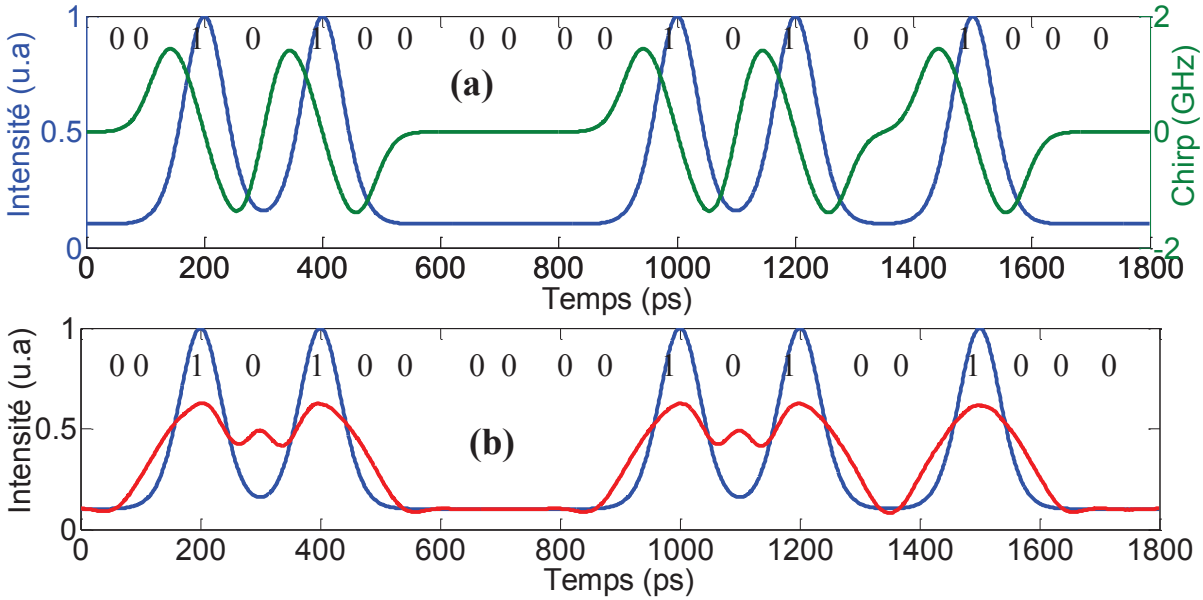


Figure 4.20: (a) Réponse temporelle en intensité et en chirp d'une séquence NRZ appliquée à l'EAM à 10 Gb/s avant propagation (b) Réponse temporelle en intensité d'une séquence NRZ appliquée à l'EAM à 10 Gb/s avant (bleue) et après (rouge) 80 km de propagation sur une fibre monomode standard (D_λ = 17 ps/nm/km)

Dans un deuxième temps, la modélisation concerne la modulation simultanée du laser par la séquence inversée (1011011) et du modulateur par la séquence de données non inversée (0100100) en gardant les mêmes points de fonctionnement que ceux mentionnés dans les figures 4.18 et 4.19. Nous appliquons, de plus un décalage temporel de 20 *ps* entre les deux modulations pour minimiser l'effet du chirp transitoire du modulateur.

Avec la modulation duale (figure 4.21), la déviation en fréquence est gouvernée par le laser et la modulation d'amplitude par le modulateur. La modulation duale produit ainsi un signal ayant un chirp négatif lors de la montée et positif lors de la descente, ce qui dans le régime de propagation anormal des fibres optiques standards autour des longueurs d'onde de 1,5 μm retarde l'étalement temporel du signal dans la ligne de transmission.

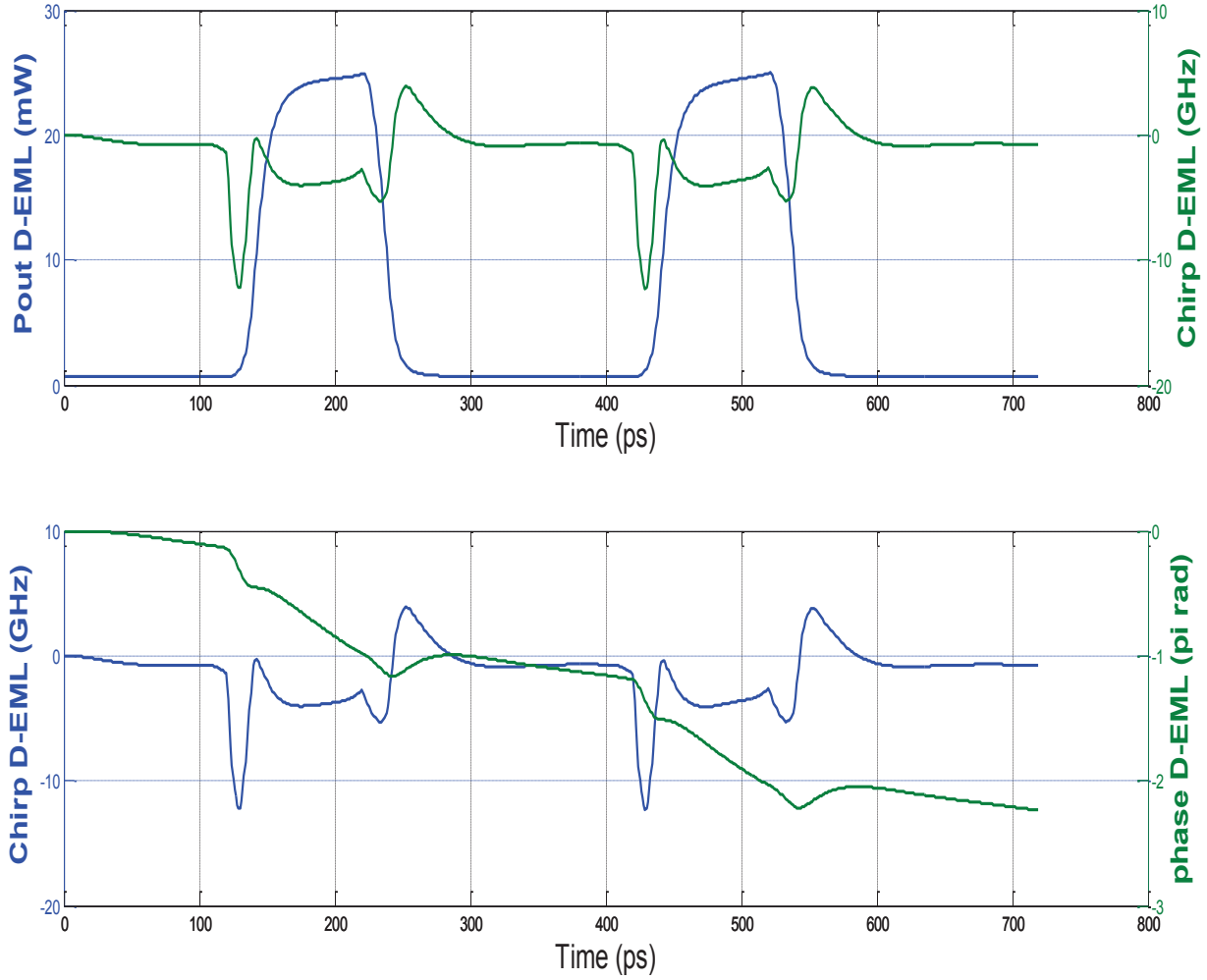


Figure 0.57: Réponse temporelle calculée en puissance de sortie, chirp et de phase du D-EML à 10Gb/s, I_{laser} = 37 mA, I_{pp} = 6mA$_{pp}$, V_{mod} = -2,7V, V$_{pp}$ = 2Vpp

La figure 4.22 illustre l'effet de la dispersion dans le cas de la modulation duale, à 10 Gb/s pour une portée de transmission de 180 km (même que celle démontrée expérimentalement dans [4]) et pour un fort indice de modulation d'intensité (m_{IM} = 1). Le point de fonctionnement du D-EML est tout d'abord volontairement non optimisé avec l'introduction d'un déphasage différent de π entre tous les bits à 1 consécutifs séparés par un seul bit à 0 (figure 4.22(a)). Ceci conduit à des niveaux d'intensité assez élevés pour les bits 0 après 180 km de propagation, suite à l'étalement temporel des bits 1, causé par la dispersion (figure 4.22(c)), et à une importante pénalité. L'optimisation du point de fonctionnement du D-EML dans le but de respecter la condition de *Binder* et *Kohn* (figure 4.22 (b)) permet de nettoyer les zéros optiques (figure 4.22(d)) et donc d'améliorer la qualité de transmission. Ceci est dû à l'effet de la modulation duobinaire et l'effet du pré-chirping.

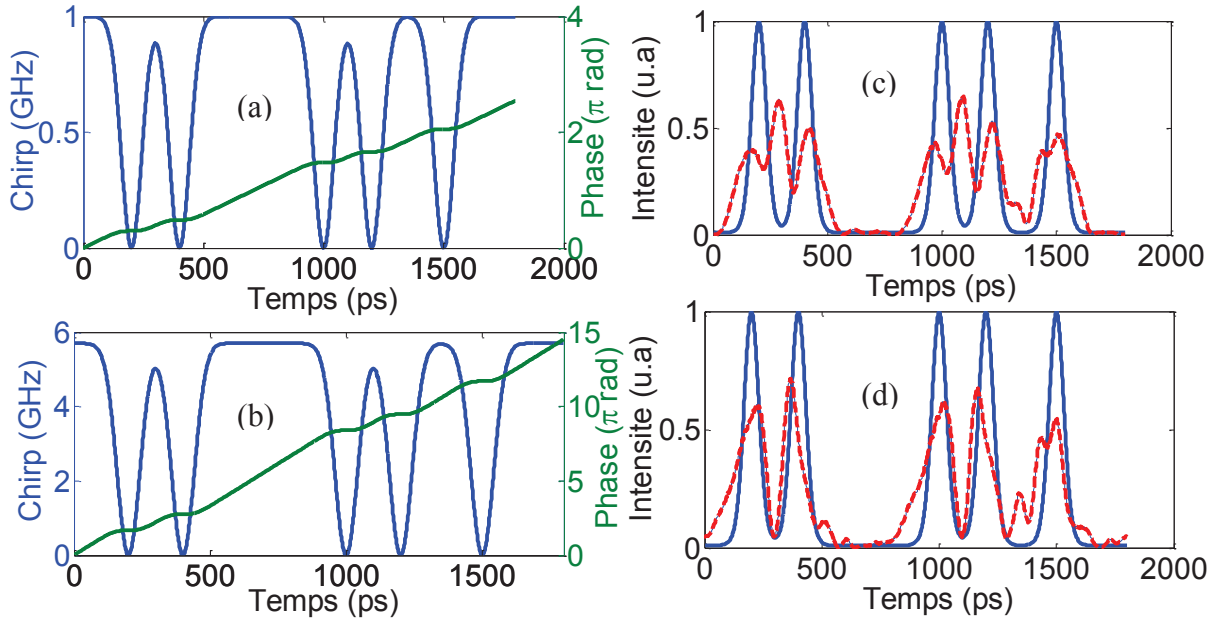


Figure 4.22: Réponse temporelle calculée en chirp et en phase d'un D-EML à 10 Gb/s sans (a) et avec (b) optimisation du point de fonctionnement (le laser est modulé par une séquence NRZ 11010111111010110111 et le modulateur par 00101000000101001000). Réponse temporelle en intensité du D-EML à 10 Gb/s avant (bleue) et après (rouge) 180 km de propagation sur une fibre monomode standard (D_λ = 17 ps/nm/km) sans (c) et avec (d) optimisation du point de fonctionnement, m_{IM} = 1.

La diminution des niveaux d'intensité des bits 0 ainsi que l'amélioration des performances de transmission (œil plus ouvert et faible BER) peut être obtenues pour des indices de modulation d'intensité moins élevés m_{IM} (figure 4.23) en gardant le même déphasage de π entre les bits « 1 » séparés par un seul bit « 0 » (modulation duobinaire).

Aux hauts débits, l'accès à la condition de *Binder* et *Kohn* à m_{IM} moins élevé est plus souple puisque cela demande une excursion en fréquence plus faible par rapport au cas où m_{IM} = 1. Après 180 km de propagation, l'effet du déphasage $m_{IM}\times\pi$ entre chaque deux bits 1 séparés par un bit de 0 (équation (1.103)) ainsi que l'effet du pré-chirping permettent de combattre la dispersion chromatique en assurant une bonne excursion en intensité entre les niveaux 0 et 1 permettant l'ouverture de l'œil et la diminution du BER (figure 4.24).

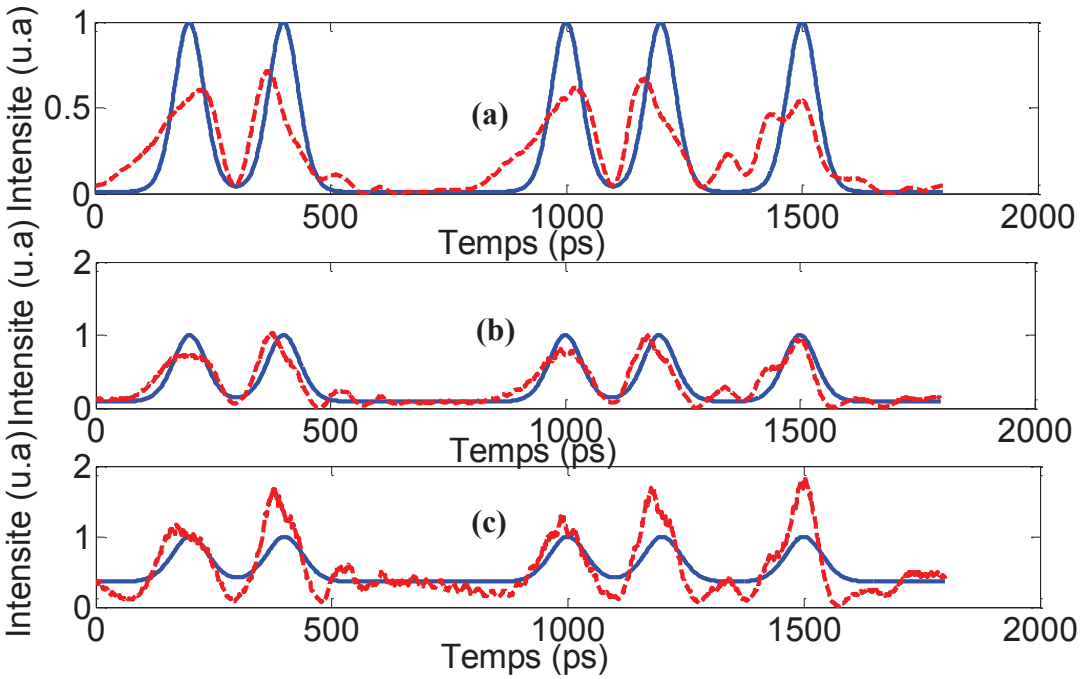


Figure 4.23: Réponse temporelle en intensité du D-EML à 10 Gb/s avant (bleue) et après (rouge) 180 km de propagation sur une fibre monomode standard (D_λ=17 ps/nm/km) pour m_{IM} = 1 (a), m_{IM} = 0,7 (b) et m_{IM} = 0,4 (c), le déphasage entre deux bits 1 séparés par un bit de 0 est toujours égal à π,

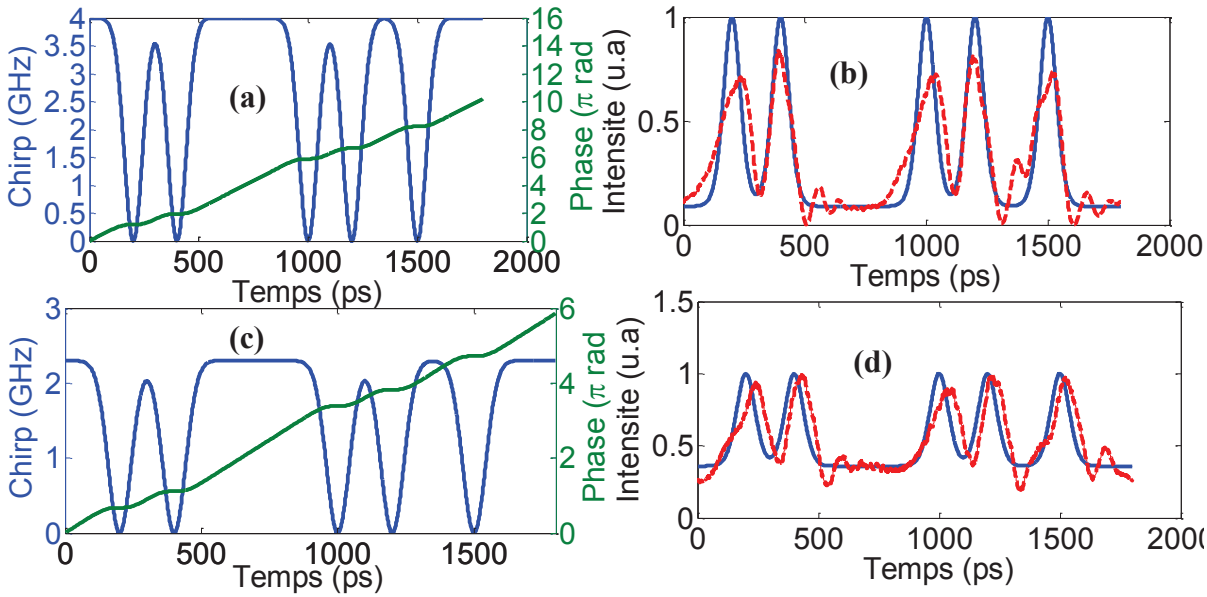


Figure 4.24: Réponse temporelle calculée en chirp et en phase d'un D-EML à 10 Gb/s pour m_{IM} =0,7(a) et m_{IM} =0,4 (c), Réponse temporelle en intensité du D-EML à 10 Gb/s avant (bleue) et après (rouge) 180 km de propagation sur une fibre monomode standard (D_λ=17 ps/nm/km) pour m_{IM} =0,7 (b) et m_{IM} =0,4 (d), le déphasage entre deux bits 1 séparés par un bit de 0 est toujours égal à $m_{IM} \times \pi$

4.2.2.b. Résultats des simulations de la modulation duale à haut débit effectués par Thomas Anfray à Xlim

i. Le taux d'erreur binaire (BER)

L'évaluation de l'effet de la modulation duale dans un système de transmission est caractérisée par le taux d'erreur binaire (BER). Le BER est défini par le rapport du nombre de bits erronés sur le nombre de bits émis. L'erreur se produit lorsque la réception d'un bit ne correspond pas à la valeur du bit envoyé. Généralement, nous représentons l'évolution du BER en fonction de la puissance optique reçue par le récepteur.

L'évolution du BER d'un système typique est représentée sur la figure 4.25. La courbe bleue correspond au cas où l'émetteur et le récepteur sont reliés directement par un tronçon de fibre de longueur négligeable et un atténuateur variable qui permet d'ajuster la puissance reçue (BtoB : Back-to-Back). Les courbes rouge et verte correspondent à une transmission sur deux distances différentes de fibre réelle. Le BER croît quand la puissance optique du signal reçu diminue, c'est-à-dire avec la réduction du rapport signal sur bruit.

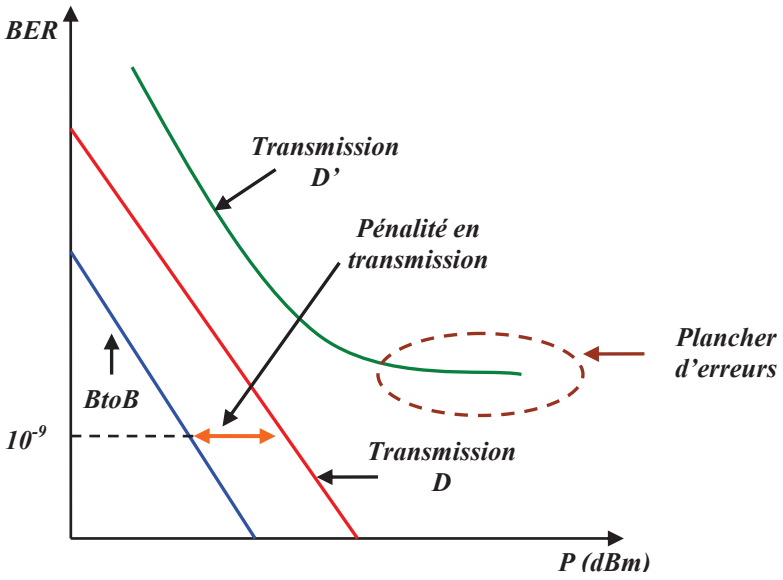


Figure 4.25: Allure schématique de l'évolution du BER en fonction de la puissance optique reçue

Pour certaines distances de transmission (courbe verte), la courbe du BER présente une valeur limite qui s'appelle *plancher* d'erreurs (BER *floor*) au dessous de laquelle le BER ne peut pas diminuer quelle que soit la puissance reçue.

Pour évaluer la qualité de transmission, nous nous intéressons à la sensibilité qui correspond à la puissance reçue par le récepteur nécessaire pour avoir un BER de 10^{-9} mais aussi à la pénalité en transmission définie par le rapport de puissances reçues relatives aux cas

avec et sans propagation pour un BER fixé. La pénalité en transmission représente l'écart de puissance reçue par la photodiode permettant d'obtenir un BER donné, par rapport à une référence donnée (en général, le BtoB, c'est à dire sans propagation).

ii. Résultats de simulation

Les simulations de ce paragraphe ont été faites par notre partenaire « *Xlim* », en étroite collaboration. Les cas étudiés ont été sélectionnés, afin de vérifier les assertions de l'article de *Binder* et *Kohn* [14] et pour confirmer nos propres résultats expérimentaux exposés dans le paragraphe suivant. L'optimisation du point de fonctionnement du composant pour l'amélioration de la portée de transmission à haut débit consiste à gérer l'amplitude du taux d'extinction en puissance (ER) associée à l'excursion en fréquence optique nécessaire pour la réduction du spectre du signal modulé (équation (1.102)). Pour cela, notre partenaire a utilisé un modèle basique du D-EML implémenté dans un système de simulation (VPI) en vue d'étudier quatre cas de modulation correspondant aux différents taux d'extinction étudiés par *Binder* et *Kohn* [14]. Le cas (a) est le cas de la pure AM avec un fort taux d'extinction en puissance (ER > 20 dB). Les cas (b), (c) et (d) sont les cas de modulation duale avec ER > 20 dB, ER = 9,5 dB et ER = 6 dB respectivement.

Les données numériques issues de l'application du modèle de D-EML correspondent à la forme de l'évolution temporelle du champ optique complexe lorsque le composant est soumis à une modulation par un signal binaire NRZ, et sont utilisées comme paramètres d'entrée à la simulation de la transmission dans une fibre optique de dispersion standard de l'ordre de 17 ps/nm/km. Le tableau 4 montre la portée de transmission correspondante à une pénalité de 2dB uniquement apportée par la dispersion, pour les quatre cas de modulation et pour des débits de 10 Gb/s, 20 Gb/s, 25 Gb/s et 40Gb/s.

Cas	10 Gb/s	20 Gb/s	25 Gb/s	40 Gb/s
(a)	100 km	23 km	16 km	6 km
(b)	110 km	25 km	18 km	7 km
(c)	200 km	46 km	32 km	12 km
(d)	250 km	45 km	40 km	16 km

Tableau 4: Portée de transmission en fonction du débit pour une pénalité de dispersion de 2 dB

On remarque dans le tableau 4 que la réduction du taux d'extinction (de (a) à (d)), augmente la portée maximale de transmission, à condition que la proportion FM/AM respecte la condition de *Binder* et *Kohn* mentionnée dans l'équation (1.102). Ces résultats sont

confirmés par la figure 4.26 qui représente le diagramme de l'œil en présence de la modulation duale à 10 et 20 Gb/s.

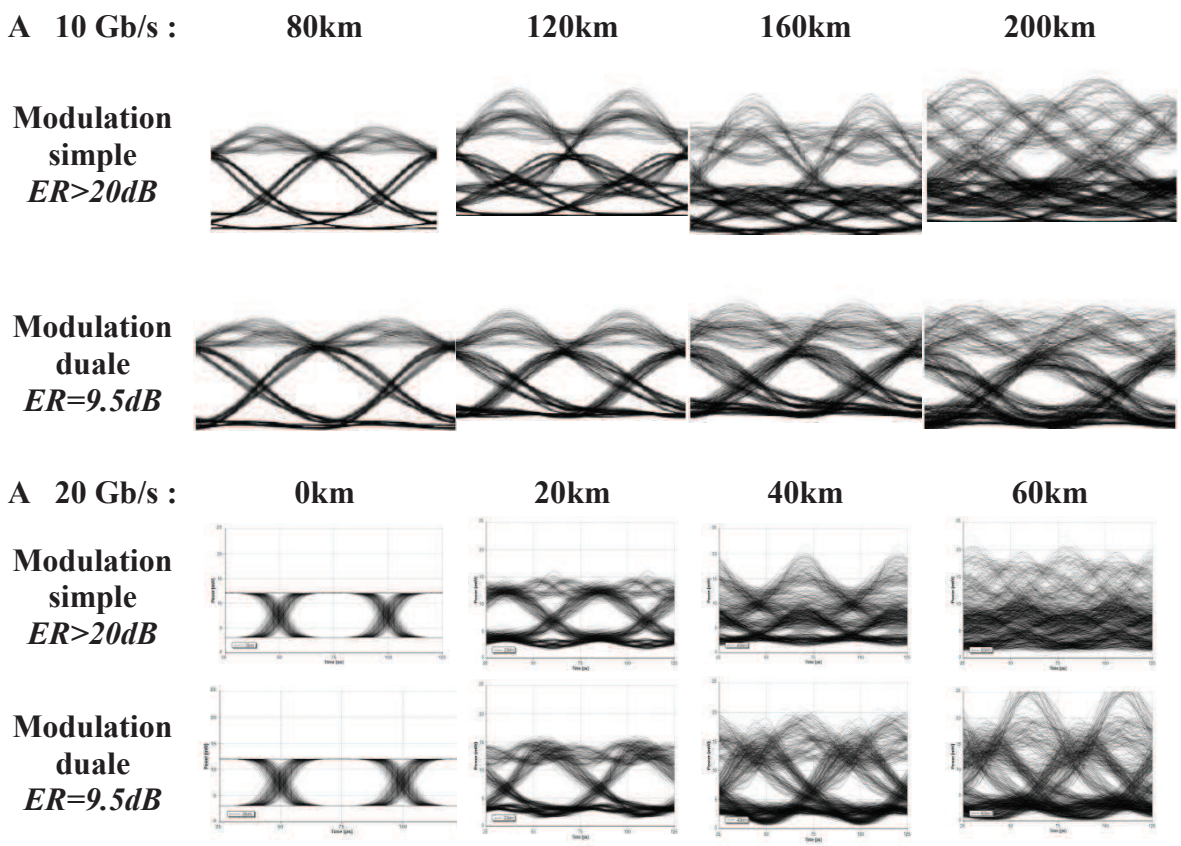


Figure 4.26: Fermeture de l'œil pour différentes distances de transmission pour le cas d'une modulation simple et duale à 10 Gb/s et 20 Gb/s

La figure 4.27 montre le BER simulé en fonction de la distance de transmission pour le cas des modulations simple et duale à différents débits. Dans cette nouvelle simulation, notre partenaire a cette fois pris en compte tous les effets non linéaires dans la fibre, l'atténuation outre et la dispersion chromatique.

Un amplificateur optique est placé juste avant la photodiode pour réduire l'impact de l'atténuation de la fibre SMF, uniquement pour les simulations à 10 Gb/s (figure 4.27(A)). La figure 4.27 montre la réduction de la portée de transmission induite par la dispersion chromatique de la fibre et l'amélioration de la portée obtenue par la modulation duale. Le BER de 10^{-3} indiqué par la ligne rouge sur le graphe correspond à la limite jusqu'à laquelle un code correcteur d'erreur (FEC : Forward Error Corrector) est utilisable dans l'architecture XG-PON (10 Gigabit Passive Optical Network) [15].

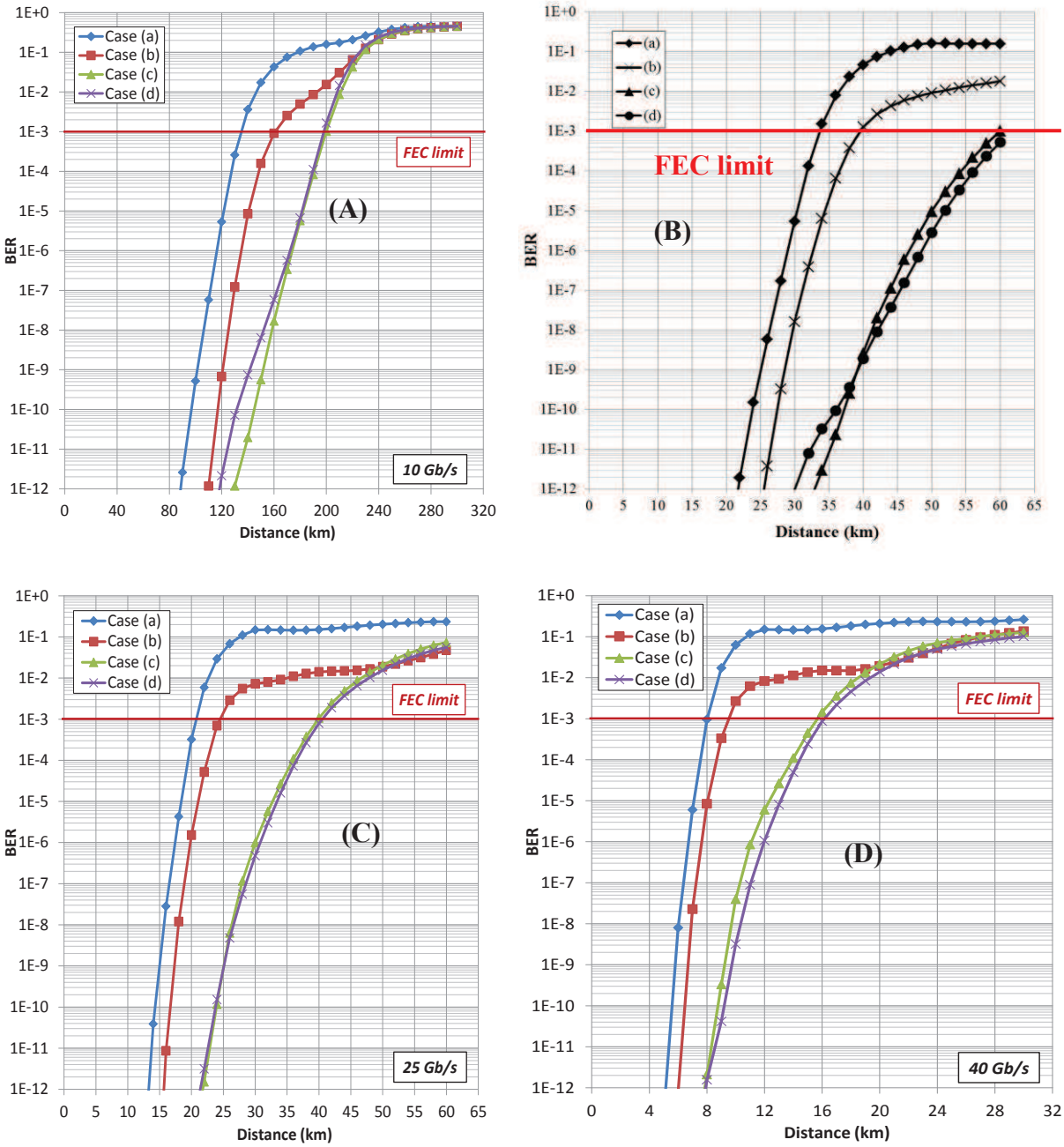


Figure 4.27: BER simulé en fonction de la distance de transmission pour tous les cas (a), (b), (c) et (d) à 10 Gb/s (A), 20 Gb/s (B), 25 Gb/s (C) et 40 Gb/s (D)

Pour un BER de 10^{-3}, la modulation duale à 10 Gb/s permet d'atteindre 200 km pour les cas (c) et (d) et à 20 Gb/s, 60 km (cas (c)) alors que la modulation simple (cas (a)) ne dépasse pas 33 km (figure 4.27(B)). A 25 Gb/s et 40 Gb/s (figure 4.27(C) et 4.27(D)), la modulation duale permet de doubler la portée de transmission par rapport à la modulation simple (cas (a)). A 40 Gb/s, la diminution de m_{IM} améliore la portée de transmission jusqu'à 10 km pour un BER de 10^{-9} et 16 km avec l'utilisation d'un FEC (figure 4.27(D)).

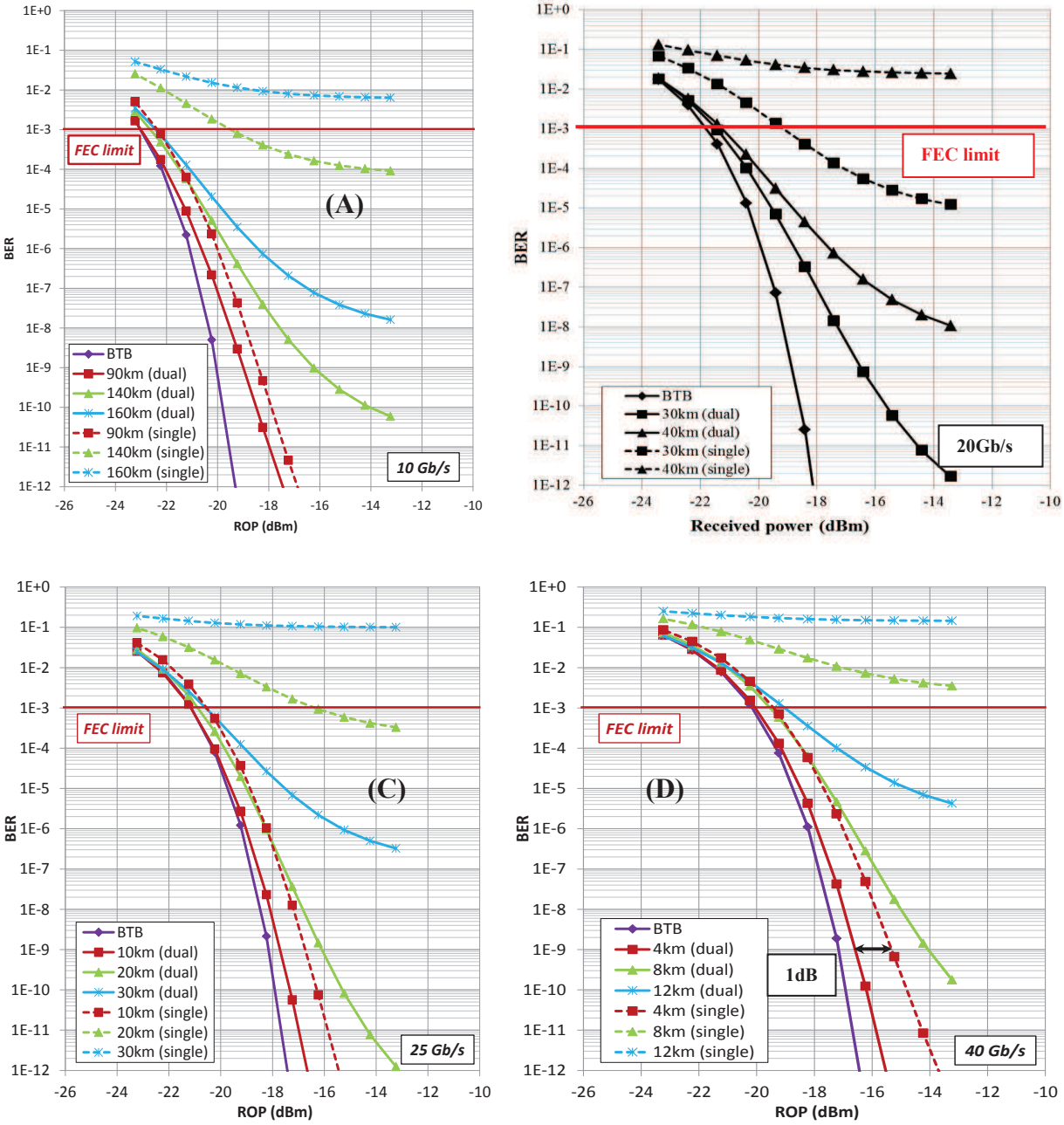


Figure 4.28: BER simulé en fonction de la puissance optique reçue (ROP : Received Optical Power) à 10 Gb/s (A), 20 Gb/s (B), 25 Gb/s (C) et 40 Gb/s (D)

La figure 4.28 correspond à l'étude du BER en fonction de la puissance optique reçue, pour différentes portées. Pour tous les débits simulés, la modulation duale permet une diminution significative du plancher d'erreurs. A 10 Gb/s, pour une portée de transmission de 140 km, elle le réduit d'environ 6 décades par rapport à la modulation simple (figure 4.28(A)).

Après 30 km de propagation, la modulation simple à 20 Gb/s conduit à une pénalité d'environ 6 dB plus élevée que la modulation duale pour un BER de 10^{-5}. Après 40 km, elle présente un plancher d'erreurs à 5.10^{-2} qui est réduit à 10^{-8} avec la modulation duale

(figure 4.28(B)). Même constat d'amélioration de performances à 25 Gb/s (figure 4.28(C)) : 30 km atteints avec un BER de 5.10^{-7} et 20 km avec un BER inférieur à 10^{-4}.

A 40 Gb/s, après 4 km de propagation, le D-EML entraîne une réduction de pénalité de 1 dB par rapport à la modulation simple pour un BER de 10^{-9} (figure 4.28(D)). La modulation duale permet ainsi d'atteindre 8 km avec un BER inférieur à 10^{-9} alors qu'un plancher d'erreurs pour la modulation simple apparait déjà à 5.10^{-2}. Par ailleurs, les simulations suggèrent qu'il y a une possibilité d'atteindre 12 km en utilisant un FEC.

4.2.3. Etude expérimentale de l'application des D-EML aux transmissions à haut débit

Cette partie présente les résultats expérimentaux de mesures de transmission qui permettent d'évaluer les performances de la modulation duale à haut débit et de confirmer les résultats de simulation montrés précédemment. Ces expériences ont été effectuées sur la plateforme DESCARTES du Laboratoire de photonique et de nanostructures (LPN) du CNRS.

4.2.3.a. Le montage expérimental

Le montage expérimental pour la mesure du BER à 20 Gb/s, 25 Gb/s et 40 Gb/s est montré dans la figure 4.29.

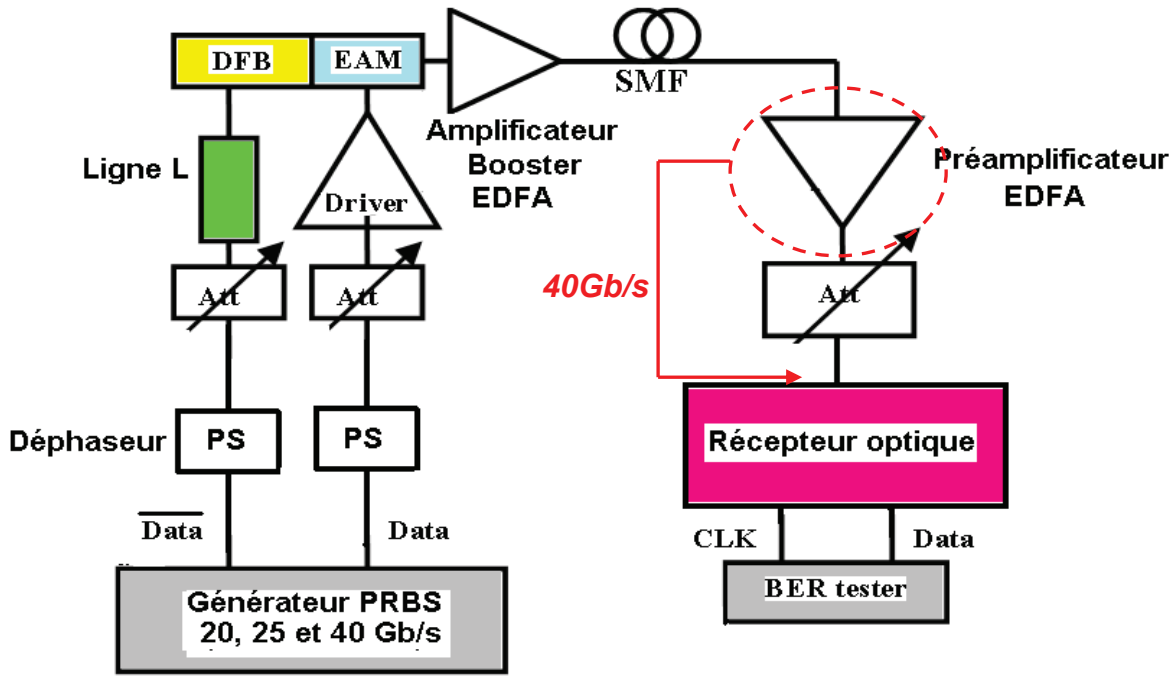


Figure 4.29: Dispositif expérimental pour la mesure du BER à 20, 25 et 40 Gb/s

Un générateur de séquences pseudo-aléatoires PRBS (Pseudo Random Bit Sequence) fournit le signal modulant le laser DFB et le modulateur EAM, avec les données inversées et non inversées respectivement, à 20 Gb/s, 25 Gb/s et 40 Gb/s. Deux déphaseurs (PS : Phase Shifter) sont utilisés pour ajuster le retard temporel entre les signaux d'attaque du laser et du modulateur dans le but de minimiser l'effet du chirp transitoire du D-EML. Deux atténuateurs RF permettent de varier l'amplitude des signaux modulants. Une ligne électrique de longueur *l* compense la différence de temps de propagation entre les données inversées et non inversées. Un amplificateur optique booster (EDFA) est placé à l'entrée de la ligne de transmission afin de conserver une valeur constante de la puissance optique moyenne dans la fibre optique ; il peut être éventuellement ôté pour les expériences à 40 Gb/s. Un préamplificateur optique est placé devant ou derrière un atténuateur optique variable dont le rôle est de varier la puissance optique ou bien le SNR reçu par la photodiode. Ainsi, le préamplificateur optique sera placé juste avant la photodiode pour les expériences de mesures à 40Gb/s pour obtenir des résultats de performances en fonction du SNR.

4.2.3.b. Transmission à 20 Gb/s

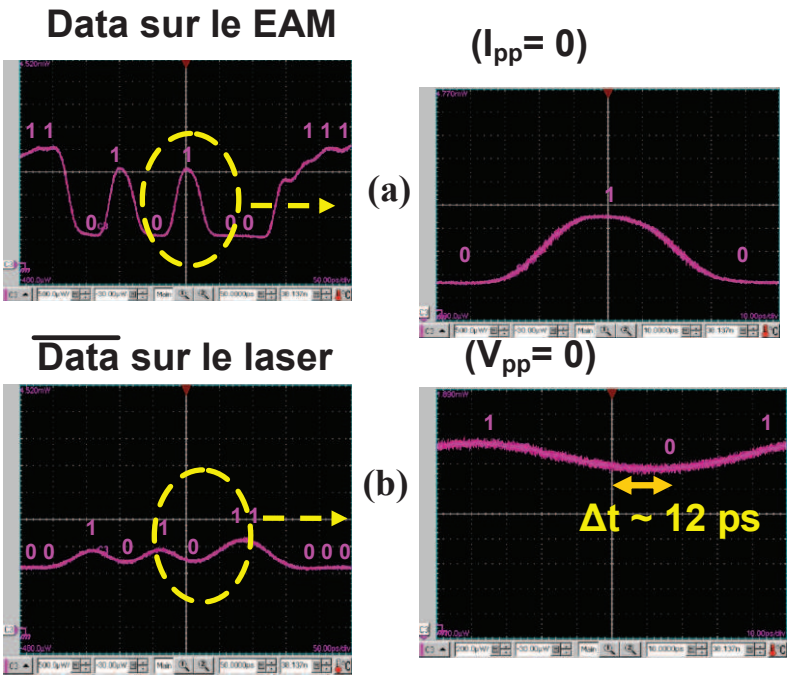


Figure 4.30: Mesure du retard temporel entre la modulation AM du modulateur et FM du laser, (a) modulateur modulé seul, (b) laser modulé seul

La température du D-EML est contrôlée à 20 °C et la puissance en entrée de la fibre est de l'ordre de 4 dBm. Le courant de polarisation du laser (I_{laser}) est de 80 mA et le courant de modulation (I_{pp}) vaut 10 mA_{pp} pour tendre vers une excursion en fréquence correspondante aux conditions de *Binder* et *Kohn*. La tension de polarisation de l'EAM (V_{mod}) de -3.2 V permet de bénéficier du chirp négatif du modulateur. La tension de modulation (V_{pp}) est de $2V_{pp}$.

Le décalage temporel entre la modulation AM du modulateur et FM du laser est estimé à 12 *ps*. La mesure de ce délai est obtenue à l'aide d'un oscilloscope par visualisation de la modulation obtenue par modulateur seul (figure 4.30(a)) puis par le laser seul (figure 4.30(b)).

La figure 4.31 montre qu'après 39,7 km, alors que le BER est limité à environ 10^{-4} dans le cas de la modulation simple, la modulation duale permet un BER à moins de 10^{-9}. Elle présente aussi un gain de prés de 4 dB sur la sensibilité du récepteur par rapport à la modulation simple pour un BER de 10^{-4} sur une séquence PRBS de 2^7-1. Les diagrammes de l'œil observés dans le cas d'une modulation simple de l'EAM, puis d'une modulation duale sont présentés après propagation sur la distance de 39,7 km ainsi qu'en BtoB dans la figure 4.32. Le diagramme de l'œil relatif à la modulation simple (figure 4.32(b)) montre clairement un dédoublement de niveau par rapport au cas BtoB (figure 4.32(a)). Ceci peut s'expliquer par un étalement temporel des impulsions transmises induit par la dispersion de la fibre.

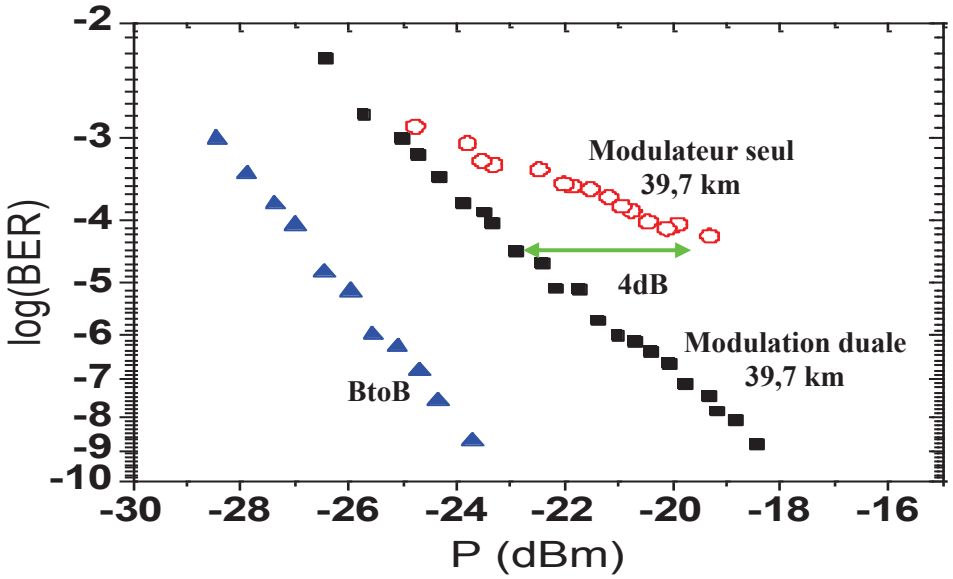


Figure 4.31: Amélioration de la qualité de transmission induite par la modulation duale à 20 Gb/s mesurée sur la sensibilité du photorécepteur en BtoB et à 39,7 km, I_{laser} = 80 mA, I_{pp} =10 mA_{pp}, V_{mod} = -3,2V, V_{pp}=2V_{pp}

Dans le cas de la modulation simultanée d'amplitude et de fréquence, en s'approchant de la condition de *Binder* et *Kohn,* le D-EML commence à être efficace contre les effets de dispersion grâce à un contrôle adéquat de la distorsion des impulsions. En conséquence, l'œil est plus ouvert (figure 4.32(c)).

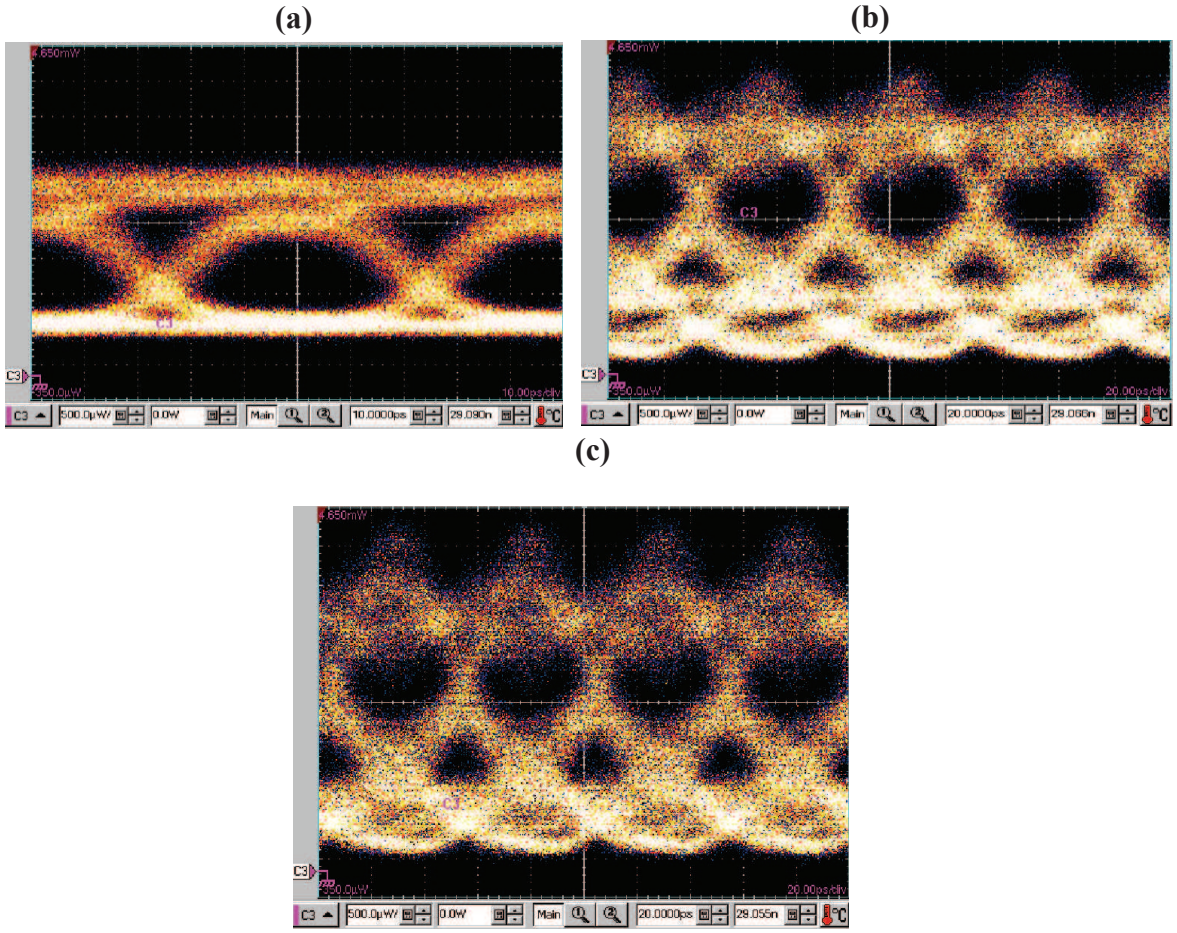


Figure 4.32: Effet de la modulation duale sur le diagramme de l'œil à 20 Gb/s : en BtoB (a) et après 39,7 km pour une modulation simple de l'EAM (b) et une modulation duale du D-EML (c)

4.2.3.c. Transmission à 25 Gb/s

Par rapport au cas à 20 Gb/s, le courant I_{laser} est abaissé à 75 mA afin d'augmenter le chirp adiabatique, tout en gardant le même courant de modulation tendant vers la condition de *Binder* et *Kohn.* La tension V_{mod} est élevée à -3,03 V pour accentuer l'excursion en modulation et réduire l'absorption. La modulation V_{pp} reste à $2V_{pp}$. La figure 4.33 montre que la transmission d'une séquence courte PRBS de 2^7-1 en modulation duale à 24 km est limitée à un BER de 5.10^{-8}. Cependant, la qualité de transmission peut être encore améliorée en réduisant le courant I_{laser} à 70 mA pour atteindre un BER de 5.10^{-10} pour une puissance reçue de l'ordre de -10 dBm. Ceci peut s'expliquer par l'augmentation du chirp adiabatique permettant de mieux approcher de la condition de *Binder* et *Kohn*.

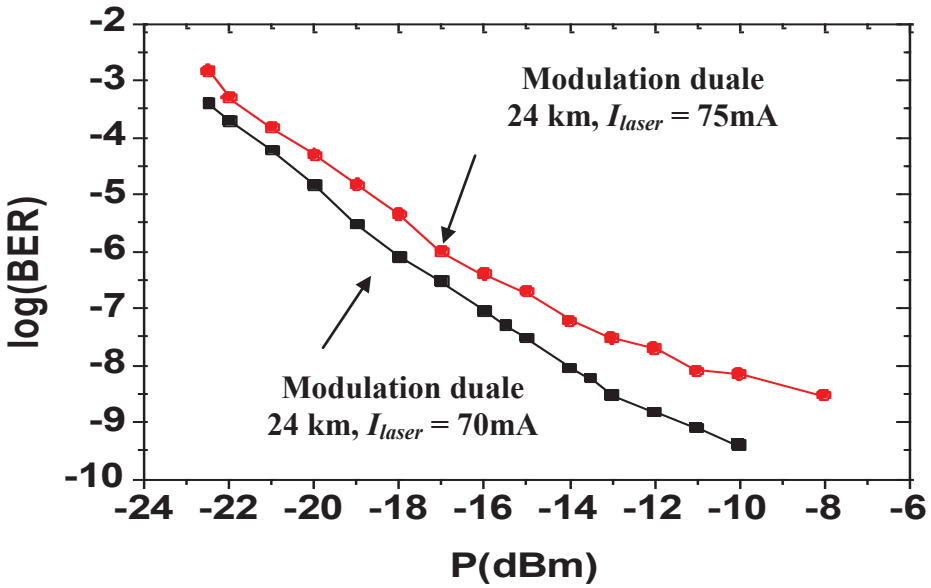


Figure 4.33: Effet de la réduction du courant du laser à 25 Gb/s : BER mesuré en fonction de la puissance optique reçue par la photodiode après 24 km, I_{pp} = 10 mA_{pp}, V_{mod} = -3,03V, V_{pp} = 2V_{pp}

4.2.3.d. Transmission à 40 Gb/s

i. Analyse de la transmission à 7 km

La température est contrôlée à 25 °C et la puissance moyenne à la sortie du D-EML est de l'ordre de -12 dBm. La figure 4.34 présente les résultats de mesures de qualité de transmission obtenus à 7 km pour deux tensions V_{mod} différentes et une même modulation V_{pp} = 2V_{pp}. Le courant I_{laser} est abaissé à 40 mA afin d'augmenter encore le chirp adiabatique par rapport aux cas à 20 Gb/s et 25 Gb/s et en conservant le même courant I_{pp} = 10 mA_{pp} pour tendre au respect de la condition de *Binder* et *Kohn*. Ainsi, l'effet du pré-chirping induit par la modulation duale est clairement observé pour les deux valeurs de V_{mod} par rapport à la modulation simple : la forte contribution de la modulation simultanée en amplitude et en fréquence du D-EML (condition de *Binder* et *Kohn*) à combattre la dispersion de la fibre est caractérisée par une amélioration de 7dB et de 4 dB des performances de transmission pour un BER de 5.10^{-6} respectivement pour V_{mod} = -3,1V (figure 4.34(a)) et V_{mod} = -3,3V (figure 4.34(b)).

Dans le premier cas (figure 4.34(a)), la modulation duale permet un BER inférieur à 10^{-9} tandis que la modulation simple présente un plancher d'erreurs à 5.10^{-6} à cause d'une limite ultime en dispersion. Cependant, la modulation duale présente 2 dB de pénalité par rapport au cas BtoB à cause du signe de chirp du modulateur EAM.

Dans le deuxième cas (figure 4.34(b)) avec une tension de polarisation négative plus forte, une amélioration de 2,5 dB des performances de transmission est atteinte avec la

modulation duale par rapport au cas BtoB à un BER de 10^{-9}. On peut l'attribuer à un effet plus accentué du pré-chirping lié au chirp négatif du modulateur EAM. Le même effet est obtenu pour le cas de la modulation simple qui présente une réduction de pénalité de prés de 3 dB par rapport au cas BtoB pour un BER de 10^{-6}. Pour référence, un modulateur Mach-Zehnder (*LiNbO3*) accordé à la même longueur d'onde d'émission du D-EML et caractérisé par un chirp quasi-nul, conduit à des performances similaires avec même plancher d'erreurs pour un BER inférieur à 10^{-9} (figure 4.34(b)).

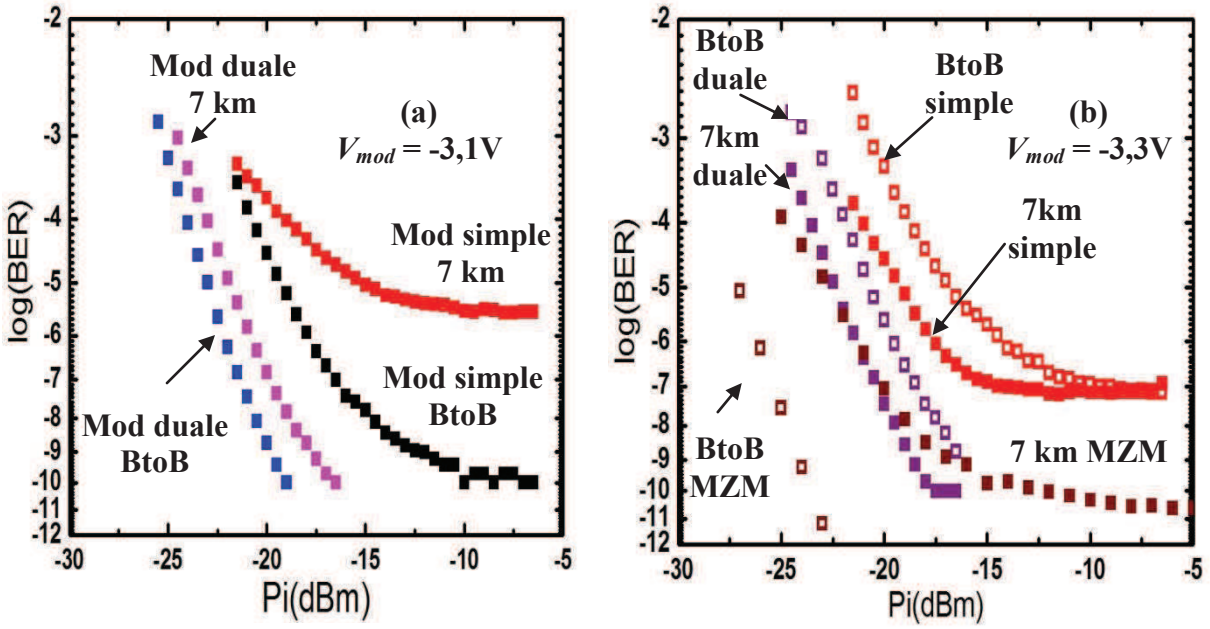


Figure 4.34: Incidence de la tension de polarisation Vmod (effet de pré-chirping) : BER mesuré en fonction de la puissance optique reçue par la photodiode après 7 km à 40 Gb/s, I_{laser} = 40 mA, I_{pp} =10 mA$_{pp}$, V_{pp} = 2V$_{pp}$, V_{mod} = -3,1V (a), V_{mod} = -3,3V (b), les carreaux vides sont pour le cas BtoB et les carreaux pleines après la transmission

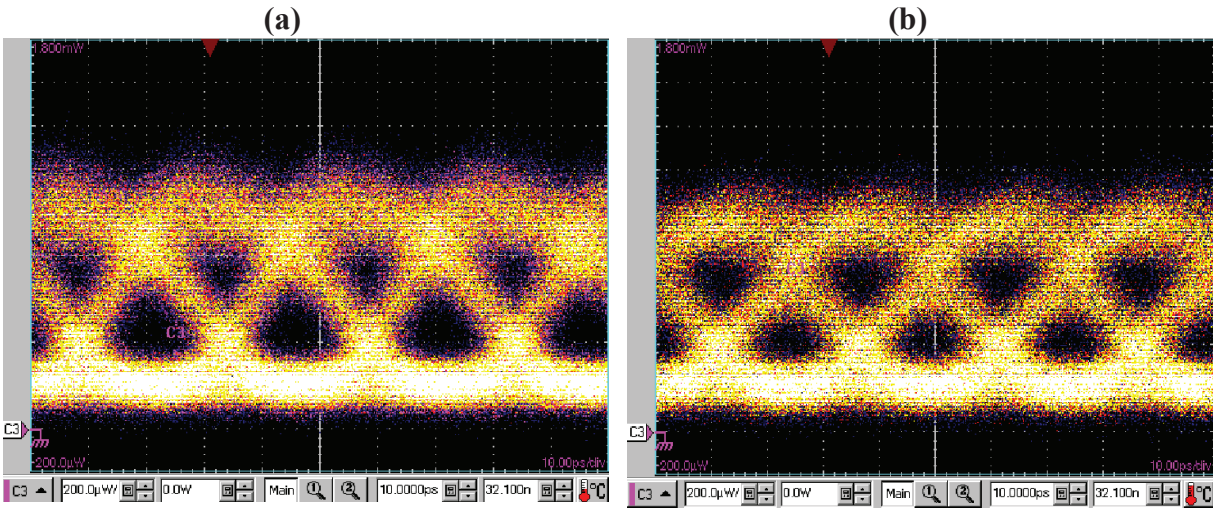


Figure 4.35: Effet de la modulation duale sur le diagramme de l'œil à 40 Gb/s en BtoB (a) et après 7 km (b)

Les diagrammes de l'œil relatifs à la modulation duale à 40 Gb/s en BtoB et après 7 km de propagation sont présentés dans la figure 4.35. Nous remarquons dans la figure 4.35(b) une disparition nette du dédoublement de niveau par rapport à celui observé à 20 Gb/s. Ceci est dû au fait qu'à 40 Gb/s, le budget de liaison permet de réduire l'indice de modulation et donc de mieux s'approcher de la condition de *Binder* et *Kohn*, pour contrôler les déformations temporelles induites par la dispersion sur les impulsions transmises.

ii. Analyse de la transmission en fonction de la distance, à paramètres constants

Les figures 4.36(a) et 4.36(b) paramétrées en distance de transmission, présentent le BER en fonction de la puissance reçue respectivement en modulation simple et duale pour un même point de fonctionnement du D-EML à 40 Gb/s choisi pour une distance de 7 km (I_{laser} = 40 mA, I_{pp} =10 mA_{pp}, V_{mod} = -3,3V, V_{pp} = 2V_{pp}). Le fait d'augmenter la distance de transmission au-delà de 7 km sans optimisation du point de fonctionnement du D-EML entraîne à 9 km l'apparition d'un plancher d'erreurs à 5.10^{-6} pour la modulation simple (figure 4.36(a)) et à 10^{-8} pour la modulation duale (figure 4.36(b)). L'impact négatif de la dispersion de la fibre sur les performances de transmission se traduit par l'augmentation du plancher d'erreurs jusqu'à atteindre 10^{-3} et 5.10^{-4} après 11 km de fibre standard respectivement pour les modulations simple et duale.

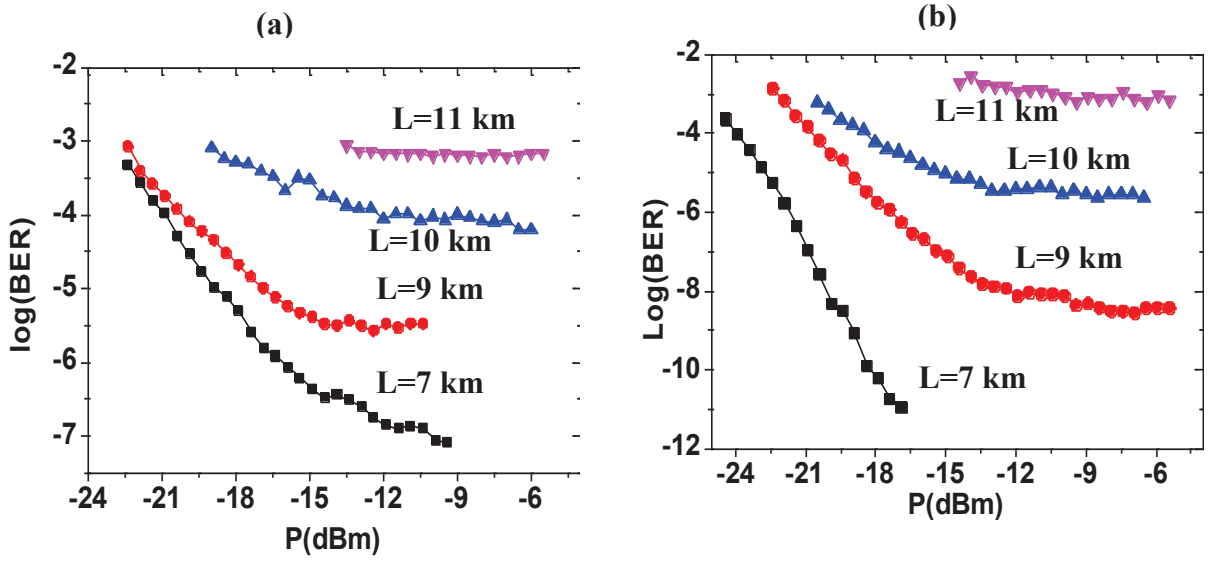


Figure 4.36: Effet de l'augmentation de portée à paramètres constants de sources : BER mesuré en fonction de la puissance optique reçue par la photodiode pour plusieurs distances de transmission à 40 Gb/s, I_{laser} = 40 mA, I_{pp}=10 mA_{pp}, V_{pp} = 2V_{pp}, V_{mod} = -3,3V pour le cas d'une modulation simple (a) et duale (b).

L'efficacité de la modulation duale en termes d'augmentation de la portée par rapport à la modulation simple ou celle du Mach-Zehnder (MZM) est caractérisée à une portée donnée, par l'abaissement des valeurs des planchers d'erreurs. Ainsi, pour un BER de 10^{-6}, la modulation duale permet d'atteindre une portée de transmission de 10 km sur fibre monomode standard sans compensation de dispersion tandis que celle par modulation simple de l'EAM ou du MZM est limitée à 8 km et 9 km respectivement (figure 4.37).

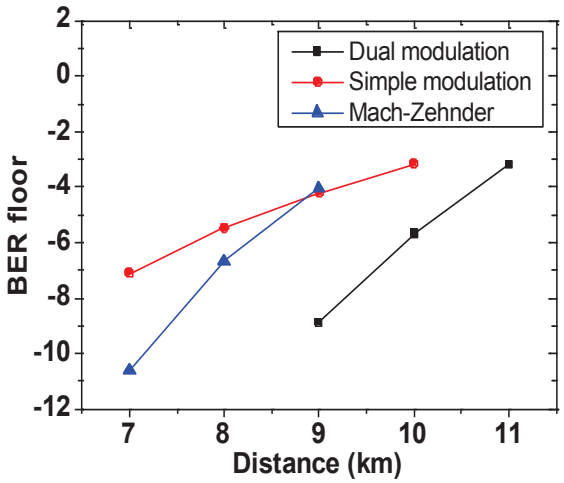


Figure 4.37: Comparaison des performances de différentes sources de modulation (EAM et D-EML) pour un point de fonctionnement fixe (I_{laser} = 40 mA, I_{pp}=10 mA_{pp}, V_{pp} = 2V_{pp}, V_{mod} = -3,3V) : Le plancher d'erreurs mesuré en fonction de la distance incluant les résultats du Mach-Zehnder comme référence (λ_{MZM} = 1534 nm)

iii. Transmission à 10 km et 12 km

Dans le but d'améliorer encore la portée de transmission au-delà de 7 km, le point de fonctionnement du D-EML est modifié. En concordance avec les résultats de simulation qui montrent une extension de portée lorsque le taux d'extinction est réduit (faible indice de modulation d'intensité), V_{pp} est diminuée à 1V_{pp}. Cela conduit simultanément à devoir réduire I_{pp} à 3 mA_{pp} afin de conserver une condition proche de *Binder* et *Kohn*. Par ailleurs, la tension de polarisation est fixée à -3,4 V pour bénéficier de manière plus significative du chirp négatif du modulateur EAM. Les résultats pour une séquence longue PRBS de 2^{31}-1 sont présentés dans la figure 4.38.

La modulation duale permet alors d'atteindre 10 km avec un BER de 4.10^{-9} et 12 km avec un BER de 3.10^{-3} compatible avec l'utilisation d'un FEC, y compris sans l'adjonction d'un amplificateur optique à l'émission.

A 40 Gb/s, la modulation duale permet ainsi une augmentation de la portée de transmission de 30 % par rapport au MZM. Cette amélioration des performances peut trouver sa justification dans la comparaison des spectres des signaux modulés à la sortie du MZM (figure 4.39(a)) et du D-EML (figure 4.39(b)). L'optimisation du point de fonctionnement du D-EML permet, comme c'est attendu, de réduire la largeur du spectre du signal transmis par rapport au spectre du signal AM relatif au MZM et conduit à l'extension de la portée.

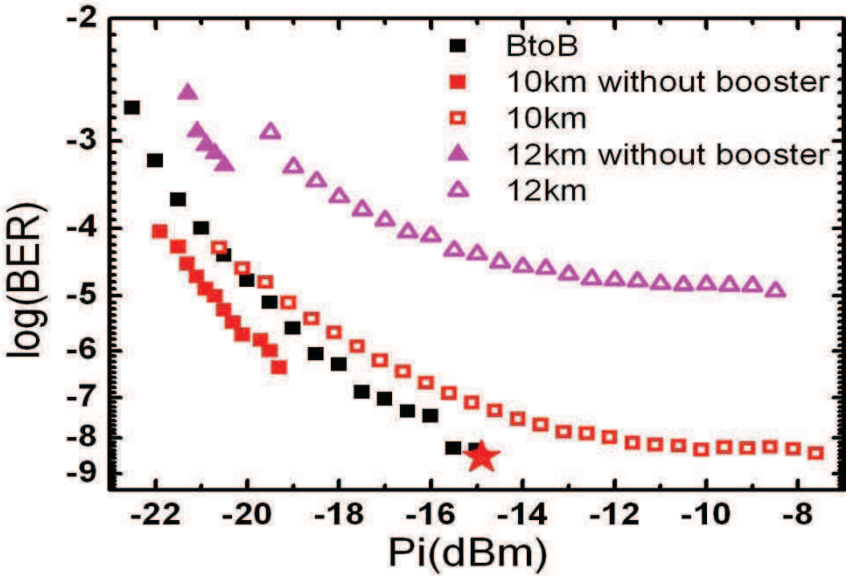


Figure 4.38: BER mesuré en fonction de la puissance optique reçue par la photodiode après 10 et 12 km de fibre SMF à 40 Gb/s, I_{laser} = 40 mA, I_{pp} = 3 mA_{pp}, V_{pp} = 1V_{pp}, V_{mod} = -3,4V

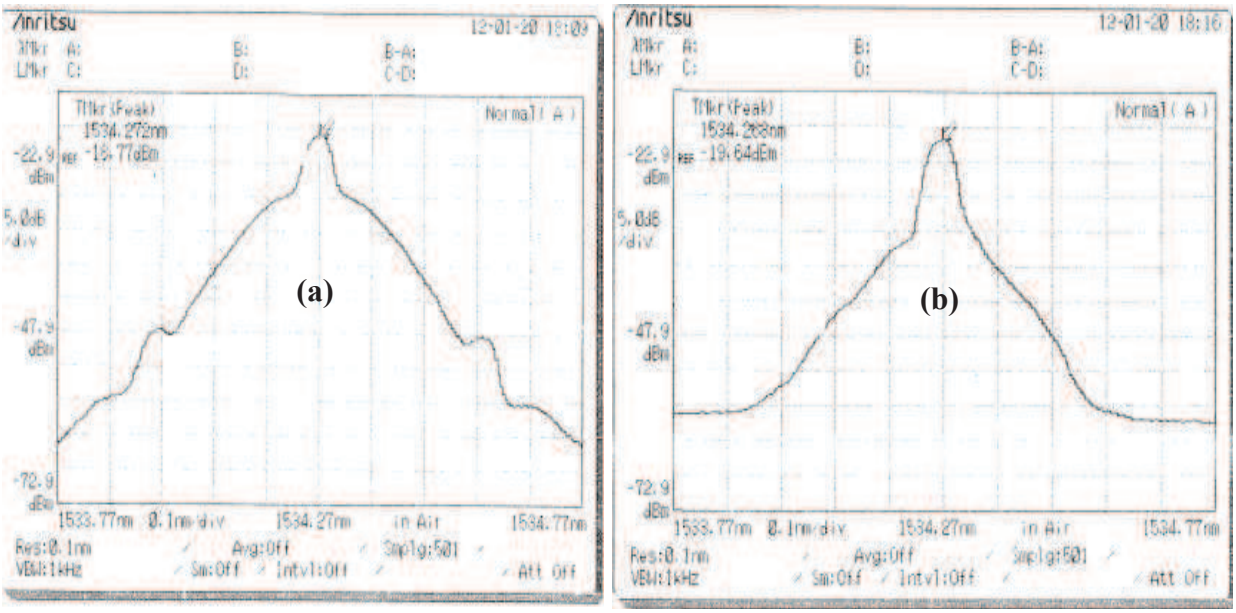


Figure 4.39: Spectre du signal modulé en NRZ observé à la sortie du MZM (a) et du D-EML (b), I_{laser} = 40 mA, I_{pp} = 3 mA_{pp}, V_{pp} = 1V_{pp}, V_{mod} = -3.4V

iv. Mise en perspective des performances de la modulation duale à 40 Gb/s

La figure 4.40 présente une comparaison entre les performances obtenues par la modulation duale et celle du MZM. La modulation duale permet une extension de la portée de plus de 30% par rapport au MZM. Ce résultat montre la grande efficacité de l'exploitation du chirp par la modulation duale par rapport au cas du MZM où le chirp est quasiment nul.

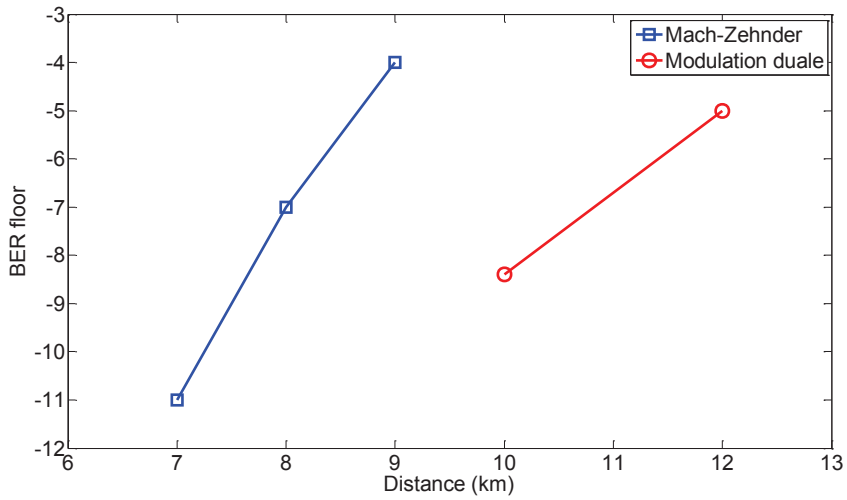


Figure 4.40: Comparaison des performances de différentes sources de modulation : MZM (λ_{MZM} = 1534 nm) et D-EML à 40 Gb/s

Le tableau 5 montre que par rapport à la modulation simple de l'EAM, la modulation duale permet l'amélioration de la portée de plus de 60 %. Ce pourcentage croît en diminuant le débit pour atteindre 100 % à 10 Gb/s.

Les résultats expérimentaux sont en accord avec ceux de la simulation logicielle délivrés par *Xlim*. Ils montrent la compatibilité et l'adaptabilité du D-EML aux hauts débits. La mesure de la bande passante AM de la section laser ne permettait pas d'anticiper cette amélioration de performances à 40 Gb/s. Cependant, un fonctionnement proche de la condition de *Binder* et *Kohn* à 40 Gb/s peut s'interpréter partiellement par une contribution de la réponse FM du laser plus large de celle de l'AM.

Débit	**Portée (D1)** **Modulation simple**	**Portée (D2)** **Modulation duale**	**D2/D1**	**BER**
10 Gb/s	90 km (mesuré)	180 km	2	$< 10^{-9}$
20 Gb/s	23 km (simulé)	39,7 km	1,72	10^{-9}
25 Gb/s	16 km (simulé)	24 km	1,5	$< 10^{-9}$
40 Gb/s	6 km (simulé)	10 km	1,66	4.10^{-9}

Tableau 5: Performances de la modulation duale aux hauts débits

4.3. Génération et transmission des signaux SSB mono fréquence ou multi fréquence par le D-EML

4.3.1. Etude des signaux SSB mono fréquence

4.3.1.a. Dispositif expérimental

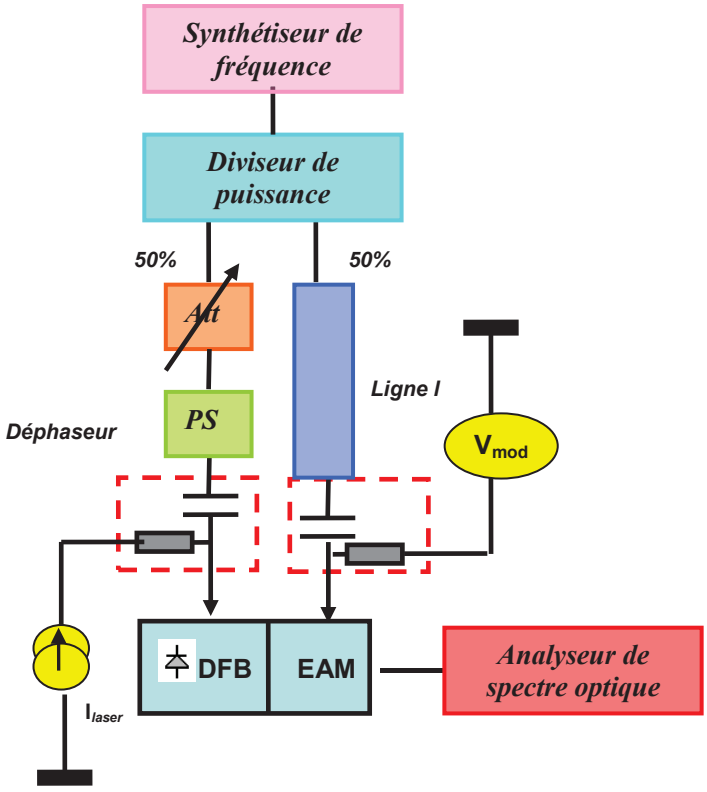


Figure 4.41: Dispositif expérimental de génération des signaux SSB par le D-EML

Nous avons vu dans le premier chapitre que le D-EML peut être utile pour la génération des signaux SSB (voir équations (1.93) et (1.94)) qui permettent de résoudre le problème d'évanouissement du signal le long de la fibre dans les systèmes de transmission radio sur fibre (RoF : Radio over Fibre). Ce paragraphe est consacré à une étude expérimentale permettant de tester ces propriétés. Le dispositif expérimental est donné par la figure 4.41.

On utilise un synthétiseur de fréquence permettant de générer un signal RF sinusoïdal à des fréquences différentes et de varier son amplitude. Un diviseur de puissance sert à équilibrer la modulation du laser et du modulateur. Le circuit de commande du laser est constitué d'un atténuateur RF permettant un réglage fin de l'amplitude du signal et une ligne à

retard (déphaseur) qui permet de varier finement le déphasage θ entre la modulation FM du laser et la modulation AM du modulateur. Le déphasage est défini par :

$$\theta = 2\pi \times f_m \times \frac{\Delta l}{v_g} \tag{4.1}$$

où Δl est la différence entre les longueurs électriques des circuits du laser et du modulateur. Du coté modulateur, nous utilisons simplement une ligne RF de longueur l afin d'égaliser électriquement les longueurs des deux circuits et donc garder un déphasage nul. L'optimisation du point de fonctionnement du D-EML pour la génération des signaux SSB se fait à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA : Optical Spectrum Analyser). Par convention, nous estimons qu'un signal est de type SSB que lorsque le taux de suppression de la bande latérale (SSR : Sideband Suppression Ratio) est supérieur à 10 dB.

4.3.1.b. Résultats expérimentaux

Dans un premier temps, nous avons essayé d'optimiser le point de fonctionnement du D-EML ainsi que le déphasage θ pour avoir le SSR maximum (environ 21,99 dB) pour une fréquence donnée (figure 4.42(a)). Afin de valider expérimentalement la condition théorique donnée dans l'équation (1.93), nous avons effectué une mesure de la réponse temporelle en intensité et en fréquence du D-EML en gardant le même point de fonctionnement (figure 4.42(b)).

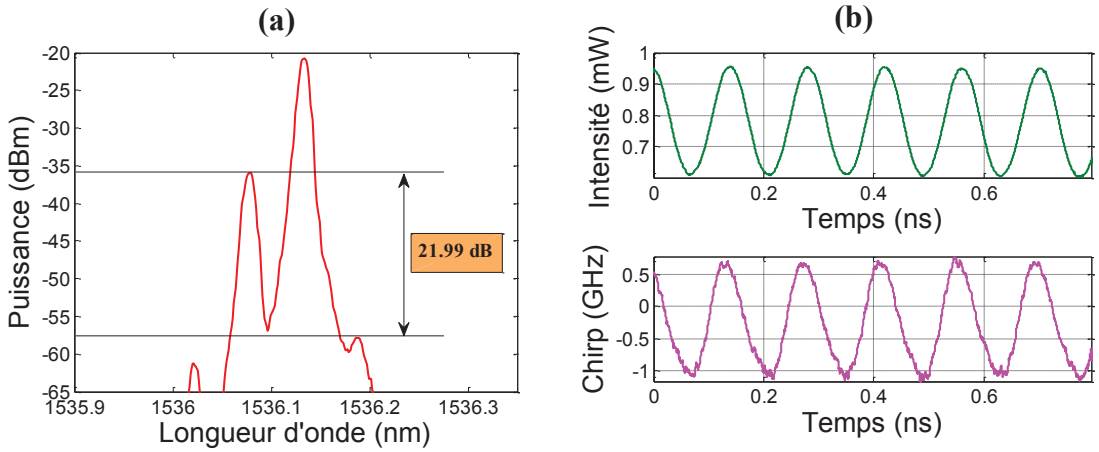


Figure 4.42: (a) Spectre d'un signal SSB généré par le D-EML pour une fréquence, (b) Réponse temporelle en intensité et en fréquence, f_m = 7GHz, I_{laser}= 70 mA, V_{mod} = -2,6V,

D'après la figure 4.42(b), l'indice de modulation d'intensité m_{IM} dont la valeur est de l'ordre de 0,22 et l'excursion en fréquence pic-à-pic Δv_{pp} dont la valeur est de l'ordre de 1,6 GHz respectent bien la condition mentionnée dans l'équation (1.94).

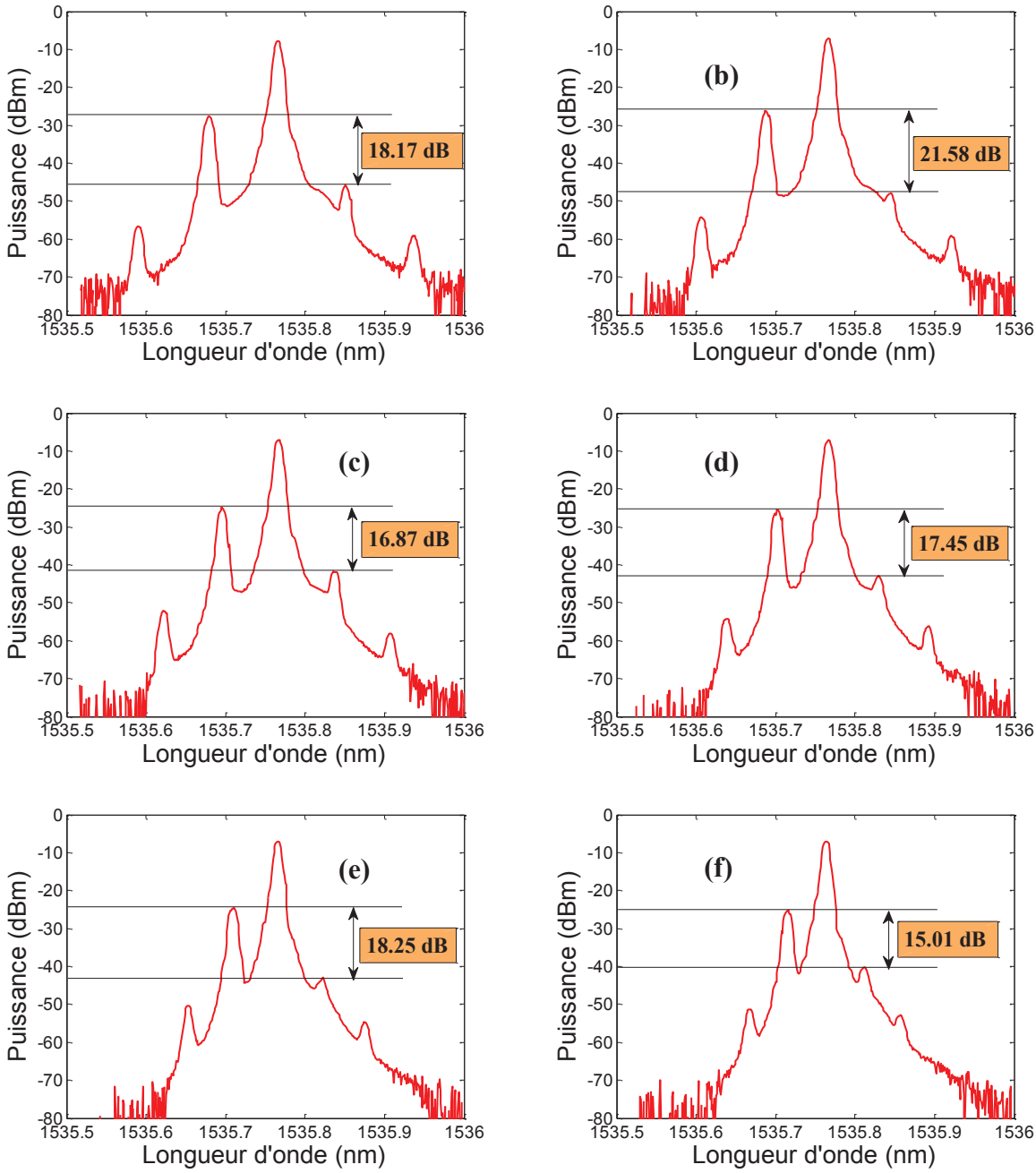


Figure 4.43: Spectre d'un signal SSB généré par le D-EML à différentes fréquences de modulation (a) 11 GHz, (b) 10 GHz, (c) 9 GHz, (d) 8GHz, (e) 7 GHz et (f) 6 GHz, I_{laser} = 60 mA, V_{mod} = -2,6V, $P_{RF,Synthétiseur}$ = 8 dBm

Dans un deuxième temps, nous avons essayé de générer les signaux SSB sur une plage de fréquences de 6 à 11 GHz en ne variant que I_{pp} et V_{pp} pour un point de polarisation du laser et du modulateur fixé. A ce stade, nous ne touchons pas le retard temporel entre les deux modulations (figure 4.43).

Le tableau 6 illustre la variation du point de fonctionnement du D-EML nécessaire pour avoir un maximum d'SSR pour une plage de fréquence entre 6 GHz et 11 GHz.

Fréquence de modulation (GHz)	***Att (dB)***	$P_{RF,DFB}$ ***(dBm)***	$P_{RF,EAM}$ ***(dBm)***	***SSR (dB)***
11	3	-6,02	-0,879	18,17
10	4	-7,65	-0,751	21,58
9	6	-8,56	-0,435	16,78
8	8	-10	-0,15	17,45
7	9	-9,7	0,248	18,25
6	11	-10,84	0,288	15,01

Tableau 6 : Evolution des points de fonctionnement du D-EML pour maintenir le contexte SSB pour des fréquences de modulation entre 6 GHz et 11 GHz, I_{laser} = 60 mA, V_{mod} = -2,6V, $P_{RF,Synthétiseur}$ = 8 dBm

Les même mesures associées à l'intervalle de fréquences [3GHz ; 6GHz] sont résumées dans le tableau 7.

. ***Fréquence de modulation (GHz)***	***Att (dB)***	$P_{RF,DFB}$ ***(dBm)***	$P_{RF,EAM}$ ***(dBm)***	***SSR (dB)***
6	11	-0,12	10,924	23
5	12	-1	10,954	16,5
4	13	-1,4	11,235	17,6
3	14	-2,7	113	12,6

Tableau 7: Evolution des points de fonctionnement du D-EML pour maintenir le contexte SSB pour des fréquences de modulation entre 3 GHz et 6 GHz, I_{laser} = 60 mA, V_{mod} = -2,6V, $P_{RF,Synthétiseur}$ = 8 dBm

L'expérience montre que le SSR n'est pas conservé parfaitement lorsque la fréquence de modulation varie. Ceci est dû au fait que la variation de l'atténuation du signal RF qui attaque le laser engendre une modification de la longueur électrique du circuit et donc le déphasage n'est pas toujours nul entre les deux signaux modulants. Pour maintenir la valeur du SSR en fonction de la fréquence, il est nécessaire de régler finement le retard temporel entre les deux modulations.

La modulation duale permet donc de maintenir le caractère SSB du signal sur une large bande de fréquence de 5 GHz centré autour de 8,5GHz et une bande de 3 GHz centré autour de 4,5 GHz. L'augmentation de la fréquence de modulation nécessite une puissance RF

sur le laser plus grande et donc un indice de modulation FM plus élevé en maintenant une puissance RF constante sur le modulateur EAM ce qui est en accord avec la théorie.

Dans le but de confirmer expérimentalement la moindre sensibilité des signaux SSB à la dispersion chromatique, nous avons caractérisé la réponse d'une fibre dispersive de longueur de 75 km (SMF). Pour cela, nous avons gardé le montage expérimental de génération des signaux SSB décrit dans la figure 4.41 en remplaçant juste le synthétiseur par le VNA qui permet de générer des signaux RF de puissances faibles à différentes fréquences allant de 10 MHz à 15 GHz. A la sortie du D-EML, nous utilisons un amplificateur optique de type « booster » pour conserver une puissance constante à l'entrée de la fibre. En réception, une photodiode est placée au niveau la sortie RF du VNA. Le courant et la tension de polarisation du laser et du modulateur sont respectivement 60 mA et -2,6V.

Bien que les signaux générés par le D-EML ne soient pas parfaitement de type SSB puisque le VNA ne permet pas de modifier la puissance RF du signal pour chaque fréquence, la comparaison de la réponse fréquentielle de la fibre après propagation de ces signaux avec les signaux modulés par une modulation simple du modulateur seul, puis du laser seul montre une différence notable sur la platitude des réponses (figure 4.44).

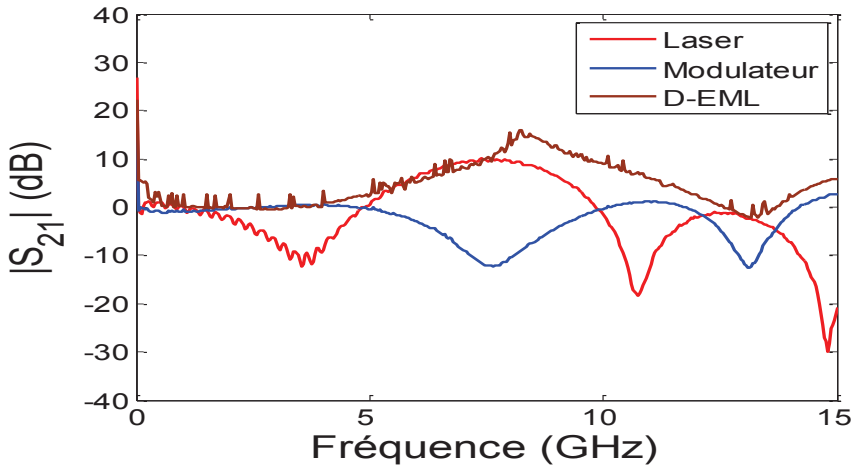


Figure 4.44: Réponse fréquentielle d'une fibre SMF standard de longueur 75 km suite à la propagation des signaux générés par le laser DFB, le modulateur EAM et le D-EML, I_{laser} = 60 mA, V_{mod} = -2,6V

La figure 4.44 montre une succession de maxima et de trous pour les signaux modulés générés par l'EAM ou par le laser DFB. Leurs emplacements permettent de confirmer la nature principalement AM du modulateur et majoritairement FM du laser. En effet, les composantes fréquentielles de ces signaux de type DSB se propagent à des vitesses différentes à cause de la dispersion chromatique. En réception, le battement sur la photodiode entre la porteuse et chacune des bandes latérales peut se retrouver en phase pour certaines fréquences

de modulation et en opposition de phase pour d'autres. D'où l'origine des maximums et des trous. La réponse de la fibre pour les signaux SSB générés par le D-EML présente un seul maxima et un seul trou autour de 13 GHz. Cette réponse prouve une immunité plus grande à la dispersion chromatique de ces signaux quasi-SSB et donne la possibilité d'exploiter une large bande de fréquence pour la transmission des signaux OFDM. Une étude plus élaborée a débuté suite à ces mesures préliminaires [16]

4.3.2. Etude des signaux SSB multi-porteuses : cas des signaux OFDM

Dans les systèmes à haut débit, l'OFDM représente une nouvelle technique de modulation qui permet de battre l'ISI qui se produit dans les milieux de propagation dispersifs. Des travaux de recherches (projet ANR-EPOD[2]) sont actuellement concentrés sur l'évaluation de l'utilisation de ce format de modulation dans les réseaux optiques d'accès dans des architectures innovantes telles que TDM-PON et WDM-PON (Wavelength Division Multiplexing PON).

Dans cette partie, nous exposons les résultats d'une première expérience démontrant la possibilité de générer et de transmettre des signaux OFDM dans un contexte SSB à travers le D-EML. Cette expérience a été réalisée sur les équipements du laboratoire d'*Orange Labs* à Lannion par *Mohamed Chaïbi* (stagiaire Télécom ParisTech) et moi-même en collaboration sur place avec *Luis Anet Neto*.

4.3.2.a. Montage expérimental

Le maintien de la modulation SSB par le D-EML pour une bande de 5 GHz est un résultat très prometteur pour étudier la génération des signaux SSB-OFDM. D'après la figure 4.44 qui montre la réponse de la fibre pour une modulation simple de l'EAM après 100 km, on observe que le premier trou de fading (qui correspond au fait que la fibre transforme une modulation AM en FM) est situé à une fréquence de modulation de l'ordre de 6,5 GHz. En effet, nous avons modulé le D-EML par un signal OFDM en bande de base occupant une bande fréquentielle de 6 GHz. Ce signal est constitué de 256 sous-porteuses modulées en QPSK (Quadrature Phase Shift Keying). Le montage expérimental est montré dans la figure 4.45. Nous utilisons un AWG (Arbitrary Waveform Generator) permettant de générer un

[2] Projet de l'ANR : EPOD (Enhanced PON using OFDM modulation format), http://www.systematic-paris-region.org/fr/projets/epod

signal OFDM en bande de base à partir d'une séquence numérique générée par MATLAB. Le programme a été élaboré à *Orange Labs* pour des expériences antérieures [17]. Pour pouvoir moduler le laser et le modulateur simultanément, l'AWG génère deux signaux ODFM réels identiques sur ses deux voies.

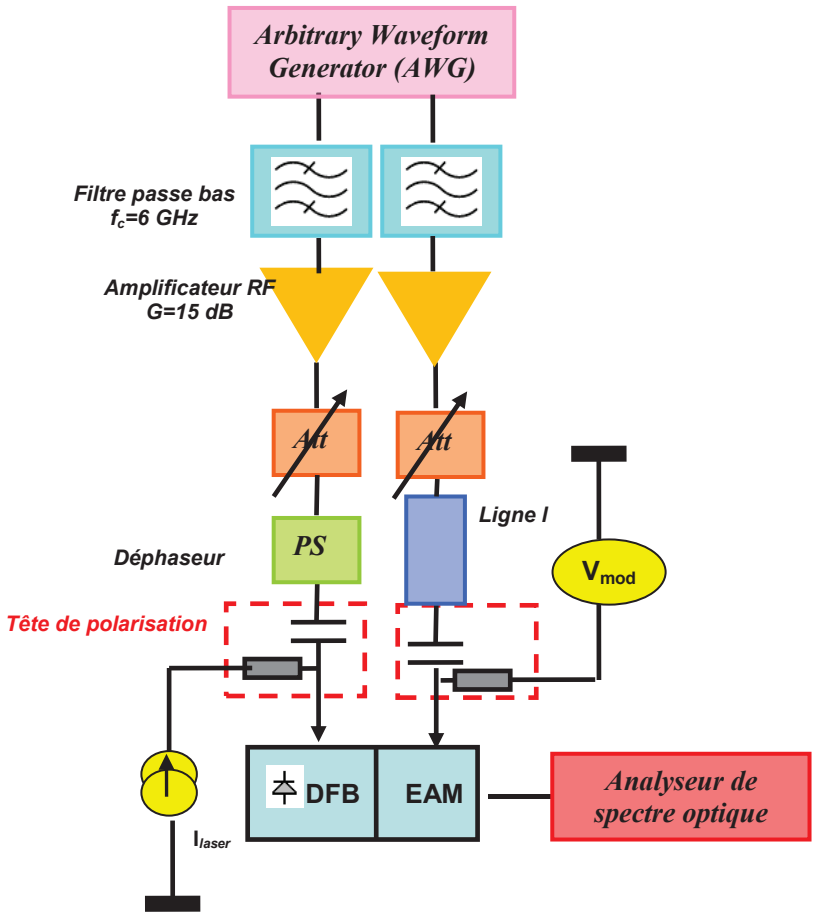


Figure 4.45: Montage expérimental de génération des signaux OFDM à travers le D-EML

4.3.2.b. Résultats expérimentaux

Le spectre du signal OFDM appliqué sur l'EAM (figure 4.46(a)) présente une amplitude fixe garantissant le même indice de modulation AM pour chaque fréquence. Le spectre du signal OFDM appliqué sur le laser (figure 4.46(b)) montre une variation linéaire de l'amplitude du signal en fonction de la fréquence tout en présentant une pente de 1 dB/GHz. Cette valeur de variation correspond au résultat de l'étude expérimentale de génération des signaux SSB sur une large bande de fréquence présentée dans le paragraphe précédent. Ceci permet de garantir le contexte SSB à chaque sous-porteuse OFDM. Les figures 4.46(c) et

4.46(d) présentent la forme temporelle du signal OFDM et la variation de son amplitude en fonction de sa densité de probabilité.

Les filtres passe-bas sont utilisés pour avoir des signaux OFDM de fréquences inférieures à 6 GHz. Ce choix est justifié par le fait que le premier trou dans la réponse d'une fibre de longueur 100 km à une modulation simple se situe à une fréquence de modulation de 6 GHz. L'ajustement des indices de modulation AM et FM est effectué à l'aide de deux atténuateurs RF variables avec un pas de 1 dB. Nous gardons le même point de fonctionnement du D-EML (I_{laser} = 60 mA, V_{mod} = -2,6V). La puissance RF délivrée par l'AWG est de l'ordre de -8 dBm tandis que les atténuations appliquées sont respectivement 12 dB et 5 dB pour le laser et le modulateur.

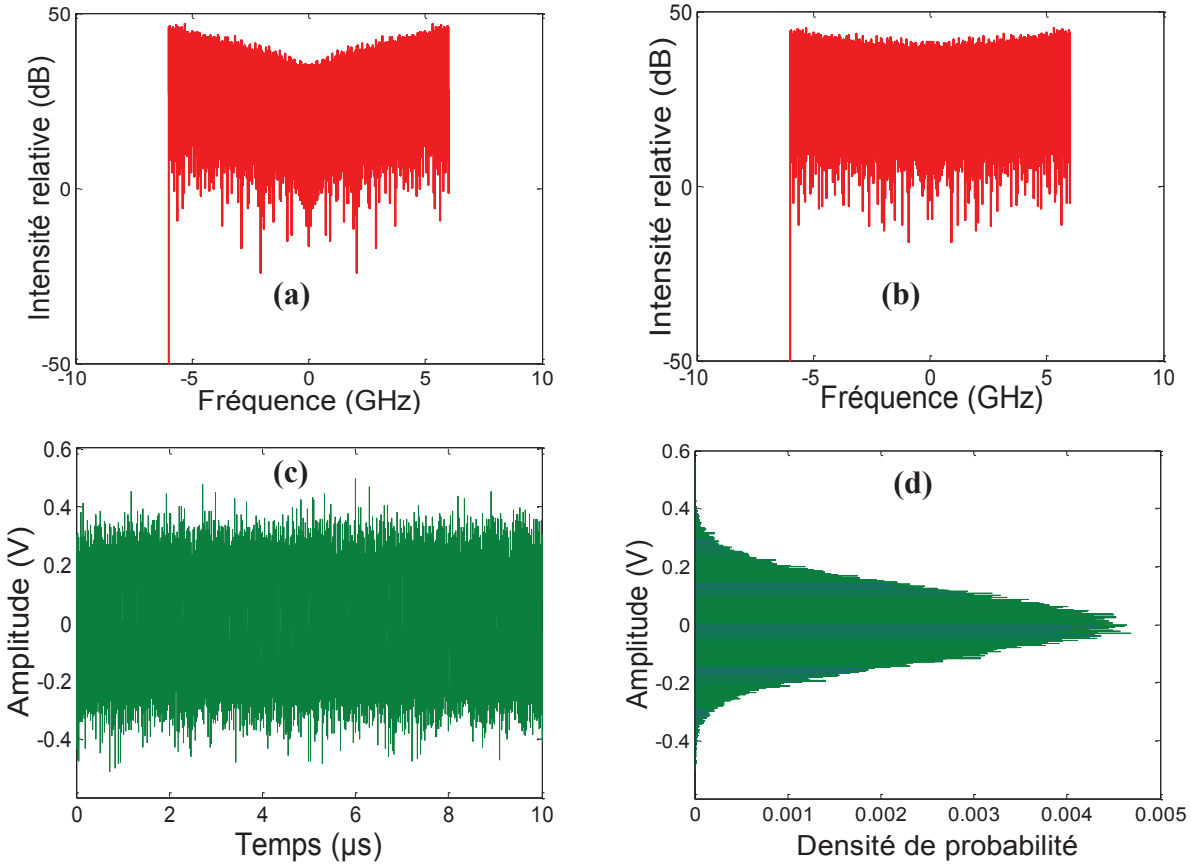


Figure 4.46: (a) Spectre des signaux OFDM appliqués au laser DFB (a) et au modulateur EAM (b), allure temporelle du signal OFDM (c), densité de probabilité du signal (d), I_{laser} = 60mA, V_{mod} = -2.6V, P_{AWG} = -8dBm, Att(DFB) = 12dB, Att(EAM) = 5dB

Le spectre du signal OFDM reçu après propagation sur une fibre SMF de longueur 100 km de coefficient de dispersion chromatique de l'ordre de 17 ps/nm.km et de coefficient de perte de l'ordre de 0.2 dB/km est présenté dans la figure 4.47(a). Les figures 4.47(b) et 4.47(c) montrent l'amplitude du signal en fonction du temps et de sa densité de probabilité.

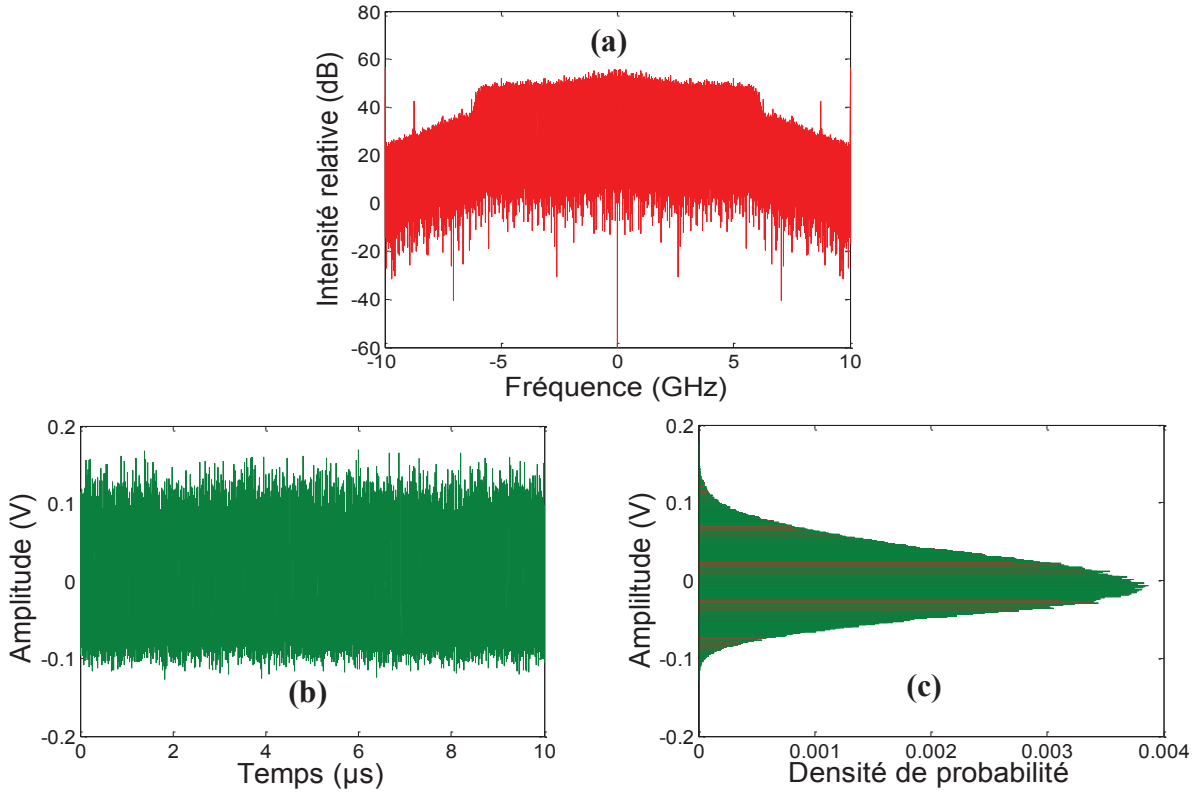


Figure 4.47: (a) Spectre du signal OFDM reçu après 100 km de propagation sur une fibre SMF, (b) allure temporelle du signal OFDM reçu, (c) densité de probabilité du signal reçu, I_{laser} = 60 mA, V_{mod} = -2,6V, P_{AWG} = -8 dBm, *Att(DFB)* =12 dB, *Att(EAM)* = 5dB

La réponse de la fibre et l'EVM (Error Vector Magnitude) par sous-porteuses OFDM relatives à la modulation duale (D-EML) et à la modulation simple de l'EAM (modulation externe) est présentée dans la figure 4.48.

Pour les faibles fréquences, la réponse de la fibre est constante (courbe bleue dans la figure 4.44) et donc l'EVM pour le D-EML et l'EAM varie faiblement (figure 4.48(b)). Pour les hautes fréquences au voisinage de 6 GHz ce qui correspond à la position du trou de fading (courbe bleue de la figure 4.44), l'EVM augmente fortement jusqu'à atteindre une valeur de 95% pour le cas d'une modulation simple alors qu'il augmente faiblement jusqu'à une valeur 30% pour le cas d'une modulation duale. Ce résultat préliminaire montre l'aptitude de la modulation duale à combattre la dispersion chromatique.

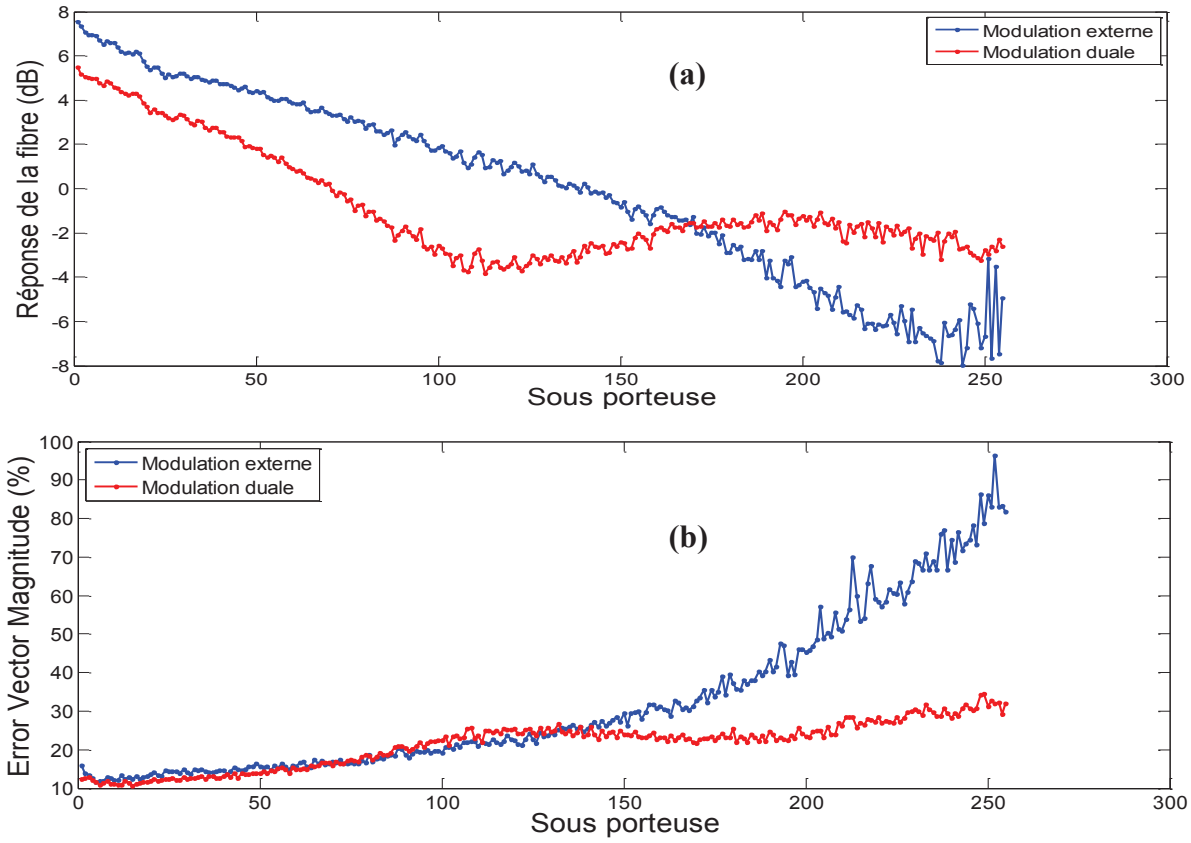


Figure 4.48 : (a) Réponse du canal par sous-porteuse après 100 km de propagation sur une fibre SMF, (b) Variation de l'EVM par sous-porteuse

4.4. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons rapporté les résultats expérimentaux en accord avec ceux des simulation délivrées par *Xlim* à 20 Gb/s, 25 Gb/s et 40 Gb/s démontrant les performances de la modulation duale et confirmant sa compatibilité et son adaptabilité aux hauts débits. Ils montrent la capacité des D-EML à étendre la portée de transmission ainsi que son efficacité par rapport à la modulation simple.

Nous avons présenté les caractéristiques en régime statique et dynamique des D-EML. Celles-ci permettent d'estimer l'aptitude de la modulation duale à l'augmentation du débit et d'optimiser le point de fonctionnement nécessaire au respect de la condition de génération des signaux SSB pour le débit visé.

La portée de transmission sur fibre standard à dispersion non compensée est démontrée à des valeurs records : jusqu'à 39,7 km et 24 km respectivement à 20 Gb/s et 25 Gb/s avec une séquence PRBS de 2^7-1 et jusqu' à 12 km à 40 Gb/s avec une séquence PRBS de 2^{31}-1.

L'utilisation des D-EML pour la génération des signaux SSB a été démontrée expérimentalement sur une large bande de fréquence de l'ordre de 5 GHz pour les applications RoF en exploitant leur capacité à combattre la dispersion chromatique. L'intérêt de la génération des signaux SSB multi-porteuses par le D-EML a été montré ainsi dans le cas d'une modulation OFDM. Le point de fonctionnement du D-EML correspondant à un caractère SSB pour chaque sous porteuse OFDM, a permis d'améliorer les performances en transmission en atteignant un EVM de 30 % contre 95 % pour la modulation simple.

Bibliographie

[1]: F. Devaux, "Optimum prechirping conditions of externally modulated lasers for transmission on standard fibre", *IEE Proc-Optoelectron., Vol. 141, No. 6 (1994).*
(Cité 170)

[2]: H. Kim,S.K Kim, H.K Lee, S. Hwang, and Y. Oh, "A Novel Way to Improve the Dispersion-Limited Transmission Distance of Electroabsorption Modulated Lasers", *IEEE Photonics Technology Letters, Vol.18, No.8 (2006).* (Cité 170)

[3]: J. Petit, D. Erasme, R. Gabet, C. Kazmierski, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, and N. Dupuis, "Enhanced 10-Gb/s NRZ Transmission Distance using Dual Modulation of an integrated Electro-absorption Modulated Laser Transmitter", *OFC'09 OThG2 (2009).* (Cité 170, 173, 187, 188, 188)

[4]: K. Hasebe, S. Matsuo, H. Sanjoh, A. Ohki, T. Kakitsuka et Y. Shibata, "Directly Frequency Modulated DFB Laser Integrated with EA modulator for Extended Transmission Reach", *ECOC'10, Th.9. D.5.* 173, 187, 188, 192)

[5]: D. Delprat, "Etude des sources intégrées lasers-modulateurs pour transmission optique à haut débit*", Thèse de doctorat, Université Paris VI, France, 1997.* (Cité 177)

[6] :T. Anfray, C. Aupetit-Berthelemot, K. Kechaou, D. Erasme, G. Aubin, C. Kazmierski, and P. Chanclou, "Simulation of SSB-LC with D-EML for extended PON beyond the chromatic dispersion limit", Journal of Lightwave Technology, Vol. 30, No 19, pp 3089-3095, 2012. (Cité 185)

[7]: B. Dagens, D. Make, O.L Gouezigou, F. Lelarge, B. Rousseau, A. Accard, J.G Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, F. Pommereau, and G.H Duan, "10Gb/s Transmission at 1.55 μm with Directly Modulated Quantum Dash Laser and Constant Operation Parameters up to 85°C", *ECOC'07.* (Cité 185)

[8]: Y. Sorel, J. F. Kerdiles, C. Kazmierski, M. Blez, D. Mathoorasing and A. Ougazzaden, "l0Gbit/s transmission experiment over 165 km of dispersive fibre using ASK-FSK modulation and detection", *Electronics Lett. Vol. 29 No. 11, pp. 973, 1993.* (Cité 186)

[9]: D. Mahgerefteh, Y. Matsui, X. Zheng, and K. McCallion, "Chirp Managed Laser and Applications" *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 16, No. 5, September/October (2010).* (Cité 186)

[10]: Y. Yokoyama, T. Hatanaka, N. Oku, H. Tanaka, I. Kobayashi, H. Yamazaki, and A. Suzuki, "10,7Gb/s 300 km transmission of PLC based CML packaged in pluggable transceiver without any optical or electrical dispersion compensation", *ECOC 2008, Paper We1.C.4* (Cité 186)

[11]: P. Ji, J. Yu, Z. Jia, T. Wang, X. Zheng, Y. Matsui, D. Mahgerefteh, K. McCallion, Z. Fan, and P. Tayebati, "Chirp-Managed 42,8 Gb/s Transmission over 20 km Standard SMF without DCF using Directly Modulated Laser", *European Conference and Exposition on Optical Communications. Optical Society of America, 2007, Session 10.4.6.* (Cité 186)

[12]: Y. Miyazaki, T. Yamatoya, K. Matsumoto, T. Aoyagi, and T. Nishimura, "Shallow quantum well EAM-LD with short hole lifetime for high-power and long-reach 10Gbps transmitters", *Lasers and Electro-Optics, 2005. CLEO/Pacific Rim 2005.* (Cité 187,188)

[13]: C. Jany, C. Kazmierski, J. Decobert, F. Alexandre, F. Blache, O. Drisse, D. Carpentier, N. Lagay, F. Martin, E. Derouin, T. Johansen, and C. Jiang, "Semi-Insulating Buried Heterostructure 1.55 μm InGaAlAs Electroabsorption Modulated Laser with 60 GHz Bandwidth", *ECOC 2007 Post-deadline 2.7* (Cité 187)

[14]: J. Binder and U. Kohn, "10 Gbits/s-Dispersion Optimized Transmission at 1,55 μm Wavelength on Standard Single Mode Fiber", *IEEE photonics technology letters, Vol.6, No.4 (1994).* (Cité 196, 196)

[15]: *10-Gigabit-Capable Passive Optical Networks* (XG-PON), ITU-T Std. G.987. 197

[16]: M.E Chaibi, "Analyse théorique et expérimentale de sources optiques performantes pour les communications haut débit", *Rapport de stage de fin d'étude, Ecole supérieure des communications de Tunis (SUP'COM), 2012*. (Cité 215)

[17]: L. Anet Neto, P. Chanclou, B. Charbonnier, A. Gharba, N. Genay, R. Xia, M. Ouzzi, C. Aupetit-Berthelemot, J. Le Masson, J, D. Erasme, E. Grard, and V. Rodrigues, "On the interest of chirped lasers for AMOOFDM transmissions in long distance PON networks," *OFC/NFOEC, 2011*. (Cité 216)

Conclusion générale

La demande d'augmentation en débit et en portée des systèmes de transmission d'information a une influence majeure sur tous les éléments et les maillons des réseaux d'accès et métropolitains. Elle impose, en particulier, des contraintes importantes sur le coût, la consommation et l'encombrement dans la conception des sources optiques. Les lasers DFB modulés directement en courant représentent une solution potentielle, mais leurs performances sont diminuées par une variation instantanée de la fréquence de la porteuse optique lors de la modulation d'intensité (chirp). La conjonction avec la dispersion de la fibre entraîne une limitation de la portée qui peut toutefois être allongée si un ajustement contrôlé du chirp est réalisé pour compenser ses effets. Le chirp entraîne en effet, une distorsion temporelle du signal transmis aboutissant à une dégradation de la qualité de transmission des systèmes. Dans ce mémoire, nous avons étudié théoriquement et expérimentalement, deux méthodes relatives à une ingénierie du chirp destinée à étendre la portée de transmission. La première concerne la prévision et la stabilisation du comportement du chirp des DML à puits quantiques à travers l'étude des effets des phases du réseau de Bragg aux facettes de la cavité et celle de la présence d'une rétroaction optique externe bien contrôlée. La deuxième concerne le concept de la modulation duale appliquée sur les EML (D-EML) et exploitant l'ajustement du chirp résultant de la modulation simultanée du laser et du modulateur. Le concept du D-EML permet l'extension de la portée de transmissions par fibre optique au-delà de la limite obtenue par modulation simple de l'EAM.

La contribution du chirp conduisant à la limitation ou au contraire à l'amélioration des performances de transmission, est présentée dans le cadre d'une étude théorique de son comportement en termes d'origines physiques et d'effets, pour les lasers DFB et les modulateurs EAM. Le chirp provient de la modulation de l'indice de réfraction de la cavité qui dépend de la modulation de la densité de porteurs dans le cas des lasers DFB et du changement du spectre d'absorption pour les modulateurs EAM. L'interdépendance de la modulation d'intensité et la modulation de fréquence (chirp) dans ces composants est due à la présence du couplage phase-amplitude explicitée par le facteur de Henry. Nous distinguons généralement deux types de chirp : le chirp transitoire inhérent à la modulation d'indice induite par les phénomènes transitoires dans la cavité et le chirp adiabatique attaché à la variation de fréquence en régime stationnaire. Pour le cas des lasers DFB, le chirp adiabatique a deux origines distinctes. A faible puissance, le chirp adiabatique est fortement lié aux non

linéarités spatiales dans la cavité (SHB), elles-mêmes fortement liées aux valeurs des phases du réseau de Bragg aux facettes. Lorsque la puissance augmente, les effets de la compression du gain avec la densité de photons ainsi que la variation des pertes optiques internes de la cavité viennent se superposer aux effets de SHB engendrant une modification de la condition d'oscillation et donc une déviation de la longueur d'onde d'émission. Pour le cas des modulateurs EAM, le chirp adiabatique est quasiment nul.

L'extension de la portée de transmission obtenue par la deuxième méthode s'appuie sur une technique de pré-distorsion du signal modulé pour laquelle l'optimisation du rapport AM/FM amène la suppression d'une de ses bandes spectrales latérales (SSB). Le concept de la modulation duale appliqué sur les EML (D-EML) permet de générer facilement des signaux SSB capables de combattre les effets de la dispersion de la fibre. Cette technique consiste à moduler conjointement le laser en FM et le modulateur en AM avec respectivement les données inversées et non inversées. Ainsi, d'une part, on sépare les contrôles respectifs des deux modulations et, d'autre part, on crée un effet de pré-chirping imposé par le chirp négatif de l'EAM.

L'étude du phénomène du chirp pour les deux méthodes appréhendées, a conduit au développement d'un modèle numérique original et complet d'un laser DFB, basé sur le formalisme des matrices de transfert permettant d'accéder au champ complexe et ainsi aux caractéristiques du chirp, prenant en considération les inhomogénéités spatiales de la cavité (SHB).

Dans un premier temps, ce modèle a été exploité pour confirmer l'étude expérimentale des effets de phases aux facettes sur le comportement du chirp des lasers DFB traités HR/AR. Il aboutit à un critère simple de sélection des lasers impropres à la transmission pour le cas d'une réflectivité minimale sur la facette AR. En effet, il est montré, par la simulation que la variation de la phase à la facette HR engendre une déviation de la longueur d'onde d'émission par rapport à la longueur d'onde de Bragg. Les résultats expérimentaux en accord avec ceux obtenus par la simulation montrent qu'à basse puissance, là où les effets du SHB sont prépondérants, les lasers émettant à courtes longueurs d'onde (écart de Bragg positif) subissent une déviation en fréquence vers le rouge (chirp rouge, CCR < 0) et ceux émettant à grandes longueurs d'ondes (écart de Bragg négatif) ont un chirp bleu (CCR > 0). A la lumière de ces résultats, la population des lasers DFB se partage entre deux types de familles selon la « couleur » du chirp. Le modèle de simulation a permis pour la première fois d'étudier le comportement dynamique de ces deux familles en régime grand-signal pour des courants de polarisation proches du seuil. Dans cette zone de fonctionnement, la variation des pertes DFB

induites par le SHB dépendant du choix de la phase à la facette HR et donc d'une des deux familles engendre des profils temporels différents en chirp et en puissance marqués dans un certain cas par la présence de grands pics suite à une commutation de gain. Ces deux familles ne conduisent pas aux mêmes performances en transmission. Les lasers ayant un chirp rouge sont à l'origine des fortes pénalités mesurées expérimentalement.

Néanmoins, ce critère n'est plus adaptable lorsque la réflectivité de la facette AR devient importante et fait apparaitre du chirp rouge pour les lasers émettant à grandes longueurs d'onde. Aussi d'un point de vue pratique, la réflectivité doit rester aussi faible que possible sur la facette AR pour garantir la prédiction du comportement du chirp par une simple observation du spectre optique.

Dans un deuxième temps, le modèle développé a été étendu pour la prise en compte de la rétroaction optique externe afin d'en étudier les effets sur le comportement du chirp en régime adiabatique des lasers HR/AR-DFB à puits quantiques. D'un point de vue expérimental, nous avons montré via une mesure en régime petit-signal de l'amplitude et de la phase du CPR que le chirp des DML peut être stabilisé et contrôlé en présence du retour optique du coté de la facette AR sur une large bande de fréquence. Pour le cas où la rétroaction est implémentée par une longue cavité externe, le contrôle de son taux permet une réduction du CPR mesuré en régime adiabatique d'un facteur de 10 pour un point de polarisation fixé. Ceci est expliqué par une diminution du facteur de couplage phase-amplitude de l'ordre de 77%. Les mêmes effets du retour optique sur le comportement du chirp ont été observés pour plusieurs points de polarisation en régimes grand et petit signaux pour le cas où l'implémentation et le contrôle de la rétroaction sont assurés par la cavité du modulateur EAM couplée à la cavité laser correspondant au cas des D-EML, à travers la présence d'un traitement imparfait à la facette de sortie et la variation de son point de fonctionnement. En outre, il est montré expérimentalement que la rétroaction optique engendre une amélioration de la bande passante AM des lasers. Les résultats expérimentaux sont confirmés qualitativement par la simulation qui démontre aussi que la diminution du facteur de couplage du réseau de Bragg en augmentant la sensibilité du laser DFB à la réflectivité des facettes accentue les effets de rétroaction optique : une variation du taux de la rétroaction de quelques pourcents conduit alors à différents comportements du chirp adiabatique (chirp rouge ou bleu), avec augmentation, diminution voire annulation dans certains cas.

Le contrôle du chirp adiabatique des lasers HR/AR-DFB ayant un faible facteur de couplage du réseau de Bragg à travers la rétroaction optique externe est un moyen très

intéressant à exploiter pour améliorer la qualité d'une transmission. En effet, l'extension de la portée pourra être obtenue dans le cas d'une modulation directe à travers la réduction du chirp par le retour optique. De ce fait, des études ultérieures pourraient porter sur les effets du contrôle de chirp des DML par la rétroaction optique externe sur la qualité de transmission en termes de distance et de débit. Il est envisageable d'étudier les effets de la rétroaction sur le comportement du chirp des lasers DFB à boîtes quantiques où les effets du SHB causés par la distribution longitudinale non-uniforme de la densité de photons sont beaucoup plus forts par rapport aux lasers DFB massifs et à puits quantiques.

Dans un troisième temps, le modèle du laser a été intégré avec celui d'un modèle du modulateur EAM basé sur les mesures expérimentales afin de caractériser le comportement du chirp des D-EML. Le modèle du D-EML ainsi développé a été utilisé par notre partenaire *Xlim* dans une étape de simulation système pour déterminer et optimiser les paramètres opérationnels du composant pour les applications en transmission.

L'évaluation expérimentale et théorique des performances de la modulation duale, a permis de prouver sa compatibilité et son adaptabilité aux hauts débits (20, 25 et 40 Gb/s) et aux différentes portées. Les résultats de simulations rapportent son efficacité par rapport à la modulation simple de l'EAM en termes d'extension de la portée de transmission aux hauts débits : quel que soit le débit, dans des conditions de fort taux d'extinction en puissance, elle permet de l'augmenter d'environ 10 % par rapport à la modulation simple. Cette amélioration peut atteindre jusqu'à 100% en diminuant le taux d'extinction (faible indice de modulation d'intensité). Qualitativement, nous confirmons expérimentalement, pour la première fois ces prédictions à 20 Gb/s, 25 Gb/s et 40 Gb/s, la modulation duale conduit à des portées d'environ 50 % plus élevées que celles obtenues par modulation simple de l'EAM, avec les distances respectives de 39,7 km, 24 km et 12 km. La modulation duale prouve, en outre, son efficacité à 40 Gb/s par rapport à la modulation simple du MZM marquée par une amélioration de la portée de l'ordre de 36%.

Par ailleurs, l'extension de l'utilisation des D-EML à la génération des signaux SSB a été démontrée, pour la première fois également sur une large bande de fréquences et sur le même point de fonctionnement. Pour les applications RoF, ce potentiel a été exploité sur le format de modulation OFDM en introduisant le caractère SSB à chaque sous-porteuse pour améliorer les performances en transmission par rapport à la modulation simple.

Un aspect de recherche futur à associer aux D-EML concerne donc l'étude approfondie de la génération de nouveaux formats et techniques de modulation tels que QPSK, QAM et OFDM. La modulation conjointe de la phase et d'amplitude associée à la

détection cohérente est aussi un sujet actuel de recherche aux enjeux importants dans le domaine des télécommunications optiques.

Le D-EML apparaît comme un composant très prometteur pour l'amélioration en termes de débit et de portée des systèmes de transmission sur fibre optique monomode à détection directe ainsi que vers l'application des nouveaux formats de modulation, sans augmentation notable de consommation, coût et complexité.

Les portées atteintes expérimentalement avec le D-EML dans le cadre de cette thèse même si plus faibles par rapport aux CML, ouvrent des perspectives prometteuses car plus économiques. En effet, la limitation des portées obtenues est encore due simplement au fait qu'on ne respecte pas parfaitement la condition de génération des signaux SSB (condition de *Binder* et *Kohn*) et qu'on ne compense pas totalement les effets du chirp transitoire du laser par ceux du modulateur. Pour le respect de la condition de *Binder* et *Kohn*, la limitation du CCR des lasers DFB conduit à un faible indice de modulation d'intensité qui entraîne une limitation du rapport signal sur bruit. La première voie d'amélioration concerne donc l'amélioration de la bande passante FM du laser. Une deuxième voie pour assurer l'augmentation du CCR des D-EML concerne une nouvelle structure du D-EML en cours de développement appelée ΦEML (Phase Electro-absorption Modulated Laser) qui consistera à éviter la modulation directe du laser HR/AR-DFB grâce à l'intégration d'une section électro-optique intra-cavité du coté de la facette HR permettant ainsi de moduler sa phase (figure 2).

La modulation d'indice effectif de cette section à travers la tension appliquée, similaire à une modulation de la position du plan de clivage par rapport au réseau de Bragg, permet d'avoir une modulation de la phase à la facette HR. Comme démontré précédemment, cette modulation de phase induit une déviation de la position de la longueur d'onde d'émission par rapport à la longueur d'onde de Bragg dans la bande interdite et donc une déviation en fréquence. Cette nouvelle génération de D-EML dans lequel le DFB joue le rôle d'une source de gain, profitera de la modulation de phase à la facette HR et de la large bande passante de la section EAM pour garantir respectivement l'augmentation du chirp adiabatique nécessaire pour la génération des signaux SSB et la compatibilité aux hauts débits au-delà de 40 Gb/s.

En garantissant le bas coût, la faible consommation et la simplicité, le D-EML par ses performances de modulation démontrées dans le cadre de cette thèse, se situe en très bonne place parmi les composants émetteurs potentiels pour les systèmes futurs à haut débit (formats de modulation avancés compris).

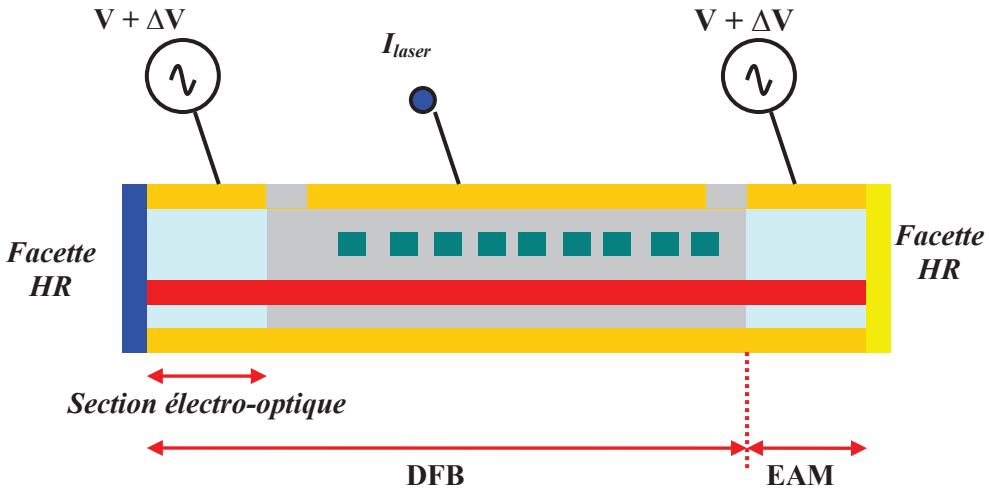


Figure 2: Structure du ΦEML

Annexe A

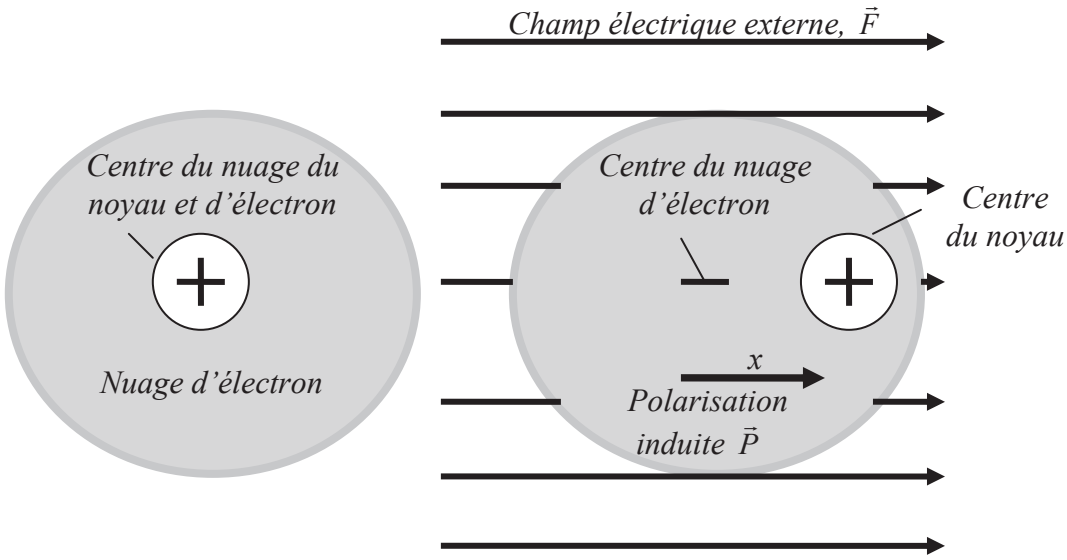
Les relations de « *Kramers-Kronig*»

Considérons un oscillateur harmonique classique de masse *m* conduit par une force extérieure $\vec{F}$. Considérons ω_0 et γ respectivement la fréquence angulaire de résonance de l'oscillateur et le facteur d'amortissement. Pour des petits déplacements *x*, le mouvement de l'oscillateur peut être décrit par un système linéaire d'entrée $\vec{F}$ et de sortie *x* représenté part une équation différentielle du second ordre de la forme[3] [1] :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{\vec{F}}{m} \tag{A.1}$$

Pour un atome isolé à l'équilibre et en l'absence de tout champ, le centre du noyau et le nuage de charge de l'électron coïncident et le moment dipolaire électrostatique est égale à zéro. Lorsqu'il est soumis à un champ électrostatique $\vec{E}$, le nuage de charge de l'électron est attiré vers la borne positive par une force $\vec{F} = q\vec{E}$ entraînant ainsi un moment dipolaire net $\vec{P} = N_e q x \hat{e}$ où N_e est le nombre d'électrons par unité de volume, *q* est la charge de l'électron, *x* est le déplacement entre le centre de masse du nuage d'électron et celui du noyau et $\hat{e}$ est un vecteur unitaire. Une représentation schématique du moment dipolaire induit est montrée dans la figure A.1.

[3] B.E.A. Saleh and M.C. Teich, "Fundamentals of Photonics", *John Wiley & Sons Inc., 1991*.



Figuree A.1 : Distorsion du champ électrique induit par le nuage d'électron représenté par un atome isolé. Le moment dipolaire net résultant est directement proportionnel au déplacement du centre de masse du nuage d'électrons et le noyau.

En remplaçant x et $\vec{F}$ dans l'équation (A.1) et en réarrangeant, nous obtenons:

$$\frac{d^2\vec{P}}{dt^2} + \gamma\frac{d\vec{P}}{dt} + \omega_0^2\vec{P} = \frac{N_e q^2\vec{E}}{m_0} \tag{A.2}$$

En définissant la constante du matériau $\chi_0 = N_e q^2 / m_0\varepsilon_0\omega_0^2$ prenant en compte les propriétés du matériau avec une permittivité électrique ε_0 et une masse d'électron restante m_0, nous pouvons modifier l'équation (A.2)[1]:

$$\frac{d^2\vec{P}}{dt^2} + \gamma\frac{d\vec{P}}{dt} + \omega_0^2\vec{P} = \chi_0\varepsilon_0\omega_0^2\vec{E} \tag{A.3}$$

L'équation (A.3) montre la relation dynamique entre $\vec{P}$ et le champ électrique $\vec{E}$. En remplaçant le champ $\vec{E}(t) = \vec{E}e^{iwt}$ et supposant une polarisation linéaire $\vec{P}(t) = \vec{P}e^{iwt}$ dans l'équation (A.3), nous obtenons :

$$(-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2)\vec{P} = \chi_0\varepsilon_0\omega_0^2\vec{E} \tag{A.4}$$

À partir de l'équation (A.4), la polarisation peut être explicitement exprimée sous la forme $\vec{P} = \varepsilon_0[\chi_0\omega_0^2/(-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2)]\vec{E}$.

En écrivant cette relation sous la forme $\vec{P} = \varepsilon_0\chi(\nu)\vec{E}$ et en remplaçant $\omega = 2\pi\nu$, nous obtenons l'expression de la dépendance en fréquence de la susceptibilité χ qui représente la

fonction de transfert du système (c'est la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle notée *h* du système décrivant l'oscillateur):

$$\chi(\nu) = \chi_0 \frac{\nu_0^2}{\nu_0^2 - \nu^2 + i\nu\Delta\nu} \tag{A.5}$$

avec $\nu_0 = \omega_0 / 2\pi$ la fréquence de résonance et $\Delta\nu = \gamma / 2\pi$. La partie réelle et la partie imaginaire de $\chi(\nu)$ sont écrits sous la forme [1]:

$$\chi'(\nu) = \chi_0 \frac{\nu_0^2(\nu_0^2 - \nu^2)}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + (\nu\Delta\nu)^2} \tag{A.6}$$

$$\chi''(\nu) = -\chi_0 \frac{\nu_0^2\nu\Delta\nu}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + (\nu\Delta\nu)^2} \tag{A.7}$$

À des fréquences bien inférieures à la résonance, $\chi'(\nu) \approx \chi_0$ et $\chi''(\nu) \approx 0$ et donc χ_0 représente la susceptibilité à basse fréquence. À des fréquences bien supérieures à la résonance, $\chi'(\nu) \approx \chi''(\nu) \approx \chi_0$, le milieu agit comme un espace libre.

À la résonance, $\nu = \nu_0$, $\chi'(\nu_0) \approx 0$, $-\chi''(\nu)$ atteint sa valeur maximale de $(\nu_0 / \Delta\nu)\chi_0$. Un milieu diélectrique typique contient des résonances multiples qui correspondent à différentes vibrations électriques. La susceptibilité globale est la somme des contributions de toutes les résonances. Tandis que la partie imaginaire de la susceptibilité est confinée à proximité de la fréquence de résonance, la partie réelle contribue à toutes les fréquences proches et au-dessous de résonance. Éloigné de la résonance, l'indice de réfraction est constant et le milieu est non dispersif.

Les lois de la physique classique nous imposent que le système décrivant le mouvement de l'oscillateur est causal et donc la réponse impulsionnelle *h* du système ne peut plus commencer sans l'application du champ électrique $\vec{E}(t)$ à t = 0. En effet, cette réponse doit disparaître pour t < 0 et donc elle peut être exprimée par la somme de deux fonctions paire h_p et impaire h_i :

$$h(t) = h_p(t) + h_i(t) \tag{A.8}$$

avec

$$h_p(t) = h_i(t)signe(t) \tag{A.9}$$

$$h_i(t) = h_p(t)signe(t) \tag{A.10}$$

La fonction *signe* est la fonction de signe (= 1 pour t ≥ 0 et -1 ailleurs). En conséquence, la réponse impulsionnelle *h* relative n'est pas symétrique et donc sa transformée de Fourier, χ , est bien complexe :

$$\chi(\nu) = TF(h_p(t)) + TF(h_i(t)) = \chi'(\nu) + j\chi''(\nu)$$
$$= \Re e(TF(h_p(t))) + j\Im m(TF(h_p(t))) + \Re e(TF(h_i(t))) + j\Im m(TF(h_i(t)))$$

(A.11)

Or $\Im m(TF(h_p(t))) = 0$ et $\Re e(TF(h_i(t))) = 0$, puisqu'il s'agit d'une fonction paire et impaire. Les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité complexe sont donc liées comme suit:

$$\chi'(\nu) = TF(h_p(t)) = TF(h_i(t)signe(t)) = j\chi''(\nu) * \frac{1}{j\pi\nu} = \chi''(\nu) * \frac{1}{\pi\nu} \qquad (A.12)$$

$$j\chi''(\nu) = TF(h_i(t)) = TF(h_p(t)signe(t)) = \chi'(\nu) * \frac{1}{j\pi\nu}$$

(A.13)

Les équations (A.12) et (A.13) deviennent alors :

$$\chi'(\nu) = \frac{1}{\pi} \wp \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi''(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' \qquad (A.14)$$

$$\chi''(\nu) = \frac{1}{\pi} \wp \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi'(\nu')}{\nu - \nu'} d\nu' \qquad (A.15)$$

Le symbole $\wp$ représente la valeur principale de Cauchy de l'intégrale définie comme :

$$\wp \int f(x, x')dx' \equiv \lim_{\Delta \to 0} \left[\int_{-\infty}^{x-\Delta} f(x, x')dx' + \int_{x+\Delta}^{+\infty} f(x, x')dx' \right] \text{ , } \Delta > 0 \qquad (A.16)$$

Physiquement, la valeur principale de Cauchy évalue l'intégrale sur la gamme de fréquence à l'exclusion du point singulier à l'étude.

En utilisant le fait que, $\chi'(\nu) = \chi'(-\nu)$ et $\chi''(\nu) = -\chi''(-\nu)$ et en intégrant entre 0 et +∞, on obtient :

$$\chi'(\nu) = \frac{2}{\pi} \wp \int_{0}^{\infty} \frac{\nu' \chi''(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \qquad (A.17)$$

$$\chi''(\nu) = \frac{2}{\pi} \wp \int_{0}^{\infty} \frac{\nu \, \chi'(\nu')}{\nu^2 - \nu'^2} d\nu' \qquad (A.18)$$

Les équations (A.17) et (A.18) forment les relations de *Kramers-Kronig*. Ces relations montrent que la connaissance du comportement de l'une des quantités sur tout le spectre permet la détermination de l'autre.

Annexe B

La réponse d'une fibre dispersive

Après la propagation d'un signal modulé en AM et en FM dans une fibre dispersive de longueur L_{fibre}, le champ électrique réparti sur sa fréquence fondamentale et ses deux premières harmoniques est donné par [4]:

$$E_{AM+FM}(t) = E_0 \times \exp(j\omega_c t) \times [1 + B_1 \exp(jw\omega_m t) + B_2 \exp(-j\omega_m t)] \quad \text{(B.1)}$$

avec

$$B_1 = \left(\frac{\beta}{2} + \frac{\tilde{m}_{IM}}{4}\right) \exp(j(\delta_1 + \delta_2)) \quad \text{(B.2)}$$

$$B_2 = \left(-\frac{\beta}{2} + \frac{\tilde{m}^*_{IM}}{4}\right) \exp(j(-\delta_1 + \delta_2)) \quad \text{(B.3)}$$

$$\tilde{m}_{IM} = m_{IM} \exp(j\theta) \quad \text{(B.4)}$$

$$\delta_1 = \beta_{f1}\omega_m L_{fibre} \text{ et } \delta_2 = \frac{\beta_{f2}}{2}\omega_m^2 L_{fibre} \quad \text{(B.5)}$$

Dans ces équations, m_{IM}, β, ω_c, ω_m, θ, β_{f1} et β_{f2} représentent respectivement l'indice de modulation d'intensité (IM) et de fréquence (FM), la fréquence de la porteuse, la fréquence de modulation, le déphasage entre la modulation IM et FM, et les fonctions d'indice de réfraction (équations (1.82) et (1.83)) relatives au développement de *Taylor* de la constante de propagation de la fibre.

[4] Cette étude a été réalisée en collaboration avec *Mohamed Chaïbi* (stagiaire Télécom ParisTech).

A la réception, le photocourant généré est proportionnel au carré du champ électrique reçu et peut être exprimé par cette équation:

$$I \propto m_{IM}\cos(\omega_m t+\delta_1+\theta)\cos(\delta_2)-2m_{FM}\sin(\delta_2)\sin(\omega_m t+\delta_1) \quad \text{(B.6)}$$

Nous remarquons que la réponse de la fibre dépend du déphasage θ. Dans cette étude, nous traitons les cas $\theta = \pi/2$ et 0.

- $\theta = \pi/2$:

Dans ce cas, l'équation (B.6) devient:

$$I \propto M \times \sin(\omega_m t-\delta_1)\times\cos(\delta_2+u) \quad \text{(B.7)}$$

avec $$M=\sqrt{(m_{IM})^2+4\beta^2} \quad \text{et} \quad \begin{cases}\cos(u)=-m_{IM}/M\\ \sin(u)=-2\beta/M\end{cases} \quad \text{(B.8)}$$

La réponse d'une fibre dispersive est caractérisée par la succession de trous et de maxima de positions et profondeurs variables en fonction de m_{IM}, β (figure B.1). Les maximums d'amplitude M sont donnés par:

$$\delta_2+u=0[\pi] \quad \text{(B.9)}$$

Les trous de profondeur nulle sont donnés par :

$$\delta_2+u=\frac{\pi}{2}[\pi] \quad \text{(B.10)}$$

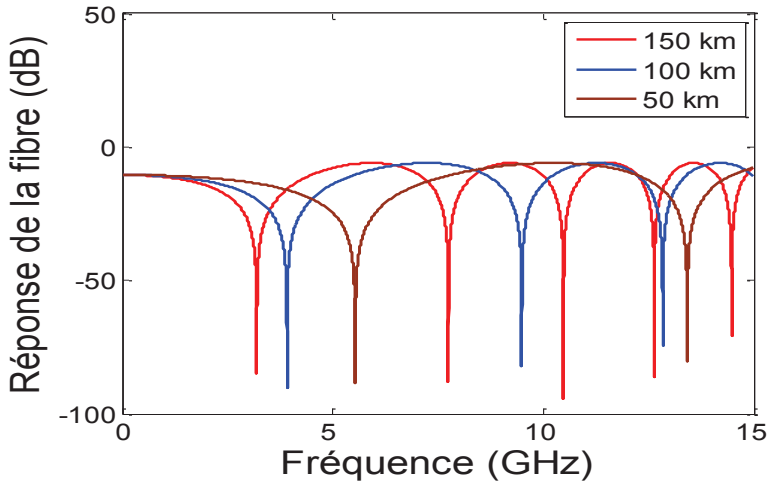


Figure B.1: Réponse calculée d'une fibre dispersive après la propagation d'un signal modulé en AM et FM en fonction de la portée, $\theta = \pi/2$, m_{IM} = 0,3, β_{f1} = 0,2 et β_{f2} = 2,13 10^{-23}

➢ $\theta = 0$

Dans ce cas, l'équation (B.6) devient:

$$I \propto M \times \sin(\omega_m t - \delta_1 + u) \tag{B.11}$$

$$\text{avec} \quad \text{vvv } M = \sqrt{(m_{IM}\cos(\delta_2))^2 + (2\beta\sin(\delta_2))^2} \text{ et} \begin{cases} \cos(u) = -m_{IM}\cos(\delta_2)/M \\ \sin(u) = -2\beta\sin(\delta_2)/M \end{cases} \tag{B.12}$$

Nous retrouvons toujours la succession de trous et de maximums dans la réponse de la fibre (figure B.2). La position des maximums est donnée par:

$$\begin{aligned} \delta_2 &= \frac{\pi}{2}[\pi] \quad sim_{IM} > 2\beta \\ \delta_2 &= 0[\pi] \quad sim_{IM} < 2\beta \end{aligned} \tag{B.13}$$

La position des trous est donnée par :

$$\begin{aligned} \delta_2 &= \frac{\pi}{2}[\pi] \quad sim_{IM} < 2\beta \\ \delta_2 &= 0[\pi] \quad sim_{IM} > 2\beta \end{aligned} \tag{B.14}$$

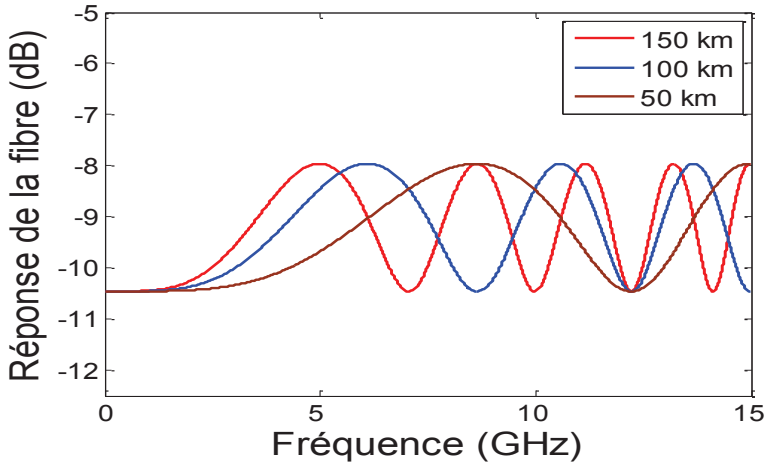


Figure B.2: Réponse calculée d'une fibre dispersive après la propagation d'un signal modulé en AM et FM en fonction de la portée, $\theta = 0$, $m_{IM} = 0{,}3$, $\beta_{f1} = 0{,}2$ et $\beta_{f2} = 2{,}13\ 10^{-23}$

La figure B.2 montre que les trous sont moins profonds par rapport au cas où $\theta = \pi/2$. Par contre, en appliquant la condition de génération des signaux SSB ($m_{IM} = 2\beta$) (équation (1.95)), on remarque une absence totale de fluctuations de la réponse de la fibre (figure B.3). La figure B.3 montre l'aptitude des signaux SSB à combattre la dispersion chromatique et à améliorer les performances de transmission.

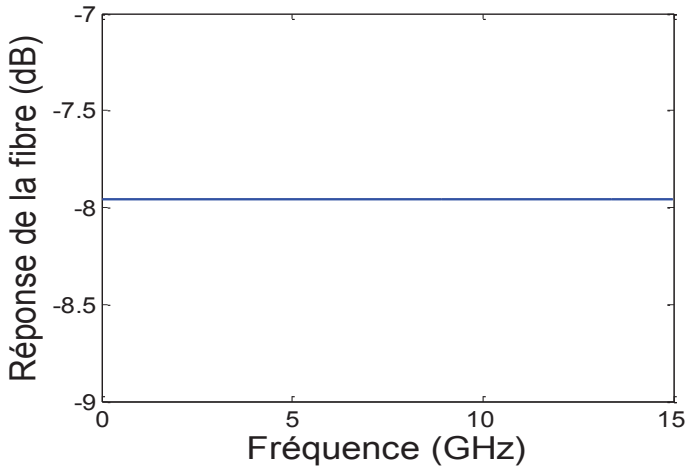


Figure B.3: Réponse calculée d'une fibre dispersive après la propagation d'un signal SSB, $\theta = 0$, $m_{IM} = 0{,}4$, $\beta_{f1} = 0{,}2$ et $\beta_{f2} = 2{,}13\ 10^{-23}$

Publications et communications de l'auteur

Publications

[1]: **K. Kechaou**, T. Anfray, K. Merghem, C. Aupetit-Berthelemot, G. Aubin, C. Kazmierski, C. Jany, P. Chanclou and D. Erasme:'Improved NRZ transmission distance at 20 Gb/s using Dual Electro-absorption Modulated Laser', *Electronic Letters, Vol 48, No 6 March 2012*

[2]: **K. Kechaou**, F. Grillot, J.G. Provost, B. Thedrez and D. Erasme :'Self-Injected Semiconductor Distributed Feedback Lasers for Frequency Chirp Stabilization', *Optics Express 2012.*

[3]: T. Anfray, C. Aupetit-Berthelemot, D. Erasme , **K. Kechaou**, G. Aubin, C. Kazmierski, and P. Chanclou :'Simulation of SSB-LC with D-EML for extended PON beyond the chromatic Dispersion Limit', *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, Vol 30, No 19, pp 3089-3095, 2012*

Conférences

[4]: **K.Kechaou**, B. Thedrez, F. Grillot, D. Erasme, G. Aubin and C. Kazmierski:'Facet Phase's Influence on Adiabatic chirp and Transmission Penalty for Index-Coupled Distributed Feedback Lasers', *Advanced Electromagnetics Symposuim AES'12, Paris France*

[5]:F.Grillot, J.G. Provost, **K.Kechaou**, B. Thedrez and D. Erasme :'Frequency chirp Stabilization in Semiconductor Distributed Feedback Lasers With external Control', *SPIE photonics west 2012, (invited paper) San Francisco, USA*

[5]: K. Kechaou, B. Thedrez, F. Grillot, D. Erasme, G. Aubin and C. Kazmierski:' Influence of Facet Phases on Adiabatic Chirp Behavior of Index-Coupled Distributed-Feedback Lasers', *IPC'12, San Francisco, USA.*

[6]: **K. Kechaou**, T. Anfray, K. Merghem, C. Aupetit-Berthelemot, G. Aubin, C. Kazmierski, C. Jany, P. Chanclou and D. Erasme:'First Demonstration of dispersion limit improvement at 20 Gb/s with a Dual Electroabsorption Modulated Laser', *OFC'12 OTh3F.1, Los Angeles USA*

[7]: **K.Kechaou**, T. Anfray, K. Merghem, C. Aupetit-Berthelemot, G. Aubin, C.Kazmierski, C. Jany, P. Chanclou and D. Erasme:'NRZ Transmission Range Record at 40-Gb/s in Standard Fiber Using a Dual Electro-absorption Modulated Laser', *ECOC 2012*

[8]: F. Grillot, J.G Provost, **K. Kechaou**, D. Erasme et B. Thedrez: ' Contrôle de la dérivé en fréquence dans les lasers DFB à puits quantiques retro-actionnés optiquement', *30 iéme Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG Marseille 2011*

[9]:**K. Kechaou**, D. Erasme, B. Thedrez, F. Grillot, G. Aubin et C. Kazmierski: 'Modèlisation d'un laser modulateur integré à modulation duale (D-EML)' *30 iéme Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG Marseille 2011*

[10]: T. Anfray, C. Aupetit-Berthelemot, D. Erasme, **K. Kechaou**, G. Aubin, C. Kazmierski, A. Garreau et P. Chanclou :'Simulations de performances à 10 Gb/s d'un laser controlé en chirp associé à modulateur électroabsorbant pour l'augmentation des distances de transmission sans compensation de dispersion chromatique'*, (PLUMEE 2011), Limoge, France, 30 Mai – 1 Juin 2011*

[11]:**K. Kechaou**, F. Grillot, J.G Provost, D. Erasme et B. Thedrez: ' Stabilisation de la dérive en fréquence dans les diodes lasers semiconductrices soumise à une force de rappel optique, *31 iéme Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG Lyon 2012*

[12]:**K. Kechaou**, T. Anfray, K. Merghem, C. Aupetit-Berthelemot, G. Aubin, C. Kazmierski, C. Jany, P. Chanclou and D. Erasme:'Extension de portée de transmission à 20 et 40 Gb/s par modulation duale d'un laser modulateur intégré (D-EML)',*31 iéme Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG Lyon 2012*

[13]: T. Anfray, C. Aupetit-Berthelemot, D. Erasme , **K. Kechaou**, G. Aubin, C. Kazmierski, and P. Chanclou :'Influence du profile de chirp du modulateur électro-absorbant sur les performances de la modulation duale utilisant un D-EML à 10 Gb/s'*, 31 iéme Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG Lyon 2012*

Liste des acronymes

AM	*Amplitude Modulation*
AR	*Anti-Reflection*
AM	*Amplitude Modulation*
ASK	*Amplitude Shift Keying*
AWG	*Arbitrary Wavform Generator*
BER	*Bit Error Rate*
CCR	*Chirp to Current Ratio*
CML	*Chirp Managed Laser*
CPR	*Chirp to Power Ratio*
CW	*Continuous Wave*
DFB	*Distributred FeedBack*
DSB	*Double Side Band*
DML	*Directly Modulated Laser*
D-EML	*Dual Electro-absorption Modulated Laser*
EPON	*Ethernet Passive Optical Network*
EAM	*Electro-Absorption Modulator*
EML	*Electro-absorption Modulated Laser*
EVM	*Error Vector Magnitude*
EDFA	*Erbuim Doped Fiber Amplifier*
ER	*Extinction Ratio*
FP	*Fabry Perot*
FSK	*Frequency Shift Keying*
FTTH	*Fiber To The Home*
FM	*Frequency Modulation*
FSR	*Free Spectral Rangle*
GPON	*Gigabit Passive Optical Network*
HR	*High Reflection*
ISI	*Inter Symbol Interference*

IM	*Intensity Modulation*
MAN	*Metropolitan Area Netowrks*
MZM	*Mach-Zehnder Modulator*
MQW	*Multiple Quantum Well*
LSB	*Low Sideband*
LiNbO3	*Lithiuim Niobate*
NGPON	*Next Generation Passive Optical Netwrks*
NRZ	*Non Return to Zero*
OOK	*On/Off Keying*
OFDM	*Orthogonal Frequency Division Multiplexing*
OSA	*Optical Spectrum Analyser*
PMD	*Polarisation Mode Dispersion*
PRBS	*Pseudo Random Binary Sequence*
PS	*Phase Shifter*
PIC	*Photonic Integrated Circuit*
QPSK	*Quadrature Phase Shift Keying*
QCSE	*Quantum Confined Stark Effect*
QAM	*Quadrature Amplitude Modulation*
QW	*Quantum Well*
RoF	*Radio over Fiber*
RF	*Radio Frequency*
SMF	*Single Mode Fiber*
SSB	*Single Side Band*
SOA	*Semiconductor Optical Amplifier*
SMSR	*Side Mode Suppression Ratio*
SSR	*Sideband Suppression Ratio*
SHB	*Spatial Hole Burning*
SCH	*Sperate Confinement Heterostructure*
TDM	*Time Division Multiplexing Access*
TS	*Time Slot*

TMM	*Transfer Matrix Method*
USB	*Upper Side Band*
VOA	*Variable Optical Attenuator*
VNA	*Vector Network Analyser*
WDM	*Wavelength Division Multiplexing*
XGPON1	*10 Gigabit Passive Optical Network*